
Inhalt

1	Einleitung	3
2	Experiment und Methode	7
2.1	Asymmetrische Systeme	7
2.2	Das ALADIN Spektrometer	10
2.3	Anforderungen an ein Spektrometer - Experiment	12
2.4	Detektoren des Spektrometers	14
2.4.1	Die Strahlzähler	14
2.4.2	Das Leichtteilchenhodoskop	16
2.4.3	Die TP-MUSIC	17
2.4.4	Die Flugzeitwand	19
2.5	Datenaufnahme	32
2.5.1	Signalverarbeitung	32
2.5.2	Trigger	34
3	Datenanalyse	37
3.1	Normierung	37
3.2	Zeitverhalten und Zeitkalibrierung	38
3.3	Teilchennachweis	41
3.4	Amplitudenverhalten und Ladungskalibrierung	42
3.5	Effizienz	47
4	Selektion der Projektilfragmente	50
4.1	Akzeptanz des Spektrometers	50
4.2	Identifikation der Projektilquelle	51
4.3	Akzeptanz für Projektilfragmente	55
4.4	Inklusive Ladungsverteilungen	57

5	Klassifikation der Kollisionen	59
5.1	Ereignis - charakterisierende Observable	60
5.2	Korrelation der Observablen	65
5.3	Rekonstruktion des Stoßparameters	68
5.4	Identifikation der Ausgangskanäle	74
5.5	Z_{bound} - Spiegelbild des Projektilspectators ?	77
6	Multiplizität mittelschwerer Fragmente	84
6.1	M_{imf} - Z_{bound} - Korrelation	84
6.2	Optimaler Stoßparameter zur IMF - Produktion	87
6.3	$\langle M_{imf} \rangle$ - Z_{bound} - Universalität	89
6.4	Momente der IMF - Multiplizität	91
7	Diskussion	95
7.1	Vergleich mit Modellrechnungen	96
7.1.1	Sequentieller, binärer Zerfall	97
7.1.2	Simultane Fragmentation	98
7.2	Ausblick	101
8	Literaturverzeichnis	103

1 Einleitung

Seit langer Zeit ist bekannt, daß Kerne aufgrund innerer Anregung zerfallen können. Zerfallsmoden wie die Spaltung, die Emission von Nukleonen oder He - Kernen, die bereits bei geringen Anregungsenergien auftreten, wurden in zahlreichen Experimenten untersucht und sind heute gut verstanden. Zu Beginn der achtziger Jahre wurde erstmals ein neues Phänomen, der Zerfall von hochangeregter Kernmaterie in *mehrere* mittelschwere Fragmente beobachtet. Als mittelschwere Fragmente (*intermediate mass fragments, IMFs*) bezeichnet man im allgemeinen solche Fragmente, die schwerer sind als typische Evaporationsprodukte ($Z \geq 2$), aber leichter als Spaltfragmente. Vermutungen aufgrund statistischer Modellrechnungen, daß die Multifragment - Produktion bei Anregungsenergien von etwa 1 MeV pro Nukleon einsetzen sollte [Bon85,Gro85], wurden experimentell bestätigt [Tro89]. Mit wachsender Anregungsenergie erwartet man eine Zunahme der Fragmentmultiplizitäten und der Häufigkeit der IMF - Produktion. Übersteigt jedoch die Anregungsenergie die totale Bindungsenergie des Kerns wesentlich, so wird er eher vollständig in einzelne Nukleonen zerfallen. Es wird daher vermutet, daß in einem Zwischenbereich beim Aufbruch in komplexe Fragmente ein Maximum der IMF - Multiplizität auftritt.

Das Auseinanderbrechen hochangeregter Kernmaterie in zahlreiche komplexe Bruchstücke ist ein hochinteressantes Phänomen. Es wird vermutet, daß die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß von der Zustandsgleichung der Materie im Bereich niedriger Dichten abhängt [Ber83,Cug84,Hei88,Sur89]. Vielfach wird auch über einen möglichen Phasenübergang in der Kernmaterie und die Sensitivität von Fragmentverteilungen auf diesen Prozeß spekuliert [Sie83,Por89]. Trotz vieler Ideen und zahlreichen Modellen ist jedoch eine fundierte theoretische Behandlung der Prozesse der Fragmentbildung bis zur Entstehung beobachtbarer Fragmente bis heute nicht gelungen. Eine der grundlegenden Fragen ist dabei, ob es sich bei dem Aufbruch um eine sequentielle [Mor75] oder simultane [Bot85,Bon85,Gro85] Emission dieser Fragmente handelt. Bei einer sequentiellen Emission verläuft der Aufbruch in einer Kette von binären (Spalt)reaktionen, während deren Verlauf jedes Fragment je nach der ihm verbliebenen Anregungsenergie ein weiteres Mal spalten oder leichte Teilchen evaporieren kann. Ein gleichzeitiger Aufbruch würde hingegen eine völlig neuartige, als "Multifragmentation" bezeichnete Zerfallsart etablieren, die sich nicht mehr durch die Verallgemeinerung bekannter Zerfallsmoden erklären ließe. Obwohl die experimentelle Nachweis eines solchen Prozesses vielfach diskutiert wird, ist diese Frage bis heute ungeklärt [Poc89,Ceb90,Bou89,Tro87]. Bei hohen Anregungsenergien können die Zeitskalen für die sequentiellen Prozesse extrem kurz werden, so daß eine Trennung der beiden Produktionsmechanismen unter Umständen nicht mehr möglich ist.

Schwerionenreaktionen bieten eine einzigartige Möglichkeit, Kerne experimentell kontrolliert so stark anzuregen, daß Prozesse wie der Zerfall in komplexe Fragmente auftreten. Der enormen Anzahl theoretischer Arbeiten auf diesem Gebiet steht bis heute jedoch vergleichsweise wenig experimentelle Information, besonders im Bereich relativistischer Projektilenergien, gegenüber. Experimente in den vergangenen Jahren haben vor allem zum Verständnis der Prozesse im Bereich der Schwelle zur “Multi - Fragment - Produktion” beigetragen. Zum größten Teil handelte es sich dabei um inklusive Messungen, so daß zwar die Produktion komplexer Fragmente beobachtet und deren Wirkungsquerschnitt bestimmt werden konnte, jedoch nur in geringem Maße Aussagen über Multiplizitäten innerhalb eines Ereignisses möglich waren.

Unter welchen Bedingungen beobachtet man nun die Multifragment - Produktion, und wie müssen diese gewählt werden, um eine maximale IMF - Produktion zu erreichen? Im Verlauf der Kollision zweier Schwerionen werden die Kerne bei Projektilenergien von über $E/A \approx 20$ MeV durch die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie komprimiert und aufgeheizt. Bei Projektilenergien von $E/A < 100$ MeV finden dabei jedoch hauptsächlich Evaporationsprozesse statt, wenngleich bei Projektilenergien von $E/A = 84$ MeV in asymmetrischen Systemen ($^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$) bereits die Produktion von *mehreren* IMFs beobachtet wurde. Ihre mittlere Multiplizität war jedoch mit $\langle M_{imf} \rangle < 2$ gering [Tro87,Tro89]. In diesem Bereich mittlerer Strahlenergien sind die Zeitskalen von Reaktion und Relaxation vergleichbar, so daß Projektil und Target ein zerfallendes System bilden und eine experimentelle Trennung des Ursprungs der Fragmente schwierig oder unmöglich ist. Daher ist ein Anwachsen der IMF - Multiplizitäten bei zentralen Kollisionen sowohl mit der Projektil- als auch mit der Targetmasse festzustellen. So zeigen Reaktionen von $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ bei $E/A = 50$ MeV bereits mittlere Multiplizitäten bis zu sechs IMFs [Bow91a]. Bei Projektilenergien von $E/A = 200$ MeV mit einem schweren System ($^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$) wurde bei zentralen Kollisionen der Zerfall in bis zu 10 IMFs nachgewiesen [Jac88], und Messungen von Warwick und Mitarbeitern [War83] mit asymmetrischen Systemen zeigen, daß die IMF - Produktion auch bei Energien bis zu 2 GeV pro Nukleon noch ein wichtiger Prozeß ist.

Wenngleich die Grenzen fließend sind, muß man generell den nichtrelativistischen Energiebereich ($E/A < 200$ MeV) vom relativistischen unterscheiden. Im nichtrelativistischen Projektilenergiebereich spielen dynamische Effekte, wie die Kompression der Kerne, eine wichtige Rolle, da die Fragmente im allgemeinen bereits vor dem Erreichen des globalen Gleichgewichts emittiert werden. Die Verknüpfung von Kompression und thermischer Anregung erschwert die Interpretation und das Verständnis dieser Prozesse erheblich. Inklusive Messungen zeigen, daß die Wirkungsquerschnitte für IMFs, aber auch andere charakterische Parameter (Coulombenergien, Abfallparameter), im relativistischen Energiebereich kaum noch von der Projektilenergie abhängen [Mil91].

Bei der in diesem Experiment verwendeten relativistischen Projektilenergie ($E/A = 600$ MeV) sind die Reaktionszeiten deutlich kürzer als die Relaxationsvorgänge in Kernmaterie. Deshalb nimmt man an, daß während der Kollision nur die in der Überlappzone von Projektil und Target liegenden Nukleonen miteinander reagieren und eine hoch angeregte "heiße" Zone bilden, während die bei nicht zentralen Stößen eventuell verbleibenden Kernreste ("Spectator") von Projektil und Target von der Kollision zunächst nichts spüren. Erst in einer zweiten Phase der Reaktion, so stellt man sich vor, werden diese Kernreste im wesentlichen über leichte Teilchen aus der heißen Zone angeregt. Man erwartet, daß der Zerfall der Spectator - Kerne zwar von deren thermischer Anregungsenergie und von der Dynamik der Kollision beeinflusst ist, aber nur in geringem Maß von der Kompression. Lange Zeit glaubte man, daß im Verlauf der Kollision auf die Spectatorkerne nur wenig Anregungsenergie übertragen wird. In zahlreichen Experimenten war die Überlappzone von Projektil und Target der Untersuchungsgegenstand, da man von den Spectatoren keine Information über die komplexen Prozesse während der Kollision erwartete. Dabei stand vor allem das Verhalten von Kernmaterie bei Kompression und hohen Temperaturen im Vordergrund, so daß die Experimente im wesentlichen auf den Nachweis der hierbei entstehenden leichten Teilchen ($Z \leq 3$) und Elementarteilchen wie Pionen ausgerichtet waren [Gut89]. Zur Erzeugung hoher Kompressionen wurden vielfach symmetrische Systeme gewählt und bei der Analyse zentrale Kollisionen selektiert. Warwick und seine Mitarbeiter hatten jedoch schon 1983 den Zerfall von schweren Spectatorkernen in mittelschwere Bruchstücke beobachtet und vermutet, daß bei diesen Reaktionen die Spectatorkerne relativ stark angeregt werden [War83].

Vor der Durchführung des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments war nicht klar, ob auf die Spectatorkerne genügend Anregungsenergie übertragen werden kann, so daß ein solcher Kern in *mehrere* mittelschwere Fragmente zerfällt, und, wenn dies der Fall ist, ob der Bereich maximaler Multiplizität erreicht wird. Vermutlich treten Fragmentationsprozesse in diesem Energiebereich auch in nicht - zentralen Stößen auf. Bei Kollisionen von $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ bei $E/A = 200$ MeV steigt die mittlere IMF - Multiplizität mit zunehmend zentraleren Reaktionen zunächst an, bleibt aber dann bei halb - zentralen und zentralen Kollisionen auf einem nahezu konstanten maximalen Wert [Jac88]. Dies unterstreicht die Wichtigkeit bei einem Experiment zur Untersuchung solcher Prozesse, Observablen zur Abschätzung der Stoßgeometrie zur Verfügung zu haben. Unabhängig vom Entstehungsprozeß beeinflussen sich die Fragmente einer Reaktion noch lange nach ihrer Bildung durch die sehr langreichweitigen Coulombkräfte. Bei Fragmenten mit hoher Ladung ist dieser Einfluß besonders wichtig. Es ist daher ohne Modellannahmen nicht möglich, bei Messung von nur einem Teil der Fragmente auf den ursprünglichen Entstehungsprozeß zu schließen. Nur ein Experiment, bei dem alle, oder zumindest alle schweren Fragmente eines Ereignisses nachgewiesen werden, kann über

die Dynamik des Fragmentationsprozesses Aussagen machen. Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment war diese Anforderung sehr gut erfüllt. Bei einer Projektilenergie von $E/A = 600$ MeV wurde die Fragmentation des Au - Projektilspectators unter Verwendung von C, Al und Cu - Targets untersucht. Das Ziel war hierbei, festzustellen, wie die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls in mehrere IMFs und deren Multiplizität von dem Targetkern und der Reaktionsgeometrie abhängt.

Im folgenden Kapitel wird die Meßmethode und das Experiment mit seinen Detektoren vorgestellt. Dabei ist neben der Beschreibung der Flugzeitwand, mit der der Nachweis der Projektilfragmente erfolgte, deren Entwicklung ausführlich dokumentiert, da diese ein wesentlicher Teil dieser Arbeit war. Das daran anschließende Kapitel 3 befaßt sich mit den in der Datenanalyse notwendigen Eichungen und der Effizienz des Flugzeitdetektors. Im Mittelpunkt von Kapitel 4 steht die Beantwortung der Frage, inwieweit das Experiment geeignet ist, den Projektilrest vollständig nachzuweisen. In diesem Kapitel werden auch die inklusiven Ladungsverteilungen vorgestellt. In Kapitel 5 wird versucht, mit Hilfe von geeigneten Observablen die Ereignisse zu charakterisieren. Insbesondere wird gezeigt, daß es möglich ist, die Stoßgeometrie zu rekonstruieren und verschiedene Ausgangskanäle zu identifizieren. Dabei wird auch eine Relation zwischen Stoßparameter, der mittleren Anregungsenergie und dem Auftreten dieser Ausgangskanäle hergestellt. In dem daran anschließenden Kapitel 6 werden die IMF - Multiplizität und ihre Abhängigkeit von den Targets und der Stoßgeometrie vorgestellt. Diese Multiplizitäten werden schließlich im letzten Kapitel mit den Vorhersagen verschiedener statistischer Modellrechnungen verglichen.

2 Experiment und Methode

Bei der Untersuchung der Geschwindigkeits- und Energieverteilungen der emittierten Teilchen wurde in zahlreichen Experimenten die Beobachtung gemacht, daß der Entstehungsort dieser Teilchen im allgemeinen drei (imaginären) Quellen verschiedener Geschwindigkeit zugeordnet werden kann: einer Targetquelle ($v \approx 0$), einer Projektilquelle ($v \approx v_{proj}$), sowie einer intermediären Quelle, deren Geschwindigkeit im Mittel der des Nukleon - Nukleon - Systems entspricht. Die Ursache dieser Erscheinung liegt vermutlich darin, daß bei hohen Projektilenergien die Reaktionszeit kürzer als die Relaxationszeit des Systems ist und somit die beiden Kerne nur in ihrem Überlappbereich miteinander reagieren, während die nicht direkt an der Kollision teilnehmenden Nukleonen ihre ursprüngliche Geschwindigkeit beibehalten. Dieser Sachverhalt kann mit dem sogenannten *Participant - Spectator - Modell* [Wes76] beschrieben werden¹. Im Überlappbereich von Projektil und Target bildet sich in der frühen Phase der Kollision durch die Umwandlung eines beträchtlichen Teils der Strahlenergie in innere Anregungsenergie eine hoch angeregte Zone ("*Participants*"), die sehr schnell unter Emission zahlreicher leichter Teilchen, vornehmlich Neutronen, Wasserstoff- und Heliumkernen, zerfällt. Die nicht an der Reaktion teilnehmenden Reste ("*Spectators*") der beiden Kerne nehmen zunächst wenig Anregungsenergie auf.

2.1 Asymmetrische Systeme

Bei der Untersuchung von Fragmentationsprozessen ist die Verwendung eines möglichst schweren Kerns sinnvoll, da dieser über erheblich mehr Möglichkeiten verfügt, in Bruchstücke zu zerfallen, als ein leichter Kern, und da nur bei zahlreichen Nukleonen die Beschreibung mit makroskopischen Parametern (Kerntemperatur, Zustandsgleichung) gerechtfertigt ist. Ein klares Bild verspricht dabei die Untersuchung des Zerfalls von Spectatorkernen (Primärfragmenten) bei relativistischen Einschußenergien, da hier das zerfallende System durch die kinematische Trennung der Spectator- und Participant - Zonen gut definiert ist. Die Anregung der Primärfragmente erfolgt vermutlich über die aus der heißen Participantzone emittierten Nukleonen. Wie kann aber nun genügend Energie auf einen Spectatorkern übertragen werden, um den Zerfall in mehrere Bruchstücke hervorzurufen? Ein Parameter ist vermutlich die Projektilenergie, da sie direkt mit der inneren Anregung der Participantzone korreliert ist. Zwei weitere wesentliche Größen sind die Asymmetrie des Systems und der Stoßparameter. Bei der Verwendung

¹ Siehe hierzu Abbildung 5.1

eines symmetrischen Systems ist man jedoch auf periphere Stöße eingeschränkt, da nur in diesem Fall größere Kernreste zurückbleiben und da bei zunehmend zentraleren Stößen die Spectatorkerne vermutlich über ihre totale Bindungsenergie hinaus angeregt werden, so daß sie in Nukleonen und leichte Teilchen zerfallen. Eine geeignetere Möglichkeit bietet sich daher in der Verwendung asymmetrischer Systeme.

Um den ursprünglichen Entstehungsprozeß der Fragmente zu erschließen, ist ein möglichst vollständiger Nachweis *aller* Zerfallsprodukte notwendig. Beim Nachweis von Fragmenten, die von dem ursprünglichen Targetkern stammen, tritt nun das generelle Problem auf, daß die Fragmente teilweise sehr niederenergetisch sind. Besonders die schweren Restkerne sind im allgemeinen so langsam, daß sie im Target bereits wieder gestoppt werden und somit das Target gar nicht verlassen. Ein Experiment, das den Nachweis dieser Fragmente zum Ziel hat, erfordert Detektoren mit sehr niederen Ansprechschwellen und die Verwendung besonders dünner Targets. Letzteres verlangt vom Beschleuniger aufgrund der geringen Reaktionswahrscheinlichkeit im Target eine entsprechend hohe Strahlrate. Aber auch bei sehr großem Aufwand gelingt es nicht immer, die Fragmentation eines Kerns durch Nachweis aller Bruchstücke zu dokumentieren.

Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen, wenn statt des Zerfalls des Targetrests der des Projektilrests untersucht wird. Da nun sinnvollerweise das Projektil als schwere Komponente des Systems gewählt wird, entspricht dies lediglich einem Rollentausch von Projektil und Target. Den Beschuß eines leichten Targetkerns mit einem schweren Projektil bezeichnet man als *inverse Kinematik*. Die Vor- und Nachteile dieser experimentellen Technik sollen im folgenden erläutert werden.

Der wesentliche Vorteil besteht darin, daß die vom Projektilrest emittierten Fragmente schon eine gewisse Mindestenergie als "Offset" mitbringen, da sich der Projektilrest mit nahezu Projektilgeschwindigkeit bewegt. Infolgedessen stellen Targetdicke und Detektorschwellen keine Einschränkung mehr dar, so daß es experimentell möglich ist, alle diese Fragmente nahezu unabhängig von ihrer kinetischen Energie im zerfallenden System nachzuweisen.

Fragmente mit $Z \geq 2$ verfügen im Projektilsystem über typische Coulomb - Geschwindigkeiten von etwa 2 - 3 cm/ns. Diese Geschwindigkeit ist im Vergleich zur Strahlgeschwindigkeit ($v_{proj} > 17$ cm/ns) gering, so daß diese Fragmente im Laborsystem in einen engen Kegel um die Strahlachse emittiert werden. H - Isotope treten teilweise auch mit höheren Geschwindigkeiten auf, so daß sie unter größeren Laborwinkeln emittiert werden, aber noch immer stark vorwärts fokussiert sind. Die erforderlichen Detektoren müssen daher lediglich einen geringen Teil des vorderen Raumwinkelbereichs abdecken. Will man alle Fragmente, die beim Zerfall des Projektils entstehen können, nachweisen, so wird der zur Ladungsidentifikation erforderliche dynamische

Bereich sehr groß, so daß er unter Umständen nicht von einem einzelnen Detektor abgedeckt werden kann. Hier erlauben die hohen Fragmentenergien eine serielle Anordnung der Detektoren, die jeweils einen Teilbereich übernehmen.

Es ist allerdings nicht möglich, einen Detektor zu konstruieren, mit dem die Energie eines Fragments nahe der Projektilgeschwindigkeit direkt gemessen werden kann. Das Prinzip eines solchen Detektors basiert bei niederen Energien ($E/A < 200$ MeV) auf der Messung des Energieverlustes in Materie. Zur Energiemessung von Fragmenten mit relativistischen Energien müßten diese Detektoren allerdings so dick ausgelegt werden, daß die Wahrscheinlichkeit für Reaktionen im Detektor Eins wird. Bei Fragmenten mit relativistischen Energien ist es daher besser, den Impuls anstatt der Energie eines Teilchens zu messen. Aus diesem Grund ist ein Spektrometer notwendig. Dies ermöglicht unter Voraussetzung einer Ladungsidentifikation die Messung der Teilchenimpulse und erlaubt nach Messung der Geschwindigkeit der Fragmente die Bestimmung der Masse, der Energie sowie der Emissionswinkel im Ruhesystem. Die Bestimmung der Geschwindigkeiten muß aufgrund der Messung der Flugzeiten der Fragmente erfolgen.

Zwei Mechanismen führen zu einer experimentellen Selektion der Projektilfragmente von anderen Fragmenten. Zum einen unterdrückt der begrenzte Raumwinkel des Spektrometers stark Teilchen, die aus einem anderen System als dem Projektilsystem emittiert werden und daher nicht oder nicht so stark nach vorn fokussiert sind. Zum anderen selektiert der Magnet vorzugsweise Teilchen aus dem Geschwindigkeitsbereich des Projektils.

Ein Nachteil der inversen Kinematik ist, daß Größen im Ruhesystem des Projektils, wie zum Beispiel die kinetische Energie von Fragmenten, nicht so gut und einfach bestimmt werden können wie in einem äquivalenten Experiment in normaler Kinematik. Das hat seine Ursache darin, daß die Impulse im Laborsystem ungefähr im Verhältnis Strahlenergie zu Fragmentenergie (beides pro Nukleon) genauer gemessen werden müssen als bei einer Messung direkt im emittierenden System. Hinzu kommt, daß bei der Rücktransformation vom Laborsystem in das Ruhesystem des Projektils Differenzen großer Zahlen gebildet werden müssen. Daher erfordert ein Experiment in inverser Kinematik von den Detektoren zum Nachweis der Projektilfragmente eine extrem gute Orts- und Zeitauflösung.

2.2 Das ALADIN Spektrometer

Das Experiment besteht aus einem Dipolmagneten sowie vier Detektorsystemen. Mit den Detektoren des Spektrometers können von Fragmenten mit Ladung $Z = 2 - 79$ die Ladungen und die Flugzeiten, bei Fragmenten mit $Z \geq 10$ auch deren Flugbahnen gemessen werden. Aus diesen Größen kann dann der Impulsvektor und die Masse eines Teilchens berechnet werden.

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Experiments. Es ist vollständig in einem Vakuumsystem untergebracht. Die Mitte des Magneten ist 2.5 m vom Target entfernt. Der horizontale Öffnungswinkel des Spektrometers beträgt ungefähr $\pm 10^\circ$, der vertikale $\pm 4.5^\circ$. Die Spektrometerachse ist gegenüber der Strahlachse um 7° - einem typischen Ablenkwinkel - nach links gedreht.

Der **Magnet** hat eine Apertur von $1.5 \times 0.5 \text{ m}^2$ und besitzt ein Biegevermögen von maximal 2.3 Tm. Dies entspricht bei einer Energie von $E/A = 600 \text{ MeV}$ einem Ablenkwinkel von 13° . Während des Experiments wurde der Strahl, wie in der Abbildung eingezeichnet, auf eine durch die Detektoren verlaufende Bahn gebracht.

Etwa 1 m vor dem Target sind in einer kleinen Kammer die **Strahlzähler** aufgebaut. Sie umfassen den Startzähler, der dem Experimenttrigger den genauen Zeitpunkt für den Durchflug eines Strahlteilchens angibt, einen Positionsdetektor, der die Abweichung eines Teilchens von der Strahlachse mißt sowie das Strahlprofil überwacht, und einen Halozähler.

Im Winkelbereich von 640° befinden sich 64 **Si-CsI Teleskope**. Damit können die hauptsächlich aus dem mittleren Rapiditätsbereich stammenden leichten Teilchen, im wesentlichen H- und He-Kerne, nachgewiesen werden.

Hinter dem Magneten ist die Detektorkammer angebracht. Im vorderen Teil befinden sich die drei Ionisationskammern der **TP-MUSIC**. Mit diesem Detektor ist es möglich, mehrere Fragmente der Ladung $10 \leq Z \leq 79$ gleichzeitig individuell zu identifizieren. Über die Driftzeiten können sowohl die Orts- als auch die Winkelkoordinaten jedes dieser Fragmente mit hoher Genauigkeit rekonstruiert werden. Die Detektorkammer ist mit 0.8 atm des Zählgases P10 (90% Ar, 10% CH_4) gefüllt. Um das Zählgas sauber zu halten, ist der hintere Teil der Kammer durch ein dünnes Fenster abgetrennt.

In diesem Teil befindet sich die Flugzeitwand (**TOF**). Sie ist aus zwei Ebenen von vertikal angebrachten Plastikszintillatorstäben aufgebaut, auf die an beiden Enden Photomultiplier aufgeklebt sind. Mit jedem Stab können in diesem Experiment Ladungen bis $Z = 8$ einzeln aufgelöst werden. Damit wird der Ladungsbereich überdeckt, der dem MUSIC - Detektor nicht zugänglich ist. Höhere Ladungen bis $Z = 79$ lassen sich mit einer Ungenauigkeit von ungefähr ± 2 Ladungseinheiten ebenfalls bestimmen. Mit

diesem Detektor kann die Flugzeit und damit über die Bahnlänge die Geschwindigkeit der Fragmente ermittelt werden. Die Flugstrecke beträgt etwa 6 m. Hinter der Flugzeitwand sind desweiteren in Abständen von 10 cm acht horizontal verlaufende Szintillatorstäbe angebracht. Diese dienen zur vertikalen Ortseichung der Flugzeitwand.

Das Experiment wurde mit einem Goldstrahl mit einer Energie von 600 MeV pro Nukleon ausgeführt. Die Targets waren C, Al und Cu. Die Intensität betrug ungefähr 2000 Ionen pro Spill bei einer Spilldauer von etwa 500 ms. Der ALADIN - Magnet wurde bei einem Strom von 1200 A entsprechend einem Biegevermögen von 1.4 Tm betrieben. Der Strahl verfügte über eine magnetische Steifigkeit von 10.1 Tm und wurde dadurch um 8.1° abgelenkt.

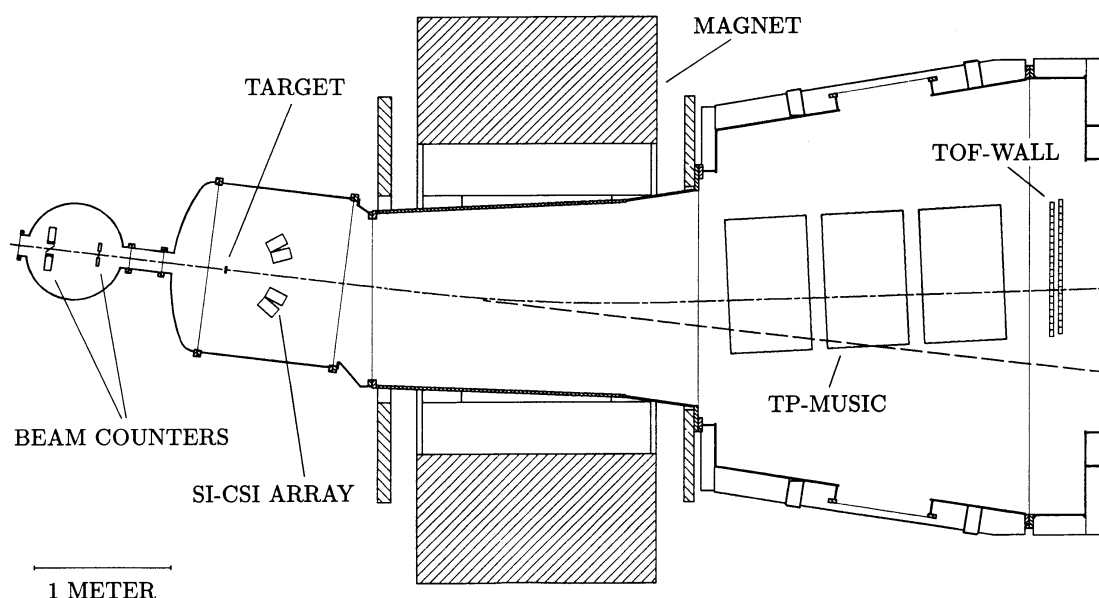


Abbildung 2.1: Das ALADIN Experiment S031. Der Strahl (Au, $E/A = 600$ MeV) kommt von links und trifft nach Durchqueren der Strahlzähler auf das Target (C, Al, Cu). In Vorwärtsrichtung um das Target befindet sich ein Si - CsI - Hodoskop zum Nachweis leichter Teilchen. Der Strahl wird im Magneten um 8.1° nach links abgelenkt und durchquert die Ionisationskammer (TP-MUSIC) sowie die nachfolgende Flugzeitwand (TOF WALL). Die Projekttilfragmente durchfliegen den Magneten je nach Emissionswinkel, Impuls und Ladung auf verschiedenen Bahnen, bevor der Nachweis in den Detektoren erfolgt.

2.3 Anforderungen an ein Spektrometer - Experiment

Den gewünschten Genauigkeiten von Meßgrößen wie Impuls, Geschwindigkeit, Energie und Masse eines Fragments entsprechen direkte Anforderungen an den Aufbau des Experiments und an das Auflösungsvermögen der Detektoren.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse stützen sich im wesentlichen auf Ladungsmessungen. Für ein Spektrometer charakteristische Meßgrößen, wie zum Beispiel der Impuls eines Teilchens, werden nur zu einem geringen Teil verwendet. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit auf eine detaillierte Darstellung der mathematischen Zusammenhänge der Meßgrößen verzichtet. Diese finden sich in [Ala88].

Impulsbestimmung

Der Kernstück des Spektrometers ist der Dipolmagnet. Zwischen der Stärke des Magnetfeldes, der vom Magneten bestimmten Teilchenbahn, der Ladung Z des Teilchens sowie dessen Impuls p besteht ein direkter Zusammenhang. Ein magnetischen Spektrometer mißt die Steifigkeit R eines hindurchfliegenden Teilchens. Sie ist definiert als

$$\vec{R} = \frac{\vec{p}}{Z \cdot e} . \quad (2.1)$$

Für kleine Winkel ist der Ablenkwinkel gerade das Verhältnis von Biegevermögen des Magneten und der Steifigkeit. Die Genauigkeit mit der R bestimmt werden kann ist, da das Magnetfeld sehr genau vermessen werden kann, bei bekannter Ladung nur durch die Kenntnis der Teilchenbahn begrenzt¹. Hierbei muß man grundsätzlich davon ausgehen, daß die Ladung Z eines Fragments diskret identifiziert werden kann, da sonst die Auflösung der Impulse unakzeptabel wird und somit die Vorteile eines Spektrometers als Präzisionsmeßgerät verlorengehen.

Die Messung der Teilchenbahn und der Ladung übernimmt bei dem hier vorgestellten Experiment eine Ionisationskammer (MUSIC). Die MUSIC erlaubt für Ladungen $Z \geq 10$ eine individuelle Ladungsauflösung, so daß bei bekannter Steifigkeit R direkt der Teilchenimpuls berechnet werden kann. Eine Impulsauflösung von 1 % (FWHM) erfordert die Bestimmung der Bahn im Detektor mit einem Ortsfehler von $\sigma_x = 0.4$ mm

¹ Dies setzt voraus, daß die Geschwindigkeit der Schwerionen hoch genug ist um eine vollständige Abstreifung aller Elektronen zu gewährleisten. Diese Bedingung kann damit abgeschätzt werden, daß $\beta \geq Z/137 = \beta_K$ der Geschwindigkeit des K-Elektrons des Ions ist. Für Au-Ionen liegt diese Grenze bei etwa 200 AMeV. Das vorgestellte Experiment ist daher für Projektilenergien unterhalb dieses Wertes nicht geeignet.

und einem Winkelfehler von $\sigma_\alpha = 0.4$ mrad. Diese Genauigkeiten sind mit dem MUSIC Detektor erreichbar. Voraussetzung ist hierbei allerdings, daß die Bahnwinkel nicht durch Vielfachstreuung an Gas und am Eintrittsfenster zu sehr verfälscht werden. Aus diesem Grund muß sich das Target sowie der Bereich zwischen Target und Eintrittsfenster in Vakuum befinden und der Zählgasdruck möglichst niedrig gewählt werden. Desweiteren kann das im Target auftretende Winkelstragging den Impuls eines Fragments verfälschen. Aus diesem Grund dürfen die Targets nicht zu dick gewählt werden. Beim Cu - Target führt die verwendete Dicke von 450 mg/cm^2 bei Au - Kernen zu einer Verschmierung des Impulses von etwa 1 %. Zu einer vollständigen Bahnrekonstruktion muß desweiteren die Position sowie der Winkel zur Strahlachse eines Projektilteilchens am Target bestimmt werden. Diese Messung erfolgt durch die Start- und Positionsdetektoren im Targetbereich.

Massenbestimmung

Zur Bestimmung der Masse wird zusätzlich zum Impuls p die Geschwindigkeit v eines Fragments benötigt. Diese muß aus der Flugzeit und der Länge der Flugbahn berechnet

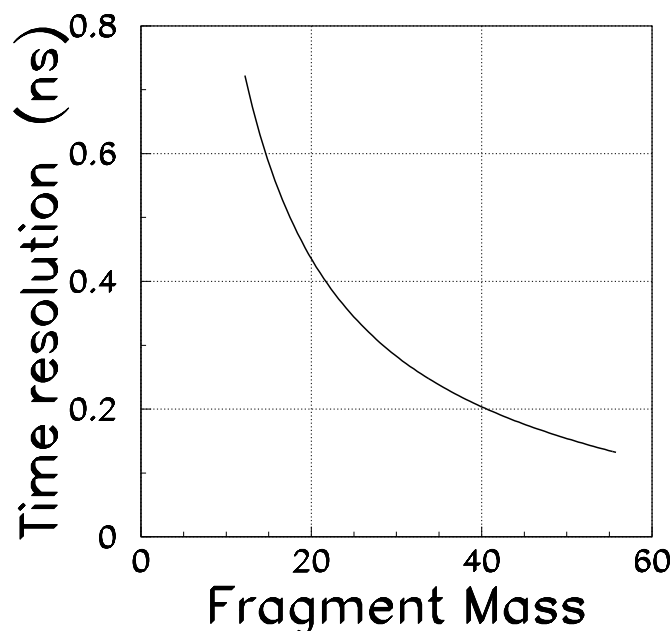


Abbildung 2.2: Erforderliche Zeitauflösung der Flugzeitwand in Abhängigkeit von der Fragmentmasse A für $\Delta A = 1$ bei einer Impulsauflösung von $\Delta p/p = 1\%$.

werden. Hierzu wird beim ALADIN Spektrometer eine Flugzeitwand aus Plastikszintillatormaterial eingesetzt. Die Länge der Flugbahn beträgt für alle Fragmente ungefähr 6 m und ist für Fragmente der Ladung $Z \geq 10$ durch die Bahnrekonstruktion mit dem MUSIC - Detektor sehr gut bekannt. Die Ungenauigkeiten der Geschwindigkeiten werden daher ausschließlich durch die Flugzeitauflösung bestimmt. Die Massen der Isotope mit $Z < 10$ können nicht bestimmt werden, da hierzu keine Bahnrekonstruktion der Fragmente und somit keine Impulsmessung vorhanden ist.

Die Massenzahl A eines Fragments läßt sich aufgrund folgender Beziehung berechnen:

$$A = \frac{p}{\gamma \cdot v \cdot m_{\text{nucl}}} \quad (2.2)$$

Hierbei wirkt sich die Kompression des Geschwindigkeitsbereichs mit dem Faktor γ durch die relativistischen Energien ungünstig auf die erforderliche Auflösung aus:

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\gamma^2 \cdot \frac{\Delta v}{v}\right)^2} \quad (2.3)$$

Eine Trennung der Fragmentmassen ist bei einer Auflösung von $\Delta A = 1$ (FWHM) bei guter Statistik gerade noch möglich. Abbildung 2.2 zeigt die erforderliche Zeitauflösung der Flugzeitwand für $\Delta A = 1$ bei einer Impulsauflösung von $\Delta p/p = 1\%$. Die mit der Flugzeitwand in diesem Ladungsbereich erreichten Zeitauflösungen von $\Delta t \approx 0.2$ ns (FWHM) (siehe Abb. 3.2) sollten daher eine Massenseparation bis $A \leq 40$ erlauben. Es ist klar, daß dies zu einer individuellen Identifikation der Fragmentmassen nicht ausreichend ist. Da die erreichte Zeitauflösung der Flugzeitwand jedoch zum Großteil durch Korrekturen des Walks und der Zeitnullpunkte der Szintillatorstäbe bedingt ist, kann sie mit genaueren Eichungen vermutlich noch verbessert werden.

2.4 Detektoren des Spektrometers

2.4.1 Die Strahlzähler

Der Startdetektor befindet sich 1.24 m vor dem Target. Seine Aufgabe ist es, den Zeitpunkt an dem ein Strahlteilchen das Target passiert, zu bestimmen. Der Detektor besteht aus zwei senkrecht zum Strahl angeordneten Photomultiplerröhren mit sehr guten Zeiteigenschaften, deren Kathoden auf eine diagonal im Strahl stehende, 50 μm dicke Szin-

tillatorfolie blicken. Die Massenbelegung entspricht nur einem fünfundzwanzigstel der des leichtesten Targets (C), so daß Reaktionen in der Folie vernachlässigt werden können. Durch Aufrauen der Szintillatoroberflächen konnte die Lichtintensität um einen Faktor zwei erhöht werden, da dadurch die Lichtleiteigenschaften weitgehend verlorengehen und praktisch alles Licht direkt durch die Oberflächen am Erzeugungsort austritt. Da die Strahlgeschwindigkeit etwa 80 % der Lichtgeschwindigkeit beträgt, erreicht man mit diesem Aufbau, daß eine der Röhren den Triggerzeitpunkt weitgehend unabhängig vom Auftreffort des Strahlteilchens auf den Szintillator bestimmt. Diese Röhre definierte auch den Triggerzeitpunkt der Datenaufnahme. Die Zeitauflösung des Startzählers beträgt ungefähr 100 ps (FWHM).

Zwischen Startzähler und Target befindet sich im Abstand von 82 cm vor dem Target ein Detektor zur Messung der Strahlposition. Er besteht aus einer senkrecht zur Strahlachse stehenden ebenfalls 50 μm dicken Szintillatorfolie, die an ihren vier Seitenflächen von Photomultiplerröhren ausgelesen wird. Über die Zeit- und Amplitudeninformation ist die Position eines Strahlteilchens mit einer Genauigkeit von 0.5 mm (FWHM) bekannt.

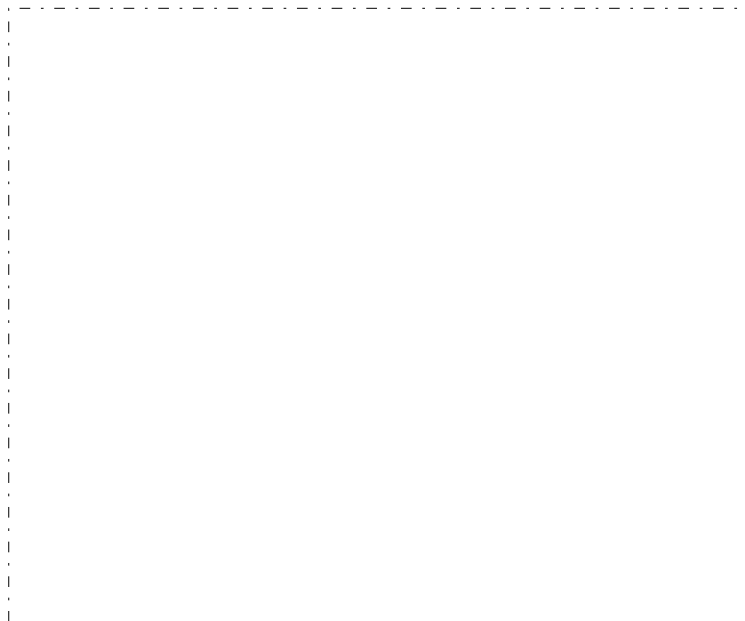


Abbildung 2.3: Anordnung der 64 Leichtteilchenteleskope vom Strahl aus gesehen. Je vier Teleskope sind zu einem Modul zusammengefaßt. Die Targets sind nach oben gefahren und geben den Blick auf die rechteckige Öffnung in der Mitte der Teleskope frei, die zum Durchflug der Fragmente in das Spektrometer bestimmt ist. Direkt hinter dem Hodoskop schließt sich die Öffnung des Magneten an. Im Vordergrund (unten) ist der Halo-detektor zu erkennen.

