

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Physik Department E12

Hochsegmentierte CVD Diamant Detektoren und hochauflösende Impulsmessungen in Knockout Reaktionen

Sabine Schwertel

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Physik der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. H. Friedrich

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. R. Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. L. Oberauer

Die Dissertation wurde am 26.10.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 26.11.2009 angenommen.

Zusammenfassung

Kernreaktionen, bei denen ein Nukleon durch peripheren Stoß aus einem Kern herausgeschlagen werden (sog. Knockout Reaktionen) haben sich in den letzten Jahren als ein wichtiges Werkzeug zur Untersuchung der Struktur leichter, exotischer Kerne erwiesen. Im Frühjahr 2006 wurde am Fragmentseparator (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt ein Experiment durchgeführt, in dem die Methode erstmals auf mittelschwere Kerne mit Projektilenergien von etwa 400 AMeV angewendet wurde.

Zunächst wurde ein Referenzexperiment mit stabilem ^{48}Ca Primärstrahl durchgeführt, da die Struktur dieses Kerns sehr gut bekannt ist. Das Hauptexperiment verwendete einen ^{86}Kr Strahl, der an einem ^9Be -Target fragmentiert wurde. Mutter- und Tochterkerne der Ein-Neutron-Knockout Reaktionen in den Scandium-Isotopen $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ wurden mit hoher Effizienz durch den FRS transportiert. Diese werden in der vorliegenden Arbeit im Detail untersucht.

Es wurden inklusive Wirkungsquerschnitte von 77(10) mbarn für den Neutron-Knockout aus ^{48}Ca und für den Knockout aus $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ von 78(12) mbarn, 99(15) mbarn, 101(15) mbarn, 113(17) mbarn und 72(14) mbarn erstmals bestimmt. Im Vergleich zum theoretisch berechneten Wert ist der inklusive Wirkungsquerschnitt des ^{48}Ca um einen Faktor von 0,60(8) reduziert. Dies ist in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen für stabile Kerne, in denen eine typische Reduktion von ca. 0,6 bis 0,7 bestimmt wurde [Gad08b]. Für die Sc-Isotope liegen die Reduktionsfaktoren dagegen nahe bei 1.

Für alle betrachteten Isotope konnte jeweils die Impulsverteilungen mit einer relativen Auflösung von $\frac{\Delta p}{p} = 0,17 - 0,27\%$ gemessen werden. Sie sind nahezu symmetrisch und zeigen eine deutlich kleinere Überhöhung bei niedrigen Impulsen als dies bei Messungen, die mit geringerer Strahlenergie durchgeführt wurden [Gad08b], der Fall ist. Diese Impulsverteilungen sind charakteristisch für den Bahndrehimpuls des jeweils herausgeschlagenen Neutrons. Im ^{48}Ca ist Knockout aus einem Orbital mit $L = 0, 2, 3$ möglich, in den Sc-Isotopen aus Orbitalen mit $L = 1, 3$. Aus den Impulsverteilungen konnten damit spektroskopische Faktoren für die involvierten Orbitale ermittelt werden.

Im Falle des ^{48}Ca stimmen die Wirkungsquerschnitte für Knockout aus der $s_{1/2}$ - und $d_{3/2}$ -Schale mit den theoretisch vorhergesagten Werten gut überein, während für Knockout aus der $f_{7/2}$ -Schale der Wirkungsquerschnitt mit einem Faktor von 0,33(4) reduziert ist. Für die Sc-Isotope stimmen die für $p_{3/2}$ und $p_{1/2}$ gemessenen Wirkungsquerschnitte ebenso gut mit den theoretisch berechneten Werten überein, für $f_{7/2}$ sind die Querschnitte wiederum stark reduziert.

Zukünftig sollen bei FAIR weitere Knockout-Experimente mit einer bis zu vier Größenordnungen höheren Strahlintensität durchgeführt werden. Zur Strahlverfolgung werden dafür strahlungsharte Detektoren benötigt. Polykristalliner CVD Diamant ist aufgrund seiner Eigenschaften als Detektormaterial sehr gut geeignet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit zahlreichen kleinen ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) Testdetektoren am Tandem-Beschleuniger in München umfangreiche Messungen zur Charakterisierung von Proben aus neuen Herstellungsverfahren durchgeführt und mit früheren Ergebnissen [RD42C, Ada00a, Ada00b, Ada03, Ber03] verglichen. Dabei wurde erstmals eine Dosisgrenze von einigen 10^{13} 1/cm^2 für die Belastung dieses Materials mit Schwerionen hoher Ionisationsdichte gefunden. Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass selbst hochsegmentierte Detektoren mit einer Nachweiseffizienz $\varepsilon > 98 \%$ aus diesem Material hergestellt werden können. Mit den im institutseigenen Labor strukturierten Diamant Detektoren wurde eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 75 \text{ ps}$ erreicht.

Erste mittelgroße ($25,4 \times 25,4 \text{ mm}^2$) Mikrostreifen Detektoren wurden am FRS und am ALADIN/LAND-Aufbau an der GSI erprobt. Dabei konnte eine Ortsauflösung von $200 \mu\text{m}$ erreicht werden, die der Streifenbreite entspricht.

Für die parallele Messung von Ort und Zeit muss noch an der Entwicklung neuer Elektronik gearbeitet werden. In Kürze werden erste Detektoren mit einer Größe von $50 \times 50 \text{ mm}^2$ fertiggestellt.

Abstract

In recent years knockout reactions have proven to be important tools for investigations of the structure of light exotic nuclei. In spring 2006 an experiment was performed with the fragment separator at GSI in Darmstadt to extend this method to medium-mass nuclei with energies of about 400 AMeV.

An experiment with a stable and well-known ^{48}Ca primary beam was performed as a reference. For the main experiment, a ^{86}Kr beam was fragmented at a ^9Be target. The FRS was set for the reaction $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ [Mai09b]. Because of the high acceptance of the FRS, mother and daughter nuclei of one-neutron knockout reactions in the Sc isotopes $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ were also transported with high efficiency. These will be investigated in the first part of this thesis.

Inclusive cross sections of 77(10) mbarn for one-neutron knockout from ^{48}Ca and 78(12) mbarn, 99(15) mbarn, 101(15) mbarn, 113(17) mbarn and 72(14) mbarn for knockout from $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$, respectively, were measured for the first time. In comparison with the theoretical value, the measured inclusive cross section of ^{48}Ca is reduced by a factor of 0.60(8). This is in good agreement with other measurements for stable nuclei where a typical reduction of about 0.6 to 0.7 was found [Gad08b]. For the Sc isotopes the reduction factors are close to 1.

