

Kapitel 3

Experiment

In dieser Arbeit wurde zur Untersuchung von Neutronen-Transferreaktionen die γ -spektroskopische Methode gewählt (vgl. Kap.2.2.3.1), bei der durch Messung bekannter γ -Übergänge die Kernreaktionsprodukte identifiziert werden.

Zur Identifikation der Transferprodukte ist es notwendig die Energie der emittierten γ -Quanten hochauflösend nachzuweisen. Dazu wurden Germanium-Detektoren eingesetzt, die von allen γ -Detektoren die beste intrinsische Auflösung besitzen.

Da die γ -Quanten von den Kernen im Flug emittiert werden, ist es gleichzeitig notwendig die Stoßkinematik zu vermessen, um die auftretende Dopplerverschiebung korrigieren zu können. Zur Bestimmung der Stoßkinematik wurde, unter Annahme einer quasielastischen Streuung, das rückgestreute Projektil mit Parallelplattenzählern ortsempfindlich nachgewiesen.

Die Untersuchung verschiedener Reaktionsmechanismen wird durch die Messung der γ -Summenenergie und γ -Multiplizität einer Reaktion ermöglicht. Dies wurde durch eine den größten Teil des Raumwinkels abdeckende hocheffiziente γ -Detektoranordnung bestehend aus NaI-Detektoren erreicht.

Das Experiment wurde im Sommer 1996 am Beschleuniger UNILAC [boc93] der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) durchgeführt. Der Experimentaufbau zum Nachweis von γ -Quanten wurde dabei in einer Serie von verschiedenen anderen Experimenten genutzt und jeweils nur geringfügig an die Anforderungen angepaßt, meist durch unterschiedliche Zusatzdetektoren [ger97].

3.1 Experimentaufbau

Der benutzte Experimentaufbau bestand zum einen Teil aus Detektoren zum Nachweis von γ -Quanten und zum anderen Teil aus Detektoren zum Nachweis von geladenen Teilchen. Er ist in Abb.3.1 schematisch abgebildet.

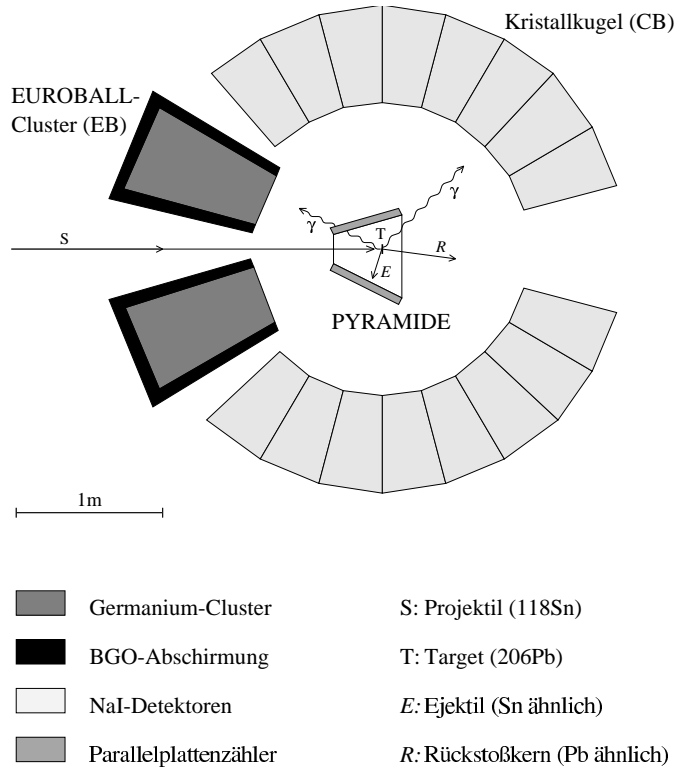


Abbildung 3.1: Prinzipskizze des experimentellen Aufbaus.

Zum Nachweis von γ -Quanten standen zur Verfügung, fünf EUROBALL-Cluster (EB), bestehend aus Germanium-Detektoren und einer Abschirmung aus BGO-Detektoren, und die Heidelberg-Darmstadt Kristallkugel (CB), bestehend aus NaI-Detektoren. Die EB-Detektoren waren als Ring bei 150° angeordnet, während die Kristallkugel den größten möglichen verbleibenden Raumwinkel auf einer Kugelschale symmetrisch um das Target abdeckte. Mit der so erreichten Kombination von Auflösungsvermögen und Effizienz, bezogen auf den totalen Raumwinkel (4π), im Nachweis von γ -Strahlung war dieser Aufbau

einmalig. Die genauen Nachweiseigenschaften der benutzten γ -Detektoranordnungen sind in Tab.3.1 aufgeführt.