2.4.2 Das Leichtteilchenhodoskop

Die 64 Si-CsI Teleskope bilden ein komplexes Detektorsystem, das speziell für den Nachweis leichter Teilchen entwickelt wurde [Pin89]. Die Teilchenidentifikation und die Messung ihrer Energie findet nach dem $\Delta E - E$ - Prinzip statt. Das Hodoskop wurden bei anderen Experimenten im Mittelenergiebereich eingesetzt und sind daher für dieses Experiment nicht optimal, jedoch ausreichend geeignet. Ein Element besteht aus einem 300 μm dicken Siliziumzähler und einem dahinter befindlichen 60 mm langen CsI-Kristall, der mit einer Photodiode ausgelesen wird. Die aktive Fläche des Siliziums ist $25 \times 25 \text{ mm}^2$, die des CsI-Kristalls $30 \times 30 \text{ mm}^2$. In den Kristallen können H- und He - Kerne mit Energien bis zu 150 MeV gestoppt werden. Die untere Energieschwelle eines Teleskops liegt, bedingt durch die Dicke des Si - Zählers, bei 10 MeV pro Nukleon. Der Abstand jedes Teleskops vom Target beträgt 35 cm. Abbildung 2.3 zeigt die Anordnung der Teleskope vom Target aus gesehen.

Das Hodoskop deckt den Raumwinkelbereich ab, in dem die aus dem mittleren Rapiditätsbereich stammenden leichten Teilchen hauptsächlich erwartet werden. Die geometrische Akzeptanz des Hodoskops ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Sie beträgt, gemittelt über den gesamten abgedeckten Polarwinkelbereich von $6^\circ - 40^\circ$, etwa 23 %. Normiert auf die gemessene Winkelverteilung erhält man eine Akzeptanz von etwa 30 %.

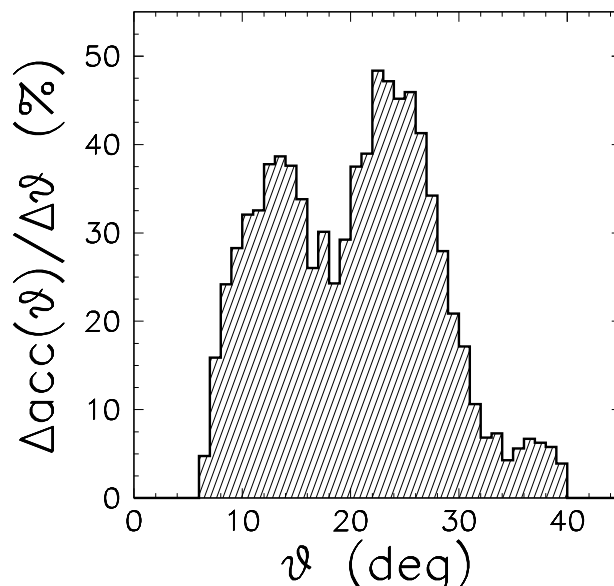


Abbildung 2.4: Akzeptanz der Leichtteilchenteleskope in Abhängigkeit des Polarwinkels ϑ . Über die gesamte Winkelabdeckung von $6^\circ - 40^\circ$ beträgt die Akzeptanz etwa 23 %. Normiert auf die gemessene Winkelverteilung erhält man eine Akzeptanz von 30 %.

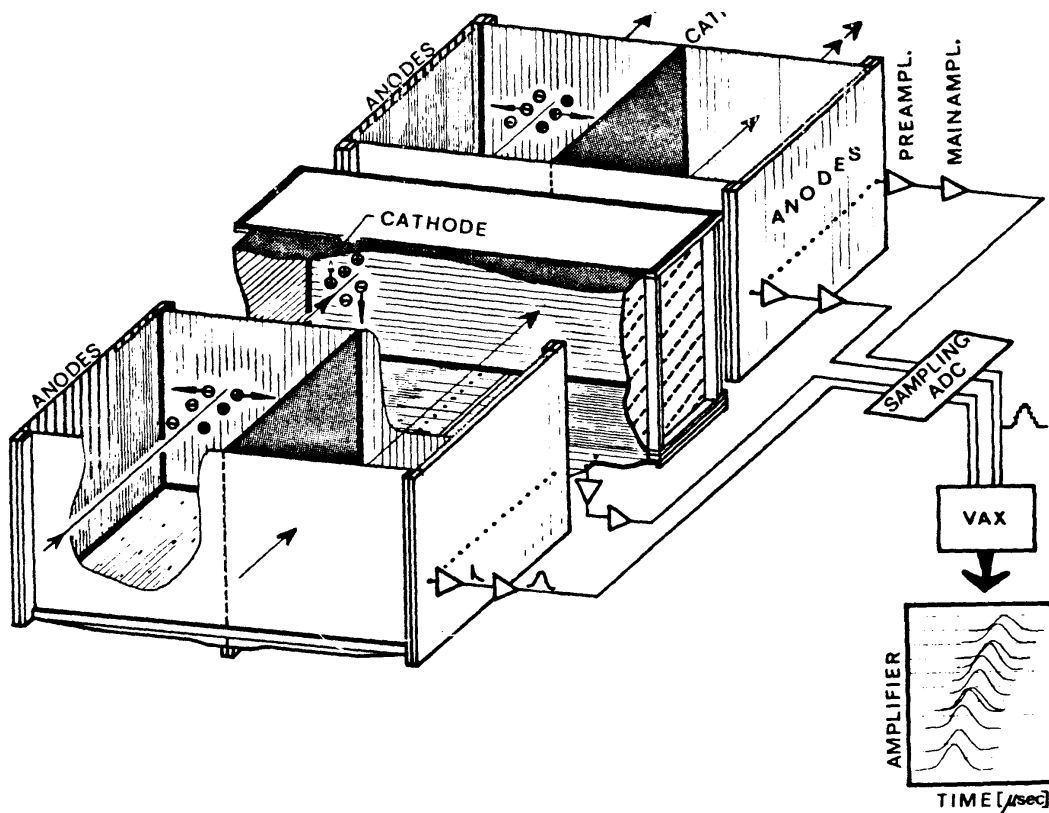


Abbildung 2.5: Schematische Ansicht der **TP-MUSIC**. Der Detektor besteht aus fünf Ionisationskammern, wobei die beiden jeweils äußeren die horizontale und der mittlere die vertikale Position eines Fragments über die Driftzeit messen. Jedes Anodensignal wird nach Verstärkung und Pulsformung durch Vor- und Hauptverstärker alle 50 ns digitalisiert.

2.4.3 Die TP-MUSIC

TP-MUSIC steht für **T**ime **P**rojection - **M**ultiple **S**ampling **I**onisation **C**hamber [Bau87]. Wie Abb. 2.5 zeigt, besteht die MUSIC aus drei Kammern. Die beiden äußeren messen die x-Komponente, der innere die y-Komponente der Flugbahn eines Fragments. Jede der Kammern hat eine aktive Fläche von $100 \times 60 \text{ cm}^2$ und eine Länge von 50 cm. Die x - Kammern sind in der Mitte durch die Kathodenebenen in zwei Ionisationskammern unterteilt, so daß der Detektor insgesamt aus fünf Ionisationskammern besteht. Die Anoden sind in je 16 Streifen mit einer Breite von 3 cm aufgeteilt. Jede Anode mißt die Primäronisation eines durchlaufenden Fragments sowie über die Driftzeit der Elektronen dessen Ort in der jeweiligen Projektion. Aus den zahlreichen Ortsmessungen kann dann der Bahnwinkel berechnet werden. Die Ortsauflösung einer Ano-

de verbessert sich proportional zum Signal zu Rauschverhältnis und ist daher proportional zu $1/Z^2$. Bei der Winkelauflösung dominieren hingegen ab einer Ortsauflösung von $\sigma \approx 1.5$ mm einer Anode die Effekte der Vielfachstreuung am Zählgas und begrenzen sie auf etwa 0.6 mrad bei Normaldruck.

Die Messung der Ladung erfolgt aufgrund des charakteristischen Energieverlusts dE/dx eines Fragments im Zählgas. Die Ladungsauflösung verbessert sich ungefähr mit der Quadratwurzel der Zahl der Anoden. Abbildung 2.6 zeigt die Ladungsauflösung des Detektors bei der Fragmentation von Gold. Jede der Anoden wird mit einem Transientenrekorder ausgelesen. Dadurch ist es möglich bis zu zehn Fragmente je Kammer gleichzeitig zu detektieren. Die Raumladungen, die durch positiv geladene Ionen entstehen, begrenzen allerdings die Zählrate des Detektors für Gold auf wenige kHz.

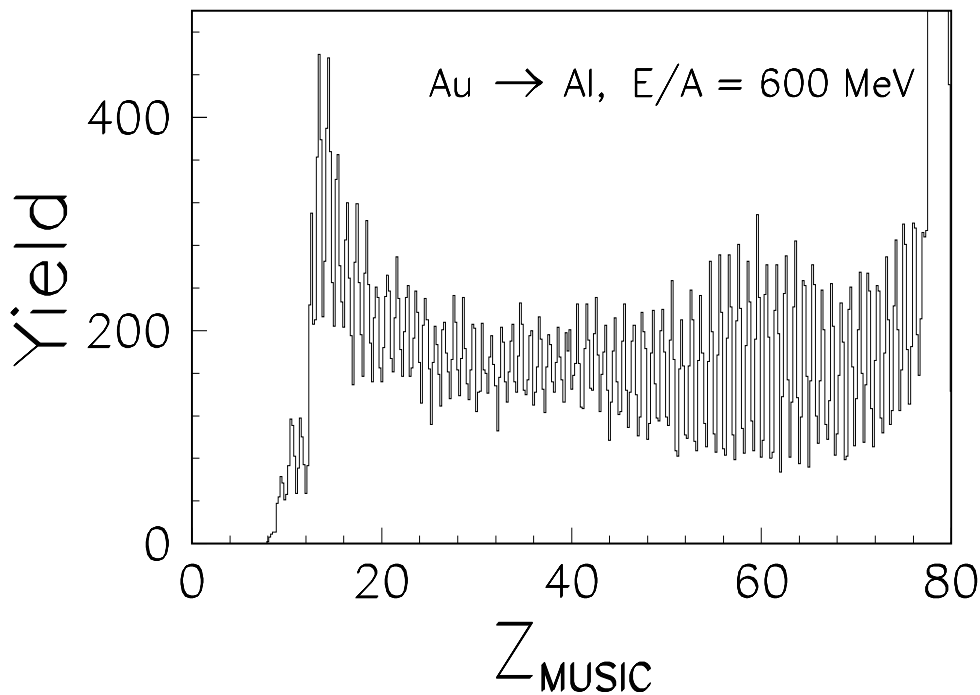


Abbildung 2.6: Ladungsauflösung der **TP-MUSIC** bei der Reaktion $\text{Au} \rightarrow \text{Al}$. Die Ladungen von $Z = 10$ bis $Z = 79$ werden individuell mit $\Delta Z \approx 0.3$ (FWHM) aufgelöst. Die Eichung kann durch einfaches Abzählen vom Maximum bei $Z = 79$ erfolgen.

2.4.4 Die Flugzeitwand

Der Flugzeitwand wird hier besondere Aufmerksamkeit gewidmet, da ihre Entwicklung ein wesentlicher Teil dieser Arbeit war und die Analysen und Resultate in den folgenden Kapiteln zu einem großen Teil auf Messungen mit diesem Detektor beruhen. Die Zeit - und Ladungsauflösung des Detektors ist im Kapitel Datenanalyse in Abbildung 3.2 und 3.4 dargestellt.

Experimentelle Randbedingungen

Durch die geplanten Experimente waren folgende Randbedingungen und Anforderungen an den Detektor vorgegeben:

- aktive Fläche: Höhe 1.1 m, Breite 2.6 m
- Zeitauflösung $\Delta t < 100$ ps (FWHM) für schwere Fragmente ($Z \geq 10$)
- Betrieb im Bereich von 200 mbar bis Atmosphärendruck und auch bei Vakuum
- Nachweis von Fragmenten im Energiebereich $E/A = 200 - 1000$ MeV
- Ladungsidentifikation im Bereich $1 \leq Z \leq 10$
- Zählratenfestigkeit $\approx 10^4$ cps
- simultane Nachweismöglichkeit von etwa 5 - 10 Teilchen
- Ortsauflösung: einige Zentimeter

Hinzu kommen noch weitere, nicht vom Experiment bestimmte Eigenschaften:

- Zuverlässigkeit
- einfache Handhabbarkeit
- gute Diagnostik- und Kalibrierungsmöglichkeit.

Im folgenden soll kurz dargestellt werden, wie die oben aufgeführten Randbedingungen zustande kommen. Detailliertere Angaben finden sich im Proposal der ALADIN Kollaboration [Ala88].

Die Fläche des Detektors ist durch die erwartete Winkelverteilung der Fragmente, sowie durch den Abstand vom Target vorgegeben. Da die Flugzeitwand jedoch eine Komponente eines komplexen experimentellen Aufbaus ist, mußte hinsichtlich ihrer Größe außer auf die eigenen Eigenschaften eine optimale Lösung in bezug auf die anderen

Komponenten des Experiments (Magnet, MUSIC...), deren Anforderungen (Impulsauflösung), sowie der Realisierbarkeit (Größe der Vakuumkammer) gefunden werden. Die Öffnung des Magneten beträgt $50 \times 150 \text{ cm}^2$ (Höhe \times Breite). Da der Abstand des Targets vom Magneten aufgrund der Targetdetektoren mindestens 1 m betragen muß, ist die Winkelakzeptanz in vertikaler Richtung auf $\pm 5^\circ$, in horizontaler auf $\pm 15^\circ$ begrenzt. Die Entfernung Target - Flugzeitwand muß, da sich zwischen ihr und dem Magneten noch die MUSIC mit einer Länge von 2 m befindet, daher mindestens 6 m betragen. Da die Impulsauflösung durch Vielfachstreuung begrenzt ist, muß die MUSIC bei reduziertem Druck betrieben werden. Es ist am günstigsten, die Flugzeitwand ebenfalls bei diesem Druck in der Detektorkammer zu betreiben und nicht ein dickes Fenster, das zwar einen größeren Abstand erlauben, aber auch zusätzliche Wechselwirkungen verursachen würde, abzutrennen. Ein dünnes Fenster ist jedoch sinnvoll, da dadurch das Zählgas nicht durch Ausgasungen aus der Flugzeitwand verunreinigt werden kann und die Verwendung eines anderen Gases (z. B. Stickstoff) die Hochspannungsfestigkeit verbessert. Der Abstand Target - Detektor ist damit auf etwa 6 m festgelegt. Um den Akzeptanzbereich des Magneten zu überdecken, wurde daher eine aktive Detektorfläche von $1.1 \times 2.6 \text{ m}$ geplant. Wie sich bei dem hier vorgestellten ersten Experiment gezeigt hat, kann bei einer Projektilenergie von $E/A = 600 \text{ MeV}$ jedoch schon bei einer Breite von 1 m eine hohe Akzeptanz für Fragmente mit $Z \geq 3$ erreicht werden (siehe Abb. 4.5).

Da der Detektor während des Experiments nicht mehr zugänglich ist, ist eine hohe Zuverlässigkeit besonders wichtig. Die Zählratenfestigkeit ist durch die vom MUSIC - Detektor tolerierte Rate von einigen kHz vorgegeben. Der Bereich der Ladungsidentifikation von $1 \leq Z \leq 10$ sowie die Ortsauflösung sind ebenfalls von der MUSIC bestimmt: ersterer durch die Nachweisschwelle, letztere, da die MUSIC lediglich die Projektionen der Bahn eines Fragments messen kann und somit in manchen Fällen ohne eine zusätzliche Ortsinformation bei mehreren Fragmenten die Bahnen nicht rekonstruiert werden können sind.

Konzept der Flugzeitwand

Aufgrund der großen aktiven Fläche sowie der erforderlichen Zeit- und Ladungsauflösung eignet sich für den Detektor praktisch nur Plastiksintillatormaterial, das mit Photomultipliern (PMTs) ausgelesen wird. Der Detektor benötigt zum simultanen Nachweis mehrerer Fragmente eine Substruktur, wobei keine "toten Zonen" in der aktiven Fläche auftreten dürfen. Eine geeignete Lösung ist die Verwendung von eng aneinanderliegenden Szintillatorstäben, die an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden.

Bei gleicher Granularität besteht die Wahl zwischen einer horizontalen Anordnung langer und dünner Stäbe und einer vertikalen Anordnung kürzerer aber breiterer Stäbe. Letztere ist jedoch günstiger, da man mit Hilfe des Magneten den Strahl auf jeden Stab lenken kann, so daß Eichmessungen relativ einfach sind und man eine direkte Orts-eichung in der Biegeebene des Magneten zur Verfügung hat. Desweiteren gewinnt man an den Enden wegen der geringeren Abschwächungslänge und aufgrund des kürzeren Stabes an Lichtintensität und somit eine bessere Zeit- und Ortsauflösung.

Die Flugzeitwand wurde mit zwei baugleichen Wänden geplant, die jedoch um eine halbe Stabbreite gegeneinander versetzt sind. Obwohl sich der Aufwand dadurch verdoppelt, lohnt sich dies aus mehreren Gründen. Die erforderliche Zeitauflösung von $\Delta t \leq 100$ ps (FWHM) ist ein hochgestecktes Ziel, da außer dem Detektor selbst noch Effekte der Elektronik wie Drifts und Breite der TDC - Kanäle (25 ps) und Ungenauigkeiten der Eichung zur Zeitauflösung beitragen. Eine höhere Genauigkeit läßt sich somit praktisch nur durch eine weitere Zeitmessung in der zweiten Wand erreichen. Der Gewinn beträgt theoretisch einen Faktor $\sqrt{2}$. Eine wesentliche Forderung an den Detektor ist, daß auf der abgedeckten Fläche keine Bereiche reduzierter Effizienz auftreten. Es ist aber zu erwarten, daß Fragmente, die einen Stab am Rand treffen oder, aufgrund ihrer zumeist leicht schrägen Flugbahn, zwei Stäbe nur streifen, falsch identifiziert oder auch gar nicht nachgewiesen werden. In diesem Fall ist die Identifikation durch die zweite Wand noch immer gewährleistet. Die meisten Fragmente werden jedoch in beiden Wänden richtig identifiziert und somit erhöht sich die Granularität des Detektors um fast das doppelte. Ein Vorteil dieser Anordnung ist außerdem eine höhere Zuverlässigkeit, da im Falle des Ausfalls eines Photomultipliers die Akzeptanz des Detektors noch immer nahezu voll erhalten bleibt. Desweiteren bietet diese Anordnung eine einfache Möglichkeit zur Korrektur des Walks (siehe Kap. 3.2).

Die maximale Breite eines Stabes ist von der erwarteten Multiplizität der Projektilfragmente bestimmt. Bei einer Multiplizität von 8 - 10 und einer homogenen Winkelverteilung ist die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit für einen Stab der Breite von 30 mm auf einer Wand etwa 10 %. Einerseits ist es aufgrund der hohen Multiplizitäten günstig die Stäbe möglichst schmal zu wählen, andererseits werden dadurch jedoch die Kosten des Detektors durch die erforderliche große Zahl an PMTs und Kanälen der Ausleseelektronik sehr hoch. Desweiteren sollte, wie später noch erläutert wird, die Breite der Stäbe bei dichter Belegung für eine gute Zeitauflösung ungefähr dem Durchmesser des PMTs entsprechen. Die Flugzeitwand wurde mit Stäben einer Breite von 25 mm geplant. Die Kosten konnten getragen werden.

Szintillator

Als Szintillator wurde BC408 mit einer Abklingzeit von 2.1 ns und einer Absorptionslänge von 380 cm^1 gewählt. Die Abschwächungslänge hängt noch wesentlich von der Dicke und Breite des Szintillators ab und beträgt für einen Stab der Flugzeitwand bei der verwendeten Geometrie etwa 1 m.

Die Länge und die Breite eines Szintillatorstabes sind im wesentlichen, wie bereits dargestellt, durch den experimentellen Aufbau bestimmt.

Die Dicke eines Stabes ist durch den maximalen Energieverlust der schweren Fragmente begrenzt. Dieser beträgt bei einer Dicke von 10 mm für Gold mit einer Energie von $E/A = 200 \text{ MeV}$ bereits 100 AMeV, so daß in diesem Fall ein Au - Kern in der hinteren Wand gerade gestoppt wird. Eine Szintillatordicke über 10mm ist daher nicht sinnvoll. Die Zeitauflösung eines Photomultipliers verbessert sich aus Gründen der Statistik mit der Anzahl der Photonen die auf die Photokathode auftreffen. Für eine gute Zeitauflösung ist daher ein dicker Stab von Vorteil, da so der Energieverlust im Stab und somit die Lichtintensität an den Enden höher ist. Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Wahrscheinlichkeit einer Kernreaktion im Szintillator, da diese die ursprüngliche Ladung verfälscht. Sie beträgt bei einer Dicke von 10 mm etwa 17 % für Au und etwa 10 % für Ca. Zugunsten einer höheren Lichtintensität wurde die Dicke von 10 mm gewählt.

Für eine besonders gute Anpassung sollte der Szintillatorstab nicht breiter als der Durchmesser der Photokathode des Multipliers sein. Da bei einem PMT der Durchmesser der Photokathode stets einige Millimeter geringer ist als der der Röhre, ist in diesem Fall die für eine Wand einfache parallele Anordnung der PMTs an den Stabenden nicht möglich. Eine Lösung wäre, jeden zweiten Stab an seinen Enden aus der Ebene der Wand herauszubiegen und damit die PMTs versetzt anzubringen. Eine Messung mit einem um etwa 30° mit einem Biegeradius von 10 cm gebogenen Stab einer Breite von 25 mm ergab gegenüber einem geraden Stab Lichtverluste von ungefähr 10 %. Zu diesen kamen aber weitere Verluste aufgrund der zusätzlich benötigten Stablänge, so daß der Gesamtverlust 25 % betrug. Da das Langzeitverhalten eines gebogenen Szintillators aufgrund mechanischer Spannungen nicht bekannt ist, wurden ähnliche Lösungen wie etwa ein gebogener Plexiglas - Lichtleiter oder eine 90° - Ablenkung mit Hilfe eines Prismas getestet. Dabei konnten jedoch die besseren optischen Eigenschaften die Verluste an den zusätzlich notwendigen Klebestellen nicht kompensieren, so daß die Resultate mit denen des gebogenen Stabes vergleichbar waren. Ein Nachteil bei all diesen Anordnungen ist der relativ komplizierte mechanische Aufbau.

¹ Abschwächungslänge bei einem unendlich ausgedehnten Szintillator

Eine Möglichkeit die eine lineare Anordnung von PMT und Stab erlaubt, besteht in der Verjüngung des Stabes an den Enden und der Verwendung eines PMTs mit einem kleineren Durchmesser. Bei dem getesteten $3/4$ inch PMT (Hamamatsu R3478) beträgt der Lichtverlust aufgrund der Anpassung bei einem Kathodendurchmesser von 15 mm und einer Stabbreite von 25 mm entsprechend der Flächen etwa 40 %. Wegen der guten Zeiteigenschaften dieser Röhre und aufgrund der mit den anderen zuvor erwähnten Geometrien vergleichbaren Verluste, wurde der Detektor mit 25 mm breiten Stäben und direkt aufgeklebten PMTs dieses Typs geplant. Zur Befestigung wurden die Stäbe so bearbeitet, daß sich die Enden auf einer Länge von 25 mm auf 15 mm verjüngen.

Obwohl der PMT R3478 mit 7 cm relativ kurz ist, gestattete die lineare Anordnung von Röhre und Szintillator aufgrund der begrenzten Höhe der Kammer und des Platzbedarfs der Halterung und Verkabelung eine Stablänge von maximal 110 cm. Dies hat den Nachteil, daß nahe den Enden der Stäbe noch Teilchen auftreten, wo sich das Abschwächungsverhalten aufgrund der wellenlängenabhängigen Absorptionslänge des Szintillators nicht mehr exponentiell mit der Entfernung verhält [Kla82]. Die Bestimmung der Gesamtlichtintensität und somit der Fragmentladung erfolgt durch Bildung des geometrischen Mittels der Lichtintensitäten an beiden Enden eines Stabes und setzt somit ein exponentielles Verhalten voraus. Daher ist für nahe an den Stabenden auftretende Fragmente eine gesonderte Eichung erforderlich.

Photomultiplier

Die wichtigste Voraussetzung an einen zur Zeitmessung geeigneten Photomultiplier (PMT) ist eine kurze Anstiegszeit sowie eine geringe Laufzeitstreuung. Testmessungen wurden im wesentlichen mit drei Typen durchgeführt: dem achtstufigen $3/4$ inch Multiplier R3478 (HAMAMATSU) sowie mit zwei gleich spezifizierten 10-stufigen $1\ 1/8$ inch Multipliern XP2972 (VALVO) und R1398 (HAMAMATSU). Die Anstiegszeit des PMT R3478 beträgt 1.3 ns, seine Laufzeitstreuung 0.36 ns, bei den beiden anderen PMTs betragen diese Werte 2.0 ns und 0.65 ns. Die Verstärkung ist bei allen Typen bei ihrer typischen Betriebsspannung $2 \cdot 10^6$. Sie ist aber kein Kriterium, da die PMTs ohnehin bei weitaus geringerer Verstärkung betrieben werden. Der PMT R1398 wurde bereits in der BEVALAC - Flugzeitwand verwendet und war aus den dortigen Testdaten bekannt. Zu dem aufgrund seiner hervorragenden Daten und dem einfachen mechanischen Aufbau favorisierten $3/4$ inch PMT R3478 war jedoch außer den Datenblättern keine weitere Information vorhanden, so daß mit diesem Typ zahlreiche Messungen im Vergleich mit dem $1\ 1/8$ inch PMT durchgeführt werden mußten.

Der größte Teil der Messungen wurde mit einem N_2 -Laser ($\lambda = 337$ nm) mit einer Pulsdauer von 300 ps zur Simulation des Energieverlustes relativistischer Schwerionen durchgeführt. Hauptkriterium war hierbei meist die Zeitauflösung. Aber auch realistische Tests mit minimal ionisierenden Elektronen in Gießen und mit relativistischen Schwerionen an SATURNE (C, Ne) und am BEVALAC (Au) fanden statt. Bei allen Tests wurden mit dem $\frac{3}{4}$ inch Photomultiplier meist bessere und nie schlechtere Zeitauflösungen gemessen als mit dem $1 \frac{1}{8}$ inch Typ. In Abbildung 2.7 sind die Zeitauflösungen des $\frac{3}{4}$ inch PMT in Abhängigkeit von der Energiedeposition zusammengestellt. Die Meßpunkte der β - Quelle, des Elektronenstrahls und die der Fragmente (außer den Protonen ($E \approx 2$ MeV)) scheinen auf einer gemeinsamen Kurve zu liegen. Es ist ungeklärt, weshalb die Messungen mit dem Laser bessere Zeitauflösungen liefern. Die reduzierte Auflösung bei den H - Isotopen ist auf die ungünstigen experimentellen Bedingungen zurückzuführen. Die Steigung $E^{-1/2}$ der Geraden durch die Punkte der Lasermessungen ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß die Zeitauflösung von der Photonstatistik bestimmt ist.

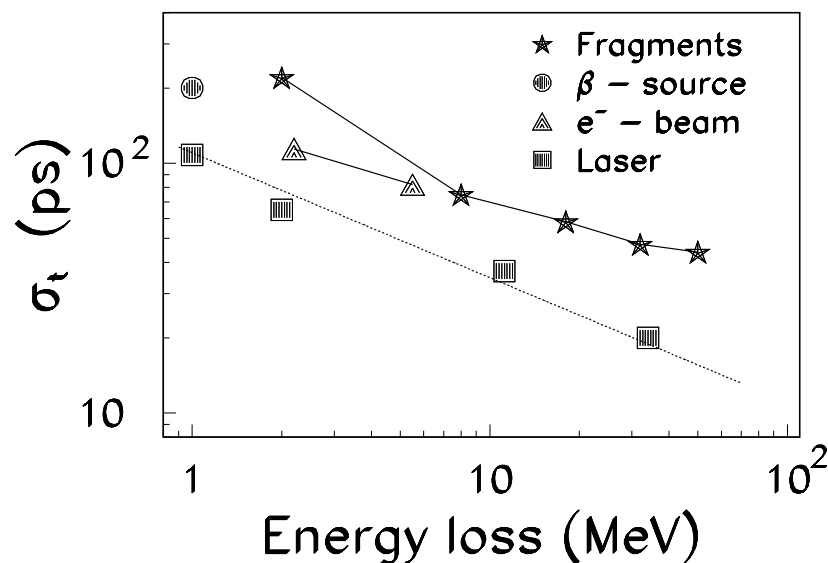


Abbildung 2.7: Zeitauflösung mit einem Prototyp - Szintillatorstab in Abhängigkeit vom Energieverlust. Der Szintillator wurde mit einem UV - Laser, mit minimal ionisierenden Elektronen (zwei Punkte, da der Stab zusätzlich um die Längsachse um 90° gedreht wurde), einer ^{207}Bi - quelle und Kohlenstoff Projekttilfragmenten angeregt. Die verringerte Auflösung für Protonen ($E \approx 2$ MeV) im Vergleich zur Lasermessung kommt vermutlich durch die ungünstigen experimentellen Bedingungen zustande. Die Steigung $E^{-1/2}$ der Geraden durch die Punkte der Lasermessungen ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß die Zeitauflösung von der Photonstatistik bestimmt ist.

Ein Nachteil des PMT R3478 ist seine vergleichsweise geringe Linearität. Um den besten Kompromiß zwischen einer akzeptablen Linearität und einer guten Zeitauflösung zu finden, wurde ein spezieller, in der Verstärkung einstellbarer, Spannungsteiler entwickelt.

Spannungsversorgung

Für eine gute Zeitauflösung ist eine hohe Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode besonders wichtig, da sich dort die durch die verschiedenen Entstehungsorte an der Kathode hervorgerufenen Laufzeitunterschiede besonders drastisch auswirken. Aufgrund seiner kleinen Photokathode erreicht der PMT R3478 eine besonders kleine Laufzeitstreuung und damit eine sehr gute Zeitauflösung. Vom Hersteller wurde ein Spannungsverhältnis von 7-1-1.5-1-1-1-1-1 von der Kathode zur Anode angegeben, bei dem fast die Hälfte der gesamten Betriebsspannung bereits zwischen Kathode und der ersten Dynode abfällt.

Der Nachteil dieser Spannungsverhältnisse ist die reduzierte Linearität des PMT. Die Ladung eines Pulses an der Anode ist theoretisch proportional der Anzahl der Photoelektronen an der Kathode. Diese Linearität ist durch Raumladungen, die sich bei größeren Strömen zwischen den letzten Dynoden zunehmend zu formieren beginnen, begrenzt. Wenn man die Spannungen zwischen den Dynoden nicht konstant hält, sondern sie für die letzten Dynoden zur Anode hin immer mehr ansteigen läßt, kann man eine wesentliche Verbesserung der Linearität erreichen. Von der Herstellerfirma wurde ein weiterer Spannungsteiler verbesserter Linearität mit den Verhältnissen 7-1-1.5-1-1-1.2-1.8-2.4-4.7 vorgeschlagen, bei dem nur noch 1/3 der Betriebsspannung an der ersten Stufe abfällt. Abbildung 2.8 zeigt das Verhältnis der Signale verschiedener Fragmente zum Signal von H - Isotopen für die beiden Spannungsteiler. Während beim ersten Spannungsteiler (Base I) ein deutliches Sättigungsverhalten zu beobachten ist, scheint beim zweiten (Base II) die Amplitude fast linear mit der Ladung anzuwachsen. Theoretisch wird aufgrund der Z^2 - Abhängigkeit der Energiedeposition im Szintillator die gestrichelte Kurve erwartet. Meßwerte, die mit dem 1 1/8 inch PMT XP2972 aufgenommen wurden, liegen bis $Z = 5$ auf dieser Kurve. Dies zeigt außer der deutlich besseren Linearität dieses PMT, daß die Meßwerte nicht von "Quench" - Effekten im Szintillator beeinflusst sind. Die Zeitauflösung verringert sich bei fester Kathodenspannung bei Verwendung der lineareren Version des Spannungsteilers allerdings um 20 - 30 %.

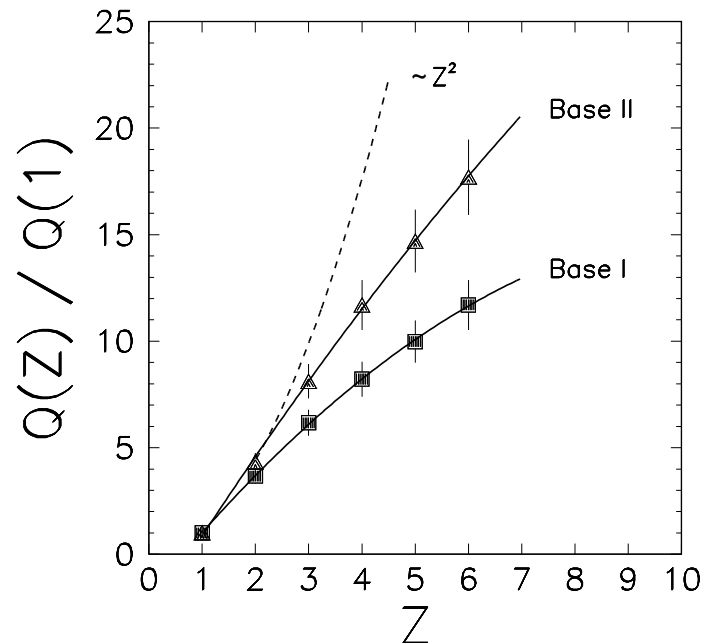


Abbildung 2.8: Verhältnis der Ladung Q an der Anode des $\frac{3}{4}$ -inch Photomultipliers R3478 (HAMAMATSU) für verschiedene minimal ionisierende Fragmente zu der Ladung $Q(1)$ von H - Isotopen. Mit dem neu entwickelten Spannungsteiler (Base II) kann eine wesentliche Verbesserung der Linearität erreicht werden. Aufgrund des Energieverlustes im Szintillator wird eine Z^2 -Abhängigkeit erwartet.

Zum Zeitpunkt der Entwicklung war nicht klar, bei welcher Verstärkung die PMTs betrieben werden sollten, da der dynamische Bereich von H - bis zu Au - Fragmenten nicht bekannt war. Daher wurde an der 1. Dynode ein weiterer Hochspannungsanschluß angebracht, so daß es möglich ist, die Verstärkung eines PMT unter Beibehaltung der Spannung von 550 V zwischen Kathode und erster Dynode extern zu variieren. Die Zeiteigenschaften bleiben somit unabhängig von der Verstärkung. Eine Alternative hierzu wäre die Verwendung einer Zenerdiode zwischen Kathode und erster Dynode gewesen. Da der Widerstand zwischen diesen beiden jedoch bewußt zu groß gewählt wurde, steht diese Möglichkeit noch immer offen.

Ein Problem war die Dimensionierung der Stromstärke im Spannungsteiler, da die dort auftretende Wärmeleistung bei reduziertem Druck auf engem Raum nur schlecht durch Konvektion abgeführt werden kann. Der Pulsstrom, den die Dynoden in die Röhre liefern müssen, kann bis zu 100 mA betragen. Dieser Strom kann für die letzten

Dynoden nicht mehr dem Spannungsteiler entnommen werden, sondern wird für die kurze Pulsdauer (10 - 100 ns) aus Kondensatoren bezogen, die parallel zu den Dynoden angeschlossen sind (siehe Abb. 2.9). Ihre Kapazitäten werden so gewählt, daß sich die Spannung aufgrund der entnommenen Ladung während des Pulses um weniger als 1 % ändert. Die Kapazitäten und der Strom im Spannungsteiler bestimmen die Zeitkonstante mit der die Kondensatoren nachgeladen werden. Bei einer Teilchenrate von 10^4 s^{-1} und einer Pulsladung für Au von $4 \cdot 10^{-9} \text{ C}$ beträgt der mittlere Strom im PMT $40 \text{ }\mu\text{A}$. Da der Strom im Spannungsteiler zur Erhaltung der Spannungsverhältnisse mindestens das hundertfache dieses Stromes betragen sollte [Val87], würde jeder (der über 400 !) Spannungsteiler bereits eine Wärmeleistung von mehreren Watt produzieren.

Um dies zu umgehen, boten sich mehrere Lösungen an. Eine direkte, individuelle Kühlung schien wegen des hohen mechanischen Aufwandes nicht praktikabel. Ebenso wurde von der Verwendung eines "aktiven" Spannungsteilers mit dynamischen Widerständen in Form von Emitterfolgern abgesehen. Eine einfache und passende Lösung war die Verwendung von *Boosterspannungen*, die die letzten vier Dynoden extern versorgen und somit den relativ kleinen Strom von 0.2 mA im Spannungsteiler gestatteten. Ein größerer Wert war nicht sinnvoll, da der Maximalstrom jedes Netzgerätes zur gemeinsamen Versorgung von acht PMTs 2 mA betrug. Die externen Boosterspannungen entsprechen genau den Spannungen am Spannungsteiler und übernehmen damit dessen Aufgabe sobald größere Ströme erforderlich werden. Die Nachladezeit der Puls-kondensatoren ist somit gering und wird im wesentlichen durch den Innenwiderstand der Boosternetzteile bestimmt. Die maximale Zählrate beträgt bei Verwendung der Booster etwa $2 \cdot 10^4 \text{ cps}$ für Au und ist nur noch durch den maximal zulässigen mittleren Röhrenstrom von 0.1 mA begrenzt. Durch die Boosteranschlüsse sind alle PMTs der Flugzeitwand parallel verbunden und werden durch vier externe Netzteile versorgt.

Abbildung 2.9 zeigt die Schaltung des Spannungsteilers. Der Widerstand zwischen Kathode und erster Dynode wurde um $2/3$ größer als vom Verhältnis vorgegeben gewählt. Das Null - Potential von Signal und Hochspannung wurde durch einen Widerstand von $1 \text{ k}\Omega$ separiert, damit Störeinflüsse der Hochspannung nicht in das Anodensignal, das extern mit $50 \text{ }\Omega$ gegen Masse liegt, einkoppeln.

Da der Spannungsteiler nur wenig Raum beanspruchen durfte, wurde er auf einer Keramikplatine in SMD - Technik aufgebaut. Seine Abmessungen einschließlich der Kondensatoren sind nur $22 \times 26 \times 5 \text{ mm}^3$. Die PMTs wurden mit Anschlußdrähten gefertigt, so daß die Platine einfach angelötet und Sockel, die Kontaktprobleme mit sich bringen können, vermieden werden konnten. Ein Vorteil des Keramiksubstrates ist seine hohe Wärmeleitfähigkeit, so daß die Wärme des Spannungsteilers einfach mit einem Kupferband an das Gehäuse (siehe Abb. 2.10) abgeführt werden konnte.

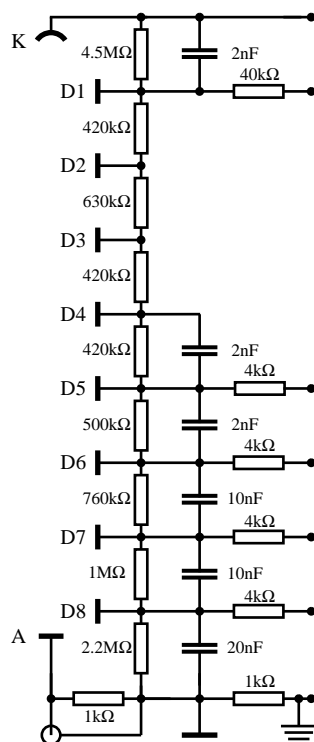


Abbildung 2.9: Spannungsteiler für den Photomultiplier R3478. Mit dem Hochspannungsanschluß an der ersten Dynode ist es möglich, die Verstärkung des Photomultipliers unter Beibehaltung der Spannung zwischen K und D1 und somit der Zeiteigenschaften, extern zu variieren. D5 bis D8 werden extern mit Boosterspannungen versorgt. Dies erlaubt einen niedrigen Strom im Spannungsteiler und daher eine geringe Leistungsaufnahme. Die Masse der Spannungsversorgung ist von der Signalmasse durch einen Widerstand von $1k\Omega$ getrennt um die Einkopplung von Störungen über die Versorgungsleitungen zu unterdrücken.