For the one-neutron knockout reactions in ^{48}Ca and the Sc isotopes, respectively, the momentum distributions could be measured with a relative resolution of 0.17 - 0.27 %. Compared to measurements which were performed at lower energies [Gad08b], the momentum distributions are more symmetric and show much smaller tails at low momenta. A momentum distribution is characteristic for the orbital angular momentum of the knocked-out nucleon. In ^{48}Ca it can be $L = 0, 2, 3$, in the Sc isotopes $L = 1, 3$. From the momentum distributions spectroscopic factors of the involved orbitals could be extracted.

In the case of ^{48}Ca , the cross sections for knockout from $s_{1/2}$ and $d_{3/2}$ are consistent with the theoretically-calculated values. For knockout from $f_{7/2}$ the measured cross section is reduced by a factor of 0.33(4). For the Sc isotopes the measured cross sections for $p_{3/2}$ and $p_{1/2}$ are in very good agreement with the calculated values, for $f_{7/2}$ the measured values again are reduced.

In the future, further knockout experiments should be performed using the R³B setup at FAIR. The available beam intensity will be up to four orders of magnitude higher. As the beam has to be tracked from the dispersive plane of the Super-FRS up to the R³B target, radiation hard detectors are needed.

In the framework of this thesis extensive measurements were performed at the tandem accelerator in Munich with numerous small ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) test detectors. Samples using new manufacturing methods were characterized and results were compared with previous work [RD42C, Ada00a, Ada00b, Ada03, Ber03]. A dose of some 10^{11} ions/ mm^2 was determined as a limit for the exposure of the material with heavy ions of high ionisation density. It could be shown that even highly segmented detectors with an efficiency $\varepsilon > 98 \%$ could be built from this material. The diamond detectors were segmented in our laboratory and achieved a time resolution of $\sigma_t = 75 \text{ ps}$.

Medium-size ($25.4 \times 25.4 \text{ mm}^2$) micro-strip detectors were tested at the FRS and at the ALADIN/LAND setup at GSI. The obtained position resolution was in the range of the strip size of $200 \mu\text{m}$.

For parallel measurement of position and time, further development of new electronics is required. First full-size detectors ($50 \times 50 \text{ mm}^2$) will be completed soon.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Physikalische Motivation	1
1.2	Experiment @ GSI / FAIR	3
1.3	Aufbau der Arbeit	6
I	Ein-Nukleon Knockout Reaktionen	7
2	Knockout Reaktionen	9
2.1	Theorie der Knockout Reaktionen	9
2.2	Der Wirkungsquerschnitt	11
2.3	Der Spektroskopische Faktor	12
3	Experimentaufbau	15
3.1	Der Fragmentseparator FRS	16
3.2	Identifikation der Fragmente und der Reaktionen	19
3.3	Nachweis der Gamma-Strahlung	21
4	Analyse und Ergebnisse	23
4.1	Messungen	23
4.1.1	Inklusiver Wirkungsquerschnitt	23
4.1.2	Exklusiver Wirkungsquerschnitt	24
4.1.3	Hochauflösende Impulsmessung	25
4.2	Ein-Neutron-Knockout an ^{48}Ca	26
4.2.1	Inklusive Impulsverteilung und Wirkungsquerschnitt	26
4.2.2	Exklusiver Wirkungsquerschnitt	28
4.2.3	Vergleich mit der Theorie und Diskussion	30
4.3	Ein-Neutron-Knockout an radioaktiven Sc-Isotopen	34
4.3.1	Inklusiver Wirkungsquerschnitt	36
4.3.2	Impulsverteilungen	38
4.3.3	Vergleich mit der Theorie und Diskussion	41
4.4	Kurze Diskussion Teil I	47

II	Hochsegmentierte CVD Diamant Detektoren	49
5	Detektoren für das R³B Experiment	51
5.1	Das R ³ B Experiment	51
5.2	Anforderungen an Messung und Detektormaterial	52
5.3	Detektoren aus CVD Diamant	54
5.3.1	Eigenschaften von Diamant als Detektormaterial	54
5.3.2	Herstellung von polykristallinem CVD Diamant	55
5.3.3	Herstellung der Diamant Detektoren	57
5.4	R ³ B Detektor Konzept	58
6	Charakterisierung	61
6.1	Testdetektoren	61
6.2	Detektoraufbau am Tandem-Beschleuniger in Garching	62
6.3	Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz	62
6.4	Bestimmung der Nachweiseffizienz für schwere Ionen	64
6.5	Bestimmung der Kristallitgrößen und der räumlichen Amplitudenverteilung mit SNAKE	65
6.6	Bestimmung der Strahlungshärte	70
6.7	Messung der Flugzeitauflösung bei HADES	70
6.7.1	Detektorkonzept bei HADES	71
6.7.2	Messung der Zeitauflösung	72
6.8	Leckstrom	73
7	Hochsegmentierte großflächige Diamant Detektoren	75
7.1	Prototypen	75
7.2	Auslese-Elektronik	76
7.2.1	Auslese der Ortsmessung - der APV25 Chip	76
7.2.2	Auslese der Zeitmessung	77
7.3	¹⁰⁰ Sn Teststrahlzeit	78
7.4	Prototyp-Test bei LAND/ALADIN	81
8	Diskussion und Ausblick	85
A	Werte für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte	89
A.1	Skalierungsfaktoren	89
A.2	Transmissionen ohne Reaktion	89
A.2.1	ohne Target	90
A.2.2	mit Target	90
A.3	Überlebenswahrscheinlichkeit im Target	91
A.4	Wahrscheinlichkeiten	91
A.4.1	Reaktionen mit und ohne Target	91
B	Spektroskopische Faktoren der Sc-Isotope	93

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Physikalische Motivation

Die Struktur stabiler Kerne wird seit nunmehr sechzig Jahren erfolgreich durch das Schalenmodell beschrieben. Dabei besetzen die Nukleonen Eigenzustände eines Hamiltonians mit einem mittleren Potenzial, das durch Wechselwirkung zwischen den Nukleonen zustande kommt. Diese Einteilchen-Niveaus sind so angeordnet, dass die Schalenstruktur der Kerne entsteht. Zwischen den Einteilchen-Energieniveaus bilden sich bei bestimmten Besetzungszahlen der Orbitale für Protonen und Neutronen, den sogenannten *magischen Zahlen*, große, stabilisierende Energieabstände, die sogenannten *Gaps*. Diese phänomenologisch beobachteten magischen Zahlen können für stabile Kerne durch theoretische Rechnungen reproduziert werden, wenn die Spin-Bahn-Kopplung und die, im Vergleich zum mittleren Potenzial kleine, Restwechselwirkung, die durch die weiteren Nukleonen im Kern entsteht, mit in Betracht gezogen werden.