Zum ortsempfindlichen Nachweis von geladenen Teilchen wurden drei Parallelplattenzähler neu entwickelt und eingesetzt. Sie waren an den drei dafür vorgesehenen Seitenwänden einer pyramidenförmigen Streu- und Vakuumkammer der sog. PYRAMIDE angebracht.

	CB	EB
Nachweis-Effizienz in 4π , P_{tot}	0,77	0,06
Photopeak-Effizienz in 4π , P_{ph}	0,59	0,022
Energieauflösung, ΔE	$\simeq 90\text{keV}$	$\simeq 2,5\text{keV}$
Zeitauflösung, Δt	$\simeq 3,5\text{ns}$	$\simeq 10\text{ns}$

Tabelle 3.1: Nachweiseigenschaften der verwendeten γ -Detektor Anordnungen. Die Effizienzen und die Energieauflösung sind auf eine γ -Energie von $E_\gamma=1332\text{keV}$ bezogen. Die herausragenden Eigenschaften der beiden Anordnungen sind hervorgehoben.

3.1.1 EUROBALL-Cluster (EB)

Die EUROBALL-Cluster Detektoren bestehen jeweils aus sieben Germanium-Detektoren (Ge-Detektor), umgeben von einer BGO-Abschirmung [eb97].

Ein Ge-Detektor funktioniert als in Sperrichtung betriebene Diode. Ein einfallendes γ -Quant erzeugt in der Sperrschicht Elektron-Loch Paare, die durch die anliegende Hochspannung von bis zu mehreren tausend Volt abgezogen und als Strompuls nachgewiesen werden [kno89].

Aus der Pulshöhe und aus der Zeitlage des Detektorsignals lassen sich grundlegende Informationen gewinnen. Die Pulshöhe ist ein Maß für die Energie des γ -Quants und die Zeitlage ermöglicht es physikalische Koinzidenzen zu selektieren.

Ge-Detektoren zeichnen sich durch eine hohe intrinsische Energieauflösung (weniger als 0,1%; vgl. Tabelle 3.1) aus und waren daher im gegebenen Experiment zur Identifizierung der Transferprodukte geeignet.

Die jeweils einen Cluster von sieben Ge-Detektoren umgebende BGO-Abschirmung war in Antikoinzidenz geschaltet und unterdrückte somit die Comptonstreuung in benachbarte Cluster und den damit verbundenen unvollständigen Nachweis von γ -Quanten.

Die ebenfalls auftretende Comptonstreuung zwischen Ge-Detektoren innerhalb eines Clusters, kann durch das sog. Add-Back Verfahren weitgehend korrigiert werden. Dabei werden die Energien benachbarter angesprochener Detektoren aufaddiert und zu einem Ereignis zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens wird in Kap.4.1.1.2 gegeben.

3.1.2 Kristallkugel (CB)

Die Kristallkugel besteht im Originalaufbau aus 162 NaI-Detektoren [cb86]. Für den kombinierten Aufbau mit dem EB-Cluster Ring konnten davon 130 Detektoren genutzt werden.

Ein NaI-Detektor ist ein Szintillator. Dort erzeugt ein einfallendes γ -Quant im Detektormaterial einen Lichtblitz, der durch eine angekoppelte Photodiode in einen Strompuls umgewandelt wird [kno89].

Wie bei den Ge-Detektoren ist auch bei NaI-Detektoren die Pulshöhe ein Maß für die Energie des γ -Quants und die Zeitlage ein Mittel zur Selektion physikalischer Koinzidenzen.

NaI-Detektoren zeichnen sich bei einer weniger guten Energieauflösung durch eine hohe intrinsische Nachweis-Effizienz aus. In Verbindung mit einem hohen abgedeckten Raumwinkel, wie dies im gegebenen Experiment der Fall war, ermöglichen sie die Messung von γ -Summenenergie und/oder γ -Multiplizität einer Reaktion und können somit als Filter für verschiedene Reaktionsmechanismen eingesetzt werden (vgl. Tabelle 3.1).

Ebenso wie bei den EB-Clustern ist auch zwischen benachbarten NaI-Detektoren Comptonstreuung möglich, was auch in diesem Fall durch das Add-Back Verfahren korrigiert werden kann (vgl. Kap.4.1.2.2).

3.1.3 Parallelplattenzähler (PPAC)

Die drei im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Parallelplattenzähler waren in der Streu- und Vakuumkammer der sog. PYRAMIDE integriert [pyr94]. Sie ist in Abb.3.2 dargestellt.