Detektorstruktur

Die Flugzeitwand wurden in Module zu je acht Stäben untergliedert, wobei jedes Modul eine für sich voll funktionsfähige, mechanisch stabile und leicht zu handhabende Einheit bildet. Dies ermöglicht einen einfachen Auf- und Abbau des Detektors und eine hohe Flexibilität in der Anpassung an das jeweilige Experiment. So können zum Beispiel Module in Strahlnähe problemlos durch Module mit höherer Granularität oder speziellen Eigenschaften ersetzt werden. Desweiteren bietet die achtfach - Struktur eine einfache Anpassung an die binäre Kanalzahl der Datenaufnahme. Abbildung 2.10 zeigt schematisch den Aufbau eines Moduls. Die Stäbe eines Moduls sind mit einer schwarzen Folie aus Kunststoff gemeinsam lichtdicht verpackt und untereinander nur durch eine dünne Aluminiumfolie getrennt. Dies ermöglicht eine dichte Packung der Stäbe. Die Röhren und ihre Spannungsteiler einer Modulseite befinden sich in einem gemeinsamen Gehäuse aus μ - Metall, das zugleich als Abschirmung gegen das Streufeld des Magneten, als elektrische Abschirmung und als mechanischer Schutz dient. Die magnetische Abschirmung geht dabei um 4 cm über den gegenüber magnetischen Einstreuungen sehr empfindlichen Kathodenbereich hinaus und ist daher effektiver als individuelle Abschirmungen.

Die Spannungsanschlüsse jedes Spannungsteilers sind parallel geschaltet, so daß jedes Modul sechs Hochspannungsanschlüsse besitzt. Dadurch kann die Verstärkung der acht PMTs nur noch gemeinsam variiert werden, so daß für ein Modul PMTs gleicher Verstärkung ausgesucht werden mußten. Da sich die Verstärkung bei Änderung der Spannung bei PMTs in der Regel nicht in gleichem Maße verändert, mußten die PMTs eines Moduls so ausgewählt werden, daß ihre Verstärkung im ganzen Betriebsspannungsbereich (1300 - 1800 V) übereinstimmte. Da die Verstärkungen aller PMTs laut Lieferbedingung maximal um einen Faktor 3 voneinander abweichen durften, war diese Auswahl innerhalb weniger Prozent möglich.

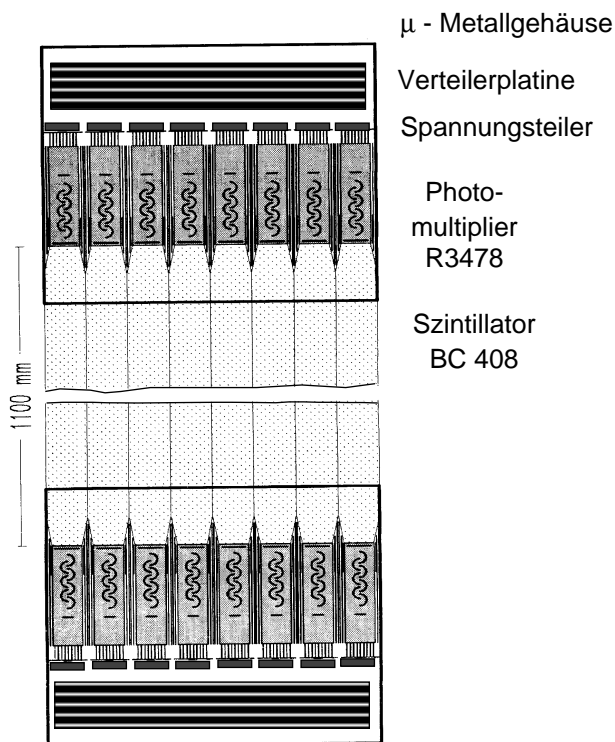


Abbildung 2.10: Die acht Photomultiplier und ihre Spannungsteiler einer Modulseite befinden sich in einem gemeinsamen Gehäuse, das zugleich als Abschirmung gegen das Streufeld des Magneten, als elektrische Abschirmung und als mechanischer Schutz dient. Die Module können problemlos in der Detektorkammer montiert werden und sind durch achtfach Steckverbindungen einfach anzuschließen.

Der gemeinsame Hochspannungsanschluß von je 8 PMTs hat den Vorteil, daß hierdurch die Anzahl der Vakuumdurchführungen und der benötigten Hochspannungsnetzteile reduziert werden kann. Dies birgt jedoch das Risiko, daß bei Hochspannungsüberschlägen oder Problemen mit nur einem Spannungsteiler acht PMTs auf einmal abgeschaltet werden müssen. Die Zusammenlegung aller PMTs des Detektors über die Boosterleitungen ist besonders kritisch, da der Ausfall eines Spannungsteilers im Bereich ab der fünften Dynode die Funktion des gesamten Detektors gefährden und die Kammer während des Experiments nicht geöffnet werden kann. Aus diesem Grund wurden die Boosteranschlüsse einer Modulseite über $1k\Omega$ Widerstände einer Leistung von 0.1 W entkoppelt,

so daß bei einer Stromstärke über 10 mA auf einer Boosterleitung diese "Sicherung" durchbrennen sollte. Über die Boosterleitungen können sich auch Störungen durch Spannungsüberschläge an einem PMT auf alle PMTs des Detektors übertragen.

Aufgrund von Problemen dieser Art, die bei dem ersten Experiment tatsächlich auftraten, werden in zukünftigen Experimenten die Boosterspannungen jeder Modulseite aus der Kammer herausgeführt und extern verbunden.

Das Laserkalibrierungssystem

Es sollen hier nur kurz die wesentlichen Bestandteile und deren Funktion beschrieben werden. Eine detaillierte Darstellung findet sich in [Sch90] und [Hub89].

Zur Eichung, zum Test und zur Überwachung der Flugzeitwand wurde ein Laserkalibrierungssystem entwickelt. Dieses besteht aus einem N₂-Laser und einem System aus Quarzlichtleitfasern welches UV-Lichtpulse auf die Mitte jedes Szintillatorstabes leitet. Die Intensitätsvariation von Stab zu Stab ist dabei kleiner als 10%. Die Wellenlänge des Lichts beträgt 337 nm bei einer Pulsdauer von 3 ns. Mit UV-Licht läßt sich die Szintillation in einem Stab direkt anregen und dadurch das Auftreffen von geladenen Teilchen simulieren. Die Intensität ist mit Hilfe eines Abschwächers stufenlos regelbar und wird mit einer Photodiode überwacht. Dadurch können verschiedene Energiedepositionen und damit verschiedene Ladungen minimal ionisierender Teilchen simuliert werden. Da die Photodiode die Lichtintensität linear wiedergibt, ist die Nichtlinearität der Photomultiplier direkt meßbar und kann zu Eichzwecken verwendet werden. Ob das Verhalten des Szintillators aufgrund von Sättigungseffekten bei Anregung mit schweren Ionen im Vergleich zu UV - Lichtpulsen dasselbe ist, kann allerdings nicht beurteilt werden.

Vor dem Abschwächer wurde mit Hilfe einer dünnen Quarzplatte ungefähr 5 % des Lichts abgezweigt und mit Lichtleitfasern auf einen mit zwei Photomultipliern ausgelesenen Szintillator geführt. Damit kann das Kalibrierungssystem außerdem ein eigenes intensitätsunabhängiges Triggersignal liefern, mit dem es möglich ist, die Amplitudenabhängigkeit der Zeitmessung der Flugzeitwand, den *Walk*, zu bestimmen. Mit der zur Verfügung stehenden Laserenergie (120 µJ) kann allerdings nur ein Bereich bis $Z \leq 20$ abgedeckt werden. Die Langzeitstabilität des Systems beträgt ungefähr 1%.

Die Verwendung von UV-Licht bedingt, daß Standardlichtleiter aus Kunststoff aufgrund der zu hohen Abschwächung nicht geeignet sind. Eine Alternative bietet sich durch Quarzfasern, die allerdings technisch wesentlich schwieriger zu handhaben und zu bearbeiten sind. Das Licht des Lasers wird zunächst in eine etwa 5 m lange und 1

mm dicke Quarzfaser eingekoppelt. In der Faser werden die wenig korrelierten Lasermoden durch zahlreiche Reflexionen gemischt, so daß am Faserende eine räumlich und zeitlich homogene Lichtquelle entsteht. Zur Aufteilung des Lichts wird diese Quelle mit einem Linsensystem auf die Enden eines Bündels aus 0.2 mm dicken Quarzfasern abgebildet. Durch eine Abbildung im Verhältnis 1:2 gelingt eine homogene Ausleuchtung des Bündels. Jede dieser Fasern versorgt ein Modul der Flugzeitwand mit Licht. Direkt am Modul wird das Licht nach dem gleichen Prinzip auf acht weitere Fasern derselben Dicke verteilt, die das Licht dann zur Mitte jedes Szintillatorstabes führen. Der Vorteil dieser zweimaligen Aufteilung liegt in der unkritischen Handhabung der Detektormodule, da sie nur über eine einfache Fasersteckverbindung mit dem Lasersystem verbunden sind. Die empfindliche Kopplung der Fasern an den Szintillator muß dadurch nur einmalig beim Bau eines Detektormoduls durchgeführt werden und die zusätzliche Massenbelegung durch Steckverbindungen an den Stabmitten entfällt. Damit die Lichtverluste nach der zweimaligen Aufteilung des Lichts nicht zu groß sind, müssen effizientere, aber auch aufwendigere Linsensysteme anstatt einfachen Diffusoren verwendet werden.

Die Flugzeitwand im Experiment

Während des Experiments wurde die Flugzeitwand mit einer Kathodenspannung von -1400 V und einer Spannung an der ersten Dynode von -880 V betrieben. Die Booster- spannungen entsprachen den Verhältnissen, die Spannungsteiler Typ II vorgegeben waren. Die Schwellen wurden auf -48 mV eingestellt, was nach 30 m Kabellänge (RG58) ungefähr der Amplitude minimal ionisierender Protonen entsprach.

Die Detektorkammer der Flugzeitwand war ebenfalls mit Zählgas gefüllt, wobei zur Verbesserung der Hochspannungsfestigkeit 10 % Stickstoff zugegeben wurde. Eine reine Füllung mit Stickstoff schien zu riskant, da schon geringe Anteile dieses Gases im Zählgas der MUSIC deren Auflösung verschlechtern. Direkt vor jeder Wand war eine Abschirmung gegen Deltaelektronen aus 0.5 mm starkem Messingblech angebracht. Zu Positionseichungen befanden sich hinter der Flugzeitwand acht horizontal, im Abstand von 10 cm verlaufende Szintillatorstäbe.

2.5 Datenaufnahme

Abbildung 2.11 zeigt die wesentlichen Komponenten der Aufnahmeelektronik. Der Übersichtlichkeit wegen sind folgende Teile nicht dargestellt:

- Komponenten zur Onlineüberwachung, wie Videoscaler oder Strahldiagnostik
- Komponenten, die nicht direkt mit den Detektordaten oder dem Trigger in Verbindung stehen, deren Information aber auf Band geschrieben wurde. Hierzu zählen Pile-up Inspektion, Scaler, Temperatur- und Kabellängendriftüberwachung sowie Strahldiagnostik
- Verzögerungsleitungen und Gate - Generatoren, die die Zeitpunkte der Signale verschiedener Zähler aufeinander abgleichen oder bei Verknüpfungen für den richtigen Überlapp der Signale sorgen.

Es ist jeweils nur ein Kanal pro Detektor aufgeführt. Für Detektoren die mehr als ein Signal liefern, ist die Anzahl der Kanäle (N) angegeben. Diese Signalleitungen sind dicker gezeichnet. Der Schwerpunkt der folgenden Beschreibung wurde auch in diesem Kapitel auf die Flugzeitwand gelegt.

2.5.1 Signalverarbeitung

Zur Verzweigung der 160 Signale der Flugzeitwand in je einen Zeit- und Amplitudenpfad wurden speziell entwickelte Splitboxen verwendet. Jede dieser Boxen übernahm die Signalverzweigung eines Achtfachdetektormoduls. Um möglichst die volle Signalamplitude am Diskriminator zu erhalten, wurden 90 % eines Signals dem Zeitweig zugeleitet. Der Amplitudenweig wurde um einen Faktor zwei verstärkt über eine Verzögerungsleitung einem ladungsempfindlichen ADC (*QDC*) zugeführt. Am *QDC* - Eingang wurden die Signale wieder um einen Faktor drei abgeschwächt und über einen Übertrager galvanisch getrennt auf den *QDC* gegeben. Eine Verstärkung und anschließende Abschwächung der Signale ist sinnvoll, da dadurch Störungen, die von den etwa 60 m langen Verzögerungsleitungen aufgefangen werden, um den Verstärkungsfaktor unterdrückt werden und sich somit die Amplitudenauflösung verbessert. Bei dem *QDC* handelt es sich um einen 13 bit "dual range" FASTBUS *QDC*. Sein großer dynamischer Bereich von 32k Kanälen umfaßte den vollen dynamischen Bereich der Signale von Protonen bis Gold, ohne Einschränkung für die Auflösung. Die Hochspannung der Photomultiplier wurde so eingestellt, daß die Signalamplituden für Gold ungefähr alle gleich hoch waren.

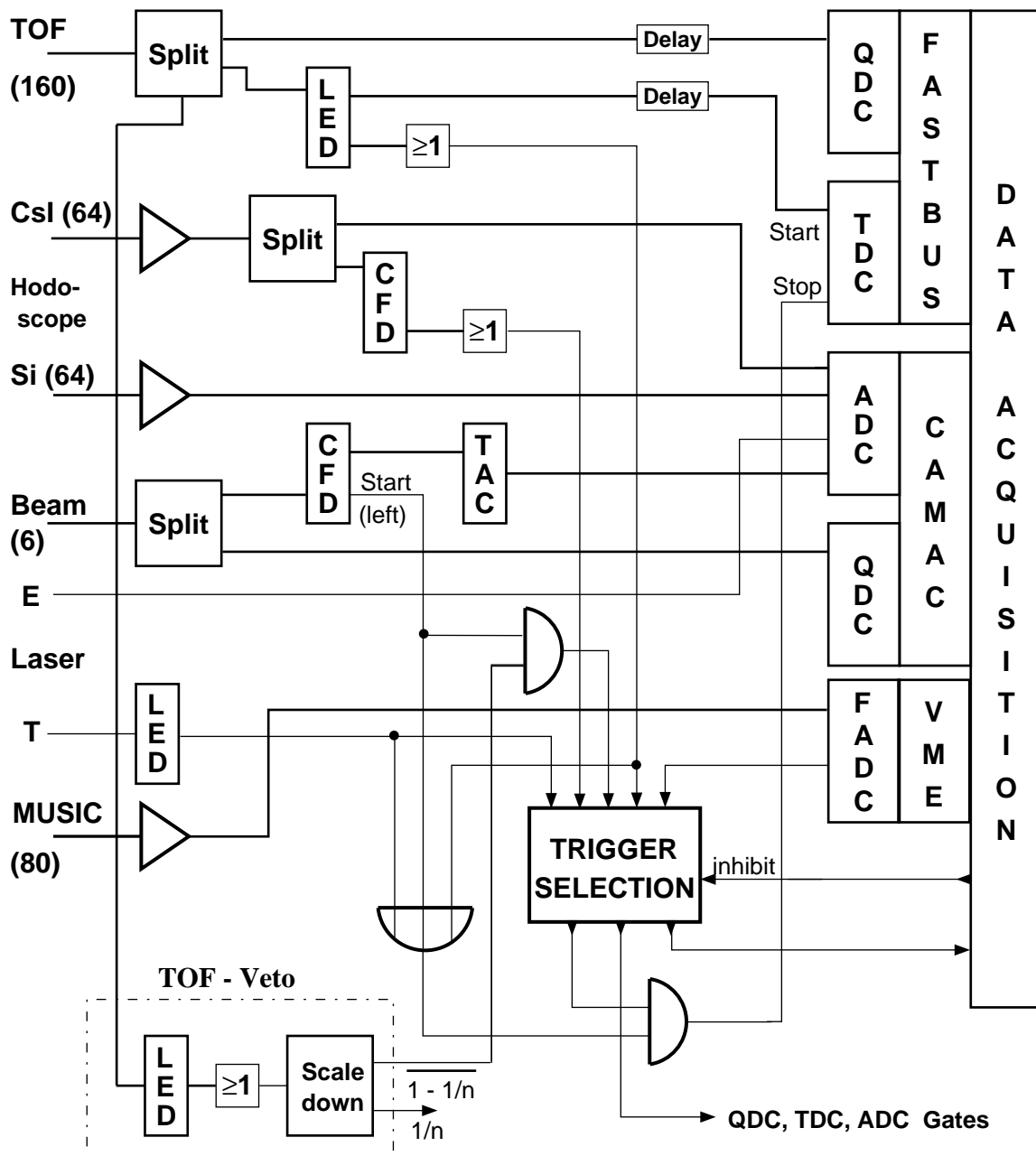


Abbildung 2.11: Schema der Datenaufnahme. Es ist jeweils nur ein Kanal pro Detektor aufgeführt. Für Detektoren, die mehr als ein Signal liefern, ist die Anzahl der Kanäle (N) angegeben. Diese Signalleitungen sind dicker gezeichnet. Die Erklärung der verwendeten Abkürzungen findet sich im Text.

Zur Ableitung eines logischen Zeitsignals wurden Leading Edge Diskriminatoren (*LED*) verwendet. Alle Schwellen wurden auf denselben Wert von -48 mV eingestellt. Dies entspricht ungefähr der Signalamplitude der Protonen. Die Zeitsignale wurden ebenfalls mit Verzögerungsleitungen um etwa 200 ns verzögert. Diese relativ langen Zeiten waren notwendig, da zusätzlich zu der Verzögerung durch die Triggerentscheidung noch eine Vorwarnzeit von 100 ns der TDCs abgewartet werden mußte. Die TDCs wurden mit der Flugzeitwand gestartet, damit nur diejenigen Kanäle angesprochen und ausgelesen werden, zu denen Ereignisse gehören. Der Startzähler diente als Stop. Die TDCs waren ebenfalls FASTBUS Module in 13 bit Version. Allerdings wurden nur die unteren 12 bit mit der besseren Auflösung von 25 ps pro Kanal verwendet. Der dynamische Bereich von 100 ns war für die zu erwartenden Flugzeitunterschiede von etwa 15 ns ausreichend.

Die Signale der Strahlzähler wurden über 50 % Splits ebenfalls in einen Zeit- und Amplitudenzweig aufgeteilt. Die Amplitudensignale wurden, wie auch die vier Signale des Strahlpositionsmonitors, auf einen CAMAC QDC gegeben. Die Zeitsignale wurden mit Constant Fraction Diskriminatoren (*CFD*) in logische Signale gewandelt und mit Zeit - Amplituden - Konvertern (*TAC*) auf ihre Auflösung überwacht. Eines der Startsignale definierte die Systemzeit und war, nur verknüpft über ein "UND" mit der Triggerlogik, direkt mit dem STOP der FASTBUS TDCs verbunden. Dadurch wurden Zeitschwankungen durch die zahlreichen Module der Triggerlogik vermieden. Das Lasersystem der Flugzeitwand stellte ebenfalls ein Startsignal zur Verfügung. Die jeweilige Laserintensität wurde mit einer als Photoelement betriebenen Photodiode gemessen und nach Verstärkung mit einem ADC digitalisiert.

Die 2 x 64 Kanäle des Si - CsI Hodoskops wurden mit ladungsempfindlichen CAMAC ADCs ausgelesen. Damit sie als eigenständiges System geeicht werden konnten, mußte ihnen desweiteren ein eigener Zeit- und Triggerzweig zur Verfügung stehen. Hierzu wurde jedoch nur die CsI - Information verwendet.

Jedes Anodensignal der MUSIC - Kammer wurde nach Verstärkung und Pulsformung durch Vor- und Hauptverstärker mit einem Transientenrekorder (Flash - ADC, *FADC*) alle 50 ns digitalisiert. Auch dieser Detektor benötigte zur Eichung einen eigenen Triggerpfad. Mit einer eingebauten α - Quelle war jeweils in der Zeit zwischen zwei Spills eine laufende Eichung während der Strahlzeit möglich.

2.5.2 Trigger

Die Datenaufnahme erfolgte mit zwei verschiedenen Triggern, einem Flugzeitwand-Veto- und einem Silizium - Vetotrigger. Mit jedem der beiden Trigger wurde etwa die Hälfte der Daten aufgenommen. Beim "Silizium-Veto" handelte es sich um einen

40 x 40 mm² großen, 300 µm dicken Siliziumdetektor, der unmittelbar vor dem Fenster der großen Detektorkammer in Strahlposition angebracht war. Der Zähler bestand aus 5 individuellen horizontalen Streifen. Er war zudem in horizontaler Richtung fahrbar, so daß er gut auf die aktuelle Strahlposition gesetzt werden konnte. Die Diskriminatorschwellen für den Zähler wurden so eingestellt, daß die Diskriminatoren nur für $Z = 79$ oder knapp darunter ansprachen. Dieses Signal wurde als VETO für die Triggerelektronik verwendet. Da Strahlteilchen, die keine Reaktion im Target gemacht hatten, den Vetodetektor vor dem Zählgas und vor dem Eintrittsfenster passieren mußten, konnten Reaktionen, die dort stattfanden, ausgeschlossen werden. Der Vetodetektor, seine Halterung und die Signalleitungen durften nur eine sehr geringe Massenbelegung aufweisen, damit die Fragmente vom Target möglichst unbeeinflußt die Zählerkammer erreichen. Während des Experiments hat sich jedoch gezeigt, daß die Halterung zu dick und zu inhomogen war, so daß sie einen zusätzlichen Untergrund verursachte. Aus diesem Grund wurde beschlossen, einen neuen Experimenttrigger mit der Flugzeitwand zu verwenden.

Das "Flugzeitwand-Veto" arbeitete nach demselben Prinzip wie das "Si - Veto". In Abb. 2.11 ist nur diese Triggerart aufgeführt, da die in dieser Arbeit vorgestellten Daten unter dieser Bedingung aufgenommen wurden. Die Signale der fünf Szintillatorstäbe, die von Strahlteilchen getroffen wurden (3 vorn, 2 hinten), wurden auf Diskriminatoren gegeben, die auf 95 % der Strahlamplitude eingestellt wurden. Nützlich war hierbei, daß die Splitboxen über Ausgänge verfügten, die ein geringfügig integriertes Summensignal der Multiplier jedes Stabes zur Verfügung stellten. Obwohl die Photomultipliersignale bei den schweren Fragmenten schon stark in Sättigung waren, konnte durch die Integration erreicht werden, daß sich dieses Signal noch in der Amplitude mit der Fragmentladung veränderte. Die Diskriminatorsignale wurden nach einer ODER-Verknüpfung als alternatives Veto für die Triggerelektronik verwendet. Mit einer "Scale down unit" wurde erreicht, daß ein konstanter Bruchteil der Vetosignale nicht wirksam wurde, damit die Zahl der Reaktionen auf die Anzahl der Strahlteilchen normiert werden konnte.

Abbildung 2.12 zeigt die mit der Flugzeitwand gemessene Ladungsverteilung für das Cu-Target. Die durchgezogene Linie zeigt direkt den Einfluß der Vetoentscheidung. Da diese Entscheidung auf dem unterschiedlichen Signalverhalten von fünf Szintillationsdetektoren beruht, gibt es keine eindeutige Abschneidekante im Gesamtspektrum. Das stärkste Veto verbietet bereits Ladungen mit $Z > 60$, das schwächste unterdrückt gerade noch den Strahl bei $Z = 79$.

Da die Reaktionswahrscheinlichkeit im Target etwa 2 % betrug, die der Materie zwischen Target und Flugzeitwand jedoch etwa das Doppelte, war die Effizienz des Flugzeitwandtriggers relativ schlecht, wie das schraffierte Histogramm verdeutlicht. Hier wird verlangt, daß in der Ionisationskammer kein Strahlteilchen nachgewiesen wurde. Der Anteil über dieser Kurve muß daher durch Reaktionen von Au-Ionen in der

Flugzeitwand oder in der Materie zwischen MUSIC und Wand stammen. Zur Elimination des Untergrunds aufgrund von Reaktionen in der Materie zwischen Target und MUSIC als auch zwischen MUSIC und Wand, wurde das Leichtteilchenhodoskop bei der Analyse der Daten als "Offline"-trigger benutzt. Durch die Forderung, daß diese Detektoranordnung mindestens ein leichtes Teilchen nachweist, ist die Reaktionszone auf den Targetbereich eingegrenzt. Das eng schraffierte Histogramm in Abb. 2.12 zeigt die drastische Wirkung dieser Bedingung. Insgesamt nur etwa 20 % der aufgenommenen Ereignisse werden in der Analyse verwendet. Wie sich durch Vergleich mit einer Messung ohne Target zeigt, kann der Untergrund damit auf etwa 5 % reduziert werden.

Die direkte Verwendung des Leichtteilchenhodoskops als Reaktionstrigger der Datenaufnahme während des Experiments war nicht möglich, da die erforderliche Eichung zur Diskriminierung des Untergrunds von Delta - Elektronen zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung stand und erst bei der Datenanalyse durchgeführt werden konnte.

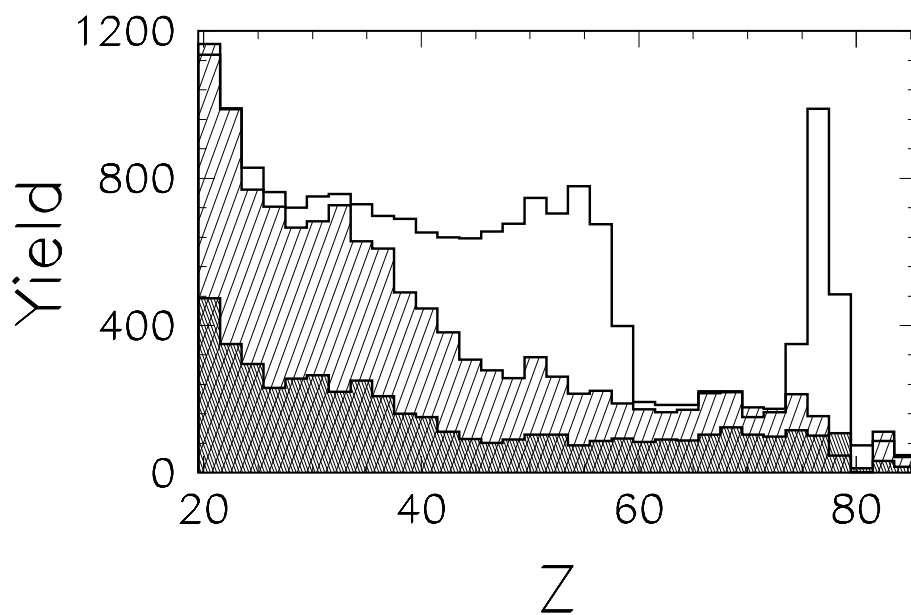


Abbildung 2.12: Ladungsverteilung in der Flugzeitwand zur Illustration der Wirkungsweise des Experimenttriggers. Das oberste Histogramm zeigt direkt den Einfluß des Vetos der Flugzeitwand. Die schraffierte Ladungsverteilung ergibt sich durch die zusätzliche Bedingung, kein Strahlteilchen in der MUSIC nachzuweisen. Bei der Auswertung wurde generell der Nachweis mindestens eines Teilchens im Leichtteilchenhodoskop verlangt (dicht schraffiert). Die Ineffizienz der beiden anderen Triggerarten wird durch Reaktionen des Strahls mit Materie zwischen Target und den Detektoren verursacht.

3 Datenanalyse

Um Verwechslungen mit der Ladung von Fragmenten zu vermeiden wird im folgenden die gemessene Ladung an der Anode eines Photomultipliers mit "Amplitude" bezeichnet. Die wirkliche (Spannungs-) Amplitude wird explizit "Signalamplitude" genannt.

3.1 Normierung

Die folgenden Aussagen gelten für alle in dieser Arbeit auftretenden Wirkungsquerschnitte. Die Normierung basiert ausschließlich auf Messungen mit der Flugzeitwand. Triggerbedingung ist hierbei kein TOF - Veto, verbunden mit dem Nachweis mindestens eines Teilchens in der CsI - Detektoranordnung. Korrekturen auf die geometrische Akzeptanz sowie die Effizienz (Mehrfachtreffer eines Stabes, falsch identifizierte Ladung) der Flugzeitwand sind nicht vorgenommen.

Target	Dicke (mg/cm ²)	$\sigma_{obs., Z \leq 60}$ (mb)	$\sigma_{geom.}$ (mb)	$P_{reac.}$ (%)
C	202 ± 2	1420 ± 10 %	2970	1.9
Al	394 ± 3	1950 ± 10 %	3520	2.2
Cu	458 ± 5	2950 ± 10 %	4360	1.6

Tabelle 3.1: Beobachtete Reaktionswirkungsquerschnitte für die drei Targets C, Al und Cu. Es wurden nur Ereignisse verwendet, die keine Fragmentladung mit $Z > 60$ enthalten, da die Triggerbedingung den Wirkungsquerschnitt für andere Ereignisse verfälscht. Die Reaktionswahrscheinlichkeit ist aus dem geometrischen Wirkungsquerschnitt errechnet.

Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenstellung der für die Normierung wichtigen Informationen. Bei dem beobachteten Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{obs} wurden nur Ereignisse verwendet, die keine Fragmentladung mit $Z > 60$ enthalten, da die Triggerbedingung den Wirkungsquerschnitt für andere Ereignisse verfälscht. Der geometrische Wirkungsquerschnitt wurde unter Annahme eines Nukleonradius von $r_0 = 1.2$ fm berechnet. Insgesamt wurde beim C - Target 64 %, beim Al - Target 70 % und beim

Cu - Target 85 % des geometrischen Wirkungsquerschnitts gemessen. Der Normierungsfehler wird bei allen drei Targets auf etwa 10 % geschätzt. Die Anzahl der den Analysen zugrundeliegenden Ereignisse beträgt etwa 57000 beim Al- und etwa 30000 beim C- und Cu - Target.

3.2 Zeitverhalten und Zeitkalibrierung

Die Zeitauflösung der Flugzeitwand wird außer durch die intrinsische Auflösung eines einzelnen Szintillatorstabes noch durch zwei weitere Faktoren wesentlich bestimmt. Ein Teilchen muß unabhängig von seinem Auftreffort bei gleicher Flugzeit denselben Nachweiszeitpunkt vom Detektor ergeben. Dazu müssen alle Szintillatorstäbe auf einen gemeinsamen Zeitnullpunkt geeicht werden. Desweiteren ist der *gemessene* Zeitpunkt von der auftreffenden Ladung und der Energiedeposition im Szintillator abhängig. Diesen Effekt bezeichnet man als *Walk*. Er entsteht bei der Umwandlung analoger Signale verschiedener Amplituden und Pulsformen in logische Signalpegel, aber auch durch Beiträge amplitudenabhängiger Laufzeiten im Photomultiplier. Da der Walk über den gesamten dynamischen Bereich etwa 3 ns beträgt und sich bei jedem Photomultiplier signal anders verhält, muß eine individuelle Korrektur auf diese Verschiebung durchgeführt werden. Je leichter die ursprünglichen Fragmente sind, umso größer ist die notwendige Walkkorrektur und desto breiter ist die Ortsverteilung der Fragmente auf der Flugzeitwand. Deshalb führen bei leichten Fragmenten die Unsicherheiten bei den Walkkorrekturen der zahlreicheren Stab - zu - Stab Variationen wegen zu einer Verringerung der Zeitauflösung.

Bestimmung des Walks

Die Walkkorrektur muß für jedes Zeitsignal individuell durchgeführt werden. Die Methode nutzt dabei die geometrische Struktur des Flugzeitdetektors aus (siehe Abb. 3.3). Die Flugzeitwand besteht aus zwei hintereinanderliegenden Ebenen, die gegeneinander um eine halbe Stabbreite verschoben sind. Jeder Stab hat also zwei vordere, beziehungsweise hintere Nachbarn. Wird der Strahl mit dem Magneten über die Wand geschwenkt, so gibt es Strahlteilchen, die einen Szintillatorstab nur streifen oder schräg durch die Kanten fliegen und dadurch weniger Energie deponieren. Der Koinzidenzstab sieht hingegen für diese Teilchen die volle Amplitude und liefert dadurch einen festen Zeitpunkt für das Auftreffen. Die Differenz der Zeitsignale der beiden Photomultiplier in Abhängigkeit von der Amplitude kann direkt zur Walkkorrektur verwendet

werden. Hierbei wird angenommen, daß die Signalform von schweren Fragmenten, die wenig Energie im Szintillator deponieren, da sie den Szintillator nur streifen, mit der von leichten Fragmenten, die den Stab voll treffen, übereinstimmt.

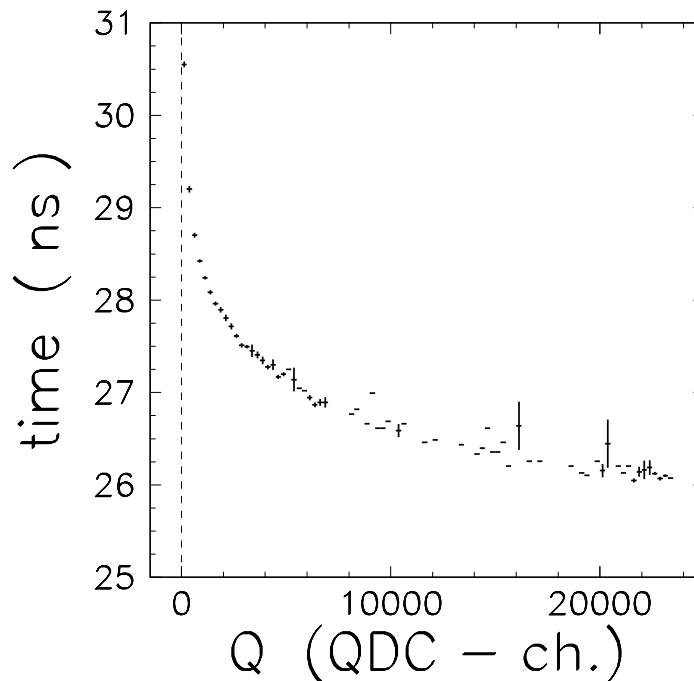


Abbildung 3.1: Walkverhalten eines typischen Photomultipliersignals der Flugzeitwand, wobei das Zeitsignal mit einem "leading - edge - discriminator" abgeleitet wurde. Der Walk von den He - Fragmenten (500 ch) bis zum Gold (22000 ch) beträgt ungefähr 3 ns. Es ist erstaunlich, daß im Bereich der schweren Fragmente noch immer ein signifikanter Walk auftritt, obwohl sich der Photomultiplier bei diesen Ladungen schon stark in Sättigung befindet.

Flugzeiteichung

Bei der Eichung muß für alle Zeitsignale der Flugzeitwand die Zeitdifferenz zum Startzähler bestimmt werden. Dies wurde im Experiment dadurch erreicht, daß man den Goldstrahl mit Hilfe des Magneten horizontal über den Detektor schwenken konnte. Da die Geschwindigkeit nach Berücksichtigung aller Abschwächer (Target, Fenster, Zählgas, ...), der Teilchenenergie und auch die Länge jeder Flugbahn bekannt ist, kann die

Flugzeit zur Mitte jedes Szintillatorstabes berechnet werden. Damit ist für jeden Photomultiplier ein fester Zeitabstand definiert, der die Messung der Flugzeit von Fragmenten gestattet. Um die Unabhängigkeit der Flugzeit vom vertikalen Auftreffort zu gewährleisten, wird das arithmetische Mittel der Zeitwerte der oberen und der unteren Röhre eines Stabes gebildet. Die Genauigkeit der Messung der vertikalen Position y_t ist, da diese über die Laufzeitdifferenz des Lichts und dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator von 19.2 cm/ns berechnet wird, ebenfalls durch die Zeitauflösung bestimmt.

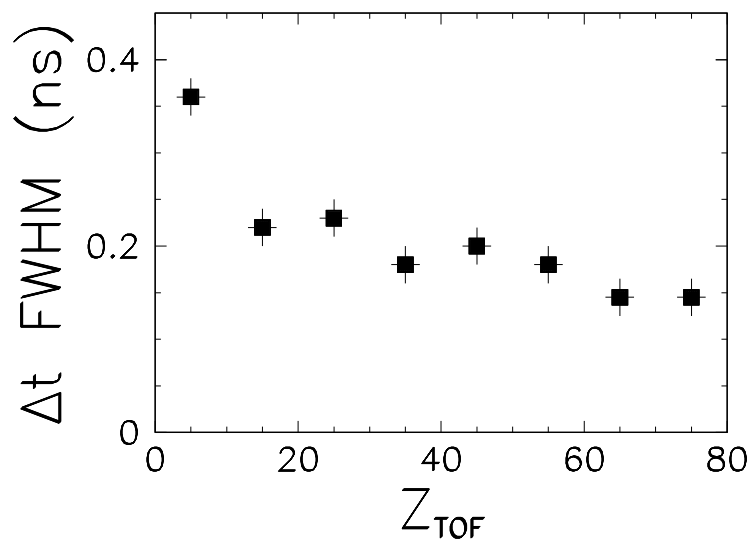


Abbildung 3.2: Zeitauflösung der Flugzeitwand für verschiedene Ladungsintervalle. Die zu einer Massenauflösung bis $A \approx 40$ erforderliche Zeitauflösung von 200 ps wird gerade erreicht. Im Ladungsbereich $2 \leq Z \leq 10$ ist die Ladungsauflösung durch die großen Walkkorrekturen zusätzlich reduziert.

Eine weitere Möglichkeit der Flugzeiteichung besteht darin, über das Lasereichsystem eine zeitliche Relation zwischen den Detektoren herzustellen. Diese Differenzen werden dann auf den Stab bezogen, der sowieso immer vom Strahl getroffen wird und damit automatisch flugzeitgeeicht ist. Da mit dem Laser nur etwa 20 % der Strahlamplitude erreicht wird, hat diese Methode den Nachteil, daß die mit dem Laser erzeugten Zeitpunkte auf den Walk korrigiert werden müssen. Dies setzt jedoch voraus, daß der Walk für jede Röhre bereits bekannt ist, und daß der Walk von Fragmenten mit dem des Lasers übereinstimmt. Die Abweichung schwankt stark von Multiplier zu Multiplier und ist typisch 250 ps (FWHM), es treten aber auch Werte bis zu 1 ns auf.

3.3 Teilchennachweis

In diesem Kapitel wird die Wirkungsweise des Detektors beim Teilchennachweis aufgrund seiner zweilagigen Struktur erörtert. Eine quantitative Darstellung von Fehlidentifikationen erfolgt im Kapitel 3.5.

Die Flugzeitwand besteht aus zwei Ebenen von je 40 vertikal angebrachten Szintillatorstäben mit einer Breite von 25 mm. Die Ebenen sind gegeneinander um eine halbe Stabbreite verschoben. Ihr Abstand beträgt 2.5 cm. In Abbildung 3.3 ist ein Ausschnitt der Flugzeitwand aus der Sicht von oben im Maßstab 2:1 dargestellt.

Ein Fragment, das jeweils genau einen Stab der vorderen und der hinteren Wand durchquert, kann im Rahmen der Ladungsauflösung eindeutig mit einer horizontalen Ortsauflösung von $\Delta x = \pm 6.25$ mm identifiziert werden. In diesem Fall wird grundsätzlich die vordere Ebene zur Ladungsinformation herangezogen, da Kernreaktionen in dieser Ebene die Amplitude im hinteren Stab verfälschen können. Es treten allerdings zusätzlich komplexere Fälle auf, bei denen ein Teilchen unter Umständen nicht oder falsch identifiziert wird. Generell können zwei Fälle kaum unterschieden werden:

1. Ein Fragment fliegt streifend zwischen zwei Stäben hindurch
2. Zwei oder mehr Fragmente treffen in einem horizontalen Abstand von $\Delta x < 25$ mm auf der Flugzeitwand auf.

Beide Fälle treten etwa mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auf, so daß es nicht möglich ist, einen zugunsten des anderen zu vernachlässigen. Der erste Fall kommt weniger durch die Lücke von $\Delta b \approx 0.2$ mm zustande, sondern vielmehr durch eine schräge Flugbahn eines Teilchens durch den Detektor. Dies ist besonders für leichtere Fragmente ($Z < 10$) der Fall, da sie eine relativ breite Winkelverteilung haben und somit Auftreffwinkel bis zu 5° möglich sind. Dieselbe Signatur - eine große Amplitude in einem Stab der einen und eine kleine in den zwei zugehörigen Stäben der gegenüberliegenden Wand - kann sich zeigen, wenn zwei Fragmente denselben Stab treffen. Auch dieser Fall tritt im Bereich der leichten Fragmente aufgrund der höheren Multiplizitäten häufiger auf.