Experimentell wurde - zunächst für $N = 20$ - beobachtet, dass sich diese vermeintlich feststehenden magischen Zahlen lokal verändern, wenn man sich immer weiter vom Tal der Stabilität entfernt. Altbekannte Schalenabschlüsse verschwinden und neue tun sich auf [Sor08].

Inzwischen sind weltweit Beschleuniger für radioaktive Strahlen gebaut worden, die die Untersuchung von exotischen Kernen mit relativ großem N/Z -Verhältnis erlauben und damit immer größere Bereiche fernab der Stabilität experimentell zugänglich machen. Damit gemessene Beispiele sind ^{12}Be , das keinen Schalenabschluss bei $N = 8$ aufweist und ^{24}O , dessen Schalenabschluss bei $N = 16$ nachgewiesen wurde. Ein weiteres Beispiel ist der Bereich mit $N = 20$ rund um ^{32}Mg , der u.a. Anomalien in der Bindungsenergie zeigt. Der erste angeregte 2^+ -Zustand liegt jeweils deutlich niedriger, was auf eine deformierte Intruderkonfiguration hindeutet. Die Intruder *fp*-Konfiguration ist dabei stärker gebunden als die normale *sd*-Konfiguration, die Orbitalreihenfolge ist also invertiert. Man bezeichnet diesen Bereich deshalb als *island of inversion*.

Diese bereits beobachteten Änderungen der magischen Zahlen können durch Weiterentwicklungen in der Theorie erklärt und weitere vorhergesagt werden. Dazu werden die sogenannten effektiven Einteilchen-Energien (ESPEs)¹ betrachtet, die die mittleren Ef-

¹ *effective (spherical) single-particle energies*

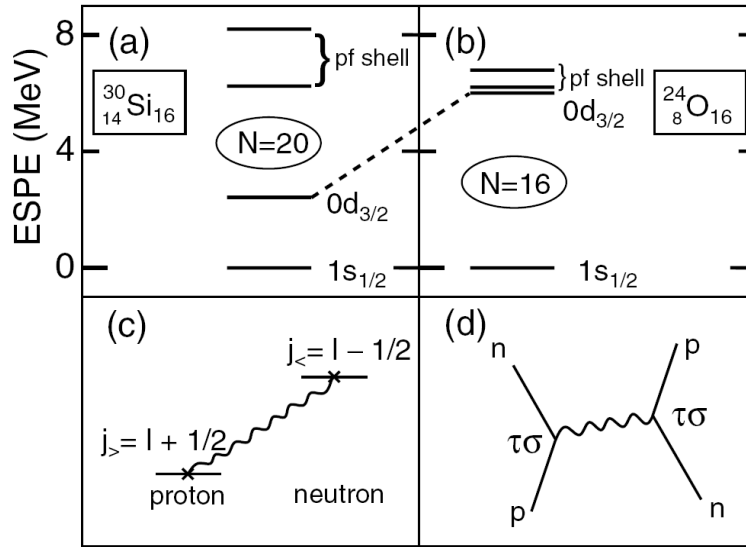


Abbildung 1.1: Neutron ESPEs für (a) ^{30}Si und (b) ^{24}O . Im stabilen ^{30}Si sitzt das $0d_{3/2}$ -Orbital sehr viel niedriger als im neutronenreichen, exotischen ^{24}O . Dadurch kommt es zur Änderung des Neutron-Schalenabschlusses. (c) zeigt die Wechselwirkung, die für diese Änderung verantwortlich ist. (d) Die Wechselwirkung kommt aufgrund des hier dargestellten Prozesses zustande. Die Abbildung stammt aus [Ots01].

fekte der anderen Nukleonen auf ein Nukleon in einem bestimmten Einteilchen-Orbital beinhalten. Die ESPE eines besetzten Orbitals ist die Separationsenergie dieses Orbitals mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die ESPE eines unbesetzten Orbitals ist die Bindungsenergie mit entgegengesetztem Vorzeichen, die gewonnen wird, wenn ein Nukleon in dieses Orbital gesetzt wird. Abbildung 1.1 zeigt die ESPEs der Neutronen für (a) ^{30}Si und (b) ^{24}O . Es wird deutlich, dass das $0d_{3/2}$ -Orbital im ^{30}Si sehr viel niedriger liegt als im ^{24}O . Damit ist im stabilen ^{30}Si , wie erwartet bei $N = 20$ ein Schalenabschluss, während im ^{24}O die Schale bei $N = 16$ abgeschlossen ist. Das ^{30}Si hat sechs Valenzprotonen in der sd -Schale, ^{24}O ist sehr neutronenreich und die $0p_{1/2}$ -Schale ist mit zwei Protonen komplett gefüllt. Im ^{30}Si entsteht eine stark anziehende Wechselwirkung zwischen einem Proton in $0d_{5/2}$ und einem Neutron in $0d_{3/2}$. Dies ist schematisch in Abbildung 1.1(c) gezeigt. Dadurch ist ein Neutron in $0d_{3/2}$ im ^{30}Si stärker gebunden und seine ESPE wird stark reduziert im Vergleich zu der im ^{24}O , wo diese Anziehung nicht vorhanden ist [Ots01].

Wie in [Ots01] dargestellt, zeigt sich diese Anziehung allgemein, wenn sich Protonen in einem $j_{>,<} = l \pm 1/2$ Orbital und Neutronen in einem $j'_{<,>} = l \mp 1/2$ Orbital befinden. Sitzen das Proton und Neutron in Orbitalen mit gleichen Vorzeichen der Spin-Bahn-Kopplung ($j_{>}$ und $j'_{>}$ oder $j_{<}$ und $j'_{<}$), ist die Wechselwirkung repulsiv. Der Grund für die Attraktion bzw. Repulsion ist der Monopol-Term in der Tensorkraft, die durch Ein-Pion-Austausch zu Stande kommt. Abbildung 1.2 zeigt die beiden Fälle schematisch. In (a) betrachtet man z.B. die Kollision eines Protons mit $j_{<}$ und

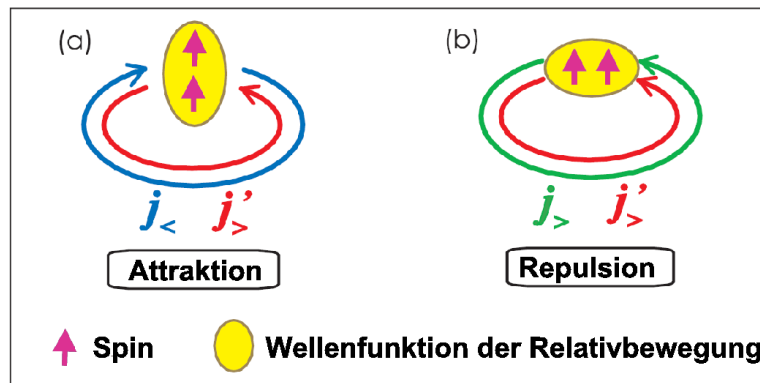


Abbildung 1.2: Attraktion und Repulsion aufgrund der Tensorkraft. (a) Kollision eines $j_{<}$ -Protons mit einem $j_{>}$ -Neutron. Wie im Deuteron wirkt die Tensorkraft anziehend, im entgegengesetzten Fall in (b), abstoßend (aus [Ots05]).

eines Neutrons mit $j'_{>}$. Dies ist analog zum Fall des Deuterons und die Tensorkraft wirkt anziehend. Das gleiche gilt auch für ein Proton mit $j_{>}$ und ein Neutron mit $j'_{<}$. Für $j_{<,>}$ und $j'_{<,>}$, wie in Abbildung 1.2(b) gezeigt, kommt es zu Abstoßung.