In ihrem Zentrum befindet sich eine drehbare Targethalterung auf der bis zu drei verschiedene Targets montiert werden können. Auf der Vorderseite und der Rückseite gegenüber befinden sich Strahleinlaß und -auslaß. Die Kammer hält ein Vakuum von ca. 10^{-5} mbar bis zu 10^{-6} mbar. In den drei Seitenwänden der Pyramide sind drei Parallelplattenzähler (PPAC) integriert. Sie sind jeweils durch eine $2\mu\text{m}$ dünne Mylar- (Polyester) Folie, der sog. Eintrittsfolie, die von einem Stützgitter gehalten wird, vom Vakuum im Inneren der Kammer getrennt.

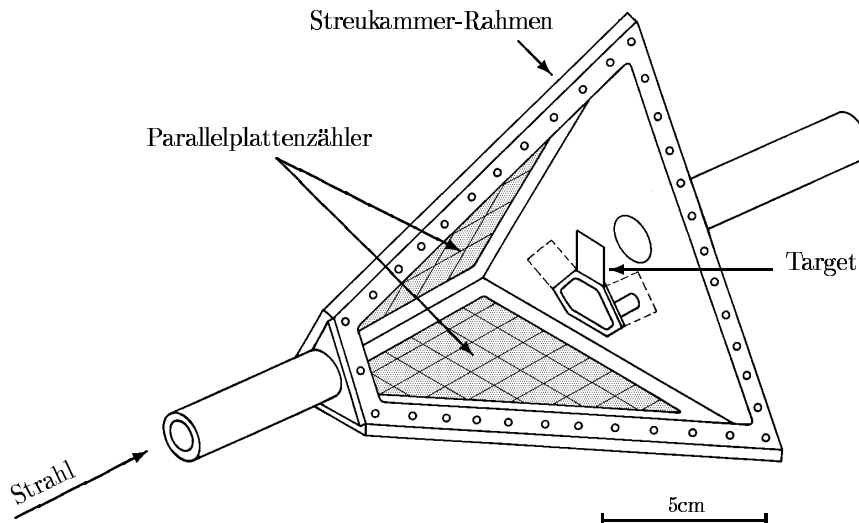


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der verwendeten Streukammer PYRAMIDE mit integrierten ortsempfindlichen Parallelplattenzählern zum Teilchennachweis.

Ein in der Pyramide integrierter Parallelplattenzähler besitzt, den Seitenwänden der Pyramide entsprechend, eine trapezförmige Anode und Kathode, die in 4mm Abstand parallel zueinander angeordnet sind. Vom Target aus betrachtet liegt die Anode vor der Kathode und etwa 1mm hinter der Eintrittsfolie.

Der Raum zwischen den Elektroden wird mit 10mbar Isobutan durchspült. An der Anode liegen mehrere hundert Volt Hochspannung an, während die Kathode auf Massepotential liegt. Der Nachweis eines geladenen Teilchens geschieht bei dessen Eintritt in den Gasraum. Dort erzeugt es eine Ladungswolke aus Elektronen und ionisierten Gasatomen, die durch die Hochspannung über Kathode und Anode abgezogen wird und somit ein

elektrisches Signal erzeugt.

Die Anode ist eine $2\mu\text{m}$ dünne mit Aluminium bedampfte Mylar-Folie. Die Teilchen können somit unter nur geringem Energieverlust die Anodenfolie passieren und in den Gasraum eindringen. Die Kathode ist eine massive Platine, durch deren spezielle Gestaltung eine zweidimensionale Ortsinformation über das nachgewiesene geladene Teilchen gewonnen werden kann.

Durch die kompakte Bauweise wird mit $\Omega = 1,8\pi$ ein großer Raumwinkel zum Teilchen nachweis abgedeckt. Dabei wird von den PPACs der Streuwinkelbereich von $\vartheta_{lab} = 74^\circ$ bis 162° und für diesen bis auf die Streukammerrahmen nahezu der gesamte φ -Bereich abgedeckt. Das Target ist um 120° geneigt, so daß die Targetabschattung für jeden PPAC unterschiedlich ausfällt und folglich die rückgestreuten Projektilteilchen für jeden Streuwinkel zwischen 74° und 162° nachgewiesen werden können (dadurch bedingt jedoch mit unterschiedlicher Gesamt-Effizienz).