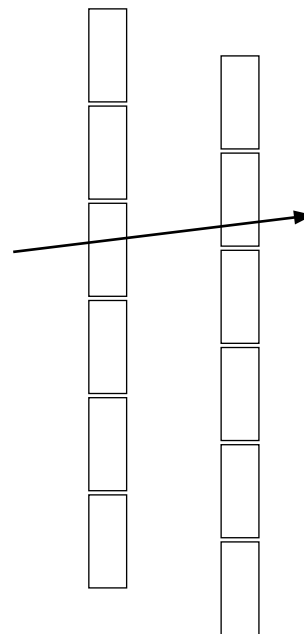


Abbildung 3.3: Ausschnitt der Flugzeitwand aus der Sicht von oben. Ein einzelnes Fragment, das die Flugzeitwand so (Pfeil) durchquert, kann immer eindeutig identifiziert werden.

Das Analyseprogramm wählt im Fall von Zweideutigkeiten immer den Stab mit der jeweils größeren Amplitude und verwirft die beiden dazu koinzidenten Signale. Dadurch werden Fragmente die durch die Lücken fliegen in der Regel richtig identifiziert. Bei einem Doppeltreffer erzeugt der Detektor allerdings ein Signal, dem ein Teilchen mit einer zu großen Ladung und falscher Flugzeit zugeordnet wird. In manchen Fällen besteht die Möglichkeit, diese "Fragmente" zu erkennen. Diese basiert darauf, daß es zwei Wege gibt, die vertikale Position y eines Teilchens zu bestimmen. Erstens über die Zeitinformation (y_t) durch die Laufzeitdifferenz des Lichts im Szintillatorstab und zweitens über die Amplitudeninformation (y_a). Unter der Annahme einer exponentiellen Lichtabschwächung ist nämlich $y_a \sim \log(\text{amp}_{top}/\text{amp}_{bot})$ und daher unabhängig von der deponierten Energie. Fragmente mit $|y_a - y_t| > 150$ mm und mit $|y_a| > 600$ mm oder $|y_t| > 600$ mm wurden als "unzureichend identifiziert" gekennzeichnet. Ihr Anteil beträgt im Ladungsbereich $Z \leq 30$ etwa 12 %.

Zwei weitere Probleme beim Teilchennachweis werden durch Delta - Elektronen und durch das Übersprechen benachbarter Stäbe verursacht. Delta - Elektronen entstehen in großer Zahl aufgrund elektromagnetischer Wechselwirkung der schweren Fragmente mit Materie im Bereich zwischen Magnet und Detektor. Sie verfügen teilweise über sehr hohe Energien und erreichen somit vor den Fragmenten die Flugzeitwand. Das ist unproblematisch, solange ein Delta - Elektron als einziges Teilchen einen Stab trifft. Eine Fehlidentifikation als H - Isotop stört nicht, da diese ohnehin nicht in der Analyse verwendet werden. Trifft aber zusätzlich ein Fragment auf denselben Stab, kann dies zur Bestimmung einer falschen Flugzeit führen. Desweiteren bewirkt dies eine Verringerung der Ladungsauflösung hauptsächlich bei den He- und Li - Fragmenten.

Das Übersprechen benachbarter Kanäle beträgt bis zu etwa 3 %. Um eine Identifikation eines Übersprechens als Teilchen sicher auszuschließen, wurde daher bei der Analyse von der Amplitude jedes Stabes 4 % der Amplitude seiner Nachbarstäbe subtrahiert. Dadurch können vor allem He - Fragmente, aber auch Li - Fragmente in unmittelbarer Nachbarschaft schwerer Fragmente nicht nachgewiesen oder falsch identifiziert werden.

3.4 Amplitudenverhalten und Ladungskalibrierung

Die Lichtintensität, die der Photomultiplier am Ende eines Szintillatorstabes sieht, hängt sowohl von der Teilchenladung und -energie, als auch vom Ort des Auftreffens ab. Unter der Annahme einer exponentiellen Lichtabschwächung im Stab und durch die Messung der Lichtintensität an beiden Enden eines Stabes, läßt sich die Ortsabhängigkeit

durch die Bildung des geometrischen Mittels der Amplituden eliminieren. Das Abschwächungsverhalten ist bis etwa 10 cm vom Stabende entfernt noch exponentiell und das Verfahren somit innerhalb einer vertikalen Position von ± 45 cm noch gerechtfertigt.

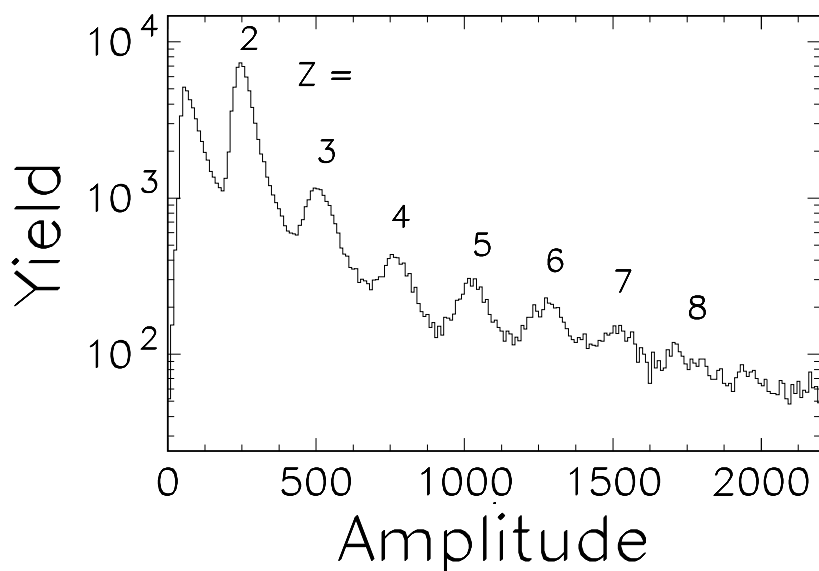


Abbildung 3.4: Ladungsidentifikation der Flugzeitwand unter Verwendung aller Stäbe. Eine individuelle Auflösung bis zur Ladung $Z = 8$ ist möglich, für höhere Ladungen läßt vermutlich die zu geringe Statistik keine Identifikation mehr zu.

Die Abhängigkeit der Lichtintensität von der Energie der Fragmente ist gering, da diese schon im minimal ionisierenden Bereich liegt, in dem der Energieverlust nur noch schwach von der Teilchenenergie abhängt. Trotzdem kann mit einer Korrektur auf die Geschwindigkeit bei den leichten Fragmenten ($Z < 8$) die Ladungsauflösung noch verbessert werden. Bei den schweren Fragmenten ist eine Abhängigkeit nicht zu erwarten, da sie praktisch alle dieselbe Geschwindigkeit haben.

Abbildung 3.4 zeigt die Ladungsidentifikation der Flugzeitwand. Es ist eine individuelle Auflösung bis zur Ladung $Z = 8$ möglich, für höhere Ladungen läßt vermutlich die zu geringe Statistik keine Identifikation mehr zu. Die rechte Flanke des He - Maximums fällt deutlich langsamer ab als die linke. Dies ist zum einen auf Fragmente, die eine niedrigere Geschwindigkeit haben und zum anderen auf ein "pile up" mit Delta - Elektronen oder Protonen zurückzuführen. Beim Lithium ist diese Asymmetrie praktisch nicht mehr feststellbar.

Die Detektorschwellen wurden so eingestellt, daß sie unterhalb der Signalamplitude für He - Kerne liegen. Wegen der Verwendung von Leading - Edge - Diskriminatoren ist, damit der Walk bei den He - Fragmenten nicht zu groß wird, mindestens ein Faktor zwei der Signalamplituden dieser Teilchen zur Detektorschwelle notwendig. Es wurde nicht versucht, H - Isotope mit der Flugzeitwand nachzuweisen, da die Spektrometerakzeptanz für sie ohnehin gering ist und sie schwer von Delta - Elektronen zu unterscheiden sind. Für Goldionen liegt ihr Anteil immerhin bei etwa 50 %. Sie können zwar theoretisch vom Detektor aufgrund der kürzeren Flugzeit von Protonen unterschieden werden, in der Praxis scheidet diese Möglichkeit jedoch aufgrund der ungenügenden Präzision der Zeitmessung nahe der Schwelle aus.

Im Bereich $Z \geq 10$ kann der MUSIC Detektor die Ladungsidentifikation übernehmen. Da zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit zwar die Ladungsichtung dieses Detektors zur Verfügung stand, nicht jedoch die vollständige und eindeutige Rekonstruktion aller Teilchenspuren, wurde bei der Analyse des Experiments die Ladungsinformation vollständig aus der Flugzeitwand bezogen. Die Ladungsauflösung beträgt im Bereich $10 < Z < 79$ im Mittel $\Delta Z \approx 2.2$ (FWHM). Sie ist bei $Z \approx 10$ und bei $Z \approx 79$ aufgrund der bekannten Amplituden von $Z \leq 8$ und bei $Z = 79$ durch den Strahl deutlich besser und im mittleren Bereich aufgrund der Streuung des Amplitudenverhaltens der Photomultiplier etwas größer. Durch eine individuelle Eichkurve für jede Röhre läßt sich hier noch eine Verbesserung erreichen. Die verringerte Ladungsauflösung der Flugzeitwand kann jedoch akzeptiert werden, da sie die Aussagen der Analyse in dieser Arbeit nur unwesentlich verändert.

In Abbildung 3.5 ist die Abhängigkeit der Photomultiplieramplituden von der in der MUSIC nachgewiesenen Ladung dargestellt. Hierbei zeigt sich ein nicht vermutetes Verhalten. Für kleine Ladungen Z erwartet man aufgrund der Z^2 - Abhängigkeit des Energieverlusts im Szintillator ein quadratisches Verhalten der Amplitude, das mit anwachsendem Z aufgrund von Sättigungseffekten im Szintillator und in den Photomultipliern zunehmend linearer wird. Für noch größere Ladungen erwartet man eine weitere Zunahme der Sättigungseffekte, so daß die Amplituden schließlich weniger als linear mit Z anwachsen. Abb. 3.5 zeigt hingegen das gegenteilige Verhalten: die Amplitude nimmt überproportional mit Z zu. Es kann keine einfache Parametrisierung dieser Eichkurve angegeben werden, da sie je nach Photomultiplier aufgrund der negativen Krümmung im Bereich $7 \leq Z \leq 15$ sehr verschieden sein kann.

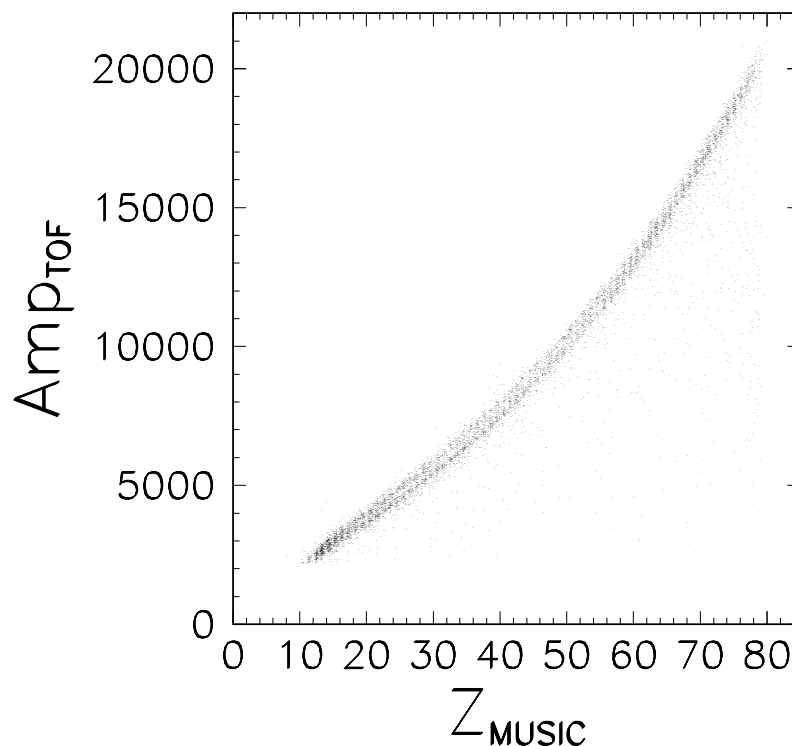


Abbildung 3.5: Ladungseichung der Flugzeitwand mit Hilfe des MUSIC - Detektors. Unterhalb der Kurve sind deutlich Sekundärreaktionen mit der Materie zwischen MUSIC und Flugzeitwand oder dem Szintillator selbst zu erkennen. Der direkte Strahl ($Z = 79$) ist durch die Forderung mindestens ein Reaktionsprodukt im Leichtteilchenhodoskop nachzuweisen, stark unterdrückt.

Aufgrund von Kernreaktionen der nachzuweisenden Fragmente im Zählgas, in den Fenstern, der Messingabschirmung gegen Delta - Elektronen, aber auch in dem Szintillatormaterial selbst, kann es zu Fehlidentifikationen kommen. Dies ist auch in Abbildung 3.5 zu erkennen, wo etliche Punkte unterhalb der Eichkurve liegen. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation läßt sich mit Hilfe des MUSIC Detektors bestimmen. Hierzu wurden ausschließlich solche Fragmente verwendet die von der MUSIC eindeutig identifiziert wurden und deren Auftreffort auf der Flugzeitwand aus den Bahnkoordinaten berechnet werden konnte. In diesem Fall läßt sich die mit der Flugzeitwand gemessene Ladung Z_{TOF} mit der "wirklichen" Ladung Z_{MUSIC} vergleichen. Abbildung 3.6 zeigt die Wahrscheinlichkeit einer Ladungsfehlinformation für verschiedene Mindestabweichungen in Abhängigkeit der wirklichen Fragmentladung. Im Bereich der schwer-

sten Fragmente ($Z > 70$) zeigt sich die höchste Wahrscheinlichkeit einer Reaktion. Der Bereich der mittelschweren Fragmente ($3 \leq Z \leq 30$) wird durch eine solche Fehlidentifikation nur in geringem Maße beeinflusst. Ein weiterer Beitrag zur Ladungsfehlintentifikation kommt durch das Auftreffen mehrerer Teilchen auf denselben Szintillatorstab zustande. Dieser Effekt wird gesondert im nächsten Abschnitt behandelt.

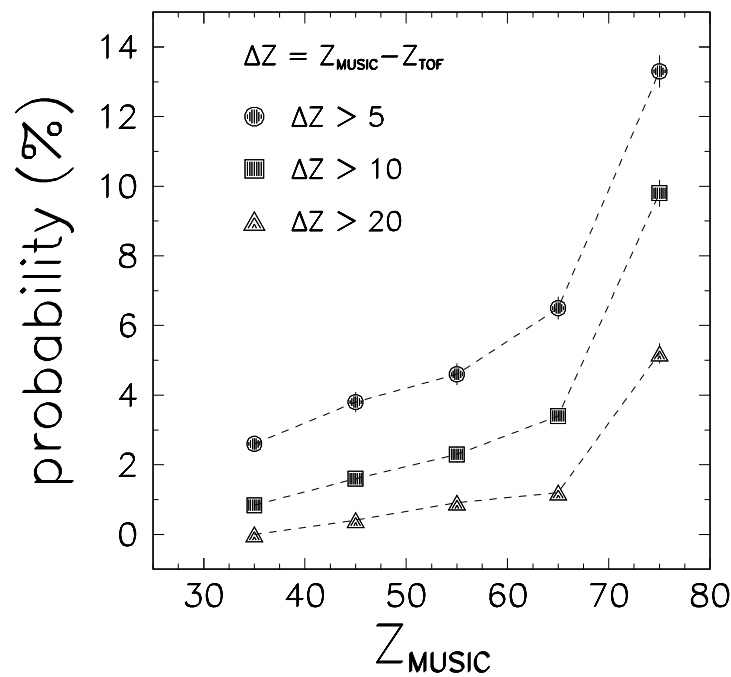


Abbildung 3.6: Wahrscheinlichkeit einer Ladungsfehlinformation für verschiedene Mindestabweichungen in Abhängigkeit der “wirklichen” Fragmentladung Z_{Music} . Im Bereich der schwersten Fragmente ($Z > 70$) zeigt sich die höchste Wahrscheinlichkeit einer Reaktion. Der Bereich der mittelschweren Fragmente ($3 \leq Z \leq 30$) wird durch eine solche Fehlidentifikation nur in geringem Maße beeinflusst. Die Ladungsauflösung beträgt $\Delta Z \approx 2.2$ (FWHM).

3.5 Effizienz

Das Auftreffen zweier oder mehrerer Fragmente auf einen Szintillatorstab bewirkt, daß zum einen die Multiplizität des Ereignisses unterbewertet und zum anderen die Ladung in dem betreffenden Stab als zu groß identifiziert wird. Die Effizienz hängt somit außer vom experimentellen Aufbau noch von der Struktur des jeweiligen Ereignisses ab.

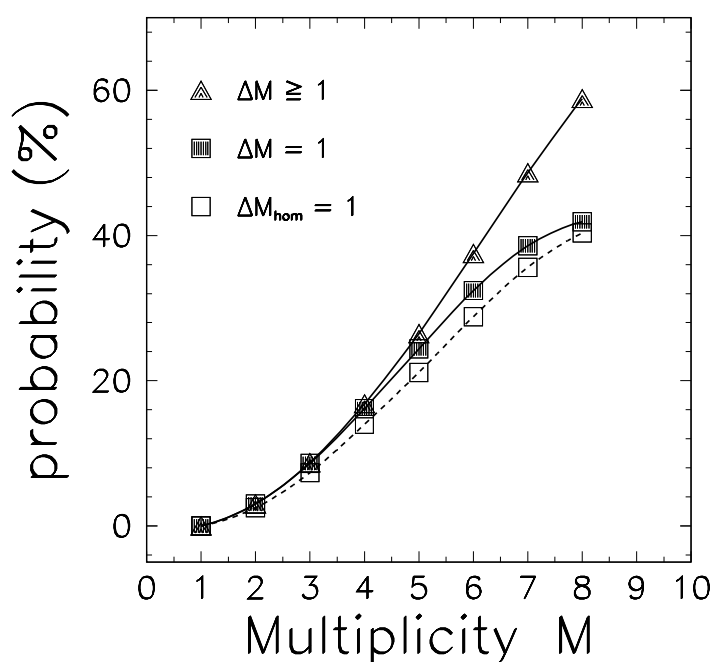


Abbildung 3.7: Wahrscheinlichkeit der Fehlbestimmung einer Multiplizität M aufgrund von Mehrfachtreffern in der Flugzeitwand. Es ist sowohl die Wahrscheinlichkeit ein ($\Delta M = 1$) Fragment, als auch generell ($\Delta M \geq 1$) Fragmente zu verlieren, angegeben. Die Annahme einer homogenen Ortsverteilung von Fragmenten auf dem Detektor ($\Delta M_{\text{hom}} = 1$) zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer nur schwach von der Verteilung der mittelschweren Fragmente abhängt.

Zur Beurteilung der Effekte von Mehrfachtreffern in einem Stab der Flugzeitwand kann man zwei Bereiche unterscheiden. Zum einen den der peripheren Reaktionen, bei denen im wesentlichen ein schweres Fragment ($Z \geq 50$) zusammen mit wenigen leichten, vornehmlich He - Fragmenten, auftritt. Dieser Fall führt vermutlich zur einer Verringerung der Ladungsauflösung im Bereich der schweren Fragmente. Der Verlust an leichten Teilchen durch diesen Effekt und der Verlust aufgrund der Unterdrückung von Über-

sprechern beträgt etwa 2 % der He- Fragmente. Bei Li - Fragmenten ist der Anteil vermutlich etwas höher, da sie in einem engeren Winkel um die Strahlachse emittiert werden. Der Verlust ist aber praktisch aufgrund der geringen Statistik der Li - Fragmente in diesen Ereignissen nicht mehr feststellbar.

Der zweite Bereich ist der der zentraleren Stößen, bei denen wesentlich höhere Multiplizitäten bis zu $M \approx 10$ auftreten. Er umfaßt hauptsächlich Fragmente der Ladung $Z \leq 30$ und somit das Gebiet der mittelschweren Fragmente (IMFs, $3 \leq Z \leq 30$). Die Wahrscheinlichkeit, durch einen Doppeltreffer Teilchen zu verlieren, wird allerdings durch die breite Ortsverteilung der Fragmente reduziert. Abbildung 3.7 zeigt eine Simulation der Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit von der Multiplizität M . Hierbei ist die gemessene horizontale Ortsverteilung aller mittelschweren Fragmente zugrunde gelegt, da sich die Form dieser Verteilung als weitgehend unabhängig von der jeweiligen Multiplizität erweist. Die Symbole geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Fragment ($\Delta M = 1$) oder generell Fragmente ($\Delta M \geq 1$) aufgrund von Doppeltreffern zu verlieren. Desweiteren ist die Wahrscheinlichkeit eingetragen, die aufgrund einer homogenen Ortsverteilung der Fragmente entstehen würde ($\Delta M_{hom} = 1$). Es zeigt sich, daß sich die Wahrscheinlichkeit eines Doppeltreffers bei der wirklichen Fragmentverteilung nur geringfügig erhöht.

In dieser Arbeit kommt der mittleren Multiplizität der IMFs eine wesentliche Bedeutung zu. Um den Effekt von Mehrfachtreffern auf diese Größe abzuschätzen, wurde eine weitere Simulation durchgeführt. Dieser liegt die Annahme zugrunde, daß die Multiplizitätsverteilung der IMFs einer Poisson - Verteilung entspricht. Diese Annahme ist, wie in Kapitel 6 gezeigt wird, für die hierbei interessierenden hohen Multiplizitäten gut gerechtfertigt. Abbildung 3.8 zeigt die Abhängigkeit der nachgewiesenen Multiplizität $\langle M^* \rangle$ von der wirklichen Multiplizität $\langle M \rangle$. Die beim Experiment auftretenden maximalen mittleren Multiplizitäten von $\langle M_{imf} \rangle \approx 4$ werden hiernach um etwa 10 % zu gering bestimmt. Einen sehr deutlichen Einfluß haben Mehrfachtreffer auf die Form der M_{imf} -Verteilungen. Im unteren Teil der Abbildung ist hierzu das Verhältnis der Varianz σ^2 und dem Mittelwert $\langle M^* \rangle$ aufgetragen. Für eine Poissonverteilung müßte dieses Verhältnis $\sigma^2 / \langle M^* \rangle = 1$ sein. Da die in den Schwänzen der Verteilung liegenden hohen Multiplizitäten aufgrund von Doppeltreffern mit höherer Wahrscheinlichkeit verringert werden, nimmt die Breite einer Verteilung mit wachsender Multiplizität drastisch ab.

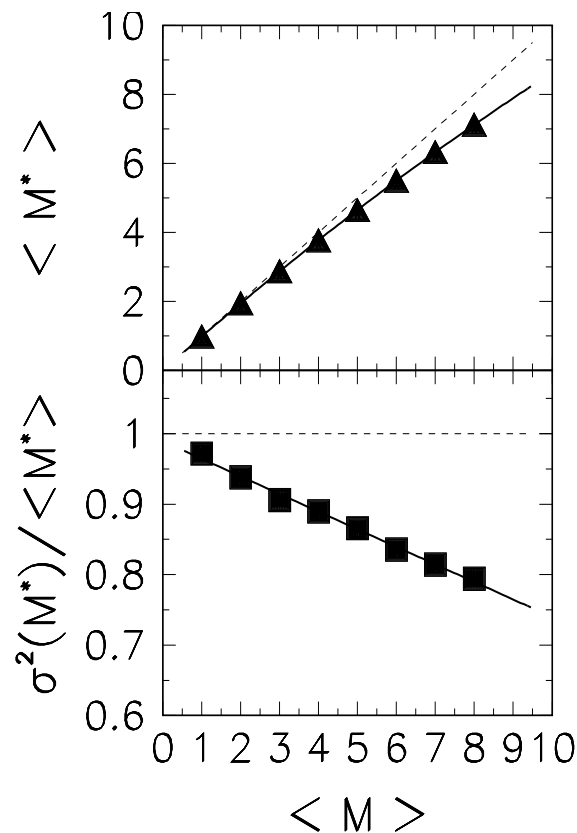


Abbildung 3.8: Verschiebung des Mittelwerts $\langle M \rangle$ nach $\langle M^* \rangle$ von poissonverteilten mittelschweren Fragmenten. Diese Verschiebung hat durch die stärkere Reduktion der hohen Multiplizitäten eine Verringerung der Breite und somit eine Veränderung der Form einer Verteilung zur Folge. Dies ist im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

Da sich bei einem Mehrfachtreffer die nachgewiesene Ladung erhöht, kann dies sowohl zu einem Verlust der IMF - Identität durch Überschreiten der Ladungsgrenze $Z = 30$ als auch zu der Erzeugung eines IMFs aufgrund eines "pile - up" zweier He - Fragmente führen. Ersteres ist vermutlich nur von sehr geringer Bedeutung, da mittlere Multiplizität von Fragmenten mit $Z \geq 15$ niedrig ist. Der zweite Effekt kann aber dazu führen, daß der Verlust an IMFs bis zur IMF - Multiplizität $M_{imf} = 3$ wieder ausgeglichen wird, da die mittlere He - Multiplizität außer in peripheren Reaktionen $\langle M_{He} \rangle = 2 - 3.5$ beträgt.

4 Selektion der Projektilfragmente

4.1 Akzeptanz des Spektrometers

Um die Projektilquelle identifizieren zu können, muß die Akzeptanz des Spektrometers größer sein als die Emittanz der Quelle. Der schraffierte Bereich in Abbildung 4.1 markiert die Winkelakzeptanz des Spektrometers in Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit (Rigidity) R der Fragmente. Der Einfachheit halber werden ausschließlich Fragmente betrachtet, deren Emissionswinkel im Laborsystem Ψ_{lab} in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld liegen.

Die bei der Kollision erzeugten Kernbruchstücke lassen sich schematisch drei kinematisch getrennten Quellen zuordnen: der Projektil-, der Target- und der intermediären Quelle (vgl. Abb. 5.1). Die Projektilfragmente bewegen sich ungefähr mit Strahlgeschwindigkeit ($\beta = 0.79$). Die Steifigkeit R dieser Teilchen erstreckt sich von $R \approx 2.4 \text{ GV/c}$ für He - Kerne bis $R \approx 3.0 \text{ GV/c}$ für Au. Wie aus Abbildung 4.1 ersichtlich ist, wurde der Magnetstrom so eingestellt, daß Emissionswinkel im Bereich von etwa $\pm 5^\circ$ abgedeckt werden. Projektilfragmente, die in diesen Vorwärtskegel emittiert werden, werden vom Spektrometer daher nahezu voll akzeptiert. Die vertikale Akzeptanz ist durch die Anordnung des Experiments sowie durch die Öffnung des Magneten und des Leichtteilchenhodoskops bestimmt und beträgt $\pm 4.5^\circ$.

Die Reaktionszone (*participants*) bewegt sich im Mittel mit der halben Projektilrapidität, da sie durch Nukleon - Nukleon Wechselwirkung erzeugt wurde. Die von ihr emittierten Teilchen sind im Laborsystem noch stark vorwärts fokussiert. Die He - Kerne aus diesem Bereich besitzen eine mittlere Steifigkeit von $\langle R_{\text{He}} \rangle \approx 1.1 \text{ GV/c}$ und können dadurch nach Abbildung 4.1 vom Spektrometer noch teilweise akzeptiert werden. Bei den typischen Temperaturen der heißen Zone von etwa 50 - 100 MeV [Gus84,San85] liegt der mittlere Emissionswinkel für diese Fragmente bei ungefähr 25° . Daher ist zu erwarten, daß der akzeptierte Anteil gering ist. Für Protonen aus dem mittleren Rapiditätsbereich ist das Spektrometer so gut wie undurchlässig, da sie nur über die halbe Steifigkeit der He - Kerne verfügen. Teilchen, die vom Targetspectator emittiert werden, werden aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit ($\beta < 0.1$) ebenfalls nicht akzeptiert.

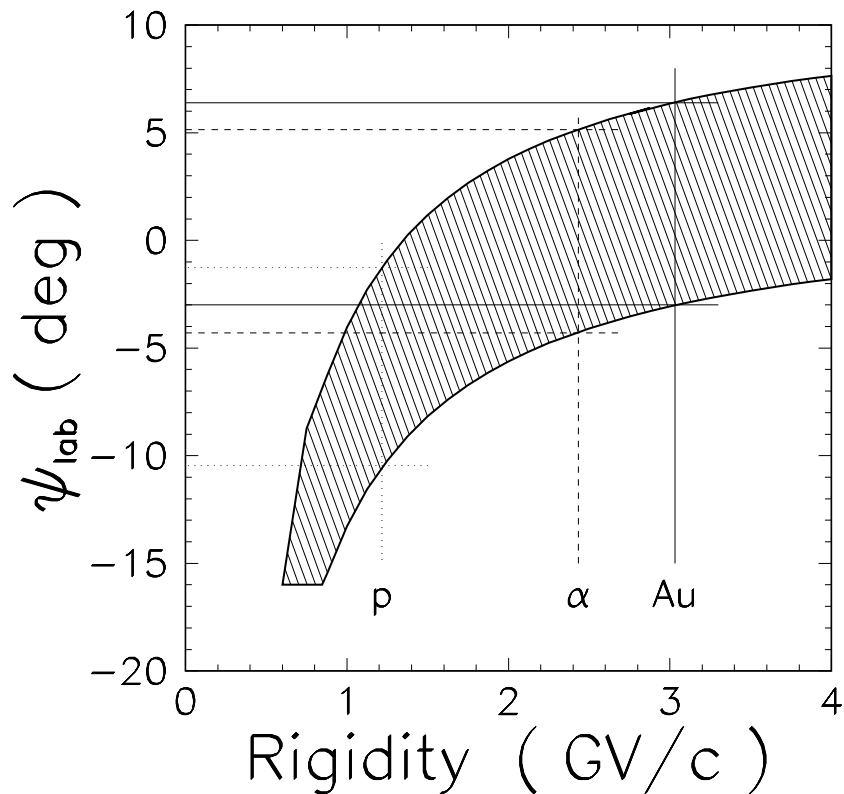


Abbildung 4.1: Akzeptanz des ALADIN - Spektrometers. Es werden ausschließlich Fragmente akzeptiert, deren Steifigkeit (Rigidity) und deren horizontale Komponente des Emissionswinkels im Laborsystem Ψ_{lab} in den schraffierten Bereich fallen. Für Protonen (p), ^4He - Kerne (α) und ^{197}Au - Kerne mit Projekttilgeschwindigkeit ($v/c = 0.79$) ist die Steifigkeit und der akzeptierte Winkelbereich durch Linien angedeutet. Der Akzeptanzbereich für Protonen umschließt nicht mehr die Strahlachse bei 0° . Das Spektrometer ist daher für Protonen kaum transparent.

4.2 Identifikation der Projekttilquelle

Im folgenden sollen die anhand des Participant - Spectator Modells gemachten Aussagen experimentell belegt werden. Abbildung 4.2 zeigt das Flugzeitspektrum verschiedener Fragmente am Beispiel des Cu - Targets. Die Geschwindigkeit kann ebenfalls entnommen werden. Bei ihrer Berechnung wurde von einer konstanten Länge des Flugweges von 6 m ausgegangen. Die dadurch verursachten Abweichungen betragen maximal 0.5 %.

Die Spektren der verschiedenen Targets unterscheiden sich nur geringfügig voneinander. Der Großteil der Fragmente weist eine Flugzeit von etwa 26 ns auf. Dies entspricht der mit einem Pfeil angedeuteten Strahlgeschwindigkeit. Für $Z > 3$ sind die Spektren nahezu symmetrisch um die Projekttilgeschwindigkeit und werden mit ansteigender Ladung zunehmend schmaler. Die meisten Fragmente liegen in einem engen Bereich um die Strahlgeschwindigkeit. Lediglich bei den leichtesten Fragmenten ($Z \leq 3$) erstreckt sich ein geringer Anteil in den mittleren Rapiditätsbereich. Das Flugzeitspektrum ist somit der experimentelle Beleg, daß es die Projekttilquelle gibt!

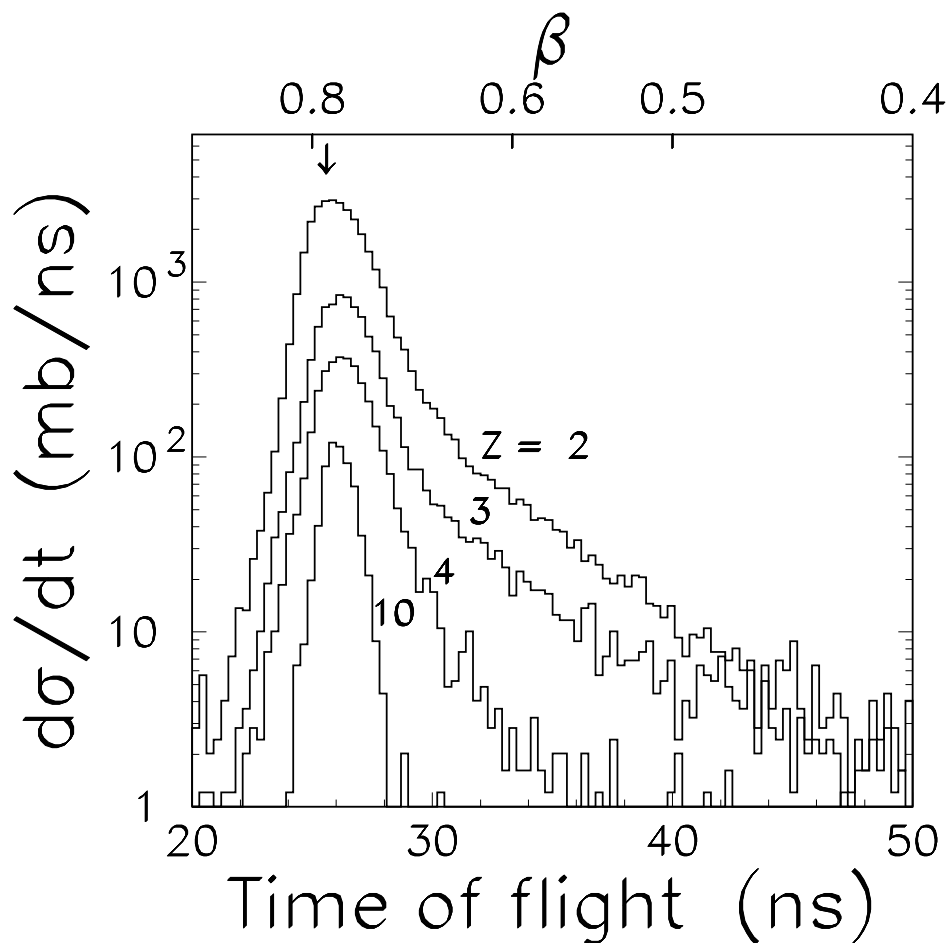


Abbildung 4.2: Flugzeitspektrum für Fragmente der Ladung $Z = 2, 3, 4$ und 10 aus der Reaktion $Au \rightarrow Cu$. Auf der oberen Achse ist die Geschwindigkeit aufgetragen. Die Strahlgeschwindigkeit ist mit einem Pfeil angedeutet. Die meisten Fragmente liegen in einem engen Bereich um die Strahlgeschwindigkeit. Lediglich bei den leichtesten Fragmenten ($Z \leq 3$) erstreckt sich ein geringer Anteil in den mittleren Rapiditätsbereich. Das Flugzeitspektrum ist somit der experimentelle Beleg, daß es die Projekttilquelle gibt.

Die bei den leichten Fragmenten auftretenden großen Flugzeiten kommen durch den Beitrag der intermediären Quelle (Participants) zustande, die sich im Rahmen des Participant - Spectator - Modells mit der halben Strahlrapidity ($\beta \approx 0.5$, Flugzeit ≈ 40 ns) bewegt. Hierfür spricht, daß in diesem Bereich ausschließlich die von der heißen Participant - Zone erwarteten leichten Teilchen beobachtet werden. Die stetige Abnahme der Breiten der Verteilungen mit wachsendem Z entspricht dem erwarteten Verhalten unter Annahme einer thermischen Quelle. Die Emissionsgeschwindigkeiten im Projektilsystem werden bei gleicher Temperatur bei zunehmenden Fragmentmassen immer geringer. Dies hat abnehmende Breiten der Geschwindigkeitsverteilung zur Folge.

Inwieweit lassen sich nun die Flugzeitspektren mit dem Participant - Spectator - Modell erklären? Abbildung 4.3 zeigt das Flugzeitspektrum von He - Fragmenten für zwei extreme Fälle. Bei peripheren Stößen mit dem C - Target erwartet man eine Quelle mit relativ geringer Intensität im mittleren Rapiditybereich, bei zentralen Stößen mit dem Cu - Target hingegen eine wesentlich stärkere Quelle. Die experimentellen Spektren wurden zum einfacheren Vergleich auf den gleichen Maximalwert skaliert. Die Abbildung zeigt, daß im Falle des Cu - Targets der Beitrag dieser Quelle etwa 2 - 3 mal so hoch ist wie bei dem C - Target. Diese Sensitivität ist ein Beleg dafür, daß die in den Bereich mit etwa $t_{tof} > 30$ ns emittierten Fragmente zu einem großen Teil wirklich aus der Participantquelle stammen müssen. Damit kann allerdings nicht auf die wirkliche Größe der Quellen geschlossen werden, da der He - Anteil jeweils verschieden sein kann [San80].

Zur Abschätzung des Beitrags von He - Fragmenten aus dem mittleren Rapiditybereich wurde eine thermische Quelle dieser Fragmente simuliert und durch das ALADIN - Akzeptanzfilter geschickt. Die angenommenen Emissionstemperaturen von 50 und 100 MeV umfassen in etwa den Bereich der experimentell beobachteten Werte ([Gus84],[San85]). Die Resultate der Simulationen sind ebenfalls in Abbildung 4.3 eingetragen. Dabei wurden die Kurven im Bereich von 43 - 53 ns auf die experimentellen Daten normiert. Zur Orientierung deutet der Pfeil die halbe Projektilrapidity an. Die simulierten Spektren mit der höheren Quelltemperatur $T = 100$ MeV dehnen sich zu kürzeren Flugzeiten hin aus. Soweit die geringe Statistik eine solche Beurteilung zuläßt, stimmen die abfallenden Flanken gut mit den gemessenen Verhalten überein. Auf der ansteigenden Seite läßt sich feststellen, daß im Bereich unterhalb von 30 ns ($T = 100$ MeV) beziehungsweise 34 ns ($T = 50$ MeV) praktisch keine Beiträge mehr von einer Quelle mit halber Projektilrapidity erwartet werden.

Im Bereich von etwa 30 - 40 ns zeigt sich jedoch, daß ein großer Teil des Wirkungsquerschnitts nicht durch eine solche Quelle erklärt werden kann. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß hier das Participant - Spectator - Bild mit der Annahme von drei Quellen zu einfach ist, um die wirklichen Verhältnisse zu beschreiben.

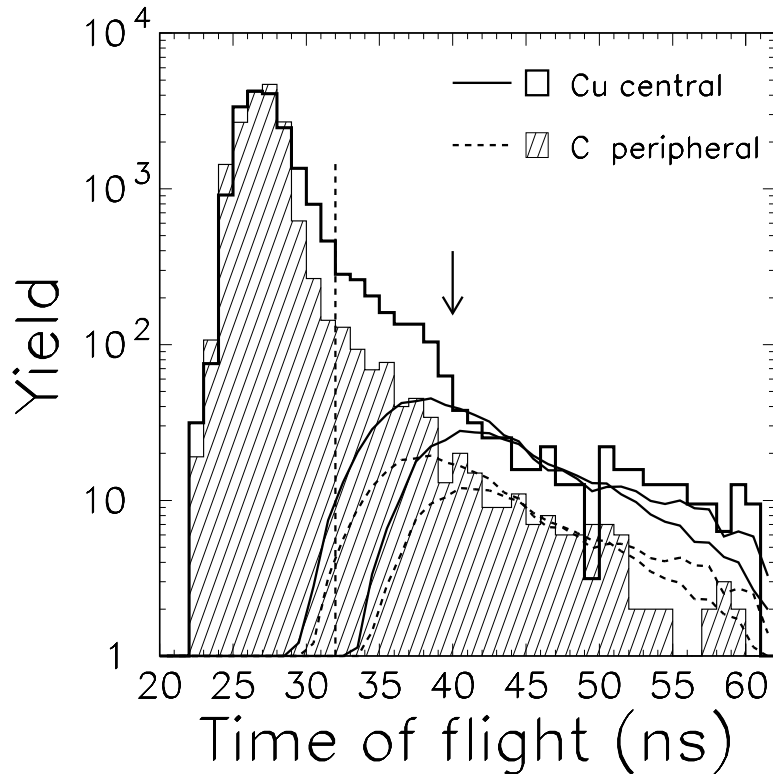


Abbildung 4.3: Flugzeitspektrum von He - Fragmenten für zwei extreme Fälle. Bei peripheren Stößen mit dem C - Target erwartet man eine Quelle mit relativ geringer Intensität im mittleren Rapiditätsbereich, bei zentralen Stößen mit dem Cu - Target hingegen eine wesentlich stärkere Quelle. Desweiteren sind Simulationen dieser Quellen mit Emissionstemperaturen von $T = 50$ MeV und $T = 100$ MeV eingetragen. Die 100 MeV - Quelle dehnt sich zu kleineren Flugzeiten hin aus. Die halbe Strahlrapidity ist mit einem Pfeil angedeutet.