Ein Ziel der experimentellen Kernphysik ist es, diese theoretisch vorhergesagten, durch die Tensorkraft begründeten, Änderungen in der Schalenstruktur genauer zu untersuchen und zu lokalisieren. Dazu müssen die Besetzungen der Einteilchen-Orbitale durch Messung der Einteilchen-Energien und der Quantenzahlen bestimmt werden. Eine vielversprechende Methode, die bereits erfolgreich für leichte Kerne und Halo-Kerne angewendet wurde, sind Knockout Reaktionen. Damit konnte z.B. der Schalenabschluss bei $N = 16$ im ^{24}O bestätigt werden [Kan09]. Eine weitere Vorhersage, der Neutron-Schalenabschluss bei $N = 34$ im ^{54}Ca ist im Moment an der GSI noch nicht erreichbar, deshalb sollte ^{52}Ca mit dem, in der vorliegenden Arbeit besprochenen Experiment untersucht und damit die Methode der Knockout Reaktionen auf den Bereich mittelschwerer Kerne ausgedehnt werden. Die Intensität des Strahls musste aber angesichts des sehr hohen Untergrunds stark reduziert werden. Dadurch wurde die Ausbeute an ^{52}Ca extrem niedrig, so dass stattdessen die Kerne ^{50}Ca und ^{56}Ti untersucht wurden. Dabei konnte durch Neutron-Knockout gezeigt werden, dass eine Restwechselwirkung (GXPF1A) [Ots01], die zu einem Schalenabschluss bei $N = 34$ führt, die Daten die mit ^{56}Ti gemessen wurden, am besten beschreibt. Im gleichen Experiment wurde auch der Neutron-Knockout im ^{48}Ca , sowie in verschiedenen Scandium-Isotopen untersucht. Dies ist Thema von Teil I der vorliegenden Arbeit.

1.2 Experiment @ GSI / FAIR

Die oben erwähnten Messungen wurden an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)² in Darmstadt realisiert, wo bereits seit vielen Jahren verschiedenste Experimente

²<http://www.gsi.de>

zur Untersuchung der Kernstruktur exotischer Kerne durchgeführt werden. Dazu stehen zahlreiche Experimentiereinrichtungen am Linearbeschleuniger (UNILAC), aber vor allem auch am Synchrotron SIS³18 (siehe Abbildung 1.3) zur Verfügung. Dort wird zur Erzeugung radioaktiver Strahlen der Prozess der Projekttilfragmentation verwendet und der Sekundärstrahl mit dem in Abbildung 3.2 gezeigten Fragmentseparator (FRS)⁴ selektiert. Ein Beispiel dafür ist das in Teil I dieser Arbeit besprochene Ein-Nukleon-Knockout Experiment. Oft wird der radioaktive Sekundärstrahl aber auch im LAND⁵/ALADIN⁶ Experiment untersucht. Hier können durch die Kombination eines starken Dipolmagneten mit großer Akzeptanz und einem hocheffizienten Detektor für schnelle Neutronen sowohl kollektive Freiheitsgrade, als auch, mit Hilfe des Crystal Ball NaI Spektrometers, Einteilchen-Freiheitsgrade untersucht werden.

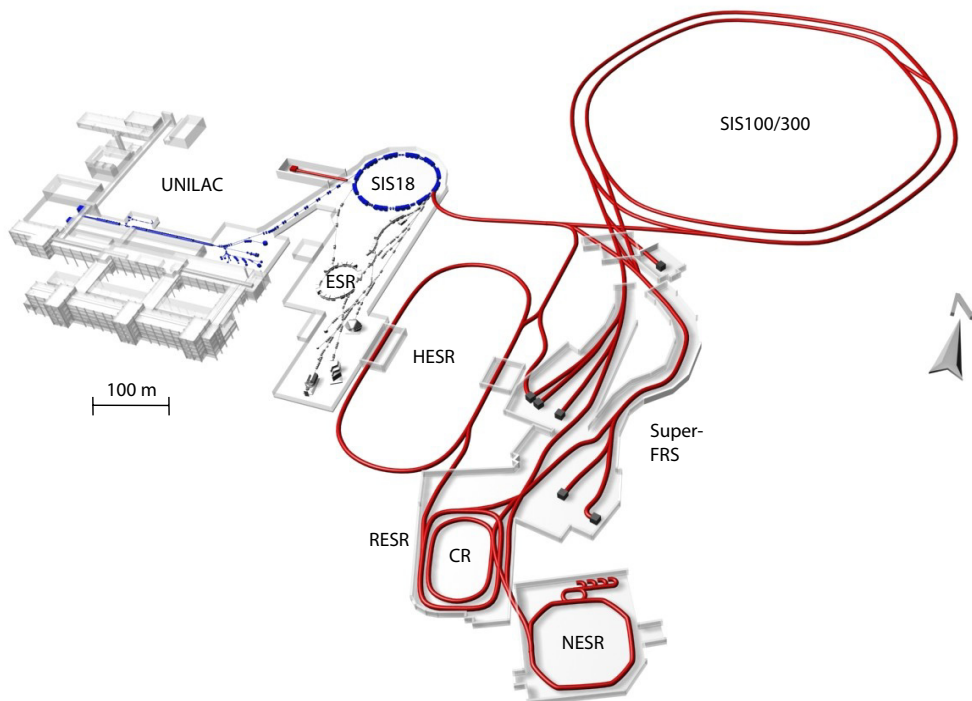


Abbildung 1.3: Skizze des GSI-Upgrades FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). In Rot ist der Ausbau eingezeichnet, die existierende GSI ist blau dargestellt.