3.1.3.1 Prinzip der Ortsbestimmung

Im ursprünglichen Design der PYRAMIDE wurde die Ortsinformation dadurch gewonnen, daß als Kathoden Widerstandsschichten benutzt wurden, deren Signale an den 4 Seiten ausgelesen wurden [pyr94]. Aus dem Intensitätsverhältnis der Signale konnte somit eine Ortsinformation gewonnen werden. Diese Methode wurde in anderen Experimenten eingesetzt [krö96a, vet94], wobei sich jedoch Komplikationen ergaben, da für eine derartige Ortsbestimmung keine analytische Funktion existiert und da zusätzlich das Verhalten der Widerstandsschichten über eine längere Experimentdauer nicht konstant blieb. Für das in dieser Arbeit durchgeführte Experiment wurde daher für die ortsempfindlichen Kathoden ein neues Konzept verwirklicht.

Die verwendeten Kathoden haben entsprechend der Seitenwände der PYRAMIDE eine Trapezform. Sie sind 1mm dick und bestehen aus dem Trägermaterial Epoxid. In ihr sind 4 leitende, voneinander isolierte, verschieden strukturierte Schichten aus Kupfer integriert. Die ersten beiden Schichten und die letzten beiden Schichten besitzen einen Abstand von jeweils $10\mu\text{m}$, der Abstand zwischen zweiter und dritter Schicht beträgt hingegen $600\mu\text{m}$.

Die erste Schicht liegt an der Oberfläche der Kathodenplatine. Sie besteht im wesentlichen aus Streifen und „Pads“ und ist genauer in Abb.3.3 dargestellt. Auf ihr wird eine durch ein geladenes Teilchen im Gasraum produzierte Ladungswolke aufgefangen. Mit einer typischen Ausdehnung von wenigen Millimetern verteilt sich die Ladungswolke ungefähr zu gleichen Teilen auf die Streifen und die Pads.

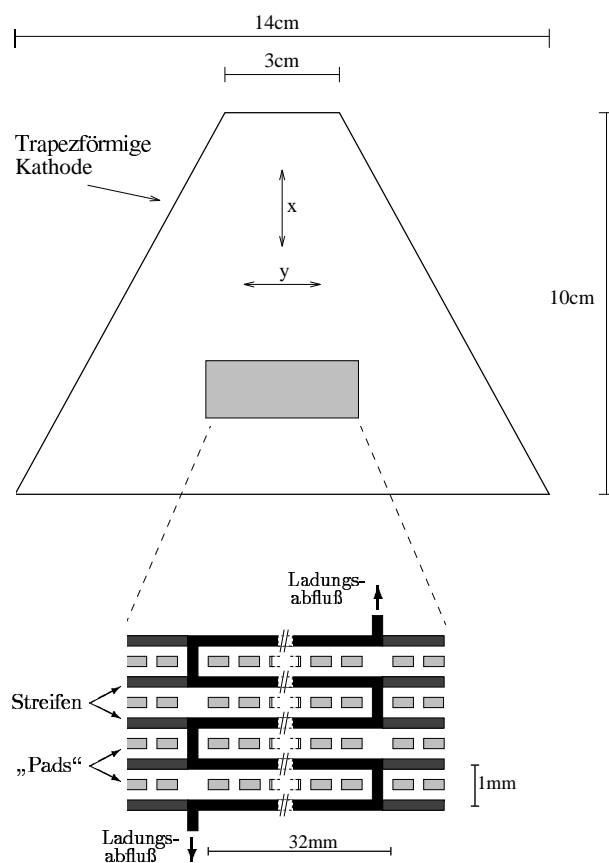


Abbildung 3.3: Schematische, nicht maßstabgerechte Darstellung der ortsempfindlichen Kathode eines PPAC. Die Kathode hat eine trapezförmige Gestalt. Die Struktur des grauschattierten Bereich wird beispielhaft vergrößert gezeigt. Die dort zu sehende Segmentierung bestehend aus Streifen und „Pads“ gewährleistet eine zweidimensionale Ortsauflösung in den gekennzeichneten x- und y-Richtungen.

Die auf den Streifen aufgefangenen Ladungen fließen über die integrierte Mäanderleitung in beide Richtungen ab. In der zweiten nur $10\mu\text{m}$ tiefer liegenden Schicht befindet sich eine Mäanderleitung gleichen Ausmaßes, aber um eine halbe Periode verschoben. Dies bewirkt beim Abfließen der Ladungen eine Verzögerung [sch82], die in diesem Fall 4ns/cm

beträgt. Eine Zeitmessung der Signale an beiden Ausgängen ergibt somit eine Ortsinformation in x-Richtung. Diese Art der Verzögerungsleitung wird auch Doppelmäander-Verzögerungsleitung genannt.