Die Fragmente aus anderen kinematischen Bereichen als dem des Projektils wurden bei der Datenanalyse nicht ausgeschlossen, da sie die in dieser Arbeit verwendeten Observablen nur geringfügig beeinflussen. Um den Beitrag dieser Fragmente abzuschätzen, wurden Fragmente mit einer Flugzeit $t_{tof} > 32$ ns als nicht aus der Projekttilquelle stammend bewertet (vertikale gestrichelte Linie). Der Anteil der He - Fragmente in diesem Bereich ist jedoch gering. Er beträgt im Fall des C - Targets (peripher) etwa 3 % und im Fall des Cu - Targets (zentral) etwa 7 %. Der Anteil ist desweiteren nur geringfügig vom Trennungszeitpunkt bei 32 ns abhängig. Eine Variation von 1 ns hat Änderungen des Anteils von etwa 0.5 % bei C (peripher) und etwa 1 % bei Cu (zentral) zur Folge. Durch die Beibehaltung dieser Fragmente können die Verluste aufgrund der geometrischen Akzeptanz teilweise wieder kompensiert werden.

4.3 Akzeptanz für Projektilfragmente

Aus der geringen Breite der Geschwindigkeitsverteilung der schwereren Fragmente um die Strahlgeschwindigkeit läßt sich schließen, daß diese mit nur geringer Energie in ihrem Ruhesystem emittiert werden. Der Emissionswinkelbereich ist daher sehr eng, so daß diese Fragmente praktisch alle vom Spektrometer akzeptiert werden. Die leichteren Fragmente haben jedoch sowohl höhere Energien und somit auch größere Transversalimpulse als auch ein geringeres N/Z - Verhältnis. Sie werden daher auch teilweise in den Bereich außerhalb der Akzeptanz emittiert.

Die geometrische Akzeptanz wird in vertikaler Richtung durch die Öffnung des Leichtteilchenhodoskops, in horizontaler Richtung sowohl durch den Magneten, als auch durch die Breite der Flugzeitwand bestimmt. Eine Korrektur des Verlustes aufgrund der Akzeptanz kann mit Hilfe der experimentell bestimmten Ortsverteilung der Fragmente auf der Flugzeitwand erfolgen. In Abbildung 4.4 ist dies am Beispiel der horizontalen Verteilung von Li - Fragmenten (dicht schraffierter Bereich) für die Reaktion $Au \rightarrow Cu$ dargestellt. Man erkennt, daß die meisten der Li - Fragmente auf den Detektor treffen und der fehlende Anteil links und rechts durch Extrapolation abgeschätzt werden muß.

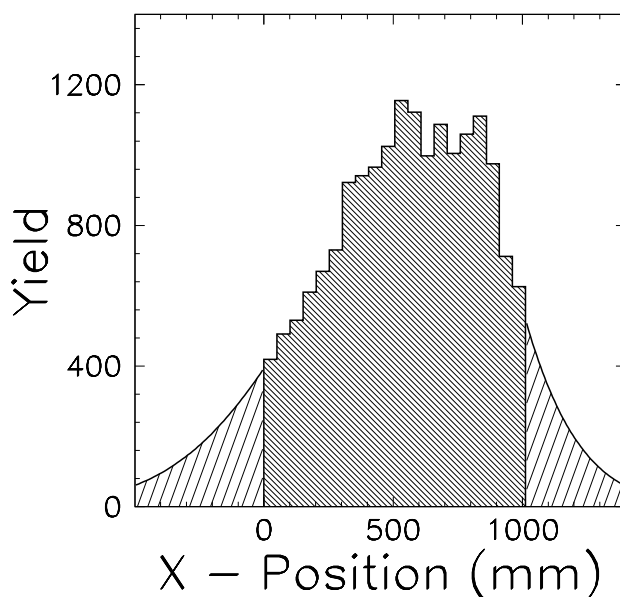


Abbildung 4.4: Methode zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz am Beispiel der horizontalen Verteilung von Li - Fragmenten über die Flugzeitwand für die Reaktion $Au \rightarrow Cu$. Der fehlende Anteil wird durch Anpassung von Gauss - Kurven an die Enden der Verteilung abgeschätzt.

Da die Form der Extrapolation nicht bekannt war, wurde für jede Ladung an die Enden der Verteilungen Gauss - Funktionen angepaßt und über den Flächeninhalt der Anteil der fehlenden Teilchen abgeschätzt. Dieser Anteil im Verhältnis zum gesamten Flächeninhalt (experimentell und extrapoliert) wird hier als geometrische Akzeptanz bezeichnet. Die Art der Funktion ist dabei unkritisch. Die Verwendung von Geraden oder Exponentialfunktionen liefert innerhalb der Möglichkeiten die Gaussfunktion anzupassen mit einer Unsicherheit von 10 % die gleichen Ergebnisse. Obwohl die leichten Fragmente aus dem mittleren Rapiditätsbereich zu einer Verbreiterung der Verteilung und somit einer Reduzierung der Akzeptanz führen sollten, konnte dieser Effekt nicht festgestellt werden. Daher wurden diese Fragmente bei der Bestimmung der Akzeptanz beibehalten. Um die Akzeptanz des gesamten Detektors zu bestimmen, muß bedacht werden, daß sowohl in horizontaler, als auch in vertikaler Richtung Akzeptanzverluste auftreten. Der vertikale Auftreffort eines Teilchens kann am genauesten aufgrund der Laufzeitdifferenz des Lichts im Stab ermittelt werden. Die horizontale Position ist durch die Stabnummer bestimmt. Zunächst wurde die Akzeptanz in vertikaler Richtung für verschiedene horizontale Bereiche ermittelt. Der Kehrwert dieser vertikalen Akzeptanzen wurde dann zur Wichtung der horizontalen Verteilungen verwendet. Aus dieser Verteilung kann die Gesamtakzeptanz des Detektors ermittelt werden. Dieses Verfahren wurde für die Ladungen $2 \leq Z \leq 10$ bei drei verschiedenen Stoßgeometrien und allen Targets durchgeführt. Abbildung 4.5 zeigt die Akzeptanz der Flugzeitwand für die drei Targets C, Al und Cu für verschiedene Stoßparameterbereiche in Abhängigkeit von der Ladung. Die Akzeptanz beträgt für Fragmente mit $Z \geq 3$ über 90 %, für Fragmente mit $Z \geq 6$ praktisch 100 %. Hier zeigt sich experimentell die Eignung des Experiments zum nahezu vollständigen Nachweis aller Fragmente aus dem kinematischen Bereich des Projektils.

Bei den He - Fragmenten ist die Akzeptanz besonders bei den zentralen Kollisionen deutlich reduziert. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei diesen Stößen He - Kerne mit höheren Energien auftreten, was zu einer breiteren Winkelverteilung führt. Die Multiplizität mittelschwerer Fragmente (IMFs) ($3 \leq Z \leq 30$) wird durch Akzeptanzverluste an leichten Fragmenten nur geringfügig verändert, da der Anteil der Li - Fragmente an der Multiplizität der IMFs, unabhängig von deren Multiplizität, im Mittel lediglich 25 % beträgt.

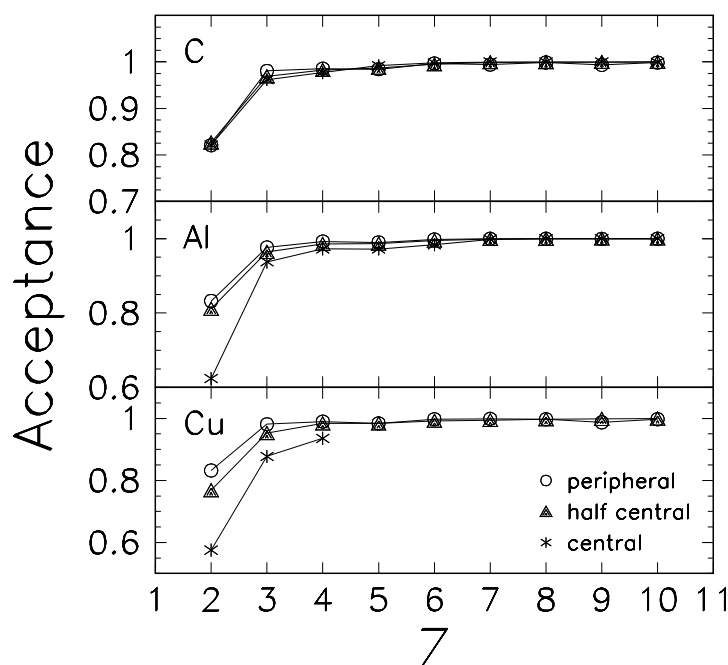


Abbildung 4.5: Geometrische Akzeptanz der Flugzeitwand in Abhängigkeit von der nachgewiesenen Ladung Z für das C-, Al- und Cu-Target. Die Reaktionen sind in periphere, halb zentrale und zentrale Kollisionen unterteilt. Die verringerte Akzeptanz bei den zentralen Stößen ist darauf zurückzuführen, daß diese Fragmente höhere Transversalimpulse haben. Die Akzeptanz beträgt für Fragmente mit $Z \geq 3$ über 90 %, für Fragmente mit $Z \geq 6$ praktisch 100 %. Hier zeigt sich experimentell die Eignung des Experiments zum nahezu vollständigen Nachweis aller Fragmente aus dem kinematischen Bereich des Projektils.

4.4 Inklusive Ladungsverteilungen

Abbildung 4.6 zeigt den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Ladung der Fragmente für die drei Targets C, Al, und Cu. Bei den leichten Fragmenten wurde eine Akzeptanzkorrektur vorgenommen und es wurden nur eindeutig identifizierte Fragmente verwendet. Es ist zu beachten, daß ab $Z = 60$ die Triggerbedingung die Ladungsspektren verfälscht. Es fällt auf, daß die Form der Verteilungen für die drei Targets ähnlich sind. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt der intermediären Massenfragmente (IMFs) ($3 \leq Z \leq 30$) relativ zum Kohlenstofftarget beim Al um etwa einen Faktor 1.3,

beim Cu um etwa einen Faktor 1.9 höher. Bei der Form ist in diesem Bereich jedoch kaum ein Unterschied zwischen den Targets zu erkennen. Es ist interessant, daß der IMF - Produktionswirkungsquerschnitt bei allen drei Targets etwa zwei mal größer ist als der gesamte Reaktionswirkungsquerschnitt.

Zu einer weiterführenden Interpretation der Ladungsspektren muß eine Ereignisklassifizierung, zum Beispiel anhand der Stoßgeometrie, durchgeführt werden. Eine ausführliche Darstellung und Diskussion der Ladungsverteilungen ist allerdings nicht Gegenstand dieser Arbeit und findet sich bei [Kre91] und bei [Ogi91].

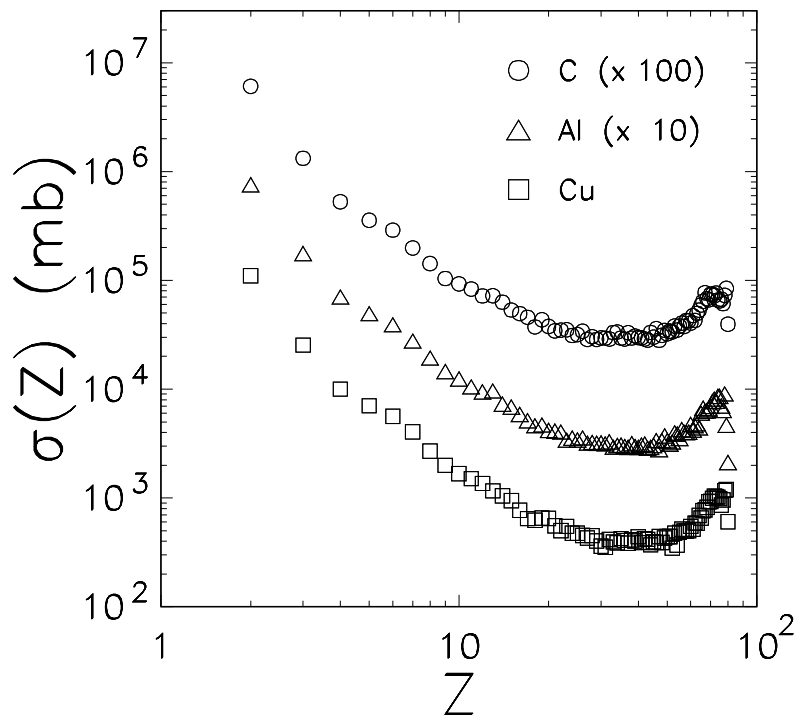


Abbildung 4.6: Inklusive Ladungsverteilung für das C-, Al-, und Cu-Target. Ab $Z = 60$ verfälscht der Experimenttrigger die Verteilung. Die Wirkungsquerschnitte wurden auf die geometrische Akzeptanz korrigiert. Die Form der Verteilungen ist bei allen Targets ähnlich. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt im Bereich der intermediären Massenfragmente ($3 \leq Z \leq 30$) beim Al etwa einen Faktor 1.3, beim Cu etwa einen Faktor 1.9 höher als beim C - Target.

5 Klassifikation der Kollisionen

Man erwartet, daß die in dieser Arbeit untersuchten Ausgangskanäle, und besonders der Zerfall in mehrere mittelschwere Fragmente, stark von der Energiedeposition während der Kollision abhängen [Bon85, Gro85]. Desweiteren vermutet man, daß eine Reaktion um so heftiger verläuft, je zentraler die Stöße sind und je kleiner der Stoßparameter ist. Eine Folgerung ist, daß die mit dem Zerfallsprozeß zusammenhängenden Observablen ebenfalls mit der Zentralität einer Kollision verknüpft sind. Der Stoßparameter ist eine Größe, die sowohl zum qualitativen Verständnis als auch zu einem quantitativen Studium des Übergangs eines Ausgangskanals in einen anderen unerlässlich ist.

Anhand Abbildung 5.1 läßt sich illustrieren, welche Observablen zu der Charakterisierung der Stoßgeometrie geeignet scheinen. Hierbei bieten sich drei Möglichkeiten:

- Die Multiplizität der Teilchen M_{lp} aus dem mittleren Rapiditybereich
- Das größte nachgewiesene Fragment Z_{max} des zerfallenen Projektilrests
- Eine Observable Z_{bound} die der Gesamtgröße des Projektilrests möglichst nahe kommt.

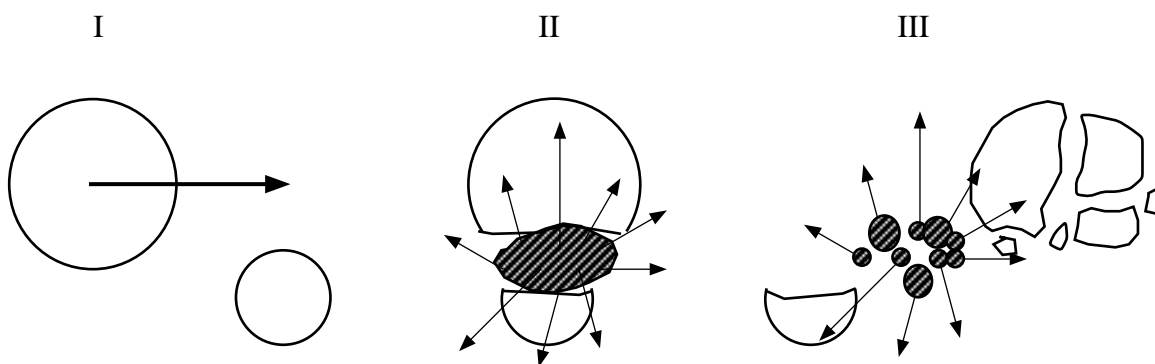


Abbildung 5.1: Participant-Spectator Modell. Während der Kollision der beiden Kerne bildet sich im Überlappbereich eine stark angeregte, "heiße" Zone ("Participants"), die sehr schnell unter Emission leichter Teilchen zerfällt. Die Reste von Projektil und Target ("Spectators") behalten ihre ursprüngliche Geschwindigkeit annähernd bei.

Im folgenden sollen diese Möglichkeiten näher erläutert und die dazu im Rahmen des Experiments zu Verfügung stehenden Observablen vorgestellt werden. Desweiteren wird eine Eignung dieser Observablen zu einer Quantifizierung des Stoßparameters diskutiert.

5.1 Ereignis - charakterisierende Observable

Multiplizität der leichten Teilchen: M_{lp}

In symmetrischen, aber auch asymmetrischen Systemen wurde bei Energien über 100 MeV pro Nukleon in zahlreichen Experimenten die Multiplizität der leichten Teilchen benutzt, um die Zentralität einer Kollision zu charakterisieren [Gus84, Sto80]. Abbildung 5.1 legt nahe, daß die Größe der heißen Zone direkt mit dem Stoßparameter korreliert ist. Als Maß für diese Größe bietet sich im vorliegenden Experiment die Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} an, die im CsI - Hodoskop nachgewiesen werden. Die Beziehung einer eindeutigen Korrelation ist dabei nicht trivial, da die Anzahl und Art der leichten Teilchen zusätzlich von der deponierten Anregungsenergie abhängt.

Die Fragmente, die zu der *experimentellen* Observablen M_{lp} beitragen, stammen vermutlich nicht unbedingt aus der ursprünglichen Überlappzone, da sie ausschließlich durch die Abdeckung eines für die Teilchen aus dieser Zone geeigneten Raumwinkelbereichs mit dem Hodoskops selektiert wurden. Eine Trennung von den aus dem Targetrest emittierten schwereren Fragmenten ($Z \geq 3$) ist nicht möglich, da die Ladung mit dem CsI - Hodoskop nicht identifiziert werden konnte.

Abb 5.2 zeigt die Verteilung der Multiplizität M_{lp} der leichten Teilchen für die drei Targets C, Al und Cu. Die Multiplizitäten M_{lp} zeigen eine deutliche Abhängigkeit vom Targetkern. Dabei werden maximale Multiplizitäten von etwa $M_{lp} \approx 20, 28$ und 35 für die drei Targets erreicht. Es fällt auf, daß die Verteilungen umso flacher abfallen, je schwerer der Targetkern ist.

Die höheren Multiplizitäten bei den schwereren Targets bestätigen die Vermutung, daß die Multiplizität der leichten Teilchen mit der Größe der Wechselwirkungszone korreliert ist, da diese bei einem schweren Targetkern eine größere Ausdehnung erreichen kann. Es ist allerdings keine einfache Abhängigkeit vom Targetkern festzustellen: die Anzahl der Nukleonen, die bei einer zentralen Kollision in der Überlappzone liegen, beträgt nach dem Fireball Modell [Gos77] $A_{part} \approx 57, 100$ und 186 für die drei Targets C, Al und Cu. Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, skalieren die maximalen Multiplizitäten, die vermutlich den zentralsten Kollisionen entsprechen, nicht in diesem Verhältnis. Es ist daher nicht möglich, ohne Annahmen von der Leichtteilchenmultiplizität auf die Größe der Participant Zone zu schliessen.

Eine Interpretation der Form der Verteilungen erweist sich als schwierig, da der Einfluß der Akzeptanz von etwa 30 % besonders im Bereich der kleinen Multiplizitäten sowie der Verlust aufgrund von Mehrfachtreffern im Bereich der hohen Multiplizitäten nicht bekannt sind. Dies ist vermutlich auch ein Grund für das zuvor dargestellte falsche Skalenverhalten.

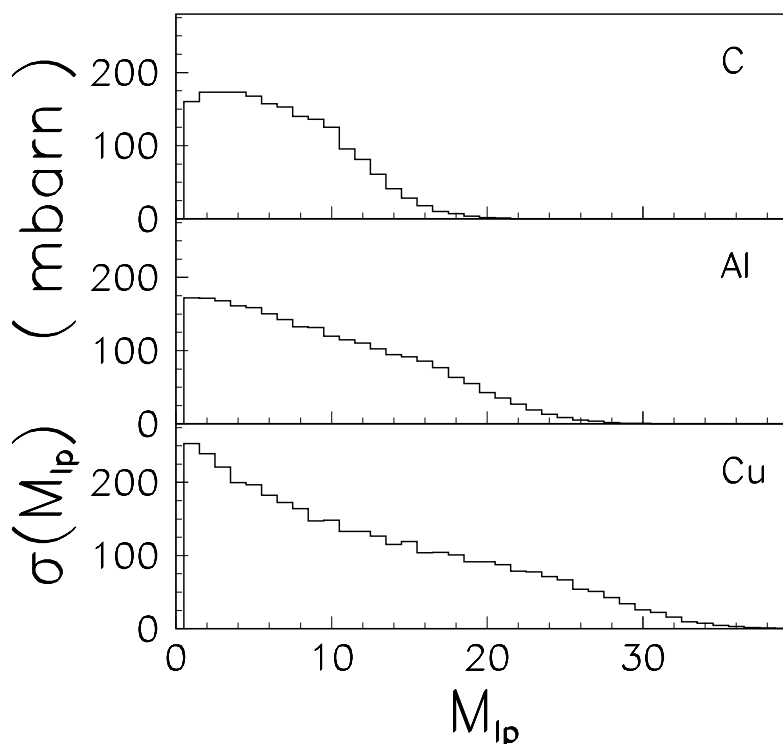


Abbildung 5.2: Leichtteilchenmultiplizität M_{lp} für die drei Targets C, Al und Cu. Je schwerer der Targetkern, desto größer kann der Überlappbereich von Projektil- und Targetkern werden und desto größer ist die maximal erreichbare Leichtteilchenmultiplizität.

In den hier untersuchten asymmetrischen Kernreaktionen tritt der Fall ein, daß sich ab einem bestimmten Stoßparameter Projektil- und Targetkern vollständig überlappen. Die Größe der Überlappzone wächst ab diesem Punkt für zentralere Stöße schwächer an, so daß die Multiplizität der leichten Teilchen zunehmend unempfindlich auf den Stoßparameter wird. Mikroskopische Rechnungen bestätigen diese Vermutung [Tsa89]. Man erwartet daher, daß M_{lp} im Bereich der zentralen Reaktionen und bei stark asymmetrischen Systemen nicht optimal zu einer quantitativen Bestimmung des Stoßparameters geeignet ist.

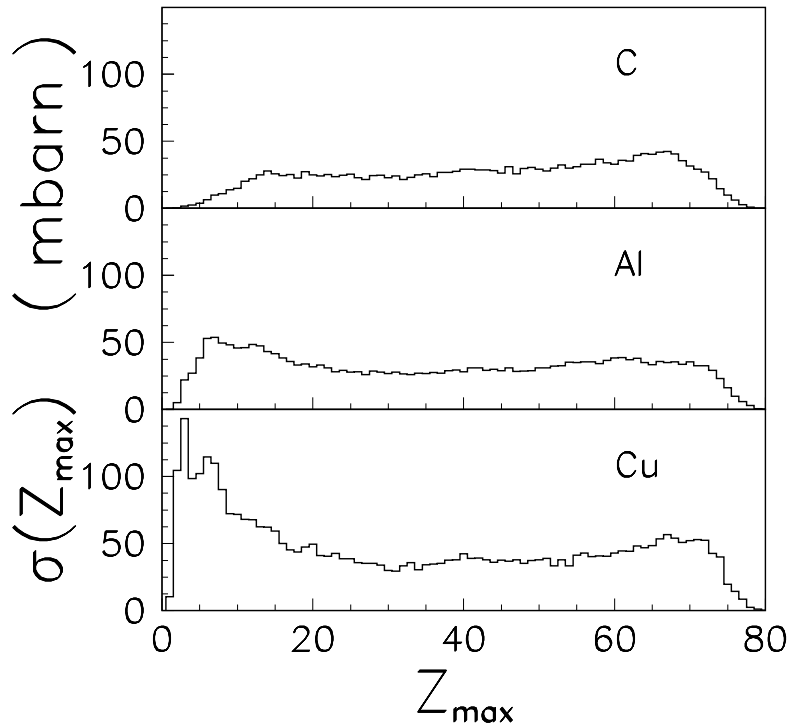


Abbildung 5.3: Gemessene Z_{max} - Verteilung für die drei Targets C, Al und Cu. Für $Z_{max} \geq 60$ verfälscht die Triggerbedingung die Verteilungen. Mit zunehmender Ladung des Targetkerns ist ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts im Bereich von $Z < 30$ zu beobachten, während er sich im Bereich von $Z > 30$ nur wenig ändert.

Größe nachgewiesene Ladung: Z_{max}

Eine andere Möglichkeit den Stoßparameter zu quantifizieren, besteht in der Bestimmung der Größe des Projektilspectators. Simulationen mit dem quantenmolekulardynamischen Modell (QMD) schlagen hierzu das schwerste Fragment des Projektilspectators A_{max} als geeignete Größe vor [Aic88]. A_{max} ist dabei fast linear mit dem Stoßparameter korreliert. Beim Betrachten von Abbildung 5.1 kann man ebenfalls vermuten, daß das schwerste Fragment A_{max} mit der Größe des Projektilrests und deshalb mit dem Stoßparameter zusammenhängt. Hierbei ist jedoch zu bedenken, daß das in der frühen Phase des Zerfalls des Projektilrests entstandene schwerste Fragment nicht unbedingt mit dem später detektierten identisch sein muß. Das ursprünglich größte Fragment kann nämlich in einer späteren Phase aufgrund seiner Anregungsenergie in kleinere Teile zerfallen oder durch Verdampfung Nukleonen verlieren. Ein Beispiel hierfür sind periphere Reaktionen, bei denen sowohl ein schwerer Restkern als auch zwei, etwa halb so schwe-

re, durch binäre Spaltung entstandene, Bruchstücke auftreten können. In diesem Fall werden gleichen Stoßgeometrien zwei deutlich verschiedene Werte von A_{max} zugeordnet. Dies zerstört eine eventuell vorhandene eindeutige Beziehung zwischen dem schwersten Fragment A_{max} und dem Stoßparameter.

Da mit der Flugzeitwand keine Massen bestimmt werden können, muß das schwerste Fragment hier durch Z_{max} , der größten gemessenen Ladung, charakterisiert werden. Aus experimenteller Sicht ist diese Größe optimal, da sie praktisch mit 100 % Effizienz gemessen werden kann.

Abbildung 5.3 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom größten detektierten Fragment Z_{max} . Ab $Z \geq 60$ werden die Verteilungen, bedingt durch den Experimenttrigger, nicht mehr richtig wiedergegeben. Es fällt auf, daß sich Z_{max} bei allen Targets über den gesamten zugänglichen Bereich bis zum minimalen Wert bei $Z = 2$ erstreckt. Mit zunehmender Ladung des Targetkerns ist ein Anwachsen des Wirkungsquerschnitts im Bereich von $Z < 30$ zu beobachten, während er sich im Bereich von $Z > 30$ nur wenig ändert. Dies deutet darauf hin, daß bei einem schwereren Target der Zerfall in kleine Bruchstücke zunehmend wahrscheinlicher wird. Je kleiner Z_{max} , in desto kleinere Teile ist der Projektilspectator offensichtlich zerfallen. Bei $Z_{max} = 2$ findet somit vermutlich eine völlige Zerlegung der Kerne in leichte Teilchen statt. Es ist beachtenswert, daß dies sogar beim C - Target, wenn auch nur zu einem geringen Teil, gelingt.

Nachgewiesene Gesamtladung des Projektilrests: Z_{bound}

Eine geeignetere Möglichkeit zur Messung der Größe des Projektilspectators bietet die Summe der Ladungen Z_{sum} aller Projektilbruchstücke. Im Experiment war diese Größe allerdings nicht zugänglich, da H - Isotope mit der Flugzeitwand nicht nachgewiesen wurden. Daher wird hier eine neue Observable Z_{bound} eingeführt, die als Summe der Ladungen des Projektilspectators unter Ausschluß von $Z = 1$ definiert ist:

$$Z_{bound} = \sum_{i=1} Z_i \quad Z_i \geq 2 \quad (5.1)$$

Abbildung 5.4 zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Z_{bound} . Auch hier zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit vom verwendeten Targetkern. Während beim C - Target gerade die Hälfte des zugänglichen Bereichs abgedeckt wird, erstreckt sich der Wirkungsquerschnitt beim Al - Target zu Werten hinab bis $Z_{bound} \approx 10$ und verläuft schließlich im Falle des Cu - Targets bis zum minimal möglichen Wert mit $Z_{bound} = 2$.

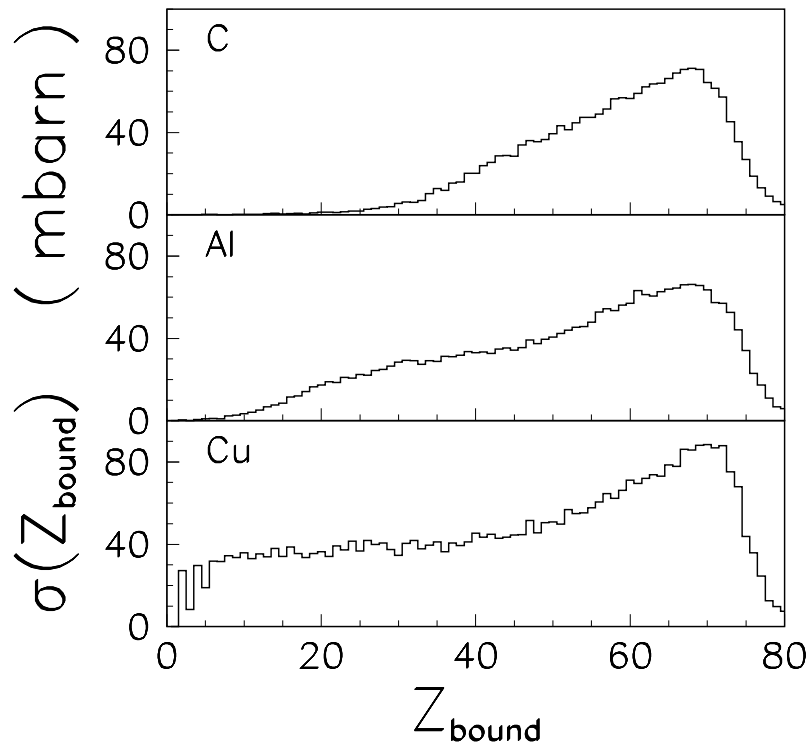


Abbildung 5.4: Reaktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Z_{bound} für die drei Targets C, Al und Cu. Auch hier verfälscht die Triggerbedingung die Ladungsverteilung für $Z_{bound} \geq 60$. Die kleinsten auftretenden Z_{bound} -Werte hängen deutlich vom Target ab. Aufgrund der fehlenden H-Isotope in Z_{bound} treten beim Cu-Target bei kleinen Z_{bound} bevorzugt geradzahlige Ladungen auf.

Die kleinsten Werte von Z_{bound} können den zentralsten Stößen zugeordnet werden, da in diesem Fall der größte Teil vom Projektil abgeschnitten wird. Es ist interessant, daß bei diesen Kollisionen bei den leichten Targetkernen noch immer ein größerer Projektilrest übrigbleibt, während man im Falle des Cu-Target vom Projektilrest praktisch nichts mehr beobachten kann.

Man kann jedoch vermuten, daß Z_{bound} nicht nur mit der Größe des Projektilspectators sondern auch mit der Anregungsenergie des Projektilspectators verknüpft ist. Diese Vermutung basiert auf zwei Überlegungen. Z_{bound} ist sicherlich mit der Größe des Primärfragments korreliert und damit mit der Anzahl der aus dem Projektilkern beim Stoß entfernten Nukleonen. Die bei diesem Prozeß benötigte Energie hängt, wenn man einen sehr schnellen Abrasionsprozeß annimmt, wahrscheinlich direkt mit der Anregungs-

energie zusammen. Nun zerfällt jedoch in einer zweiten Phase der Reaktion das Primärfragment in Fragmente, die aufgrund ihrer Anregungsenergie leichte Teilchen, im wesentlichen H - Isotope, evaporieren. Da Z_{bound} diese H - Isotope nicht enthält, erwartet man eine weitere Verknüpfung mit der Anregungsenergie des Primärfragments.

Um Z_{bound} eventuell auch als Maß für die Anregungsenergie E^* verwenden zu können, muß man einen, zumindest im Mittel, *monotonen* Zusammenhang der beiden Größen verlangen, das heißt:

1. die Anregungsenergie wächst mit abnehmender Größe des Primärfragments und
2. die Anzahl der von den Projektilfragmenten emittierten H - Isotope wächst mit steigender Anregungsenergie.

Das Verhältnis von Z_{bound} zur Anregungsenergie wird in Kapitel 5.5 ausführlicher diskutiert. Dabei wird auch ein quantitativer Zusammenhang hergestellt.

5.2 Korrelation der Observablen

Es ist experimentell erwiesen, daß die Stoßgeometrie mit Hilfe der Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} beschrieben werden kann [Gus84]. Dies bildet nun den Ausgangspunkt, um eine Verbindung der im vorangegangenen Kapitel definierten Observablen Z_{max} und Z_{bound} mit dem Stoßparameter herzustellen.

Abbildung 5.5 zeigt die Korrelation der Leichtteilchenmultiplizität M_{lp} mit dem größten nachgewiesenen Fragment Z_{max} sowie mit der Summenladung komplexer Fragmente ($Z \geq 2$) Z_{bound} für die Targets C, Al und Cu. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Observablen untereinander: bei kleinen M_{lp} beobachtet man große Z_{max} - oder Z_{bound} -Werte und umgekehrt. Es ist zu erwarten, daß die Observablen aus experimentellen Gründen und aufgrund des Entstehungsprozesses der Fragmente mehr oder weniger stark fluktuieren. Diese Fluktuationen äußern sich durch eine Verschmierung der Korrelationen der Observablen, wobei nicht bekannt ist, ob eine und welche der Observablen bei den Fluktuationen dominiert. Hinsichtlich der Eignung der Observablen zur Bestimmung des Stoßparameters kann bereits an diesem Punkt folgende Schlußfolgerung gezogen werden. Geht man davon aus, daß die Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} ein Maß für die Größe der Reaktionszone darstellt, so zeigt sich hier experimentell, daß die aus dem Projektilrest abgeleiteten Observablen Z_{max} und Z_{bound} ebenfalls zu einer Größenbestimmung geeignet sind.

Ein Vergleich der Korrelationen von Z_{max} mit M_{lp} und von Z_{bound} mit M_{lp} zeigt dennoch einige Unterschiede. Z_{max} fällt im Bereich von $M_{lp} \leq 15$ bei allen drei Targets sehr steil vom Maximalwert bis zu $Z_{max} \approx 10$ ab. Bei höheren Multiplizitäten verhält sich Z_{max} dann als nahezu unabhängig von M_{lp} . Z_{bound} zeigt hingegen bei allen Targets eine fast lineare Korrelation mit M_{lp} .

Die fast lineare Korrelation von Z_{bound} und M_{lp} deutet an, daß beide Größen etwa gleich gut zur Bestimmung des Stoßparameters verwendet werden können, obwohl anhand der Abbildung nicht beurteilt werden kann, welche der Observablen stärkeren Fluktuationen unterliegt. Der steile Abfall von Z_{max} in einem engen Bereich von M_{lp} ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der Projektilrest in einem engen Bereich der Stoßparameters auf sehr verschiedene Arten zerfallen kann. Z_{max} ist daher nicht nur mit der Stoßgeometrie verknüpft, sondern offensichtlich auch sehr sensitiv auf den Zerfallsprozeß. Diese Eigenschaft wird später bei der Identifikation der Ausgangskanäle ausgenutzt.

Die Unabhängigkeit von Z_{max} von M_{lp} bei hohen Multiplizitäten M_{lp} deutet darauf hin, daß Z_{max} bei den zentralen Kollisionen kein geeigneter Maßstab für den Stoßparameter ist. Dies, und die im vorangegangenen Kapitel erläuterte Zweideutigkeit bei peripheren Kollisionen sind die Gründe, weshalb Z_{max} nicht zu der Rekonstruktion des Stoßparameters verwendet wird.

Ein Vorteil der Projektilobservablen Z_{bound} hinsichtlich der Stoßparameterbestimmung ist ihre Unabhängigkeit vom Target. Z_{bound} muß per Definition Werte im Intervall $[2, Z_{proj}]$ annehmen, während die Leichtteilchenmultiplizität M_{lp} für schwerere Targetkerne aufgrund der größeren möglichen Überlappzone von Projektil und Target ebenfalls anwachsen muß und somit direkt vom Target abhängig ist. Die Zweckmäßigkeit der Observablen Z_{bound} bleibt allerdings, im Gegensatz zu M_{lp} , bei der verwendeten Einschußenergie von $E/A = 600$ MeV auf einen bestimmten Targetmassenbereich beschränkt. Da Z_{bound} bei den zentralsten Stößen im Falle des Cu - Targets gerade den Wert Null erreicht, ist zu erwarten, daß Z_{bound} bei schwereren Targets nicht mehr den gesamten Stoßparameterbereich beschreiben kann. Dies gilt unabhängig vom Experiment, denn das hier beschriebene Experiment ist zur Messung kleiner Z_{bound} - Werte aufgrund der verringerten Akzeptanz für kleine Ladungen ohnehin nicht geeignet.

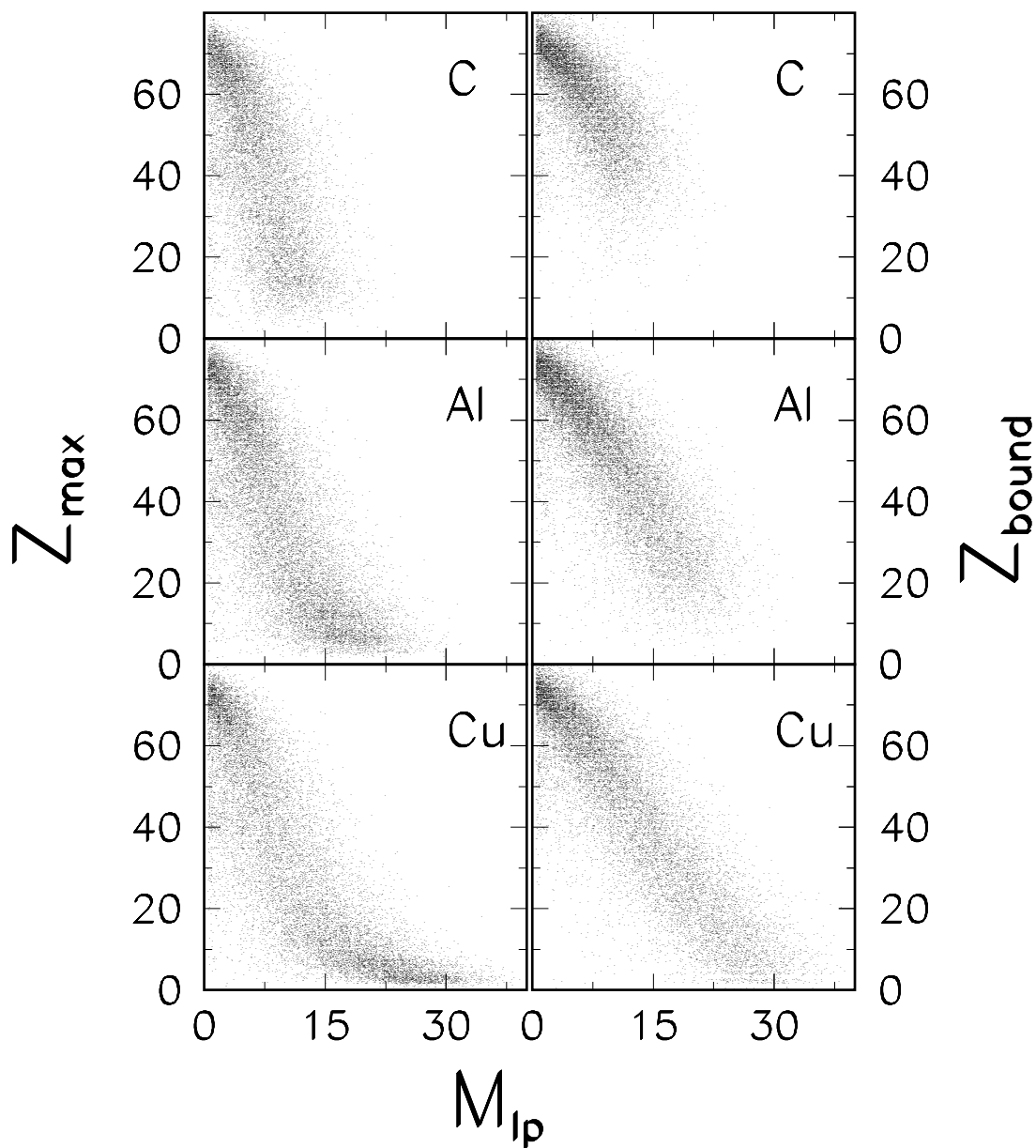


Abbildung 5.5: Korrelation von Z_{\max} und Z_{bound} mit der Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} für die Targets C, Al und Cu. Z_{bound} ist bei allen Targets fast linear mit M_{lp} korreliert, während Z_{\max} im Bereich vom $M_{lp} \leq 15$ sehr steil abfällt. Geht man davon aus, daß die Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} ein Maß für die Größe der Reaktionszone darstellt, so zeigt sich hier experimentell, daß die aus dem Projektilrest abgeleiteten Observablen Z_{\max} und Z_{bound} ebenfalls zu einer Größenbestimmung geeignet sind.