Im Jahr 2007 wurde der Ausbau der GSI zu FAIR (Facility for Antiproton and

³SchwerIonen Synchrotron

⁴<http://www-wnt.gsi.de/frs/index.asp>

⁵Large Acceptance Neutron Detector

⁶A LArge DIpole MagNet

Ion Research)⁷ begonnen. Dabei wird der bestehende Beschleunigerkomplex, wie in Abbildung 1.3 gezeigt, stark erweitert. Der bereits seit vielen Jahren existierende Teil, die GSI, ist in Blau dargestellt, in Rot ist die umfangreiche Erweiterung zu FAIR eingezeichnet. Die Fertigstellung und Inbetriebnahme ist für das Jahr 2016 geplant.

Im Rahmen dieses Ausbaus wird der FRS durch den Superconducting Fragmentseparator (Super-FRS)⁸ [Gei03] ersetzt, der höhere Intensitäten des Primärstrahls und eine größere Transmission ermöglicht.

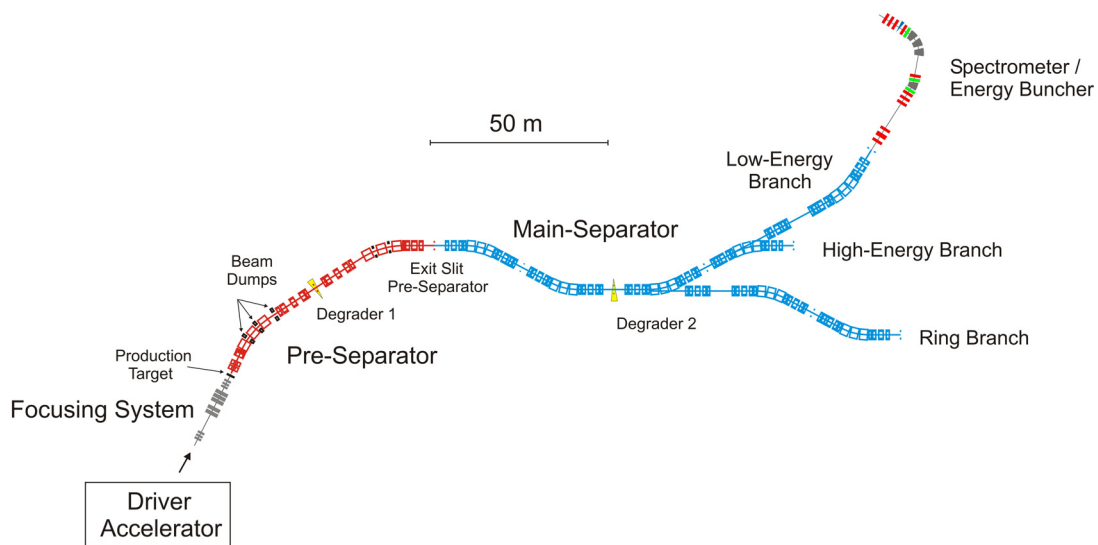


Abbildung 1.4: Der vom SIS100 kommende Strahl gelangt in den Super-FRS, wo die Fragmente entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit aufgetrennt werden. Direkt anschließend gibt es drei verschiedene Zweige, den *Low-Energy* Zweig, wo u.a. Experimente mit gestoppten Strahlen durchgeführt werden, den Ringzweig, in dem der Strahl gekühlt und gespeichert wird und den *High-Energy* Zweig, der im R³B Experiment endet.

Er liefert Strahlen, die räumlich getrennte Isotope bis zu den schwersten Projektile enthalten. Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Skizze des Super-FRS. Der Strahl kommt vom Ringbeschleuniger SIS18 oder SIS100/300 und trifft auf das Produktionsziel. Von dort läuft er, aus vielen verschiedenen Fragmenten bestehend, durch den Vorseparator (rot) und verlässt den Hauptseparator - nun als Strahlcocktail mit den gewünschten Fragmenten - und beliefert damit, die sich in einem der drei Zweige, dem niederenergetischen Zweig, dem Ringzweig oder dem hochenergetischen Zweig, befindlichen Experimente. An letzterem befindet sich das R³B (Reactions with Relativistic, Radioactive Beams)⁹ Experiment, das auf dem LAND/ALADIN Aufbau basiert und in Kapitel 5 näher beschrieben wird.

Um bei R³B Reaktionen in vollständiger Kinematik messen zu können, muss die Spur des Strahls vom Super-FRS beginnend, durch den ganzen Experimentaufbau mit

⁷<http://www.gsi.de/fair/index.html>

⁸http://www.gsi.de/fair/experiments/superfrs/index_e.html

⁹http://www.gsi.de/forschung/kp/kr/R3B_e.html

sogenannten *Tracking* Detektoren verfolgt werden. Die im Super-FRS und bei R³B auftretenden, um ca. vier Größenordnungen höheren Intensitäten, stellen eine besondere Herausforderung an diese Detektoren dar. Bei LAND/ALADIN werden im Moment für die Spurverfolgung PSPs¹⁰ eingesetzt. Diese sind zukünftig nicht mehr verwendbar, da sie sehr schnell Strahlenschäden aufweisen würden. Sie müssen durch strahlungsharte, großflächige und schnelle Detektoren ersetzt werden. Besonders eignet sich dafür aufgrund seiner Eigenschaften, die in Kapitel 5.3.1 näher besprochen werden, polykristalliner CVD Diamant. Er wird ebenfalls in Form von dünnen *Plättchen* als Halbleiterdetektor eingesetzt. Die Entwicklung solcher Diamant Detektoren war ebenfalls Ziel dieser Arbeit und wird in Teil II beschrieben.

1.3 Aufbau der Arbeit

In der Einleitung wurde kurz skizziert wie die Abweichung der Schalenstruktur in exotischen Kernen zustande kommt und beispielhaft beschrieben in welchen Kernen sie bereits gemessen wurde. Außerdem wurde der geplante Ausbau des FRS zum Super-FRS und von LAND/ALADIN zu R³B kurz erläutert.

Im Weiteren ist die Arbeit zweigeteilt, der erste Teil widmet sich den Knockout Reaktionen. Eingangs wird in Kapitel 2 kurz die Physik der Knockout Reaktionen und die daraus extrahierbaren Informationen vorgestellt, weiter wird in Kapitel 3 der Aufbau des Experiments am FRS der GSI gezeigt. In Kapitel 4 werden die Messungen und Ergebnisse des Referenzexperiments mit stabilem ⁴⁸Ca Primärstrahl und des eigentlichen Experiments mit ⁸⁶Kr-Strahl, der an einem Produktionstarget fragmentiert wurde, besprochen.