Die auf den Pads aufgefangenen Ladungen werden in die $600\mu\text{m}$ tiefer liegende dritte Schicht geleitet. Dort sind alle Pads vertikal (x-Richtung) miteinander durch Streifen leitend verbunden. Diese dritte und die vierte Schicht verhalten sich analog wie die erste und zweite Schicht zueinander mit dem Unterschied, daß die Streifen um 90° gedreht sind, wodurch eine Ortsinformation in y-Richtung erreicht wird.

Der große Abstand zwischen erster und zweiter Schicht von dritter und vierter Schicht verhindert eine gegenseitige Beeinflussung (Übersprechen). Die zweidimensionale Ortsbestimmung mit der vorgestellten Kathodenstruktur erfolgt somit durch eine getrennte Ortsbestimmung in x- und y-Richtung.

Wie schon erwähnt gelingt dies durch Zeitmessungen an jeweils beiden Ausgängen der beiden Doppelmäander-Verzögerungsleitungen. Als Referenzzeitpunkt eignet sich dabei das Anodensignal. Zu beachten bei der Auslese einer Doppelmäander-Verzögerungsleitung ist, daß ein Differenzverstärker verwendet werden muß, der die Gleichtaktkomponente der Signale unterdrückt und somit nur die zur Ortsbestimmung relevanten Komponenten verstärkt. Für weitere Details muß hier auf die Literatur verwiesen werden [sch82, ata78, ata77].

Durch die kompakte Bauweise des vorgestellten PPAC gelingt es mit wenig Material auszukommen. Dies ist von besonderer Bedeutung, wenn man beachtet, daß die bei der Reaktion im Target produzierten γ -Quanten den Teilchenzähler wechselwirkungsfrei durchdringen müssen, um in den außerhalb liegenden γ -Detektoren vollständig nachgewiesen werden zu können. Je mehr Material aber für die PPACs verwendet wird, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß das γ -Quant absorbiert wird oder durch Comptonstreuung einen Energieverlust erfährt, und somit zum Untergrund in den Spektren der γ -Detektoren beiträgt.

3.2 Experimentdurchführung

Zur Untersuchung von Neutronen-Paarungseffekten in Transferreaktionen, mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Experimentaufbau, wurde das System $^{118}\text{Sn} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ ausgewählt. Dazu mußte die Einschußenergie des Sn-Projektils so bestimmt werden, daß die Reaktionen unter den interessierenden Kern-Kern Abständen d_0 beobachtet werden konnten. Außerdem mußte die Dicke des Pb-Targets festgelegt werden, um einerseits

ausreichend Meßstatistik erhalten zu können und andererseits die Unschärfe verschiedener Meßgrößen zu begrenzen.

Zur Auslese der Detektorsignale wurde ein komplexes elektronisches Datenaufnahmesystem aufgebaut und eingesetzt. Dies bestand aus einer Logikschaltung (Trigger), die in der Lage ist, die interessierenden Ereignisse aus der Vielzahl der auftretenden verschiedenen Reaktionen herauszufiltern, und aus einem Datenaufnahmesystem, das daraufhin die Signale der Detektoren ausliest und speichert und eine „Online“-Überwachung der Messung ermöglichte.

3.2.1 Das System ${}_{50}^{118}\text{Sn} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$

Die Wahl des Systems geschah unter dem Gesichtspunkt, Neutronen-Transferreaktionen beobachten zu können, bei denen verstärkter Paar-Transfer zu erwarten war.

Die Berechnung der Q-Werte, d.h. des Massendefekts bzw. der Differenz der Bindungsenergien, gibt Aufschluß in welche Richtungen Transferreaktionen bevorzugt ablaufen werden. Sie sind für das gewählte System in Tab.3.2 aufgeführt. Daraus geht hervor, daß Neutronen-Transferreaktionen in beide Richtungen erwartet werden können, da die Q-Werte dort um 0MeV liegen, was für Transferreaktionen günstige Bedingungen bedeutet (vgl. Kap.2.1.2). Dementgegen werden Protonen-Transferreaktionen in dem gewählten System durch die hohen Q-Werte blockiert.