5.3 Rekonstruktion des Stoßparameters

Zur quantitativen Rekonstruktion des Stoßparameters aus den zuvor beschriebenen Observablen M_{lp} und Z_{bound} wird die Methode des *äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnitts* verwendet [Sch78]. Im relativistischen Energiebereich kann der Reaktionswirkungsquerschnitt gut mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt beschrieben werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die Kerne als Kugeln betrachtet werden, an deren Rand die Dichte abrupt vom Maximum auf Null abfällt (*sharp cutoff*). Sind die experimentellen Daten absolut auf den Wirkungsquerschnitt geeicht, so kann eine direkte Relation zwischen dem Stoßparameter und bestimmten Observablen gefunden werden. Die Methode ist berechtigt, wenn folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

- Es besteht eine monotone Beziehung zwischen Stoßparameter und der Observablen.
- Fluktuationen der Observablen sind geringer als die verwendeten Intervallbreiten

Es muß betont werden, daß das Verfahren modellunabhängig ist, so daß keine weiteren Annahmen gemacht werden müssen.

Abbildung 5.6 illustriert das Verfahren zur Rekonstruktion. Das obere Bild zeigt den differentiellen geometrischen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Stoßparameter b :

$$d\sigma = 2\pi \cdot b \cdot db \quad (5.2)$$

Hierbei ist $d\sigma(b)$ in Intervalle von 2 fm aufgeteilt. Im unteren Teil ist die Verteilung der Observablen Z_{bound} dargestellt. Das Verfahren beruht darauf, jedem Intervall des geometrischen Wirkungsquerschnitts ein entsprechendes Intervall von Z_{bound} zuzuordnen. Da der Wirkungsquerschnitt für periphere Reaktionen aufgrund der Triggerbedingung nicht bekannt ist, muß das Verfahren bei den zentralsten Kollisionen beginnen. Das erste Intervall von 0 - 2 fm muß daher zunächst mit den kleinsten Werten von Z_{bound} korrespondieren. Das bedeutet, die rechte Intervallgrenze des ersten Intervalls der Z_{bound} - Verteilung muß so gewählt werden, daß die Wirkungsquerschnitte und somit die Flächeninhalte unter den Kurven übereinstimmen. Mit den folgenden Intervallen verfährt man in gleicher Weise.

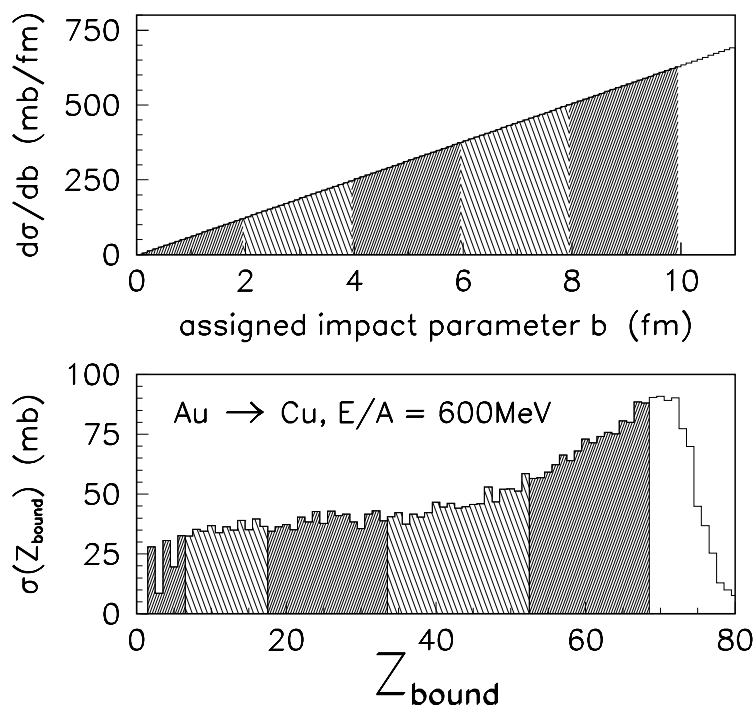


Abbildung 5.6: Methode zur Rekonstruktion des Stoßparameters. Im oberen Bild ist die Abhängigkeit des geometrischen Wirkungsquerschnitts vom Stoßparameter b dargestellt. Das untere Bild zeigt den gemessenen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Z_{bound} . Das Verfahren beruht nun darauf, jedem Intervall von b den gleichen Anteil am Wirkungsquerschnitt, beginnend mit den zentralsten Kollisionen, zuzuordnen. Dies ist durch die schraffierten Flächen illustriert.

Da durch die Triggerbedingung periphere Reaktionen unterdrückt sind, übersteigt der geometrische Wirkungsquerschnitt den experimentellen je nach Target um ungefähr 20 - 30 %. Für die Ladungsverteilungen bedeutet dies, daß sie nur bis $Z \approx 60$ richtig wiedergegeben werden. Der Bereich mit $Z_{bound} > 60$ unterschätzt daher den Stoßparameter und kann nur eingeschränkt zu dessen Rekonstruktion verwendet werden.

Das hier anhand der Z_{bound} - Verteilung erläuterte Verfahren kann ebenso bei der Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} angewendet werden. Allerdings entspricht hierbei ein kleiner Stoßparameter einer großen Multiplizität M_{lp} , so daß das Verfahren bei hohen Multiplizitäten beginnt.

Es ist auf experimentellem Weg nicht möglich zu überprüfen, ob die eingangs geforderten Voraussetzungen von den Observablen erfüllt werden. Wie aus Abbildung 5.5 zu sehen ist können die Fluktuationen beträchtlich sein. Deshalb stellt sich die Frage, ob und in wie weit das Verfahren die richtigen Ergebnisse liefert. Aus der Korrelation von M_{lp} mit Z_{bound} kann desweiteren nicht beurteilt werden, welche der beiden Größen die geeignetere zur Stoßparameterbestimmung ist.

Aus diesen Gründen wurden eine Reihe von Rechensimulationen mit dem Quantenmolekulardynamischen Modell (QMD) [Aic88] für die Systeme Au \rightarrow C, Al, Cu bei $E/A = 600$ MeV durchgeführt. Die generierten Ereignisse passierten das ALADIN - Filter, das die Akzeptanz des Experiments simuliert. Dieses Filter umfaßt sowohl die Bahnrekonstruktion eines Teilchens im Magneten als auch die Geometrie der Flugzeitwand und des Leichtteilchenhodoskops. Vereinfachend wurde eine Effizienz der Detektoren von 100 % angenommen.

Das QMD - Modell verwendet die Projektil- und Targetmasse, die Projektilenergie, sowie den Stoßparameter b^* als Eingangsgrößen und liefert als Ausgangsgrößen Observablen mit ihren Fluktuationen. Damit kann das Verfahren der Stoßparameter - Rekonstruktion - im Rahmen des Modells - direkt überprüft werden. Abbildung 5.7 illustriert die Ergebnisse der Simulationen für das Al - Target. Das Verfahren wurde für die Intervalle von $b = 0 - 2$ fm (oben) und von $6 - 8$ fm (unten) mit den generierten M_{lp} - und Z_{bound} - Verteilungen angewandt. Die Histogramme geben die Streuung des "wirklichen" Stoßparameters b^* für die Intervalle des rekonstruierten Stoßparameters b wieder. Die Pfeile deuten den Mittelwert $\langle b \rangle$ des jeweiligen angenommenen b - Intervalls an.

Da der Stoßparameter nicht kleiner als Null werden kann, haben Fluktuationen zwangsläufig zur Folge, daß sich das Maximum seiner Verteilung zu größeren Werten hin verschiebt. Für Werte nahe bei Null zeigt sich dieser Effekt auch in der Abbildung: die Maxima für $b = 0 - 2$ fm sind deutlich nach rechts verschoben. Es ist allerdings bemerkenswert, daß die Verteilung aus Z_{bound} nicht wesentlich breiter ist als das ursprüngliche Intervall von $\Delta b = 2$ fm. Da die aus Z_{bound} gewonnenen Histogramme deutlich schmaler sind als die aus M_{lp} , läßt sich schließen, daß M_{lp} stärkeren Fluktuationen unterworfen ist als Z_{bound} und Z_{bound} somit - im Rahmen der QMD - die geeignetere Observable zur Rekonstruktion des Stoßparameters ist.

Eine genauere Untersuchung mit QMD ergibt, daß die Fluktuationen von M_{lp} hauptsächlich durch den Entstehungsprozeß der leichten Teilchen entstanden sind und nur zu einem kleinen Teil durch die geringe Akzeptanz des Hodoskops.

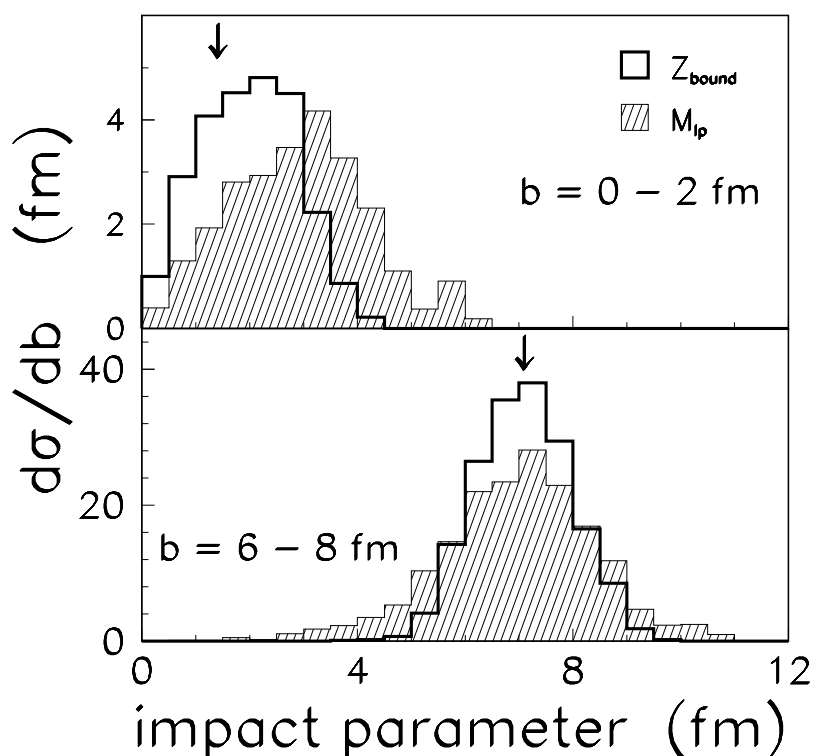


Abbildung 5.7: Simulation der Stoßparameter - Rekonstruktion mit dem Quantenmolekulardynamischen (QMD) Modell für den Fall des Al - Targets. Mit den aus dem QMD - Modell errechneten Größen M_{lp} und Z_{bound} wurde der Stoßparameter b in den Intervallen $0 - 2 \text{ fm}$ (oben) und $6 - 8 \text{ fm}$ (unten) rekonstruiert. Die Pfeile deuten die Mittelwerte dieser Intervalle an. Auf der Abszisse ist der zu den M_{lp} - und Z_{bound} - Werten gehörende "wirkliche" Stoßparameter b^* aufgetragen. Die Verteilungen sind bei der Verwendung von Z_{bound} deutlich schmaler und geben b^* daher besonders bei zentraleren Stößen genauer wieder. Dies zeigt, daß Z_{bound} - im Rahmen des Modells - die geeignetere Variable zur Bestimmung von b ist.

Abbildung 5.8 zeigt die Ergebnisse der Simulationen für alle drei Targets und für beide Observablen über den gesamten Bereich der möglichen Reaktionsgeometrien. Dabei ist der aus M_{lp} beziehungsweise Z_{bound} rekonstruierte mittlere Stoßparameter b gegen den "wirklichen" mittleren Input - Stoßparameter b^* aufgetragen. Bei optimaler Funktion des Verfahrens sollten die Punkte auf der jeweiligen Diagonalen liegen. Es zeigt sich, daß im Rahmen des Modells der rekonstruierte Stoßparameter mit dem "wirklichen" bemerkenswert gut übereinstimmt. Abweichungen treten nur bei den zentralsten Kollisionen auf, wobei wiederum Z_{bound} aufgrund der geringeren Fluktuationen die günstigere Größe zu sein scheint. Im Falle des Cu - Targets ist zwischen den beiden Möglichkeiten kein signifikanter Unterschied mehr festzustellen.

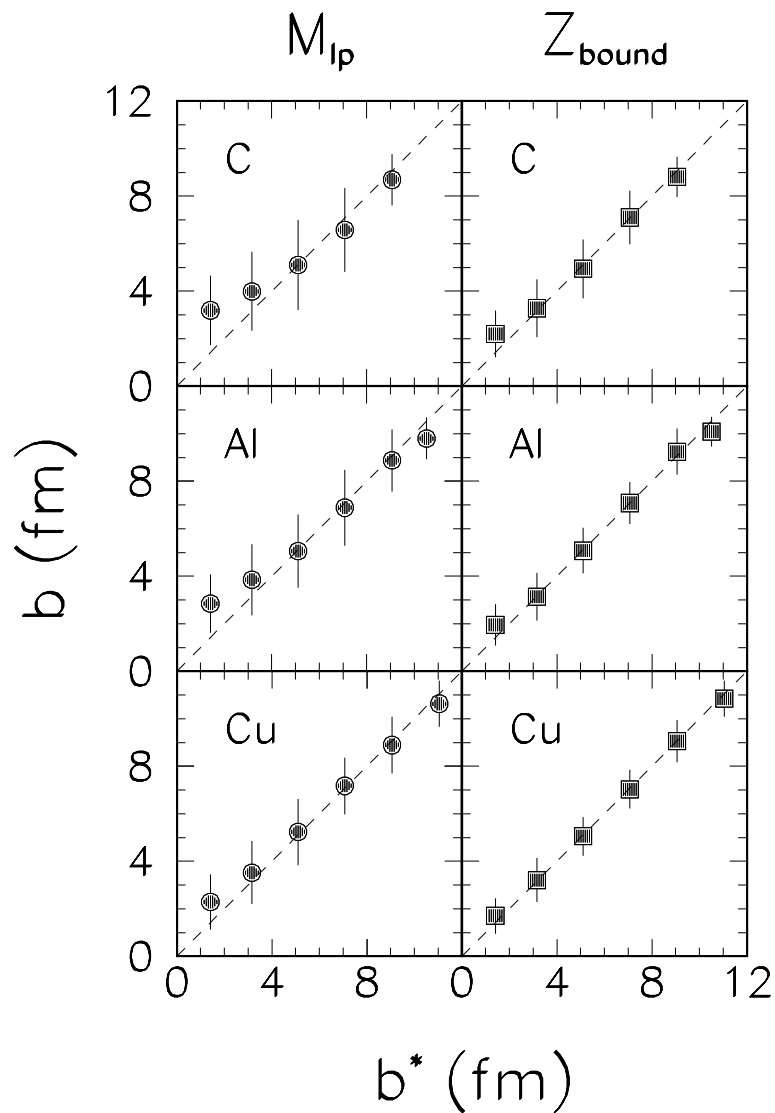


Abbildung 5.8: Ergebnisse der QMD - Simulationen für alle drei Targets sowie beide Observablen über den gesamten Bereich der möglichen Reaktionsgeometrien. Es ist der aus M_{lp} beziehungsweise Z_{bound} rekonstruierte Stoßparameter b gegen den “wirklichen” Input - Stoßparameter b^* aufgetragen. Gäbe es keine Fluktuationen, so müßten die Punkte auf der jeweiligen Diagonalen liegen.

Es muß betont werden, daß diese Betrachtungen modellabhängig sind. In den QMD - Simulationen sind die Kerne stabiler als im wirklichen Experiment. Das äußert sich darin, daß in den Simulationen nur etwa $2/3$ der experimentellen Multiplizität M_{lp} erreicht wird und im Fall von Z_{bound} ein deutlicher, schlecht quantifizierbarer Teil im unteren Teil des Z_{bound} - Spektrums nicht reproduziert wird. Qualitativ führt dies zu einer leichten Überbewertung der Güte von Z_{bound} . Diese dürfte aber die Diskrepanz zwischen den Fluktuationen von M_{lp} und Z_{bound} nicht wesentlich verringern.

Folgende Tabelle zeigt die zu 2 fm breiten Stoßparameterintervallen zugeordneten Intervalle von M_{lp} und Z_{bound} . Diese Intervalle werden in der folgenden Analyse zur Ereignis - Charakterisierung verwendet. Es muß betont werden, daß eine Einteilung in kleinere Stoßparameterintervalle der Fluktuationen wegen nicht sinnvoll ist.

Observable	Target	Stoßparameterintervall (fm)				
		0 - 2	2 - 4	4 - 6	6 - 8	8 - 10
M_{lp}	C	≥ 15	11 - 14	7 - 10	1 - 6	—
	Al	≥ 22	17 - 21	12 - 16	6 - 11	—
	Cu	≥ 30	24 - 29	17 - 23	10 - 16	4 - 9
Z_{bound}	C	≤ 38	39 - 50	51 - 62	63 - 78	—
	Al	≤ 20	21 - 34	35 - 51	52 - 65	—
	Cu	≤ 6	7 - 17	18 - 33	34 - 52	53 - 68

Tabelle 5.1: Nach dem Verfahren zur Stoßparameter - Rekonstruktion kann jedem der 2 fm breiten Stoßparameterintervalle für jedes Target ein Intervall der Observablen M_{lp} oder Z_{bound} zugeordnet werden.

5.4 Identifikation der Ausgangskanäle

In diesem Kapitel wird mit Hilfe der zuvor definierten Observablen Z_{max} und Z_{bound} eine Klassifikation der Kollision in bezug auf verschiedene Ausgangskanäle vorgenommen. Abbildung 5.9 zeigt die Korrelation der Observablen Z_{max} und Z_{bound} für die Targets C, Al und Cu. Zur besseren Beurteilung der relativen Intensitäten ist in Abbildung 5.10 die Korrelation für das C - Target zusätzlich in dreidimensionaler Darstellung abgebildet.

Der Definition folgend ist Z_{bound} immer größer oder gleich Z_{max} , so daß alle Ereignisse unterhalb oder auf der Diagonalen liegen müssen. Je weiter ein Punkt von der Diagonalen entfernt ist, desto gleichmäßiger ist die Ladung auf die emittierten Fragmente verteilt. Punkte, die auf der Diagonalen liegen, entsprechen Ereignissen, bei denen nur ein einziges Fragment nachgewiesen wurde. In deren unmittelbarer Nachbarschaft befinden sich bei großen Z_{bound} die Kollisionen, bei denen der Projektilrest in ein schweres und in ein oder auch mehrere leichte Fragmente zerfallen ist. Hier stößt man auf die bei peripheren Reaktionen entstehenden, typischen schweren Restkerne, die aufgrund ihrer geringen Anregungsenergie nur wenige leichte Teilchen evaporiert haben. Wie man am besten aus Abbildung 5.10 sehen kann, befindet sich der größte Teil des Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich. Hierbei ist die wirkliche Höhe durch das Einschneiden der Triggerbedingung in den oberen Ladungsbereich stark reduziert.

Geht man von großen zu kleinen Z_{bound} - Werten, also zu zunehmend zentraleren Stößen, nimmt der Wirkungsquerschnitt im Bereich der Diagonalen ständig ab. Bei $Z_{bound} \approx 50$ gibt es praktisch keine Ereignisse mehr mit $Z_{bound} = Z_{max}$, und Z_{max} beginnt stark abzufallen. Hier zeichnet sich eine Veränderung im Reaktionsmechanismus ab: von Ereignissen, bei denen die Ladung hauptsächlich in einem Fragment konzentriert ist, zu Ereignissen, bei denen sie eher gleichförmig auf mehrere Fragmente aufgeteilt wird. Geht man von $Z_{bound} \approx 30$ zu zentraleren Stößen, so zerfällt der Projektilspectator im Falle der schweren Targets in zunehmend kleinere Bruchstücke. Beim C - Target ist dies schon nicht mehr möglich, da mit den zentralsten Stößen gerade der Bereich des Zerfalls in mehrere Fragmente erreicht wird. Im Falle der schwereren Targets befindet sich noch ein beträchtlicher Teil des Wirkungsquerschnitts in dem Bereich, in dem sowohl Z_{max} als auch Z_{bound} klein sind. Dies sind vermutlich Prozesse, bei denen der Projektilrest so stark aufgeheizt wurde, daß ein vollständiger Zerfall in hauptsächlich Nukleonen und ein paar leichte Fragmente stattgefunden hat. Beim Cu - Target sind bei $Z_{max} = 2$ die He - Multiplizitäten direkt zu erkennen.

Bei $Z_{bound} \geq 70$ und $Z_{max} \approx 40$ kann man deutlich die binäre Spaltung des Projektils identifizieren. Ihr relativer Beitrag zum Wirkungsquerschnitt ist allerdings gering. Sie zeigt am deutlichsten die Sensitivität vom Z_{max} auf den Zerfallsmodus.

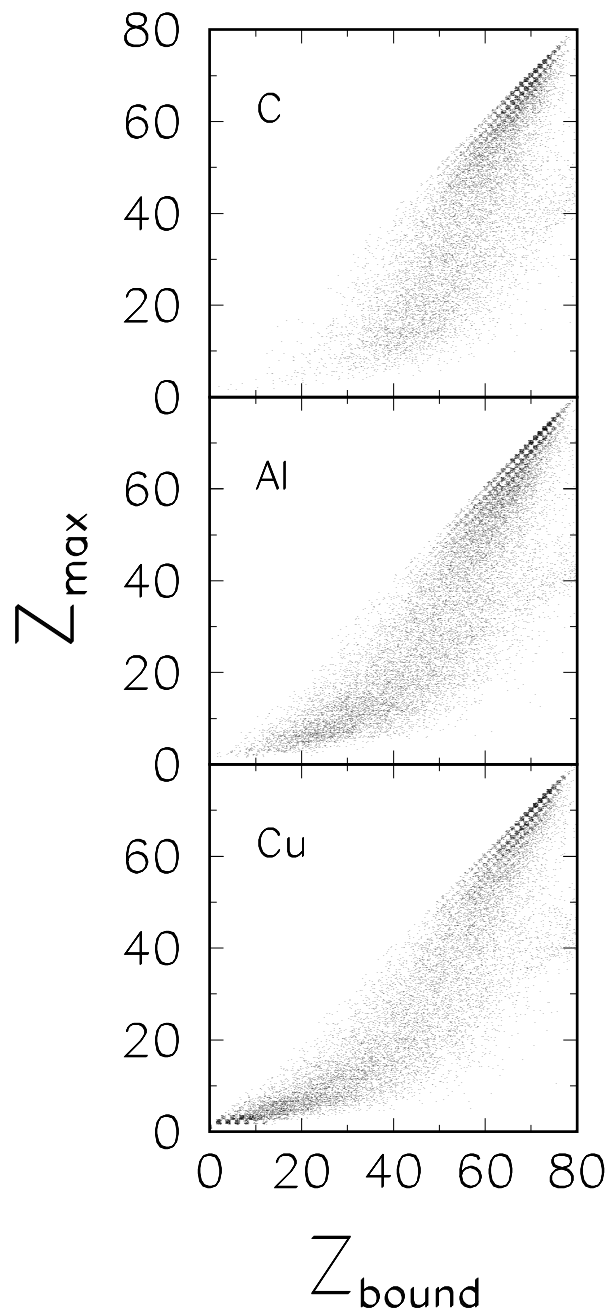


Abbildung 5.9: Korrelation von Z_{\max} mit Z_{bound} für die Targets C, Al und Cu. Folgt man der Verteilung von peripheren Stößen zu zentralen, fällt Z_{\max} bei $Z_{\text{bound}} \approx 55$ auf kleinere Werte ab. Dies deutet auf eine Veränderung im Reaktionsmechanismus hin: von Ereignissen, bei denen die Ladung hauptsächlich in einem Fragment konzentriert ist, zu Ereignissen, bei denen sie eher gleichförmig auf mehrere Fragmente aufgeteilt wird. Es ist bemerkenswert, daß die Korrelationen ab $Z_{\text{bound}} = 40$ bei allen Targets fast identisch aussehen.

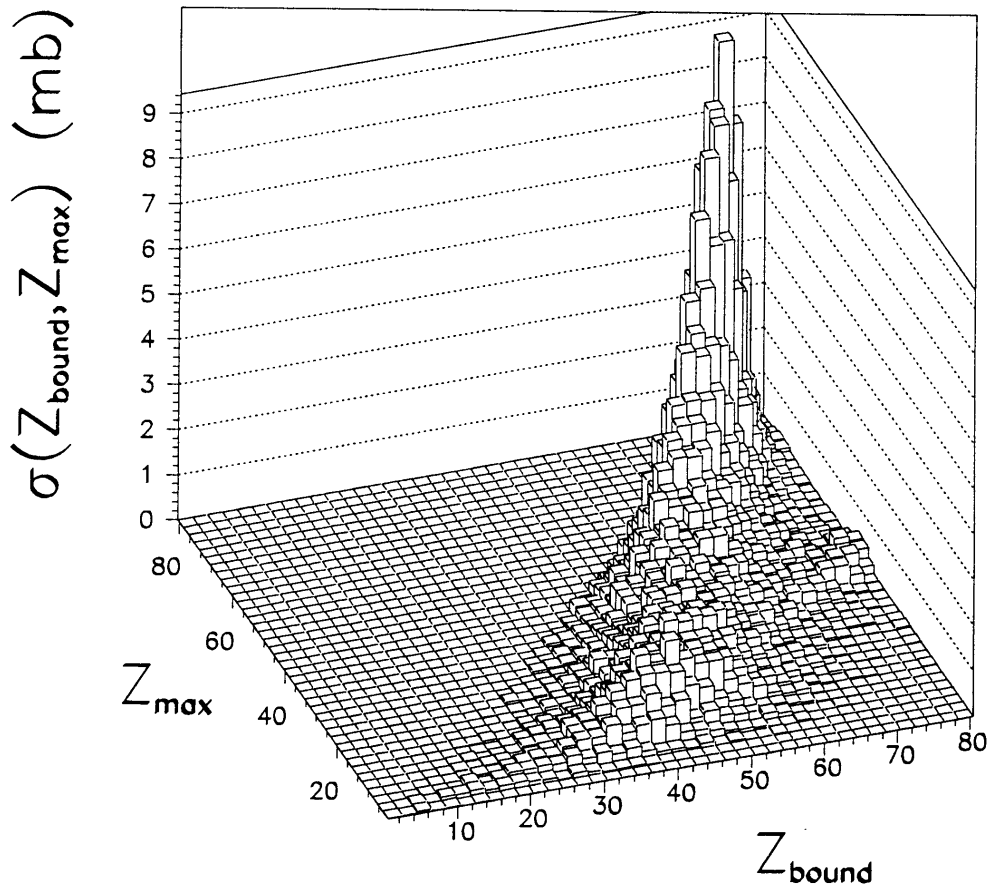


Abbildung 5.10: Dreidimensionale Darstellung der Z_{\max} - Z_{bound} - Korrelation für das C - Target. Die relativen Intensitäten lassen sich hiermit gut beurteilen: der größte Teil des Wirkungsquerschnitts kommt aus peripheren Reaktionen, in deren Verlauf ein relativ schwerer Restkern und nur wenige komplexe Fragmente mit $Z \geq 2$ produziert werden. Bei $Z_{\text{bound}} \approx 80$ und $Z_{\max} \approx 40$ kann man gut die binäre Spaltung des Projektils identifizieren.

Die Z_{\max} - Z_{bound} - Korrelationen geben einen wunderbaren Einblick in die Zerfallsarten des Projektilspectrum. Von peripheren Reaktionen, bei denen Ereignisse mit einem schweren Fragment im wesentlichen auf der Diagonalen oder in deren unmittelbarer Nachbarschaft liegen, verläßt das Maximum bei $Z_{\text{bound}} \approx 50$ die Diagonale und zeigt, indem Z_{\max} plötzlich steil abfällt, einen Übergang zum Zerfall in mehrere Fragmente. Ist in diesem Bereich $Z_{\max} \geq 3$, so spricht man vom Zerfall in mittelschwere Fragmente (IMFs), der, da die IMFs vermutlich nicht durch bekannte Prozesse wie Spaltung oder Verdampfung gebildet werden, einen eigenständigen Zerfallskanal etabliert. Bei kleinen Z_{bound} - Werten ($Z_{\text{bound}} < 15$) wird schließlich beim Cu - Target eine signifikante Anzahl von Fragmenten, die leichter als $Z_{\max} = 3$ sind, beobachtet, so daß

man in diesem Fall eher von einer vollständigen Verdampfung des Kerns als von einem Zerfall in Fragmente sprechen kann. Hier befindet sich der größte Teil der Ladung bereits in H - Isotopen, deren Fluktuationen im Vergleich zu He - Fragmenten Z_{bound} stark beeinflussen. Z_{bound} ist daher keine geeignete Observable mehr zur Beschreibung dieser Prozesse.

Es ist bemerkenswert, daß das Einsetzen des Zerfalls in IMFs für alle drei Targets bei dem selben Wert von $Z_{bound} \approx 50$ auftritt. Betrachtet man die $Z_{max} - Z_{bound}$ - Korrelation nur im Bereich $Z_{bound} \geq 40$, so sind auch die Verteilungen für die drei Targets kaum noch zu unterscheiden. Es zeigt sich somit eine generelle Unabhängigkeit vom Target in diesem Bereich. Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß gleichen Z_{bound} - Werten je nach Target unterschiedliche Stoßgeometrien entsprechen. Nach Tabelle 5.1 korrespondieren zu $Z_{bound} \approx 50$ bei dem C, Al und Cu - Target etwa die Stoßparameter $b \approx 4, 6$ und 8 fm. Der Übergang in den Zerfall in mehrere Fragmente findet also je nach Target bei unterschiedlichen Stoßgeometrien statt. Je schwerer das Target, desto weniger Überlapp ist erforderlich, um die Schwelle zu diesem Zerfallskanal zu erreichen. Man kann vermuten, daß mit Z_{bound} ein universeller Ordnungsparameter gefunden wurde, mit dem es möglich ist, die Zerfallsart des Projektilspectators unabhängig von Stoßgeometrie oder Targetkern zu charakterisieren.

5.5 Z_{bound} - Spiegelbild des Projektilspectators ?

Während der Kollision findet zwischen den Nukleonen im Überlappbereich von Projektil - und Targetkern eine Wechselwirkung statt, in deren Verlauf aus dem Au - Projektil Nukleonen herausgeschlagen werden. Im Rahmen des Participant - Spectator - Modells besteht eine direkte Relation zwischen dem Stoßparameter b der Kollision und der Größe des Primärfragments A_1 und damit der Anzahl dieser Nukleonen [Gos77]. Links unten in Abbildung 5.11 ist diese Abhängigkeit für die Targets ^{12}C , ^{27}Al und ^{64}Cu dargestellt. Für den Nukleonradius wurde der Wert $r_0 = 1.2$ fm verwendet.

Vernachlässigt man alle räumlichen Korrelationen und betrachtet einen einfachen Potentialtopf, aus dem $\Delta A_1 \ll A_1$ Nukleonen entfernt werden, so ist die mittlere Anregungsenergie des verbleibenden Restkerns A_1

$$\langle E^* \rangle \approx \varepsilon_1 \cdot \Delta A_1. \quad (5.2)$$

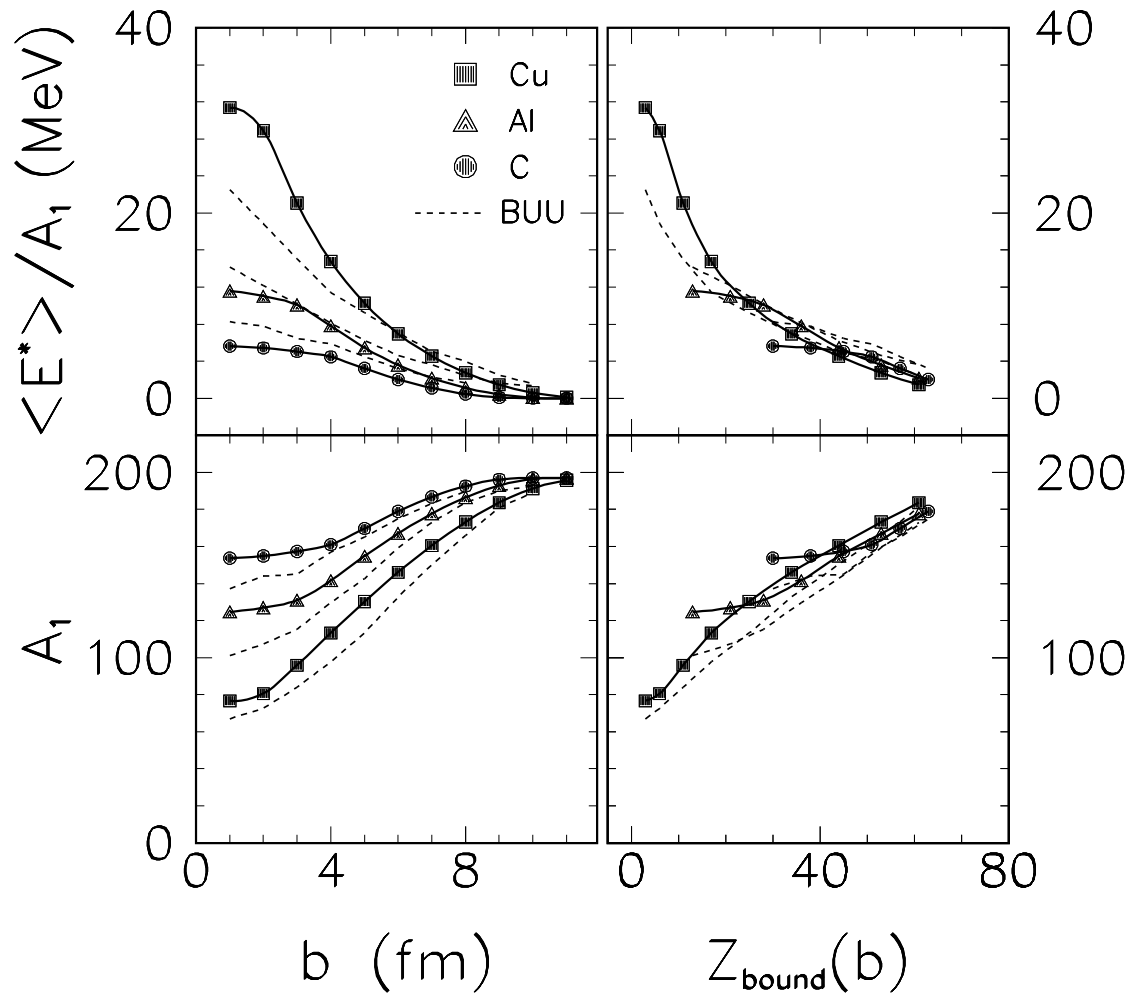


Abbildung 5.11: Linker Teil: Mit Hilfe des Participant - Spectator - Modells kann eine direkte Relation zwischen der Größe des Primärfragments A_1 und dem Stoßparameter b angegeben werden (unten). Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der Anregungsenergie und der Anzahl der aus dem Projektil entfernten Nukleonen läßt sich daraus die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E^* \rangle / A_1$ des Primärfragments bestimmen (oben). Gestrichelt sind BUU - Rechnungen eingezeichnet. Sie stimmen bei peripheren Stößen gut mit dem einfachen Modell überein, bei zentralen zeigen sich dagegen deutliche Abweichungen.

Rechter Teil: Hier wurde die Abszisse nach der Vorschrift der Stoßparameter - Rekonstruktion von b in Z_{bound} transformiert. Die Abbildung zeigt, daß diese Transformation ein Zusammenschieben der Kurven der verschiedenen Targets bewirkt, so daß sie im Rahmen der erwarteten Fluktuationen auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Die Resultate der BUU - Rechnungen sind wiederum gestrichelt in die Abbildung eingetragen.

Die mittlere Anregungsenergie pro entferntem Nukleon ϵ_1 kann man bei einer Fermienergie von 40 MeV mit $\epsilon_1 \approx 16$ MeV abschätzen. Ein etwas detaillierteres Modell ergibt unter Verwendung eines Woods - Saxon - Potentials $\epsilon_1 = 13$ MeV [Gai91]. INC - Rechnungen sagen 28 MeV (ISABEL - Code) [Süm91] oder sogar 40 MeV [Met58] für die Entfernung eines Nukleons voraus, während wesentlich komplexere Modelle wie das BUU - Modell im Mittel etwa 20 MeV pro Nukleon angeben [Ogi91].

Links oben in Abbildung 5.11 ist die mit dem Wert $\epsilon_1 = 20$ MeV nach Gleichung 5.2 berechnete Anregungsenergie pro Nukleon des Primärfragments A_1 für die drei Targets als Funktion des Stoßparameters b aufgetragen. Wie erwartet, nimmt die Anregungsenergie zu zentraleren Stößen hin zu und erreicht beim C - Target etwa 5 MeV, beim Al - Target 11 MeV und beim Cu - Target sogar 30 MeV pro Nukleon.

b (fm)	C		Al		Cu	
	E^*/A_1	A_1	E^*/A_1	A_1	E^*/A_1	A_1
1	8.26	137.3	14.15	101.0	22.54	67.0
2	7.78	144.0	12.18	107.3	18.84	72.7
3	6.47	145.0	10.17	115.3	15.05	84.0
4	5.87	157.0	8.13	129.7	11.42	97.7
5	4.50	165.0	6.25	142.7	9.23	113.3
6	3.21	175.0	4.63	159.3	7.08	132.7
7	2.28	183.3	3.61	173.0	5.05	150.3
8	1.69	189.7	2.46	183.7	3.98	166.0
9	-	-	1.63	190.0	2.50	181.0
10	-	-	1.34	192.7	1.58	189.0

Tabelle 5.2: Anregungsenergie pro Nukleon E^/A_1 und Nukleonenzahl A_1 des Projektilspectators für verschiedene Stoßparameter b aus **BUU** - Rechnungen. Die Ungenauigkeiten von E^* und von A_1 betragen 10 - 15 %, E^*/A_1 ist jedoch auf etwa 4 % genau. Da in **BUU** - Modellen die Energieerhaltung nicht streng gilt, kommt noch eine zusätzliche Unsicherheit von $\Delta E/E \approx 5$ % hinzu.*

Die Annahme eines konstanten Wertes für ϵ_1 über den gesamten Stoßparameterbereich ist sicherlich nicht gerechtfertigt. Zum Vergleich wurden daher Rechnungen mit dem wesentlich komplexeren BUU - Modell durchgeführt [Ber84]. Mit diesem Modell können als Transportmodell für Einteilchendichteverteilungen zwar keine Aussagen zur

Fragmentproduktion gemacht werden, aber es gelingt, eine Relation zwischen Reaktionsgeometrie, der Größe des Projektilspectators und der Anregungsenergie herzustellen [Ogi91]. Hierbei wurde das Primärfragment als Summe aller Nukleonen definiert, die sich innerhalb einer Kugel im Ortsraum befinden. Die Größe und Position dieser Kugel wurde aus der Verteilung der Projektilnukleonen berechnet, die noch weitere Stöße vor sich haben. Der Radius dieser Kugel entspricht ungefähr dem eines Goldkerns. Die deponierte Energie wurde aus den Impulsen und der potentiellen Energie der Nukleonen in dieser Kugel abzüglich der abgeschätzten Grundzustandsenergie berechnet. Die Größe des Systems sowie die deponierte Energie sind für Zeiten zwischen 40 und 120 fm/c nach Beginn der Kollision innerhalb von 5 - 10 % konstant. Dies zeigt, daß nach 40 fm/c praktisch alle "fireball" - Nukleonen die Reaktionszone verlassen haben. Die Unsicherheiten in der Nukleonenzahl des Projektilspectators A_1 und der Anregungsenergie E^* hängen vom Radius der gewählten Kugel ab. Bei einer 10 - prozentigen Radiusvariation ändern sich E^* und A_1 um etwa 15 %. Da E^* und A_1 bei Vergrößerung des Radius ebenfalls beide anwachsen, ist die Größe E^*/A_1 aufgrund dieser Variation auf etwa 4 % genau. Obwohl in BUU - Rechnungen die Energieerhaltung nicht streng gilt ($\Delta E/E \approx 5\%$) und die Grundzustandsenergie nur auf etwa ± 0.5 MeV pro Nukleon bestimmt werden konnte, sollten quantitative Angaben besser als mit einfacheren Modellen sein. Tabelle 5.2 zeigt eine Zusammenstellung der Resultate.