Im zweiten Teil wird auf die Entwicklung eines hochsegmentierten CVD Diamant Detektors für das R³B Experiment eingegangen. Kapitel 5.2 zeigt die Anforderungen an die Messungen und daraus folgend an das Detektormaterial. Desweiteren werden in Kapitel 5.3 die Eigenschaften und die Herstellung von CVD Diamant und der hieraus hergestellten Detektoren beschrieben. Das R³B Detektor-Konzept wird in Kapitel 5.4 erklärt. Kapitel 6 widmet sich den mit Testdetektoren durchgeführten Messungen, um eine Charakterisierung des unterschiedlichen Detektormaterials durchzuführen und die Eigenschaften zu bestimmen. Kapitel 7 zeigt die ersten hochsegmentierten Prototypen, die Ausleseelektronik und den Einsatz der Prototypen bei Testexperimenten an der GSI. Den Abschluss bildet ein Ausblick.

¹⁰Position Sensitive Pin diodes

Teil I

**Ein-Nukleon Knockout
Reaktionen**

Kapitel 2

Knockout Reaktionen

Wie bereits in Kapitel 1 diskutiert, stellen Knockout Reaktionen ein wichtiges und effizientes Werkzeug für die Untersuchung der Struktur von exotischen Kernen dar. Experimente in inverser Kinematik, wie in Abbildung 2.1 dargestellt erlauben es, selbst kurzlebige Isotope, die mit Hilfe der Projektilfragmentation erzeugt werden können, zu untersuchen. Die Kinematik solcher Reaktionen macht es dabei möglich, die schweren Reaktionsprodukte mit einem hochauflösenden 0° -Spektrometer mit großer Effizienz zu untersuchen.

Knockout Reaktionen werden üblicherweise bei hohen Strahlenergien (50 bis 1000 AMeV) durchgeführt. Dies ermöglicht die Verwendung dicker Targets, um, trotz niedriger Raten, Experimente mit hoher Luminosität durchführen zu können. Die Knockout Restkerne sind stark in Vorwärtsrichtung fokussiert. Die hohen Strahlgeschwindigkeiten erlauben den direkten Vergleich der experimentellen Messungen mit theoretischen Berechnungen, da diese im Bereich hoher Energien besonders zuverlässig sind.

2.1 Theorie der Knockout Reaktionen

Abbildung 2.1 zeigt schematisch das Prinzip der Knockout Reaktionen, das hier diskutiert werden soll. Ein Nukleon N mit den Drehimpulsquantenzahlen n, ℓ, j wird in einem peripheren Stoß mit einem leichten Target, z.B. ${}^9\text{Be}$, aus einem relativistischen Projektil der Masse ${}^Z A$ in einer einstufigen, direkten Reaktion herausgeschlagen. Der Knockout Restkern mit Masse ${}^Z(A-1)$ fliegt dabei nahezu unbeeinflusst weiter und wird nachgewiesen. Die leichten Fragmente der Reaktion werden nicht detektiert. Ein angeregter Zustand $|\phi^c\rangle$ des Restkerns kann über die koinzidente Messung der im Flug erzeugten Zerfallsphotonen bestimmt werden.

Aufgrund der Impulserhaltung bei der Knockout Reaktion ist der Impuls des Restkerns abhängig vom instantanen Impuls des herausgeschlagenen Nukleons bei der Kollision. Die Form der longitudinalen Impulsverteilung des Restkerns repräsentiert also die Verteilung der longitudinalen Impulse eines Nukleons in einem bestimmten Orbital und diese ist charakteristisch für den Bahndrehimpuls des Orbitals.

Diese Überlegung resultiert aus der Reaktionstheorie der Knockout Reaktionen. Sie basiert auf zwei Näherungen, der sogenannten *sudden approximation* und der Eikonäl-

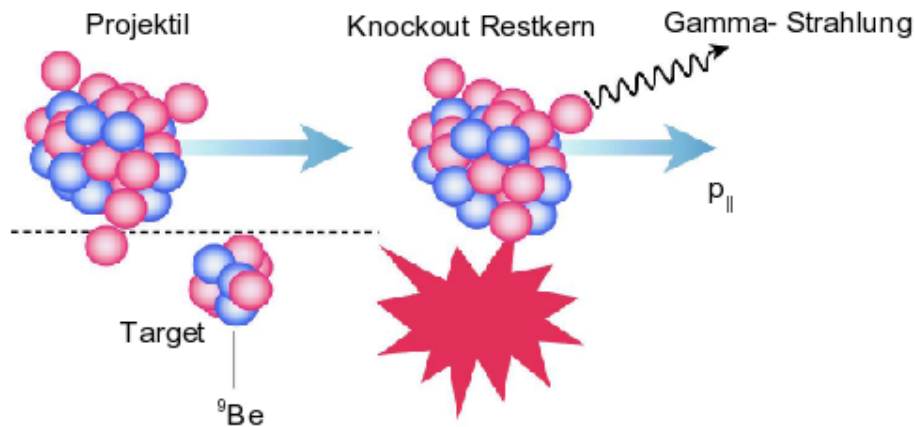


Abbildung 2.1: [Gad08a] In einem dezentralen Stoß mit einem leichten Target wird ein Nukleon aus einem Projektil heraus geschlagen. Der Knockout Restkern wird dabei nicht beeinflusst und kann gemessen werden. Angeregte Zustände werden über koinzidente Messung der Zerfallsgammas identifiziert.

Theorie von Glauber [Gla59]. Erstere geht davon aus, dass die Relativbewegung der Nukleonen im Knockout Restkern während der Kollision als eingefroren angenommen werden kann, da die Projektil-Energie sehr hoch und die Dauer der zugehörigen Wechselwirkung daher hinreichend kurz ist. Die Eikonal-Theorie nimmt an, dass die Bestandteile des Projektils geradlinigen Trajektorien konstanter Geschwindigkeit folgen.

Knockout Reaktionen bedingen, dass der Restkern die Reaktion unbeschadet übersteht. Dies setzt voraus, dass die Reaktion in einem stark dezentralen Stoß stattfindet. Die Einteilchen-Wellenfunktionen werden also nahe an und auf der Kernoberfläche betrachtet.

Die theoretischen Berechnungen werden mithilfe des von J.A.Tostevin entwickelten *Zuschauer-Kern-Eikonal Modells* [Tos01], das auf der Eikonal-Theorie basiert, durchgeführt. Dabei wird angenommen, dass bereits Komponenten in der Grundzustandswellenfunktion des einlaufenden Projektils mit A Nukleonen, in dem sich $(A-1)$ Nukleonen im Zustand $|\phi^c\rangle$ befinden, vorhanden sind, die über Ein-Nukleon-Knockout Reaktionen zugänglich sind. Der Reaktionsmechanismus schließt die zusätzliche inelastische Anregung dieser $(A-1)$ Nukleonen aus und wird bei jeder Wechselwirkung zwischen dem Restkern und dem Target oder dem herausgeschlagenen Nukleon vernachlässigt. Dadurch reduziert sich der Reaktionsmechanismus auf ein effektives Dreikörper-Problem (Projektil, Restkern, Target), wobei der Restkern als Zuschauer fungiert.