A_1	116	117	118	119	120
Z_1					
${}_{52}\text{Te}$	-12,65	-11,65	-6,91	-7,03	-3,12
${}_{51}\text{Sb}$	-8,89	-8,23	-5,02	-5,44	-2,73
${}_{50}\text{Sn}$	-2,42	-2,71	0,0	-1,48	1,01
${}_{49}\text{In}$	-4,82	-5,36	-3,37	-4,65	-3,33
${}_{48}\text{Cd}$	-3,39	-4,77	-2,91	-5,41	-3,95

Tabelle 3.2: Effektive Q-Werte in MeV nach [wap93] für das System ${}^{206}\text{Pb}+{}^{118}\text{Sn}$, dargestellt als Funktion der projektilähnlichen (Sn) Transferprodukte.

Beide Kerne des ausgewählten Systems sind, bei einer abgeschlossenen Protonenschale, halbmagisch. Die Mischung der 0^+ -Grundzustände, die somit durch Neutronenorbitale verursacht wird, ist bei beiden stark ausgeprägt [bro68, tak83], was bei derartig schweren Kernen u.a. mit der hohen Zustandsdichte in den äußersten Schalen zusammenhängt. Dies gilt auch für die Grundzustände der geraden Nachbarisotope, so daß, aufgrund der hohen Konfigurationsmischungen, große Verstärkungen des Neutronen-Paar Transfers zwischen den Grundzuständen zu erwarten sind [bro78].

Die ersten 2^+ -Anregungszustände liegen in beiden Kernen unterhalb der Paarungsenergie und bei nahezu gleicher Anregungsenergie wie die ihrer geraden Nachbarisotope, d.h. bei ca. 800keV in den geraden Pb-Isotopen (mit abnehmender Massenzahl) und ca. 1200keV in den Sn-Isotopen (vgl. Abb.5.3). Diese ersten angeregten 2^+ -Zustände der geraden Nachbarisotope unterliegen einer ähnlich starken Konfigurationsmischung wie die Grundzustände und werden auch als Paarungs-Rotationsbande interpretiert [iac94].

Es darf somit neben dem verstärkten Neutronen-Paar Transfer zwischen den 0^+ -Grundzuständen auch zwischen den 2^+ -Zuständen ein verstärkter Neutronen-Paar Transfer erwartet werden. Dieser kann über die Spektroskopie des beim Zerfall in den Grundzustand emittierten γ -Quants nachgewiesen werden.

3.2.2 Wahl der Einschußenergie

Untersucht werden sollten Transferprozesse auf klassischen Streubahnen bei Abständen im Bereich von $d_0=1,35\text{fm}$ bis $d_0=1,6\text{fm}$. Die PPACs ermöglichen die Messung der Projektilstreuwinkel im Laborsystem im Bereich von $\vartheta_1=74^\circ$ bis $\vartheta_1=162^\circ$. Aus Gleichung (2.2) und (2.3) folgen daraus die zwei Einschußenergien von $E_{lab}=606\text{MeV}$ und $E_{lab}=627\text{MeV}$.

3.2.3 Wahl der Targetdicke

Bei der Wahl der Targetdicke sind zwei entgegengesetzte Effekte zu berücksichtigen. Einerseits wächst mit zunehmender Targetdicke die Wahrscheinlichkeit der interessierenden Kern-Wechselwirkung des Projektils im Target, was zu einer wünschenswerten größeren meßbaren Statistik führt. Andererseits nimmt die Anzahl atomarer Stoßprozesse des Projektils im Target zu, die zu einer nicht korrigierbaren Unschärfe der Teilchenenergien und der Streuwinkel führen („energy-straggling“ bzw. „angular-straggling“) und folglich auch einen Fehler in der Bestimmung von d_0 verursachen.

Der durch die Targetdicke verursachte Fehler bei der Bestimmung von d_0 sollte nicht mehr als $0,02\text{fm}$ ($\sim 1\%$) betragen. Unter Berücksichtigung der „straggling“-Effekte (mittlerer Energieverlust des Projektils im Target [ndt70]), ergab dies bei einer Einschußenergie von ca. 600MeV eine Targetdicke im Bereich von ca. $400\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Das benutzte Target hatte eine Dicke von $455\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Um die Verdampfung des Bleis unter der Wärmeentwicklung im Strahl zu verhindern, war es beidseitig mit einer Kohlenstoffschicht (Kohlenstoff-„backing“) von $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bzw. $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ abgedeckt.

Das Target war angereichert und bestand zu $99,8\% \pm 0,02\%$ aus ^{206}Pb und nur zu $0,2\%$ aus Verunreinigungen, im wesentlichen ^{207}Pb . Diese hohe Reinheit des Target erlaubt es die Verunreinigungen bei der Datenanalyse zu vernachlässigen.