In Abbildung 5.11 sind die Resultate der BUU - Rechnungen gestrichelt eingetragen. Die Größe des Primärfragments A_1 in Abhängigkeit von b stimmt gut mit dem einfachen Participant - Spectator - Modell überein. Daß dieses Modell A_1 bei zentralen Stößen überschätzt, ist zu erwarten, da hierbei besonders unrealistische Kernformen (Kern mit zylinderförmigem Loch) auftreten und Nukleonen sicherlich durch Präequilibriums-emission verloren gehen. Die mit dem einfachen Participant - Spectator - Modell und der Annahme eines konstanten $\epsilon_1 = 20$ MeV berechnete Anregungsenergie stimmt in peripheren Reaktionen erstaunlich gut mit den komplexeren BUU - Simulationen überein. Bei zentraleren Reaktionen ist allerdings die Anregungsenergie beim Cu - Target um etwa 50 % höher. Hier spiegelt sich die Stoßparameterabhängigkeit der Größe ϵ_1 wider, die mit den BUU - Rechnungen in diesem Bereich nur noch 10 - 15 MeV beträgt.

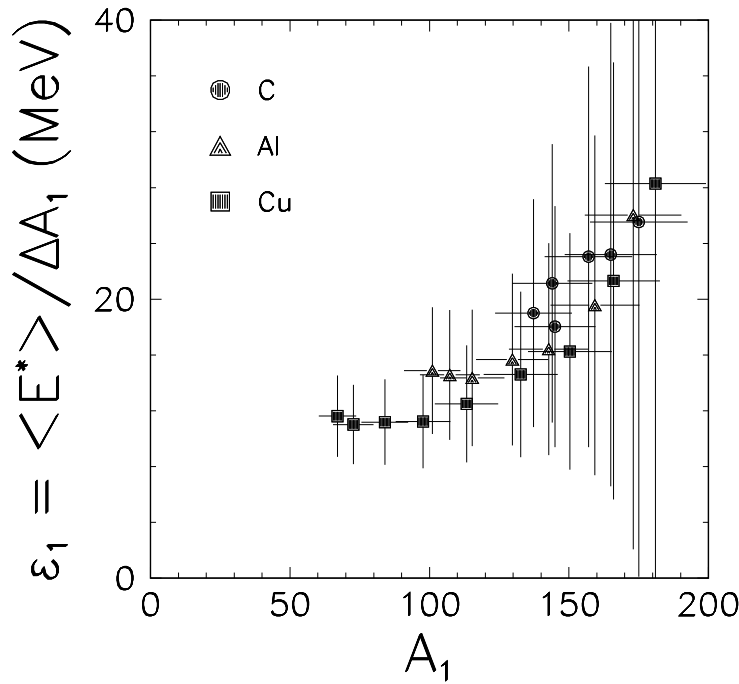


Abbildung 5.12: Mittlere Anregungsenergie pro entferntem Nukleon $\epsilon_1 = \langle E^* \rangle / \Delta A_1$ als Funktion der Nukleonenzahl A_1 des Projektilspectators für die Targets C, Al und Cu aus **BUU** - Rechnungen. Die Datenpunkte entsprechen Stoßparameterschritten von 1 fm, beginnend bei kleinen A_1 mit $b = 1$ fm. Da $\Delta A_1 = A_{proj} - A_1$ bei peripheren Stöße klein ist, werden die Fehler in diesem Bereich relativ groß.

Bereits bei der Stoßparameterbestimmung wurde davon ausgegangen, daß (im Mittel) eine monotone Beziehung zwischen Z_{bound} und b besteht. Die sich unter dieser Annahme ergebende Relation (vgl. Tab. 5.1) kann nun dazu verwendet werden, sowohl die Abhängigkeit der Größe des Primärfragments, als auch die der Anregungsenergie von Z_{bound} zu berechnen. Das Resultat ist im rechten Teil von Abbildung 5.11 dargestellt. Hierbei wurde lediglich die Abszisse nach der Vorschrift der Stoßparameter - Rekonstruktion von b in Z_{bound} transformiert. Die Abbildung zeigt, daß diese Transformation ein Zusammenschieben der Kurven der verschiedenen Targets bewirkt, so daß sie im Rahmen der erwarteten Fluktuationen (siehe Kap. 5.3) auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Die Resultate der BUU - Rechnungen sind wiederum gestrichelt in die Abbildung eingetragen. Auch sie fallen näherungsweise auf eine gemeinsame Kurve, die sich nur unwesentlich von dem einfachen Participant - Spectator - Modell mit einem konstanten ϵ_1 unterscheidet.

Diese Ergebnisse lassen vermuten, daß Z_{bound} sowohl ein Maß für A_1 als auch für die Anregungsenergie pro Nukleon ist. Eine weitere, unmittelbare Schlußfolgerung aus diesen Betrachtungen ist, daß die Systemgröße und die Anregungsenergie des Systems vermutlich direkt miteinander verknüpft sind. Obwohl alle diese Darstellungen modellabhängig sind, ist die gute Übereinstimmung zwischen den beiden verschiedenen Modellen bemerkenswert. Wesentlich bei diesen Betrachtungen ist die Annahme einer monotonen Beziehung zwischen b und Z_{bound} . Es muß allerdings betont werden, daß hierbei keinerlei Annahmen über den jeweiligen Zerfallsprozeß gemacht werden.

Warum ist aber gerade die Observable Z_{bound} so gut mit der Anregungsenergie korreliert? Die Idee von Z_{bound} geht davon aus, daß mit Z_{bound} nicht nur über die Größe des Projektilspectators eine Beziehung zur Anregungsenergie besteht, sondern daß Z_{bound} desweiteren auf den Zerfall sensitiv ist, da in Z_{bound} H - Isotope nicht berücksichtigt sind. Hierbei kann man sich vorstellen, daß in einer zweiten Phase der Reaktion aus dem Projektilspectator angeregte Fragmente hervorgehen, die aufgrund ihrer Anregungsenergie einzelne Nukleonen evaporieren, bevor sie schließlich stabile Kerne bilden. Statistische Rechnungen sagen voraus, daß die Anregungsenergie vor dem Zerfall eines Fragments direkt mit der Anzahl der während des Zerfalls emittierten H - Isotope zusammenhängt. Die Ladung Z_1 des Projektilspectators kann abgeschätzt werden indem man annimmt, daß dieser aufgrund des schnellen Abrasionsprozesses das gleiche $A/Z = 2.5$ hat, wie das Projektil. Bezeichnet man mit $\epsilon_{2,p}$ die mittlere Anregungsenergie, die notwendig ist, um ein H - Isotop zu emittieren, so kann man $\langle E^* \rangle$ durch den Verlust ΔZ_2 durch Evaporation mit $\langle E^* \rangle \approx \Delta Z_2 \cdot \epsilon_{2,p}$ beschreiben, wobei $\Delta Z_2 = Z_1 - Z_{bound}$ ist. Unter der Annahme, daß Z_{bound} ein geeignetes Maß für die mittlere Anregungsenergie ist, können sich Änderungen im Zerfallsmechanismus unter Umständen in einer Variation der Größe

$$\epsilon_{2,p} = \frac{\langle E^* \rangle}{A_1 / 2.5 - Z_{bound}} \quad (5.3)$$

widerspiegeln.

Abbildung 5.13 zeigt $\epsilon_{2,p}$ als Funktion von Z_{bound} für die Targtes C, Al und Cu, wobei A_1 aus den BUU - Rechnungen entnommen wurde. Es zeigt sich, daß $\epsilon_{2,p}$ sich bei allen Targtes etwa im Bereich von 40 - 80 MeV befindet. Die Ungenauigkeiten sind im Bereich peripherer Stöße, wo Z_{bound} nur wenig kleiner ist als Z_1 , sehr groß. Insbesondere wurden Fluktuationen des Stoßparameters, die bei festem Z_{bound} zusätzliche Unsicherheiten in A_1 zur Folge haben, nicht berücksichtigt. Läßt man die Datenpunkte ab $Z_{bound} \approx 50$ der zu großen Fehler wegen außeracht, so ist keine signifikante Abhängigkeit von Z_{bound} oder vom Target festzustellen. Es ist klar, daß die Annahmen zur Be-

stimmung von $\epsilon_{2,p}$ sehr weitgehend sind und daß die Anregungsenergie ϵ_2 zur Evaporation eines Nukleons anstatt eines H - Isotops vermutlich eine günstigere Größe ist, da zu Beginn der Evaporation bis zum Erreichen des Tales der Stabilität zunächst Neutronen emittiert werden. Um die Aussage von Abbildung 5.13 zu beurteilen, müßte mit der Summenladung dasselbe Verfahren durchgeführt und festgestellt werden, ob $\epsilon_{2,p}$ in diesem Fall eine signifikante Abhängigkeit von ihr zeigt.

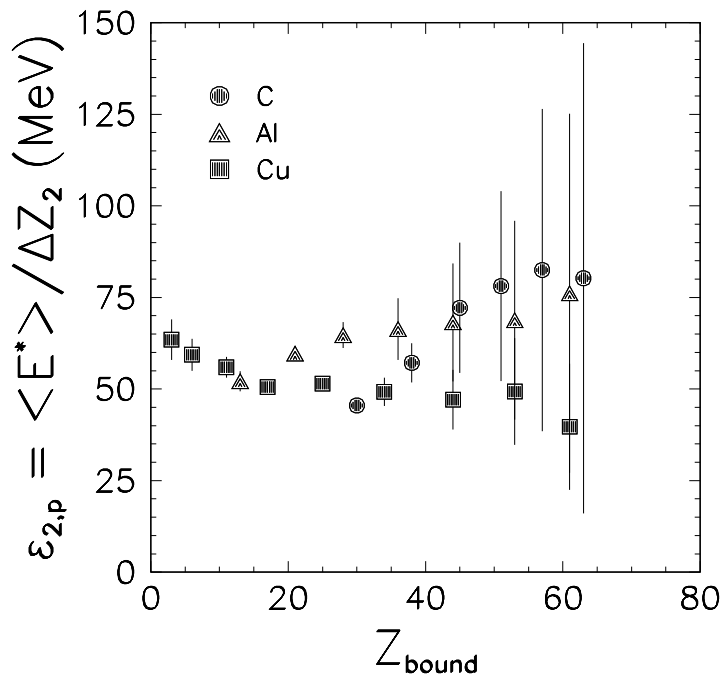


Abbildung 5.13: Mittlere Anregungsenergie $\epsilon_{2,p}$, die notwendig ist, ein H - Isotop zu emittieren, als Funktion von Z_{bound} für die Targets C, Al und Cu. $\Delta Z_2 = Z_1 - Z_{bound}$ wurde über die Größe des Projektilspectators A_1 aus den BUU - Rechnungen und Z_{bound} bestimmt.

6 Multiplizität mittelschwerer Fragmente

Ein mittelschweres Fragment (IMF) wird hier als ein Kernbruchstück im Ladungsbe-
reich $3 \leq Z \leq 30$ definiert. Dieser Bereich ist zweckmäßig, da somit zum einen die
Spaltfragmente und die schweren Restkerne und zum anderen durch Evaporation ent-
standene H - und He - Kerne ausgeschlossen werden. Die Multiplizität der IMFs ist eng
mit dem Prozeß des Mehrfachaufbruchs verknüpft. Wie Abbildung 5.9 verdeutlicht,
kann dieser Zerfallsmodus vom Experiment sehr gut erfaßt werden. Die Multiplizität
der mittelschweren Fragmente M_{imf} wird sich als gut geeignete Größe zur Charakteri-
sierung des Bereichs zwischen Evaporation und dem vollständigen Zerfall in leichte
Teilchen erweisen.

6.1 M_{imf} - Z_{bound} - Korrelation

Abbildung 6.1 zeigt die Anzahl der IMF's in Abhängigkeit von der Leichtteilchenmulti-
plizität M_{lp} sowie von Z_{bound} für die Targets C, Al, und Cu. Der einfacheren Interpre-
tation und des Vergleichs wegen ist die horizontale Achse bei M_{lp} gespiegelt, so daß
man in beiden Fällen von links nach rechts von zentralen zu peripheren Kollisionen ge-
langt.

Aufgrund der deutlichen Korrelation von M_{lp} mit Z_{bound} (vgl. Abb. 3.4) ist auch für
die Abhängigkeiten der IMF - Multiplizität M_{imf} von M_{lp} und Z_{bound} ein ähnliches Ver-
halten festzustellen. Im folgenden können daher kleine Werte von Z_{bound} als äquivalent
zu großen M_{lp} und umgekehrt gesetzt werden. Zunächst lassen sich, ohne die Unter-
schiede in Bezug auf M_{lp} und Z_{bound} zu beachten, folgende Aussagen machen:

- Es treten mittlere IMF - Multiplizitäten bis zu $\langle M_{imf} \rangle \approx 4$ auf. Maximal sind
sogar Multiplizitäten bis zu $M_{imf} \approx 8$ festzustellen.
- Die maximalen mittleren Multiplizitäten $\langle M_{imf} \rangle$ sind bei allen Targets ungefähr
gleich groß.
- M_{imf} nimmt von großen zu kleineren Z_{bound} - Werten hin von Null an zunächst
stetig zu, bis das Maximum der Multiplizität erreicht wird. Die Lage dieses Ma-
ximums ist weitgehend unabhängig vom Target und tritt bei $Z_{bound} \approx 40$, bezie-
hungsweise $M_{lp} \approx 15$, auf. Der Verlauf des Anstiegs zu diesem Maximum zeigt
ebenfalls keine Abhängigkeit vom Target.

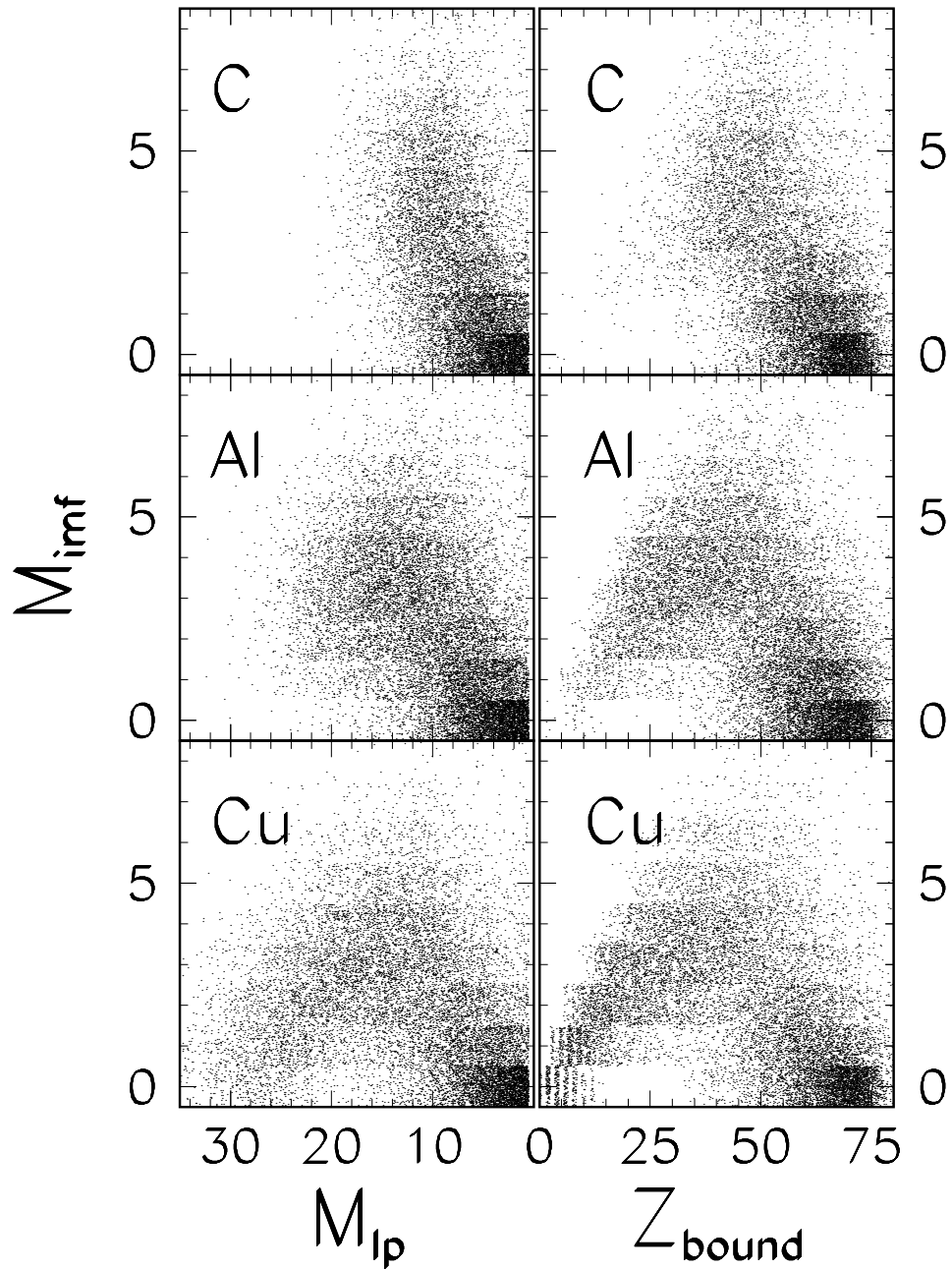


Abbildung 6.1: Multiplizität mittelschwerer Fragmente in Abhängigkeit von der Leichtteilchenmultiplizität M_{lp} und von Z_{bound} . Zum einfacheren Vergleich ist M_{lp} von rechts nach links ansteigend aufgetragen. Da es sich bei allen Observablen um ganze Zahlen handelt, wurden zur Veranschaulichung der Häufigkeiten Zufallszahlen im Intervall $[-1/2, 1/2]$ hinzuaddiert. Dadurch treten teilweise Treppenstrukturen auf.

- Im weiteren Verlauf zu kleinerem Z_{bound} nimmt die IMF - Multiplizität im Mittel wieder ab. Hier zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit vom Target: je schwerer das Target, desto kleiner kann Z_{bound} werden, so daß im Fall von Cu die Multiplizität von Null wieder erreicht wird.

Im Bereich der peripheren Reaktionen ist die Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} klein und Z_{bound} befindet sich im Bereich der Ladung des Projektils. Hier verfügt der Projektilspectator vermutlich noch über zu wenig Anregungsenergie, um Teilchen mit Ladung $Z > 2$ zu emittieren oder in Fragmente zu zerfallen. Für zunehmend zentralere Stöße steigt die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in mehrere Fragmente stark an. Es ist offensichtlich, daß M_{imf} zumindest im Falle von Z_{bound} ein Maximum aufweisen muß: da die Ladung der mittelschweren Fragmente in Z_{bound} enthalten ist, muß M_{imf} für $M_{imf} < Z_{bound}/3$ wieder auf Null zurückgehen. Im Fall der Leichtteilchenmultiplizität M_{lp} ist diese Randbedingung über die Ladungserhaltung zwar ebenfalls vorhanden, aber praktisch aufgrund der geringen Akzeptanz und der fehlenden Ladungsidentifikation des Leichtteilchenhodoskops nicht unmittelbar ersichtlich.

Neben diesen methodischen (trivialen) Gründen führen auch physikalische Prozesse zu einer Abnahme von M_{imf} , da M_{lp} und Z_{bound} ebenfalls mit der Anregungsenergie des Projektilspectators korreliert sind. Je größer M_{lp} oder je kleiner Z_{bound} , desto mehr wurde der verbleibende Projektilrest angeregt. Die Bruchstücke des Projektilspectators werden dadurch zunehmend kleiner und unterschreiten schließlich die Ladungsuntergrenze von $Z = 3$ für ein IMF: die Multiplizität nimmt ab. Im Bereich von $Z_{bound} \approx 0$ oder $M_{lp} \approx 30$ findet beim Cu - Target ein fast vollständiger Zerfall in leichte Teilchen ($Z \leq 2$) statt. In diesem Bereich sind bei $Z_{bound} \leq 10$ und $M_{imf} = 0$ die durch die He - Kerne hervorgerufene Struktur geradzahligter Z_{bound} - Werte zu erkennen.

6.2 Optimaler Stoßparameter zur IMF - Produktion

In Kapitel 5 wurde gezeigt, daß der Stoßparameter einer Kollision aus den Observablen M_{lp} und Z_{bound} rekonstruiert werden kann. Dabei wurde festgestellt, daß beide Observablen prinzipiell gleichermaßen zur Festlegung des Stoßparameters geeignet sind, mit der Einschränkung, daß der aus Z_{bound} gewonnene Stoßparameter $b(Z_{bound})$ bei zentralen Kollisionen mit einem leichten Targetkern vermutlich weniger stark fluktuiert und somit genauer bestimmt ist als $b(M_{lp})$. Mit der Kenntnis des Stoßparameters soll nun die Abhängigkeit der Multiplizität mittelschwerer Fragmente M_{imf} von der Reaktionsgeometrie diskutiert werden, wobei der Stoßparameter hierbei zum Vergleich mit beiden Möglichkeiten rekonstruiert wurde. In Abbildung 6.2 ist diese Abhängigkeit der mittleren Multiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ für die Targets C, Al und Cu dargestellt. Die gewählten Intervalle der Observablen M_{lp} und Z_{bound} entsprechen denen in Tabelle 5.1.

Bei allen drei Targets zeigt sich eine ähnliche Abhängigkeit vom Stoßparameter, unabhängig von der zugrunde liegenden Observablen. Im Falle des C - Targets wächst $\langle M_{imf} \rangle$ mit der Heftigkeit der Kollision an und erreicht schließlich ihr Maximum von $\langle M_{imf} \rangle = 3.5$. Beim Al - Target ist ein ähnliches Anwachsen der Multiplizität zu beobachten. Allerdings wird hier das Maximum schon bei $b = 4.5$ fm erreicht. Für zentrale Kollisionen fällt $\langle M_{imf} \rangle$ wieder ab. Beim Cu - Target schließlich befindet sich das Maximum bei einem Stoßparameter von etwa 6.5 fm. Die Höhe des Maximums ist wiederum etwa 3.5.

Die Übereinstimmung von $b(M_{lp})$ und $b(Z_{bound})$ ist bemerkenswert. Dennoch gibt es Abweichungen. Die großen Fluktuationen von M_{lp} in einem gegebenen Stoßparameterintervall führen dazu, daß $\langle M_{imf} \rangle$ über einen großen Bereich des wirklichen Stoßparameters gemittelt wird. Die etwas höhere maximale Multiplizität für $b(Z_{bound})$ im Fall von Al und Cu sowie der wesentlich flachere Verlauf bei $b(M_{lp})$ bei den zentralsten Kollisionen bei C und Al, sind ein möglicher experimenteller Beleg für diese Hypothese. Andererseits unterliegt $\langle M_{imf} \rangle$ in Abhängigkeit von $b(Z_{bound})$ der Einschränkung des direkten mathematischen Zusammenhangs von M_{imf} und Z_{bound} . Ein kleiner Z_{bound} - Wert führt per Definition zu einem niedrigen $\langle M_{imf} \rangle$. Diese Tatsache trägt sicherlich zu dem steilen Abfallen von $\langle M_{imf} \rangle$ bei den zentralsten Kollisionen bei.

Im rechten Teil von Abbildung 6.2 ist die Reaktionsgeometrie, die der größten mittleren Multiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ entspricht, für das jeweilige System dargestellt. Im Rahmen des Participant - Spectator Modells kann der Anteil der in der Reaktionszone liegenden Nukleonen berechnet werden [Gos77]. Hierbei zeigt sich, daß der Projektilspectator bei der maximalen IMF - Multiplizität bei allen drei Targets aus ungefähr 150 Nukleonen besteht (siehe Abb. 5.11).

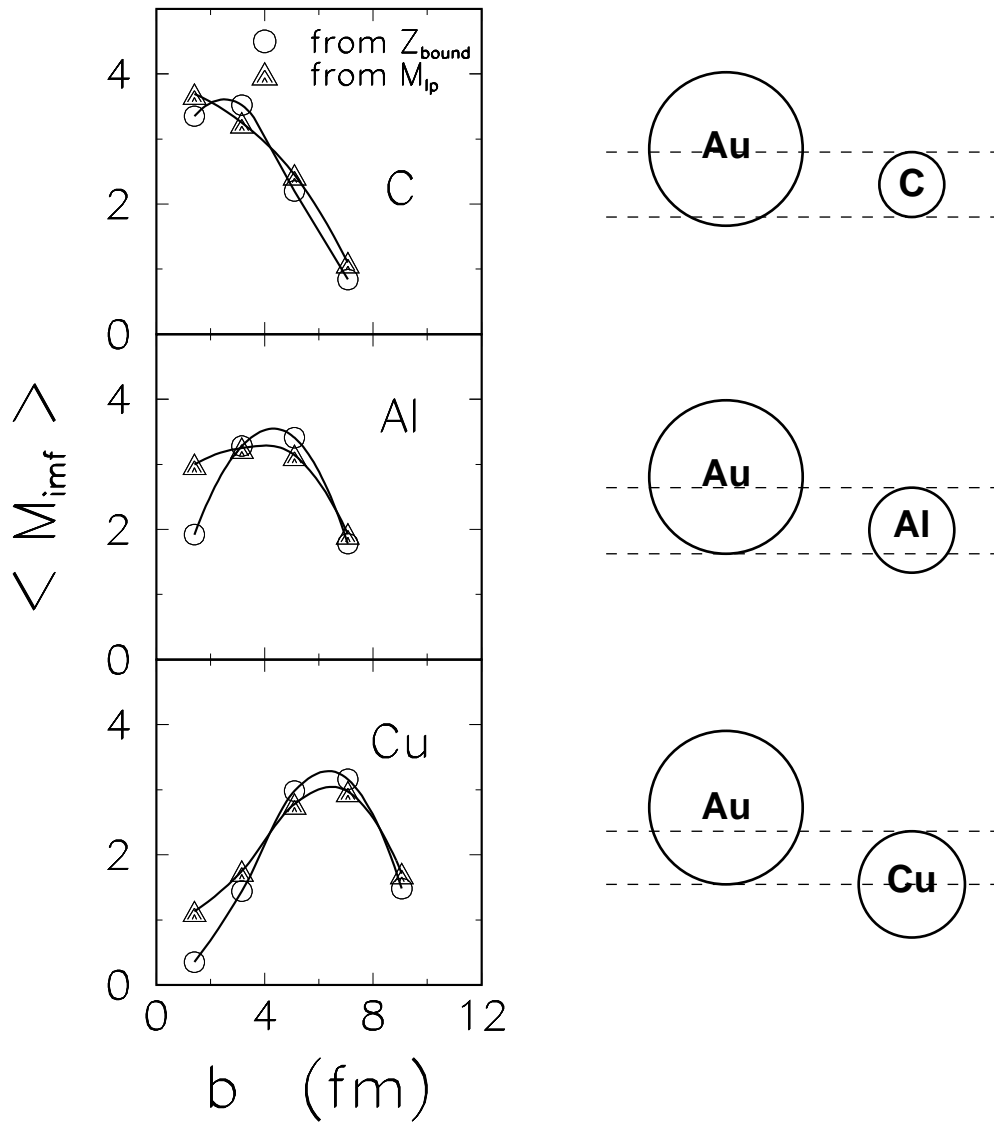


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der mittleren Multiplizität mittelschwerer Fragmente $\langle M_{imf} \rangle$ vom Stoßparameter b . Der Stoßparameter wurde sowohl aus der Leichtteilchenmultiplizität M_{Ip} als auch aus Z_{bound} rekonstruiert. Rechter Teil: Veranschaulichung der Reaktionsgeometrie, die der maximalen IMF - Produktion entspricht. Je schwerer der Targetkern, desto geringer ist der zur maximalen IMF - Multiplizität notwendige Überlapp von Projektil und Target. Der Projektilspectator besteht in allen drei Fällen aus etwa 150 Nucleonen.

6.3 $\langle M_{imf} \rangle - Z_{bound}$ - Universalität

Der Zusammenhang zwischen der Art des Zerfalls und dem Wert von Z_{bound} ist bemerkenswert. In Abbildung 6.3 ist dieser Zusammenhang nun quantitativ durch die mittlere IMF - Multiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ in Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt. Hier zeigt sich eine generelle Unabhängigkeit vom Target, wenngleich nur die Reaktionen mit dem Cu - Targetkern den vollen Z_{bound} - Bereich überdecken. Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits festgestellt, daß $\langle M_{imf} \rangle$ für kleine Z_{bound} - Werte wieder auf Null zurückgehen muß. Der nicht zugängliche Bereich mit $\langle M_{imf} \rangle < Z_{bound} / 3$ ist in der Abbildung schraffiert dargestellt.

Der relativ große Abstand der abfallenden Flanke von $\langle M_{imf} \rangle$ vom mathematische Limit der Ladungserhaltung zeigt, daß dies nicht die einzige Einschränkung der Verteilung ist. So läßt sich aus diesem Abstand von $\Delta Z_{bound} \approx 5$ bei $\langle M_{imf} \rangle = 1$ direkt auf den Abfallparameter τ einer $Z^{-\tau}$ - Parametrisierung der Ladungsverteilung schließen. Der daraus berechnete Wert von $\tau \approx 2.3$ ist durchaus im Rahmen der gemessenen Werte [Ogi91]. Somit spiegelt sich hier unmittelbar die Ladungsverteilung innerhalb eines Ereignisses wider und dadurch der Phasenraum, der dem Fragmentationsprozeß zugänglich ist. Es ist bemerkenswert, daß der Abfall von $\langle M_{imf} \rangle$ zu kleinen Z_{bound} - Werten hin dem Verhalten der bedingungslosen Zerteilung eines Projektilrests mit Ladung Z_{bound} ziemlich nahe kommt (gestrichelte Linie in Abb. 6.3). In diesem Modell der "unconditional partition" [Sob85] wird ein Kern wahllos in alle seine möglichen Bestandteile zerteilt, wobei jede Zerlegung gleiches statistisches Gewicht hat. Der einzige freie Parameter ist die Größe des Systems, so daß für jede Größe eine feste Beziehung zwischen $\langle M_{imf} \rangle$ und Z_{bound} besteht. Da die Dynamik der Kollision und die Stoßgeometrie nicht berücksichtigt werden, kann man vermuten, daß der Zerfall in IMFs im unteren Z_{bound} - Bereich wesentlich von der Größe des Primärfragments bestimmt ist. Das Modell ist hier allerdings nicht in seinem ursprünglichen Sinne angewendet, da hier der Projektilrest aufgrund seiner Ladung und nicht aufgrund der Anzahl seiner Nukleonen zerteilt wird (siehe [Sob85]). Der Unterschied dürfte in dem interessierenden Ladungsbereich jedoch gering sein.

Das universale Anstiegsverhalten von $\langle M_{imf} \rangle$ für große Werte von Z_{bound} legt nahe, daß die zugrunde liegenden Mechanismen, die zu diesem Verhalten führen, stark miteinander korreliert sind. Es wurde bereits festgestellt, daß das Maximum von $\langle M_{imf} \rangle$ je nach Target bei verschiedenen Stoßparametern auftritt. Wie sich aus Abbildung 5.11 ablesen läßt, besteht der Projektilrest in diesem Fall jedoch unabhängig vom Target immer aus etwa 150 Nukleonen. Die Targetunabhängigkeit der IMF - Multiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} zeigt, daß mit Z_{bound} vermutlich auch der Zerfallsmechanismus, zumindest

für die Emission mittelschwerer Fragmente, universell charakterisiert werden kann. Da verschiedene Stoßparameter gleiches Verhalten hervorrufen, kann man vermuten, daß die $\langle M_{imf} \rangle - Z_{bound}$ - Korrelation nur unwesentlich von der Dynamik der Kollision beeinflußt wird. Solch ein Verhalten erwartet man von einem System, das zum Zeitpunkt der IMF - Emission größtenteils equilibriert ist.

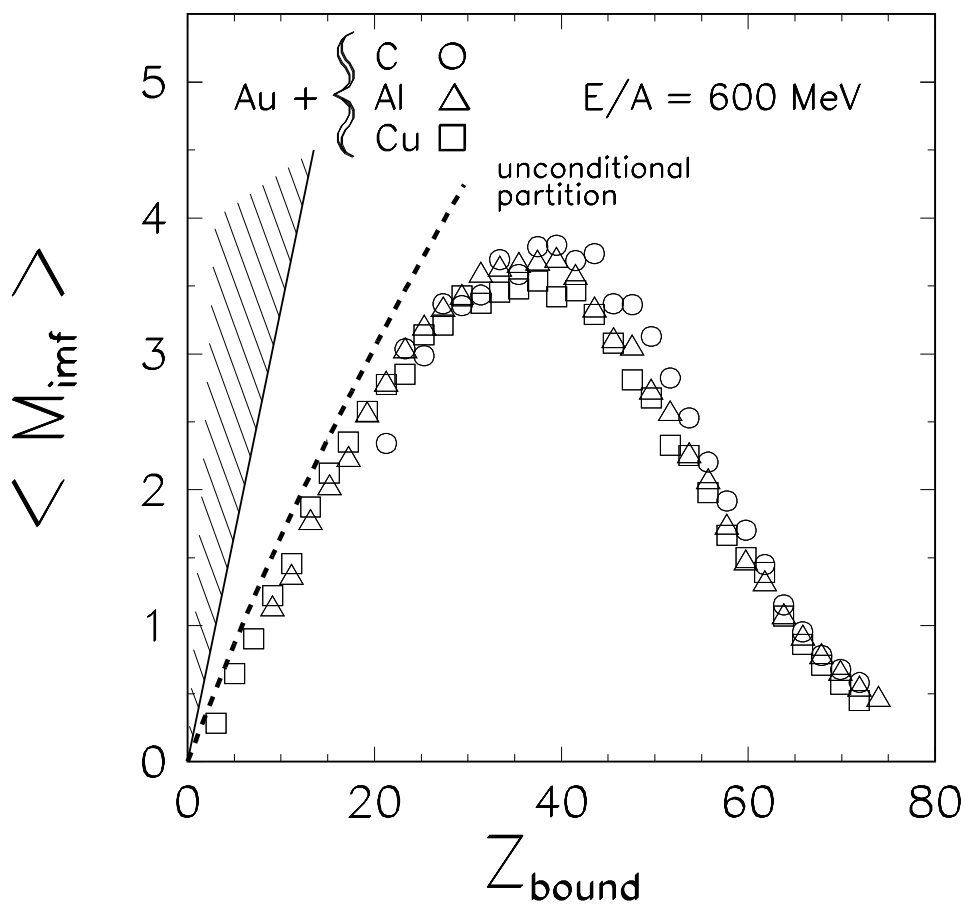


Abbildung 6.3: Mittlere Multiplizität der mittelschweren Fragmente $\langle M_{imf} \rangle$ für die Targets C, Al und Cu in Abhängigkeit von Z_{bound} . Es zeigt sich ein vom Target unabhängiges "universelles" Verhalten. Der aus Gründen der Ladungserhaltung nicht zugängliche Bereich ist schraffiert angedeutet. Der gestrichelten Kurve liegt eine uneingeschränkte Zerlegung eines Projektilrests mit Z_{bound} Nukleonen zugrunde [Sob85].

Es wurde bereits festgestellt, daß Z_{bound} ein direktes Maß für die mittlere Anregungsenergie des zerfallenden Systems ist. Die Anregungsenergie bei maximaler IMF - Multiplizität beträgt laut Abbildung 5.11 etwa 5 - 7 MeV pro Nukleon und befindet sich damit nahe der nuklearen Bindungsenergie.

6.4 Momente der IMF - Multiplizität

Im vorhergehenden Kapitel wurde festgestellt, daß die mittleren IMF - Multiplizitäten $\langle M_{imf} \rangle$ in Abhängigkeit von Z_{bound} bemerkenswert unabhängig vom jeweiligen Targetkern sind. Eine weitere wichtige Information über die Häufigkeit bestimmter Prozesse liefert das zweite Moment einer Verteilung.

Abbildung 6.4 zeigt sowohl den Mittelwert $\langle M_{imf} \rangle$ als auch die Breite $\sigma(M_{imf})$ in Abhängigkeit von Z_{bound} . Auch hier ist keine signifikante Abweichung des Verhaltens für die verschiedenen Targets festzustellen. Das Verhalten der Breiten der Verteilungen bekräftigt die Vermutung, daß mit Z_{bound} ein universeller Ordnungsparameter gefunden wurde. Bei kleinen Z_{bound} - Werten ist die Breite am geringsten, sie erreicht ein Maximum von $\sigma \approx 2$ bei $Z_{bound} \approx 50$, und fällt zu peripheren Kollisionen hin bis auf $\sigma \approx 1$ wieder ab. Es ist beachtenswert, daß die maximale Breite bei $Z_{bound} \approx 50$ auftritt, während die maximale Multiplizität bei $Z_{bound} \approx 40$ erreicht wird. Da die Breiten der Verteilungen für Z_{bound} - Intervalle von 10 Ladungseinheiten bestimmt wurden, werden sie in den Bereichen, in denen sich $\langle M_{imf} \rangle$ stark mit Z_{bound} ändert, geringfügig zu groß berechnet. Das Maximum von $\sigma(M_{imf})$ wird hiervon kaum beeinflußt, da es in dem Z_{bound} - Bereich auftritt, in dem auch $\langle M_{imf} \rangle$ maximal ist.

Ein deutlicheres Bild erhält man durch die Normierung der Varianz σ^2 auf den jeweiligen Mittelwert. Dies ist im untersten Teil von Abbildung 6.4 dargestellt. Für eine nach Poisson verteilte Multiplizität erwartet man den Wert 1.0 für das Verhältnis aus Varianz und Mittelwert. Poissonverteilung sind ist charakteristisch für einen Prozeß, der mit geringer und konstanter Wahrscheinlichkeit auftritt. Bei kleinen Projektilenergien und niedrigen Multiplizitäten wurden bereits Verteilungen gefunden, die Poissonverteilungen folgen [Kim89]. Die Abbildung zeigt, daß M_{imf} nur in der Gegend von $Z_{bound} \approx 40$ mit einer Poissonverteilung vereinbar ist, bei peripheren Stößen sind die Verteilungen etwa doppelt, bei zentralen nur halb so breit.

Abbildung 6.5 verdeutlicht dieses Verhalten am Beispiel des Cu - Targets. Hierbei sind die IMF - Multiplizitäten nach aus Z_{bound} abgeleiteten Stoßparameterintervallen klassifiziert. Zum Vergleich wurden an die Daten Poissonverteilungen angepaßt, die die experimentellen mittleren IMF - Multiplizitäten reproduzieren.

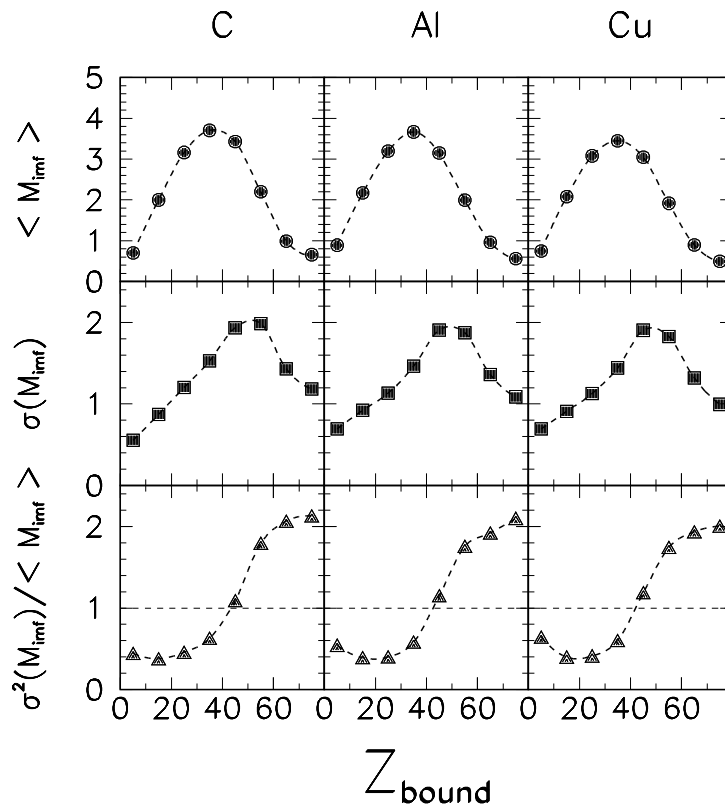


Abbildung 6.4: Mittlere IMF - Multiplizität, Breite σ der IMF - Verteilungen und das Verhältnis von σ^2 und $\langle M_{imf} \rangle$ für die drei Targets C, Al und Cu in Abhängigkeit von Z_{bound} . Für nach Poisson verteilte Multiplizitäten erwartet man einen Wert von 1.0 für das Verhältnis aus der Varianz σ^2 und dem Mittelwert. Das gleiche Verhalten der Breiten der Verteilungen bei allen Targets bekräftigt die Vermutung, daß mit Z_{bound} ein universeller Ordnungsparameter gefunden wurde.