Knockout Reaktionen sind für das Studium leichter Kerne, insbesondere Halokerne, bereits vielfach erfolgreich eingesetzt worden. Ziel ist die Ausweitung der Knockout-Methode auf schwerere radioaktive Kerne. Um die Methode zu etablieren, sind präzise Messungen an bekannten Kernen dieser Massenregion notwendig, womit sich die vorliegende Arbeit befasst, in der der Neutron-Knockout am wohlbekannten, doppelt-magischen ^{48}Ca Kern untersucht wird. Zusätzlich wird erstmals der Neutron-Knockout

in verschiedenen radioaktiven Scandium-Isotopen betrachtet.

In den Knockout Reaktionen ist es möglich, Wirkungsquerschnitte für das Heraus-schlagen aus den Orbitalen zu bestimmen und daraus, im Vergleich mit theoretischen Berechnungen, spektroskopische Faktoren zu messen, die Auskunft über die Besetzung der einzelnen Orbitale geben. Näheres dazu folgt in Kapitel 2.2 und 2.3.

2.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt, $\sigma(I^\pi)$, für den Knockout eines Nukleons aus einem Einteilchen Orbital mit den Quantenzahlen n, ℓ, j und dem Restkern im finalen Zustand I^π , setzt sich aus dem Einteilchen-Wirkungsquerschnitt σ_{sp} und dem spektroskopischen Faktor C^2S zusammen. Letzterer gibt die Besetzung des Einteilchen-Niveaus an. σ_{sp} beschreibt die Dynamik der Entfernung eines Nukleons aus diesem Orbital und skaliert daher mit der Anzahl der Nukleonen in diesem Orbital.

$$\sigma(I_c^\pi) = \sum_j C^2S(j, I_c^\pi) \sigma_{sp}(j, S_N + E_x(I_c^\pi)) \quad (2.1)$$

Dabei wird über alle potentiell involvierten Orbitale j summiert. S_N ist die Separationsenergie des Nukleons aus dem Grundzustand des Projektils, $E_x(I_c^\pi)$ die Anregungsenergie des finalen Zustands des Restkerns und die Summe $S_N + E_x(I_c^\pi)$ die effektive Bindungsenergie des aus dem Projektil herausgeschlagenen Nukleons. Außerdem geht ein, dass der Gesamtdrehimpuls des Nukleons j und des Restkerns $(A - 1)$ zum Gesamtdrehimpuls des Projektil-Grundzustands $\vec{I} = \vec{I}_c + \vec{j}$ koppeln.

Bei Wechselwirkung mit einem leichten Target, z.B. ${}^9\text{Be}$, tragen zwei Prozesse zum gesamten Einteilchen-Wirkungsquerschnitt σ_{sp} bei, *stripping* und *diffraction*. Damit ergibt sich

$$\sigma_{sp} = \sigma_{sp}^{\text{str}} + \sigma_{sp}^{\text{dif}}. \quad (2.2)$$

Beim *stripping* oder inelastischen Aufbruch wird das herausgeschlagene Nukleon vom Target absorbiert und regt dieses an. Von *diffraction* oder elastischem Aufbruch spricht man, wenn das Nukleon und der Restkern sich durch Zweikörper-Wechselwirkung mit dem Target aufspalten. Das herausgeschlagene Nukleon fliegt mit Strahlgeschwindigkeit in Vorwärtsrichtung weiter und der Wechselwirkungspartner im Target verbleibt im Grundzustand.

Wichtige Parameter bei der Berechnung der *stripping* und *diffraction* Beiträge sind die effektive Nukleon-Nukleon Wechselwirkung, die angenommenen Massenverteilungen und ihre rms-Radien. Für Energien unter 300 AMeV wird die Wechselwirkung als gaußförmig, mit einer Reichweite von 0,5 fm [Tos99] angenommen, oberhalb als δ -Funktion. Um mögliche Oberflächeneffekte in exotischen Kernen zu berücksichtigen, werden die Proton- und Neutron-Massenverteilungen mit Hilfe von SkX Skyrme [Bro98] Hartree-Fock Rechnungen bestimmt.

Die Wellenfunktionen der Nukleon-Restkern Relativbewegung $|\phi^c\rangle$ werden in einem Woods-Saxon Potenzial berechnet, dabei wird die Tiefe des Potenzials so angepasst, dass die effektiven Separationsenergien der Nukleonen reproduziert werden.

Um den Einfluss von Coulomb-Ablenkung und diffraktiver Streuung zu minimieren, wird nur die zur Richtung des einlaufenden Projektils parallele Impulskomponente der Wirkungsquerschnittsverteilung betrachtet, da die genannten störenden Beiträge beide für Reaktionen in Vorwärtsrichtung hauptsächlich transversal sind.

2.3 Der Spektroskopische Faktor

Der spektroskopische Faktor verbindet experimentelle Messungen mit mikroskopischen Theorien der Kernstruktur und stellt damit eine sehr wichtige Größe dar [Han03]. Er ist die Einteilchen-Überlappfunktion zu einem Vielteilchen-System [Esc02]. Diese Einteilchen-Überlappfunktion der individuellen Zustände n und m ist definiert als

$$\phi_{nm}^A(\vec{r}) = \langle \psi_{A-1}^n | \hat{a}(\vec{r}) | \psi_A^m \rangle. \quad (2.3)$$

Dabei erzeugt bzw. vernichtet $\hat{a}(\vec{r})$ an der Stelle \vec{r} Nukleonen. Zu einem A Nukleonen Zustand gibt es für jeden angeregten $(A-1)$ Zustand eine Überlappfunktion $\phi_{nm}^A(\vec{r})$. Bei gebundenen Zuständen, ist $\phi_{nm}^A(\vec{r})$ die spektroskopische Amplitude und das damit verknüpfte Integral

$$S_{nm} = \int d\vec{r} |\phi_{nm}(\vec{r})|^2 \quad (2.4)$$

der spektroskopische Faktor. Er drückt die Herkunft eines Anfangszustands im Projektil mit A Nukleonen bezüglich eines bestimmten Endzustands im Restkern mit Masse $A-1$, der an ein Nukleon mit den Quantenzahlen (ℓ, j) gekoppelt ist, aus.

Der Wert des spektroskopischen Faktors aller Endzustände für ein bestimmtes Orbital ist die mittlere Besetzung dieses Orbitals. Das bedeutet, S_j ist eins für die Entfernung eines Nukleons, das alleine einen Einteilchen-Zustand besetzt und $(2j + 1)$ für die Entfernung von Nukleonen einer vollständig gefüllten j Unterschale.