3.2.4 Elektronische Datenaufnahme

Ziel war es, Ereignisse aufzunehmen, bei denen ein rückgestreutes Sn-ähnliches Projektil in einem PPAC und mindestens ein γ -Quant in einem EB-Cluster koinzident nachgewiesen werden. Dazu wurde eine Triggerlogik aufgebaut, wie sie in Abb.3.4 dargestellt ist (p- γ -Trigger), die den gleichzeitigen Nachweis eines Teilchens in einem PPAC und eines γ -Quants in einem EB-Cluster feststellt.

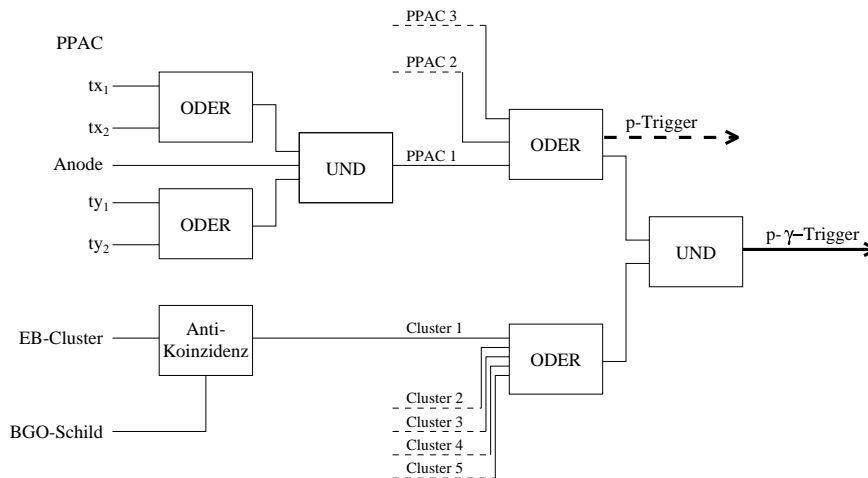


Abbildung 3.4: Blockschaltbild der verwendeten p- γ -Trigger Logik. Die Größen tx_1, tx_2 und ty_1, ty_2 stehen jeweils für die beiden Ausgänge der beiden Verzögerungsleitungen eines PPAC in x- bzw. y-Richtung.

Der gültige Nachweis eines rückgestreuten Sn-Kerns wird demnach festgestellt, wenn die Anode eines PPAC ein Signal liefert und außerdem jeweils mindestens ein Signal aus beiden Verzögerungsleitungen der Kathode vorliegt. Dies gelingt, indem jeweils die beiden Signalausgänge einer Verzögerungsleitung ($tx1,tx2$ bzw. $ty1,ty2$) mit einer logischen ODER-Schaltung verknüpft sind und deren Ausgänge wiederum mit dem Anodensignal gemeinsam über eine logische UND-Schaltung verknüpft sind. Diese Logik wird für jeden der drei PPACs aufgebaut und eine ODER-Verknüpfung aller drei PPACs stellt sicher, daß mindestens ein PPAC angesprochen hat. (Der Fall, daß mehr als ein PPAC anspricht war aus kinematischen Überlegungen theoretisch nicht möglich. Dies machte auch tatsächlich nur ca. 1% aller Ereignisse aus, die auf zwei innerhalb der Koinzidenzzeit aufeinanderfolgenden unabhängigen Treffern beruhten. Sie konnten in der späteren Analyse erkannt und aussortiert werden.)

Ein gültiges Ge-Detektorsignal wird festgestellt, wenn ein Ge-Detektor eines Clusters angesprochen hat, ohne daß die BGO-Abschirmung ein Signal liefert. Eine logische ODER-Verknüpfung aller Cluster stellt sicher, daß mindestens ein Cluster angesprochen hat.

Die UND-Verknüpfung von gültigem PPAC-Signal und gültigem Cluster-Signal liefert dann letztendlich den geforderten p- γ -Trigger.

Die Messung eines zu einem p- γ -Trigger gehörenden Ereignisses sollte die relevanten Signalinformationen der verwendeten Detektoren enthalten. Das bedeutet für EB und CB die Pulshöhe und die Zeitlage der Signale und für einen PPAC die Zeiten der Verzögerungsleitungen. Die Extraktion dieser Informationen aus den Detektorsignalen ist in Abb.3.5 verdeutlicht.