Man beobachtet nur bei den höchsten mittleren Multiplizitäten ($b = 6-8$ fm) eine Übereinstimmung mit einer Poissonverteilung. Bei peripheren Stößen sind deutlich längere Ausläufer festzustellen, so daß die Datenpunkte eher einem exponentiellen Abfall folgen. Im Bereich von $b < 6$ fm sind die Breiten deutlich geringer als die Poissonverteilungen. Eine Ursache hierfür ist vermutlich die Randbedingung, die M_{imf} auf Werte von $M_{imf} < Z_{bound} / 3$ beschränkt. Diese Grenzen sind in der Abbildung durch schraffierte Bereiche angedeutet. Umgekehrt bevorzugt ein großes Z_{bound} vermutlich auch höhere IMF - Multiplizitäten. Dies könnte eine Vergrößerung von M_{imf} bei den peripheren Stößen bewirken.

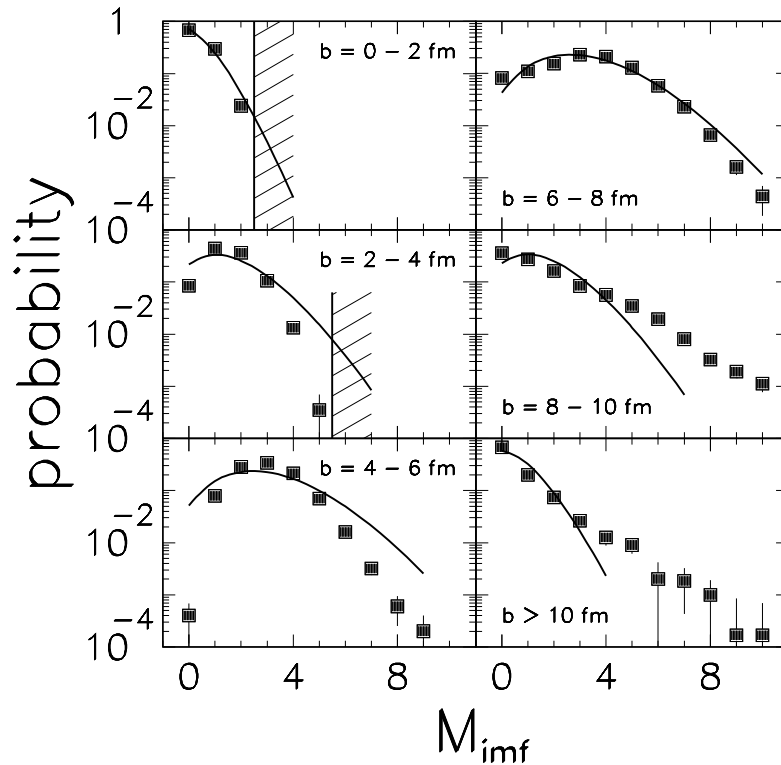


Abbildung 6.5: Multiplizitätsverteilung der mittelschweren Fragmente für verschiedene Stoßparameterintervalle. Da der Stoßparameter mit Hilfe von Z_{bound} rekonstruiert wurde (vgl. Tab. 5.1), ist M_{imf} bei zentraleren Stößen limitiert. Der nicht zugängliche Bereich ist schraffiert angedeutet. Die Kurven geben an die Daten angepaßte Poissonverteilungen an.

Auswirkungen der Detektoreffizienz

In Kapitel 3 wurde mit Hinblick auf die Beobachtungen und Aussagen der vorangegangenen Kapitel der Einfluß von Mehrfachtreffern auf die IMF - Verteilungen untersucht. Die mittlere Multiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ wird nach diesen Berechnungen bei den größten auftretenden Werten von etwa $\langle M_{imf} \rangle \approx 3.5$ um etwa 10 % zu gering bestimmt. Die Annahme einer Poissonverteilung war dabei, wie anhand Abbildung 6.4 beurteilt werden kann, gerechtfertigt. Allerdings besteht die Möglichkeit, daß der Verlust an IMFs durch ein "pile - up" von He - Fragmenten teilweise wieder ausgeglichen wird.

Der Einfluß der geometrischen Detektorakzeptanz auf $\langle M_{imf} \rangle$ sollte sich am stärksten auf die darin enthaltene Li - Multiplizität auswirken. Da der Anteil der Li - Fragmente im Mittel, ziemlich unabhängig von Z_{bound} , lediglich etwa ein Viertel von $\langle M_{imf} \rangle$ be trägt, ist der Akzeptanzeffekt auf $\langle M_{imf} \rangle$ vermutlich gering.

Mehrfachtreffer haben jedoch Einfluß auf die Breiten der Verteilungen. Dies ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Es ist wichtig, festzustellen, daß eine Korrektur der Mehrfachtreffer zu einer weiteren Verbreiterung der Multiplizitätsverteilungen und daher eher zu einer Vergrößerung der Diskrepanz mit den Poissonverteilungen führen würde. In Abbildung 6.4 (unten) würde dies allerdings lediglich eine geringfügige Verschiebung der normierten Breiten nach oben bewirken.

7 Diskussion

Aufgrund der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnissen gelangt man zu folgenden Feststellungen.

Bei dem Zerfall eines Primärfragments (Projektilspectator) werden vier Ausgangskanäle beobachtet:

- Die Bildung eines schweren Restkerns durch Evaporation leichter Teilchen
- Die binäre Spaltung
- Der Zerfall in mittelschwere Fragmente (IMFs)
- Vollständige Zerlegung in leichte Teilchen ("Verdampfung" des Kerns).

Während die ersten beiden Zerfallsarten bei Spectator-kernen vielfach beobachtet und gut verstanden sind, da sie bereits bei geringen Anregungsenergien auftreten, konnte der Zerfall in mehrere IMFs, vor allem als dominanter Ausgangskanal, vor der Durchführung des Experiments lediglich vermutet werden. Besonders der Nachweis der beiden letzten Ausgangskanäle läßt darauf schließen, daß in dem primären Projektilfragment hohe Anregungsenergien deponiert werden können. Es ist wichtig, festzustellen, daß alle Ausgangskanäle bei *einem* System (Au - Cu) und *einer* Projektilenergie ($E/A = 600$ MeV) auftreten! Insbesondere wurde dadurch mit dem Nachweis der in Bezug auf die Anregungsenergie "benachbarten" Ausgangskanäle der Zerfall in IMFs vollständig erfaßt. Die Identifikation der Ausgangskanäle gelang mit Hilfe zweier Observablen, dem Fragment mit der größten Ladung Z_{max} sowie der Observablen Z_{bound} , die als Summe der Ladungen aller Projektilfragmente mit $Z \geq 2$ definiert wurde. Beide Observablen konnten nur aufgrund der sehr hohen Akzeptanz des Experiments für Projektilfragmente gemessen werden. Da es sich bei Kernen um endliche Systeme handelt, sind die Observablen im allgemeinen durch die Systemgröße beeinflußt und begrenzt. Dies zeigt sich besonders deutlich bei zentralen Stößen, bei denen nur ein kleiner Spectator zurückbleibt. In diesem Bereich werden die Observablen vermutlich von der Systemgröße dominiert, wie es beispielsweise bei der IMF - Multiplizität der Fall ist. Im Falle von Z_{bound} ist die Randbedingung offensichtlich und mathematisch einfach anzugeben. In dieser Hinsicht hat Z_{bound} Vorteile gegenüber M_{lp} , bei der diese Randbedingungen zwar ebenfalls vorhanden sind, aber viel indirekter zu Tage treten.

In Kapitel 5 wurde festgestellt, daß die Observable Z_{bound} , aber auch die Multiplizität der leichten Teilchen M_{lp} , gut zu der Rekonstruktion des Stoßparameters der Kollision geeignet sind. Mit Modellannahmen läßt sich mit dieser Kenntnis zeigen, daß Z_{bound} sowohl mit der Größe des Primärfragments als auch mit der mittleren Anregungsenergie korreliert ist.

Die mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente $\langle M_{imf} \rangle$ erreicht als Funktion von Z_{bound} einen Höchstwert von $\langle M_{imf} \rangle \approx 3.5$, maximal wurden sogar Multiplizitäten bis zu 8 IMFs innerhalb eines Ereignisses beobachtet. Insbesondere wurde festgestellt, daß das Maximum von $\langle M_{imf} \rangle$ unabhängig vom Target bei einer Größe des Primärfragments von etwa 150 Nukleonen auftritt. Entsprechend einer einfachen theoretischen Abschätzung liegt die Anregungsenergie bei diesem Maximum im Bereich der nuklearen Bindungsenergie von etwa 7 MeV pro Nukleon. Aufgrund der universalen Abhängigkeit von $\langle M_{imf} \rangle$ und $\sigma(M_{imf})$ von Z_{bound} kann man vermuten, daß sich das Primärfragment vor dem Zerfall in Fragmente nicht mehr an die Reaktionsgeometrie und an die Dynamik der Reaktion "erinnert". Dies ist ein erstes, notwendiges Indiz für eine Equilibrierung vor dem Zerfall. Ein weiterer Hinweis auf die Equilibrierung ist die annähernd symmetrische Form der Rapiditätsverteilungen für $Z \geq 4$. Dies zeigt, daß diese Fragmente in gleichem Maße vorwärts wie rückwärts im Projektilsystem emittiert werden.

Es ist klar, daß bei den in dieser Arbeit analysierten Reaktionen die bisherigen Beobachtungen zum Beweis eines Gleichgewichts nicht ausreichend sind und daher zusätzliche experimentelle Information erforderlich ist. Dazu muß eine Analyse der Impuls- und Geschwindigkeitsvektoren der Fragmente stattfinden, die über den Einfluß und das Ausmaß dynamischer Effekte (z.B. Flow) Auskunft geben kann. Bei Energien bis zu 100 MeV pro Nukleon ($^{139}\text{La} + ^{12}\text{C}$) wurde festgestellt, daß die Emission der Fragmente in Vorwärtsrichtung bevorzugt erfolgt [Tro87,Bow91]. Dies weist darauf hin, daß bei diesen Energien der Gleichgewichtszustand noch nicht erreicht wurde. Hingegen zeigen inklusive Messungen bei relativistischen Energien annähernd isotrope Winkelverteilungen [Mil91], wie man sie im Falle eines equilibrierten Systems erwarten würde. Auch Warwick und Mitarbeiter haben eine Zunahme der Isotropie mit wachsender Projektilenergie beobachtet [War83].

7.1 Vergleich mit Modellrechnungen

Die Modelle, die Schwerionenstöße im Energiebereich von $E/A = 10 \text{ MeV} - 1 \text{ GeV}$ theoretisch beschreiben, sind zahlreich und vielfältig in ihren Ansätzen. In der aktuellen Diskussion sind dabei vor allem statistische Multifragmentationsmodelle, Transporttheorien (BUU, VUU, LV) [Ber88] und molekulardynamische Ansätze (MD) [Bod77, Sch77]. Hybridmodelle wie das Quasi - Teilchen - Modell [Boa88] oder das Quantenmolekulardynamische Modell (QMD) [Aic88] verbinden Ansätze aus Transporttheorien und MD - Modellen. Obwohl etliche dieser Modelle die Emission mittelschwerer Fragmente beschreiben, werden im folgenden ausschließlich verschiedene statistische Modelle mit den experimentellen Fragmentmultiplizitäten verglichen.

Bei der Interpretation der Daten wurde festgestellt, daß der Zerfallsmodus sowohl stark mit der Größe des zerfallenden Systems als auch mit dessen Anregungsenergie verknüpft ist, und es wurde vermutet, daß dynamische Effekte, zumindest beim Zerfall des Primärfragments in IMFs, eine untergeordnete Rolle spielen. Daher bietet sich ein Vergleich der Daten mit den Vorhersagen statistischer Modelle an, in die die "Vorgeschichte" des zerfallenden Systems nicht eingeht. Diese Modelle gehen von einem Kern gegebener Größe aus, der aufgrund seiner Anregungsenergie und seines Drehimpulses in verschiedener Weise zerfallen kann. Eine generelle Schwierigkeit beim Vergleich der Daten mit diesen Modellen ist, daß die Größe des zerfallenden Systems, in diesem Fall des Primärfragments, nicht bekannt ist. Sie muß entweder mit Hilfe von Annahmen aus den experimentellen Observablen rekonstruiert (siehe Abb. 5.11) oder aus mikroskopischen Modellen entnommen werden.

Bei den statistischen Modellen gibt es zwei Ansätze, die extreme Fälle beschreiben: den sequentiellen und den simultanen Zerfall. Von beiden Ansätzen werden im folgenden, soweit dies möglich ist, die vorhergesagte mit der gemessenen IMF - Multiplizität verglichen. Es ist klar, daß aufgrund dieser Vergleiche keine Schlüsse in Bezug auf einen sequentiellen oder simultanen Zerfallsmechanismus gezogen werden können. Bei niedrigen Anregungsenergien ($E^*/A < 2$ MeV) können beide Ansätze die Fragmentmultiplizitäten reproduzieren [Tro89], bei höheren Anregungsenergien ist jedoch vermutlich die Anwendung eines sequentiellen Modells, wie noch erläutert wird, nicht mehr gerechtfertigt. Die Vergleiche bieten, sofern sie die Daten reproduzieren, somit vielmehr eine Stütze der Hypothese, daß dynamische Effekte der Kollision nicht signifikant zur Fragmentation des zerfallenden Systems beitragen.

7.1.1 Sequentieller Zerfall

Ein Modell, das die Bildung komplexer Fragmente beschreibt, ist das statistische Modell GEMINI [Cha88]. Hierbei wird der Zerfall eines Kerns als eine Folge von sequentiellen, binären Zerfällen simuliert, wobei alle möglichen Zerteilungen von der Emission leichter Teilchen bis zur symmetrischen Spaltung miteinbezogen werden. Dabei können für einen vorgegebenen Kern vielfältige, baumartige Zerfallsketten entstehen, die in stabilen Elementen enden. Diese können aufgrund ihrer verbliebenen, zu geringen Anregungsenergie nicht mehr weiter zerfallen. Der Verlauf einer Zerfallskette wird durch Zufallsentscheidungen bestimmt, wobei für jeden Zwischenkern aufgrund seiner Anregungsenergie, seines Drehimpulses und seiner Masse neue Zerfallsmöglichkeiten und ihre Wahrscheinlichkeiten berechnet werden. Die Zerfallsbreiten sind durch die Zustandsdichten des Mutter - und Tochterkerns und durch die Übergangsmatrix festgelegt. Die wesentliche Annahme ist dabei, daß jeder Zwischenkern seinen Gleichgewichtszustand wieder erreicht, bevor er weiter zerfällt. Bei sehr hohen Anregungsenergien ist

diese Annahme vermutlich nicht mehr gerechtfertigt, da die Zerfallszeiten zu kurz werden. Die partiellen Zerfallsbreiten werden in diesem Fall größer als der mittlere Niveauabstand im Zwischenkern, so daß sich kein intermediärer "Compoundkern" mehr ausbilden kann. Es ist daher nicht zu erwarten, daß das Modell bei den hier auftretenden hohen Anregungsenergien den Zerfall noch richtig beschreibt.

Um einen Vergleich mit den experimentellen Observablen zu ermöglichen, wurde für mehrere Systeme von $(A_1, Z_1) = (66, 30)$ bis $(190, 75)$ die mittlere IMF - Multiplizität und Z_{bound} berechnet¹. Die Anregungsenergie wurde dabei von $E^*/A = 2$ MeV bis $E^*/A = 20$ MeV variiert, der Drehimpuls wurde als $J = 0$ angenommen. In Abbildung 7.1 (links) sind die Resultate (durchgezogene Linien) für drei dieser Systeme zusammen mit der experimentellen Daten (+) eingetragen. Die Simulationen zeigen qualitativ das erwartete Verhalten: bei kleinen Anregungsenergien ist Z_{bound} maximal und $\langle M_{imf} \rangle$ klein. $\langle M_{imf} \rangle$ steigt dann mit wachsender Anregungsenergie an und fällt, nachdem ein Maximum erreicht wurde, wieder ab. Z_{bound} wird im Verlauf dieser Kurven ständig kleiner. Ein direkter Vergleich mit den Daten ist allerdings nicht möglich, da sowohl die Systemgröße als auch die Anregungsenergie nicht bekannt sind und von Z_{bound} abhängen. Die Simulationen werden die IMF - Multiplizität jedoch sicherlich deutlich unterschätzen, da die Kurven aus den GEMINI - Rechnungen immer unterhalb der experimentellen Daten liegen.

Der ungefähre Verlauf der $\langle M_{imf} \rangle - Z_{bound}$ - Kurve wurde mit Hilfe des BUU - Modells durch Bestimmung der Anregungsenergie und der Systemgröße (vgl. Abb. 5.11) ermittelt. Er ist schraffiert in der Abbildung eingetragen, wobei die Breite die Unsicherheiten der Anregungsenergien für die verschiedenen Targets markiert.

Bei Messungen mit einem schweren System ($^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$) bei 50 MeV pro Nukleon wurden ebenfalls hohe IMF - Multiplizitäten beobachtet [Bow91a]. Auch hier sagt der Vergleich mit GEMINI zu geringe Multiplizitäten voraus.

7.1.2 Simultane Fragmentation

Bei den Modellen, die einen sequentiellen Zerfall beschreiben, kann bei hohen Anregungsenergien davon ausgegangen werden, daß sich ein Gleichgewicht in den während des Zerfalls entstehenden Zwischenkernen nicht mehr einstellen kann. Aus diesem Grund wurden für Reaktionen bei hohen Energien Modelle entwickelt, die auf thermodynamischen Prinzipien beruhen. Hierbei wird davon ausgegangen, daß vor der Fragmentierung eines Kerns bereits zahlreiche Kollisionen zwischen den Konstituenten stattgefunden haben, so daß alle erlaubten Endzustände mit gleicher Wahrscheinlichkeit erzeugt werden [Gro85, Bon85]. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden in diesen

¹ Bei allen Berechnungen wurden Standardparameter verwendet.

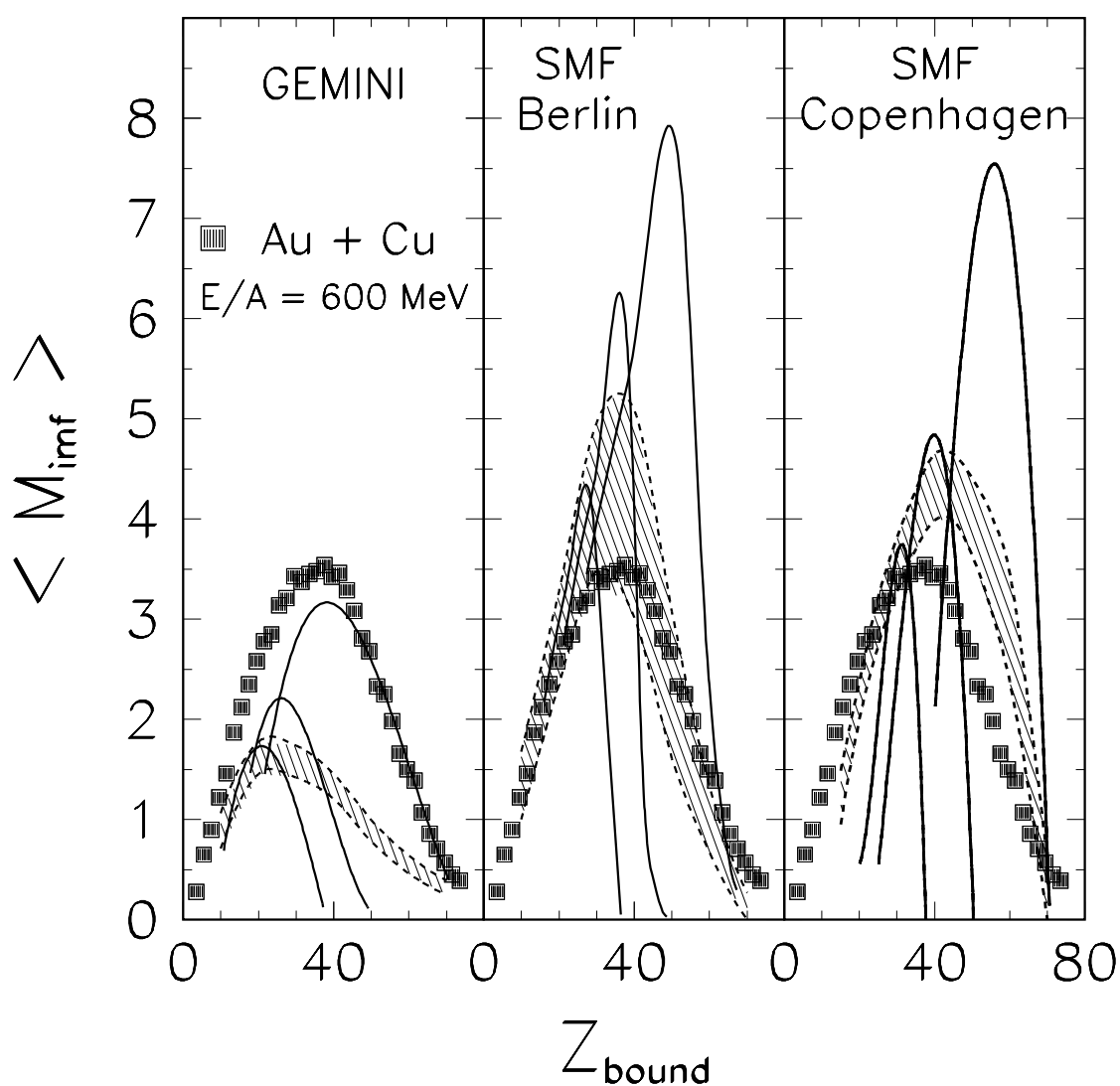


Abbildung 7.1: Vergleich der experimentellen mittleren IMF - Multiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ (+) mit verschiedenen statistischen Modellen in Abhängigkeit von Z_{bound} . Bei jedem Modell wurden mehrere Ausgangssysteme gerechnet, wovon hier jeweils drei mit $(A_1, Z_1) = (100, 40)$, $(131, 54)$ und $(190, 75)$ dargestellt sind. Die Anregungsenergie wurde von 2 bis 20 MeV pro Nukleon variiert. Ein direkter Vergleich mit den Daten ist ohne weitere Annahmen schwierig, da die (wirkliche) Anregungsenergie für ein primäres Projekttilfragment der Größe A_1 nicht bekannt ist. Nur bei den GEMINI - Rechnungen kann die experimentelle Verteilung sicher nicht reproduziert werden. Die schraffierten Bereiche zeigen den ungefähr erwarteten Verlauf aufgrund von Abschätzungen der Anregungsenergie (vgl. Abb. 5.11, BUU). Die KOPENHAGEN - Simulationen überschätzen $\langle M_{imf} \rangle$ für Z_{bound} im Bereich zwischen 40 und 60 geringfügig. Auch fällt bei diesen Rechnungen die linke Flanke der Kurven sehr steil ab, so daß die Multiplizität Null vermutlich schon bei $Z_{bound} \approx 10 - 20$ erreicht wird. Mit dem BERLIN - Modell kann der gesamte Bereich der M_{imf} - Z_{bound} - Korrelation am besten beschrieben werden.

Modellen als konstant angenommen, so daß die relativen Zerfallswahrscheinlichkeiten nur noch durch den verfügbaren Phasenraum im Endzustand bestimmt sind. Der Kern geht durch einen simultanen Zerfall in Fragmente über, wobei berücksichtigt wird, daß diese noch leichte Teilchen evaporieren können, bevor sie einen stabilen Endzustand erreichen.

Die experimentellen IMF - Multiplizitäten werden im folgenden mit zwei dieser *statistischen Multifragmentations (SMF)* - Modelle verglichen, dem "KOPENHAGEN - Modell"¹ [Bon85] und dem "BERLIN - Modell" [Gro85]. Die beiden Modelle unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art, wie der Phasenraum abgetastet wird und die Zerlegungen des Kerns gefunden werden. Dabei ist es wichtig, solche Zerlegungen zu finden, denen auch eine physikalische Realität entspricht. Weitere Unterschiede sind, daß beim BERLIN - Modell die α - Evaporation nicht mit aufgenommen ist und das Aufbruchvolumen für alle Zerfallsmoden gleich groß gewählt wird. Desweiteren ist bei diesem Modell die Anregungsenergie der Fragmente ist begrenzt. Eine genaue Darstellung der verschiedenen Methoden kann hier nicht stattfinden. Hier sei auf die Literatur verwiesen [Gro89,Bon85].

In Abbildung 7.1 (Mitte und rechts) sind stellvertretend drei Simulationen für dieselben Systeme $(A_1, Z_1) = (190, 75), (131, 54)$ und $(100, 40)$ wie bei den GEMINI - Rechnungen dargestellt. Die Simulationen des BERLIN - Modells wurden direkt von den Entwicklern ausgeführt [Gro91]. Die Anregungsenergien überdecken den Bereich von 2 - 20 MeV pro Nukleon. Auch hier geben beide Modelle ein Maximum der mittleren IMF - Multiplizität wieder, das allerdings im Gegensatz zu der Simulation eines sequentiellen Zerfalls Multiplizitäten bis $\langle M_{imf} \rangle \approx 8$ erreichen kann.

Wie bei den GEMINI - Rechnungen ist auch hier der ungefähr erwartete Verlauf aus den Abschätzungen für Anregungsenergie und Systemgröße eingetragen (schraffierter Bereich). Die KOPENHAGEN - Simulationen überschätzen $\langle M_{imf} \rangle$ für Z_{bound} im Bereich zwischen 40 und 60 geringfügig. Auch fällt bei diesen Rechnungen die linke Flanke der Kurven sehr steil ab, so daß die Multiplizität Null schon bei $Z_{bound} \approx 10 - 20$ wieder erreicht wird. Vermutlich werden im KOPENHAGEN - Modell bei hohen Anregungsenergien zu viele He - Fragmente im Vergleich zu mittelschweren Fragmenten produziert [Kre91]. Dies führt dann zu großen Z_{bound} - Werten obwohl die IMF - Multiplizität gering ist. Mit dem BERLIN - Modell kann der gesamte Bereich der $\langle M_{imf} \rangle - Z_{bound}$ - Korrelation am besten beschrieben werden.

Der Erfolg der statistischen Modelle könnte ein Hinweis auf die Bildung eines nuklearen Systems mit geringer Dichte sein. Dennoch ist hier Vorsicht geboten: die statistischen Modelle vernachlässigen Fluktuationen und Korrelationen, die während der

¹ Hier verwendete Version: CRACKER [Bar91]

schnellen, frühen Vorgleichgewichts - Phase der Reaktion erzeugt worden sind und die die Fragmentformation in der Zerfallsphase beeinflussen können. In einem nächsten Schritt müßten hierzu dynamische Simulationen, zum Beispiel mit dem QMD - Modell [Aich88], die diesen Korrelationen Rechnung tragen, mit den Daten verglichen werden.

7.2 Ausblick

Was bleibt zu tun ?

Eine der wesentlichen Beobachtungen dieser Arbeit ist die Universalität des Zerfallsverhaltens gegenüber der Observablen Z_{bound} . Es wurde festgestellt, daß die Art des Zerfalls stark mit der Anregungsenergie korreliert ist und das Verhalten des Primärfragments dem erwarteten Verhalten eines Systems nahe dem Gleichgewicht entspricht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, den Zerfall eines Nukleonensystems mit Hilfe von ereignis - charakterisierenden Größen zu interpretieren und zu verstehen. Diese Größen sind Observablen wie M_{lp} , Z_{max} , Z_{bound} oder M_{inf} und daraus mit Hilfe von Annahmen abgeleitete, nicht observable Größen wie der Stoßparameter, die mittlere Anregungsenergie oder die Größe des Projektilspectators. Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit ist die Analyse der Daten noch nicht abgeschlossen, und es ist offensichtlich, daß die zu Beginn dieses Kapitels dargelegten Feststellungen und Schlußfolgerungen weitere experimentelle Information erfordern. Dazu muß zum einen die innere Struktur eines Ereignisses aufgrund der Ladungsverteilungen und Korrelationen, eventuell auch komplexerer Observablen, wie die höheren Momente der Verteilungen, detailliert untersucht werden. Dabei wäre es besonders interessant, festzustellen, ob Abweichungen von der " Z_{bound} - Universalität" auftreten, die eventuell Hinweise auf den Entstehungsprozeß des Primärfragments liefern.

Zum anderen muß eine Analyse der kinematischen Observablen wie den Impuls- und Geschwindigkeitsvektoren der Fragmente stattfinden, die über Einfluß und Ausmaß dynamischer Effekte einer Kollision Auskunft geben können. Zur Festigung der Hypothese eines Gleichgewichtszustandes des Primärfragments sind Informationen über die Isotropie der Emission von Fragmenten unerlässlich. Im Rahmen dieses Experiments können die Impuls- und Geschwindigkeitsvektoren allerdings nur bei Fragmenten im Ladungsbereich $10 \leq Z \leq 20$ rekonstruiert werden. Vermutlich sind einer ausführlichen Analyse in diesem Ladungsbereich durch die zu geringe Statistik, vor allem für Multiplizitäten größer als Eins, Grenzen gesetzt.

Weiterführende Experimente

In dem durchgeführten Experiment war aufgrund der Nachweisschwelle des MUSIC - Detektors lediglich eine Impulsmessung für Fragmente der Ladung $Z \geq 10$ möglich. Für die MUSIC sind Proportionalzähler im Bau, die teilweise die Anodenstreifen der Ionisationskammer ersetzen und die untere Nachweisgrenze des Detektors vermutlich auf Ladungen bis $Z = 2$ ausdehnen. Damit können Impulse der Fragmente auch im Ladungsbereich $2 \leq Z \leq 10$ rekonstruiert und, da die Zeitauflösung der Flugzeitwand in diesem Ladungsbereich keine Begrenzung mehr darstellt (vgl. Abb. 2.2), ebenfalls die Massen bestimmt werden. Desweiteren steht ein erweitertes Leichtteilchenhosdokop zur Verfügung, mit dem eine Ladungsidentifikation sowie eine bessere Überdeckung des Raumwinkels für leichte Teilchen aus dem Bereich mittlerer Rapidität möglich sein wird.

In dieser Arbeit wurde festgestellt, daß die Zerfallsart vermutlich wesentlich durch die Anregungsenergie und die Größe des zerfallenden Primärfragments bestimmt ist. In zukünftigen Experimenten muß daher unbedingt überprüft werden, ob dieses Verhalten bei anderen Projektilenergien ebenfalls auftritt und ob neben der vermuteten Unabhängigkeit vom Targetkern eine weitere Unabhängigkeit von der Einschußenergie besteht. Bei höheren Einschußenergien ($E/A = 0.8 - 1 \text{ GeV}$) ist eine Ausdehnung der Systematik zur leichteren Targets wie Lithium oder Beryllium sinnvoll, da bei diesen Energien Fragmentationsprozesse vermutlich schon bei kleineren Überlappzonen von Projektil und Target einsetzen.

Eine offene Frage bleibt, wie groß die Fluktuationen der Observablen sind und in wie weit die Fluktuationen das Zerfallsverhalten der Spectatorkerne bestimmen. In dieser Arbeit wurde festgestellt, daß bereits bei kleinen Stoßparametern der Projektilspectator stark angeregt und zum Zerfall in mehrere Fragmente veranlaßt werden kann. Eine experimentelle Möglichkeit zur Bestimmung der Größe der Fluktuationen bietet sich in dem gleichzeitigen Nachweis der Target- und Projektilfragmente bei einem schweren *symmetrischen* System (z.B. Au + Au) bei peripheren bis halb - zentralen Stößen. Projektil- und Targetspectator sollten in diesem Fall dieselbe Größe aufweisen, so daß eine Messung von Observablen wie Z_{bound} oder M_{imf} von *beiden* Spectatoren - gäbe es keine Fluktuationen - dieselben Werte ergeben müßten. Hier bietet sich somit vermutlich eine Möglichkeit, durch Vergleich der Observablen sowie der Zerfallsmoden von beiden Spectatoren die Größe der Fluktuationen zu bestimmen.

Zur Messung für beide Restkerne vergleichbarer Observablen ist der möglichst vollständige Nachweis aller Targetfragmente erforderlich. Der erforderliche Detektor sollte daher möglichst den vollen Raumwinkel von 4π abdecken, über extrem niedrige Schwellen verfügen und Fragmentladungen bestimmen können.

Literaturverzeichnis

- [Aic88] J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauer, H. Stöcker, W. Greiner
Phys. Rev. C **37**, 2451 (1988)
- [Ala88] The ALADIN Collaboration
GSI-Nachrichten 02-89 (1988)
- [Bar91] H.W. Barz, H. Schulz
private Überlassung
- [Bau87] G. Bauer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1987)
- [Ber 83] G.F. Bertsch, P.J. Siemens
Phys. Lett. **126B**, 9 (1983)
- [Ber 84] G. Bertsch, H. Kruse, S. Das Gupta
Phys. Rev. C **29**, 673 (1984)
- [Ber88] G.F. Bertsch, S. Das Gupta
Phys. Rep. **160**, 189 (1988)
- [Boa88] D.H. Boal, J.N. Glosli,
Phys. Rev. C **38**, 1870 (1988) und
Phys. Rev. C **38**, 2621 (1988)
- [Bod 77] A.R. Bodmer, C.N. Panos
Phys. Rev. C **15**, 1342 (1977)
- [Bon85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz, K. Sneppen,
Nucl. Phys. **A443**, 321 (1985) und
Nucl. Phys. **A444**, 460 (1985) und
Nucl. Phys. **A448**, 753 (1986)
- [Bot85] A.S. Botvina, A.S. Il'inov, I.N. Mishustin
Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 712 (1985)
- [Bou89] R. Bougault, J. Colin, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, A. Hajfani, C. Le Brun,
J.F. Lecolley, M. Louvel and J.C. Steckmeyer
Phys. Lett. B **232**, 291 (1989)
- [Bow91] D.R. Bowman, G.F. Peaslee, N. Colonna, R.J. Charity, M.A. McMahan, D. Delis,
H. Han, K. Jing, G.J. Wozniak and L.G. Moretto, W.L. Kehoe, B. Libby,
A.C. Mignerey, A. Moroni, S. Angius, I.Iori, A. Pantaleo, G. Guarino
Nucl. Phys. **A523**, 386 (1991)
- [Bow91a] D.R. Bowman, G.F. Peaslee, R.T. de Souza, N. Carlin, N. Colonna,
W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, K. Hanold, Y.D. Kim, M.A. Lisa,
W.G. Lynch, M.A. McMahan, L.G. Moretto, L. Phair, M.B. Tsang, C. Williams,
G.J. Wozniak
MSU Preprint (1991)

- [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
Nucl. Phys. **A483**, 371 (1988)
- [Ceb90] D.A. Cebra, S. Howden, J. Karn, A. Nadasen, C.A. Ogilvie, A. Vander Molen, G.D. Westfall, W.K. Wilson, J.S. Winfried E. Norbeck
Phys. Rev. Lett. **64**, 2246 (1990)
- [Dos85] K.G.R. Doss, H.Å. Gustafsson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, H. Wieman
Phys. Rev. C **32**, 116 (1985)
- [Gai91] J.-J. Gaimard, K.-H. Schmidt
GSI - preprint, GSI-91-14 (1991)
- [Gos77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall
Phys. Rev. C **16**, 629 (1977)
- [Gro85] D.H.E. Gross, Xiao-ze Zhang
Phys. Lett. B **161**, 47 (1985)
- [Gro91] D.H.E. Gross, A.R. DeAngelis, R. Heck, H.R. Jaqaman
Private Mitteilung (1991)
- [Cug 84] J. Cugnon
Phys. Lett. B **135**, 374 (1984)
- [Gus84] H.Å. Gustafsson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik, H. Wieman
Phys. Rev. Lett. **52**, 1590 (1984)
- [Gut89] H. H. Gutbrod, A. M. Poskanzer, H. G. Ritter
Rep. Prog. Phys. **52**, 1267 (1989)
- [Jac88] B.V. Jacak et al
Proceedings of the 3rd International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions,
Nuclear Physics A488, 325c (1988)
- [Hei 88] H. Heiselberg, C.J. Pethick, D.G. Ravenhall
Phys. Rev. Lett. **61**, 818 (1988)
- [Hub89] J. Hubele et al
GSI Scientific Report 1989, page 289
- [Kim89] Y.D. Kim, M.B. Tsang, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, N. Carlin, Z. Chen, R. Fox, W.G. Gong, T. Murakami, T.K. Nayak, R.M. Ronningen, H.M. Xu, F. Zhu, W. Bauer, L.G. Sobotka, D. Stracener, D.G. Sarantites, Z. Majka, V. Abenante, H. Griffin
Phys. Rev. Lett. **63**, 494 (1989)
- [Kla82] F. Klawonn et al.
Nucl. Instr. Meth. **195**, 483 (1982)
- [Kre91] P. Kreutz
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (in Vorbereitung)

- [Met58] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander
Phys. Rev. **110**, 185 and 204 (1958)
- [Mor75] L.G. Moretto
Nucl. Phys. **A247**, 211 (1975)
- [Mil91] U. Milkau, E. Berdermann, B. Berthier, P. Bouissou, C. Cerruti, A. Demeyer, E. Eckert, D. Guinet, K.D. Hildenbrand, J. Hubele, G. Imme, P. Kreutz, A. Kühmichel, G.J. Kunde, S. Leray, P. Lhenoret, R. Lucas, U. Lynen, C. Mazur, W.F.J. Müller, C. Ngô, C. Pinkenburg, J. Pochodzalla, H.J. Rabe, G. Raciti, M. Ribrag, H. Sann, H. Stelzer, E. Tomasi, W. Trautmann, R. Trockel, R. Wada,
Phys. Rev. C **44** (1991)
- [Ogi91] C.A. Ogilvie, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngô, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Phys. Rev. Lett. **67**, 1214 (1991)
- [Pin89] C.H. Pinkenburg
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)
- [Poc89] J. Pochodzalla, W. Trautmann, U. Lynen
Phys. Lett. B **232**, 41 (1989)
- [Por 89] N.T. Porile, A.J. Bujak, D.D. Carmony, Y.H. Chung, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, M. Mahi, G.L. Paderewski, T.C. Sangster, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow
Phys. Rev. C **39**, 1914 (1989)
- [San80] A. Sandoval et al
Phys. Rev. C **21**, 1321 (1980)
- [San85] A. Sandoval et al
Proc. of the 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI Report 85 - 10, 477
- [Sch 87] T.J. Schlagel, V.R. Pandharipande
Phys. Rev. C **36**, 162 (1987)
- [Sch78] W.U. Schröder, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr.
Phys. Rep. **45**, 301 (1978)
- [Sch90] A. Schüttauf
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1990)
- [Sie 83] P.J. Siemens
Nature (London) **305**, 410 (1983)
- [Sob85] L.G. Sobotka and L.G. Moretto
Phys. Rev. C **31** (1985)
- [Sto80] R. Stock, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, J. Gosset, C.H. King, Ch. Lukner, N. van Sen, G.D. Westfall, K.L. Wolf
Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1243
- [Süm91] K. Sümmerer
private Mitteilung

- [Sur 89] E. Suraund, M. Pi, P. Schuck, B. Remaud, F. Seville, C. Gregoire,
F. Saint - Laurent
Phys. Lett. B **229**, 359 (1989)
- [Tro87] Trockel, U. Lynen, J. Pochodzalla, W. Trautmann, N. Brummund, E. Eckert,
R. Glasow, K.D. Hildenbrand, K.H. Kampert, W.F.J. Müller, D. Pelte, H.J. Rabe,
H. Sann, R. Santo, H. Stelzer, R. Wada
Phys. Rev. Lett. **59**, 2844 (1987)
- [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
Phys. Rev. C **39**, 729 (1989)
- [Tsa89] M.B. Tsang, G.F. Bertsch, W.G. Lynch, M. Tohyama
Phys. Rev. C **40**, 1685 (1989)
- [Val87] Fotovervielfacher
VALVO Datenbuch (1987)
- [War 83] A.I. Warwick, H.H. Wieman, H.H. Gutbrod, M.R. Maier, J. Peter, H.G. Ritter,
H. Stelzer, F. Weik, M. Freedman, D.J. Henderson, S.B. Kaufman, E.P. Steinberg,
B.D. Wilkins
Phys. Rev. C **27**, 1083 (1983)
- [Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer,
H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock
Phys. Rev. Lett. **37**, 1202 (1976)