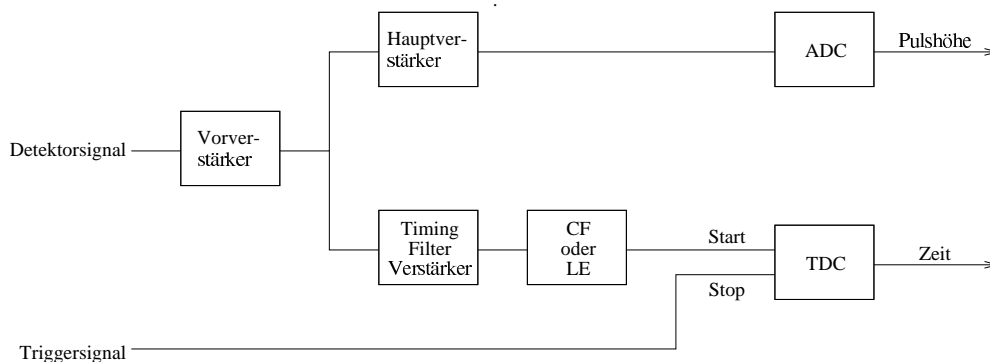


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Elektronikaufbaus zur Messung der Pulshöhe und Zeitlage eines Detektorsignals. Bei den PPAC Signalen wird ausschließlich die Zeitlage gemessen und der Zweig zur Messung der Pulshöhe entfällt.

Zur Messung der Pulshöhe wird das Detektorsignal über einen Vorverstärker ausgekoppelt und in einem Hauptverstärker geformt und verstärkt. Die Höhe des Signals nach dem Hauptverstärker kann dann mit einem ADC digitalisiert werden.

Zur Zeitmessung wird das Detektorsignal ebenfalls über den Vorverstärker ausgekoppelt. Anschließend wird es in einem TFA gefiltert und verstärkt. Der Zeitpunkt eines Signals wird mit einem CF („constant fraction“-Diskriminator) oder einem LE („leading edge“-Diskriminator) ermittelt. Mit einem TDC kann die Zeit zwischen diesem und einem Referenzzeitpunkt digitalisiert werden.

Als Referenzzeitpunkt wurde das Triggersignal verwendet, dessen Zeitlage durch das Anodensignal des jeweiligen angesprochenen PPAC bestimmt war. Das Triggersignal eignete sich deshalb als Referenzzeitpunkt, da dessen Zeitvariation im Vergleich zu allen anderen Signalen jedes Detektortyps vernachlässigbar gering ist.

Ein Ereignis konnte somit aus maximal 345 digitalisierten Energie- und Zeitinformationen (Kanälen) bestehen. Diese wurden über verschiedene Datenbusse und Auslesemodule gesammelt und sowohl abgespeichert als auch für eine Online-Analyse bereitgestellt. Dies ist schematisch in Abb.3.6 dargestellt.

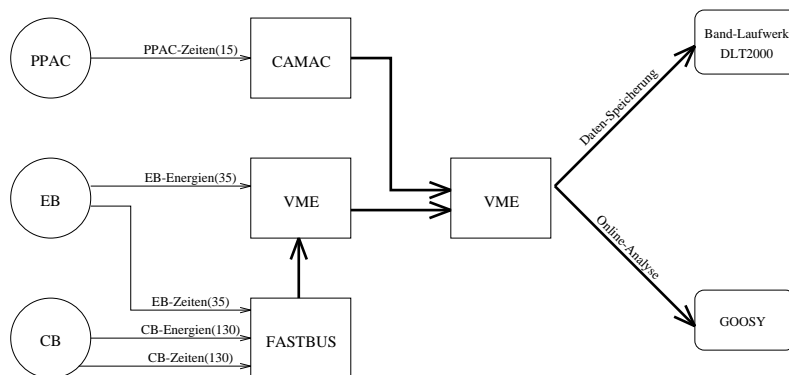


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems. Die aus den analogen Detektorsignalen gewonnenen digitalen Energie- und Zeitinformationen (vgl. Abb.3.5) werden über die verschiedenen Systeme VME, CAMAC und FASTBUS [dat90] ausgelesen und zu einem Meßereignis zusammengefaßt. Schließlich werden sie auf einem Speichermedium abgelegt und zur Experimentkontrolle mit dem Programmpaket GOOSY, einer Eigenentwicklung der GSI, „online“ analysiert.

Die Dauer der Messung betrug 8 Tage. Neben dem $p\text{-}\gamma$ -Trigger wurden auch Daten mit p -Trigger 2^3 -fach unternetzt aufgenommen (vgl. Abb.3.4). Sie dienen der PPAC Ortseichung (vgl. Kap.4.1.3.1). Im Optimalfall konnten Daten mit einer Rate von 30KB/s aufgenommen werden, was einer Event-Rate von ca. 170Hz entsprach. So wurden insgesamt ca. 20GB Meßdaten aufgezeichnet.