Tiefgebundene Zustände werden üblicherweise als voll besetzt angenommen [Gad08b]. Bei Zuständen nahe der Fermi-Oberfläche kommt es aber durch Konfigurationsmischung zu einer stufenweisen Reduzierung der zugehörigen Besetzungszahlen. Eine weitere Reduktion resultiert aus Korrelationen aufgrund von kurzreichweitigen, *soft-core* und Tensor Nukleon-Nukleon NN Wechselwirkungen, sowie längerreichweitigen Kopplungen. Die zugehörigen Einteilchen-Stärken werden zu höheren Energien verschoben [Sic07, Pan97b]. Diese Korrelationseffekte zeigen sich in der spektroskopischen Stärke. Sind diese Korrelationen nicht nur kleine Störungen, so stößt man an die Grenze des *independent particle models*.

Man definiert einen empirischen Reduktionsfaktor [Bro02] als Verhältnis des experimentellen inklusiven Wirkungsquerschnitts zum theoretisch berechneten Wert

$$R_s = \frac{\sigma_{exp}}{\sum_{nI\pi} \sigma_{th}(nI\pi)}. \quad (2.5)$$

Es wird über alle Zustände summiert, die sowohl unter der Protonen- als auch der Neutronen-Schwelle im Restkern liegen. Die Abweichung von R_s von eins misst den Effekt von kurzreichweitigen Korrelationen.

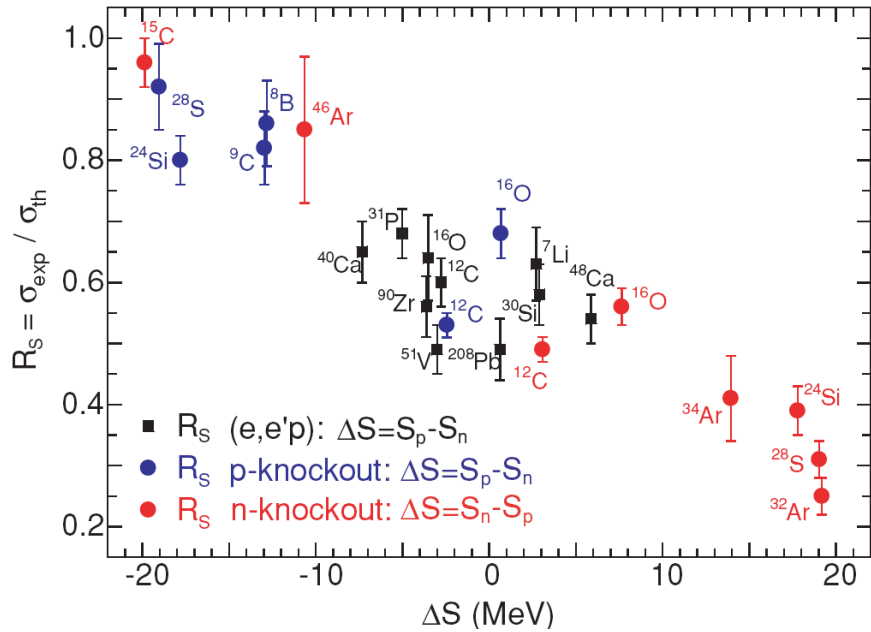


Abbildung 2.2: Die Reduktionsfaktoren der gemessenen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Knockout Reaktionen sind gegen die Differenz der Separationsenergien ΔS aufgetragen. Die Abbildung stammt aus [Gad08b].

Abbildung 2.2 zeigt die Reduktionsfaktoren der in den letzten Jahren am NSCL¹ an der MSU² gemessenen Knockout-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Differenz der Separationsenergien ΔS . Für Proton-Knockout ist dies die Separationsenergie für Protonen S_p minus der für Neutronen S_n . Für Neutron-Knockout ist es die Differenz $\Delta S = S_n - S_p$. ΔS ist ein Maß für die Asymmetrie der Fermi-Oberflächen der Protonen und Neutronen jedes Kerns. Die ersten Messungen der Reduktionsfaktoren wurden mit Elektron-induzierten Proton-Knockout Reaktionen (e,e'p) durchgeführt [Kra01]. Für stabile Kerne hat sich gezeigt, dass die spektroskopische Stärke ihrer Valenzproton-Zustände um einen Faktor $R_s \approx 0,6$ bis $0,7$ reduziert sind (siehe schwarze Quadrate in Abbildung 2.2). Wird ein schwach gebundenes Nukleon, der Sorte mit hohem Überschuss herausgeschlagen, nimmt ΔS für diese Reaktion einen stark negativen Wert an. War das herausgeschlagene Nukleon stark gebunden und die andere Nukleonensorte im Überschuss, so ist ΔS stark positiv.

Die Abbildung legt die Annahme nahe, dass die Korrelationseffekte bei stark gebundenen Valenznukleonen verstärkt werden, die spektroskopische Stärke also stärker reduziert und bei schwach gebundenen Valenznukleonen besser von der Theorie beschrieben wird, die Reduktion der spektroskopischen Stärke kleiner ist.

Dieser experimentell beobachtete Trend ist bisher theoretisch nicht verstanden und wird derzeit intensiv diskutiert.

¹National Superconducting Cyclotron Laboratory

²Michigan State University

Offene Fragen sind:

- Wie vergleichbar sind Knockout Reaktionen und Elektron-induzierter Proton-Knockout? Bei ersteren findet die Reaktion an der Oberfläche statt. Dementsprechend wird auch die Wellenfunktion an oder nahe der Oberfläche betrachtet. Im Gegensatz dazu sind $(e,e'p)$ Reaktionen auf das gesamte Kernvolumen sensitiv.
- Hat dieser Unterschied einen Effekt für sehr schwach oder stark gebundene Nukleonen?

Antworten auf diese Fragen können relativistische Knockout Reaktionen mit exotischen Kernen geben, die nicht nur den totalen Wirkungsquerschnitt betrachten, sondern auch dessen Komponenten aus den verschiedenen Orbitalen.

Kapitel 3

Experimentaufbau

Ein-Nukleon-Knockout Reaktionen sind für leichte und Halo-Kerne bereits gängige Praxis. Ziel des in der vorliegenden Arbeit besprochenen Experiments war es, Ein-Nukleon-Knockout Reaktionen bei relativistischen Energien erstmals an mittelschweren Kernen zu messen. Es wurde im Jahr 2006 am Fragmentseparator (FRS) [Gei92] der GSI in Darmstadt durchgeführt.

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Beschleunigerkomplexes der GSI. Der Linearbeschleuniger UNILAC (Universal Linear Accelerator) kann in Kombination mit dem Schwerionensynchrotron SIS hochenergetische Strahlen hoher Intensität von Wasserstoff bis Uran herstellen. Dabei werden Energien von bis zu 3,5 AGeV für Protonen und etwas über 2 AGeV für schwerere Kerne erreicht [GSI07].

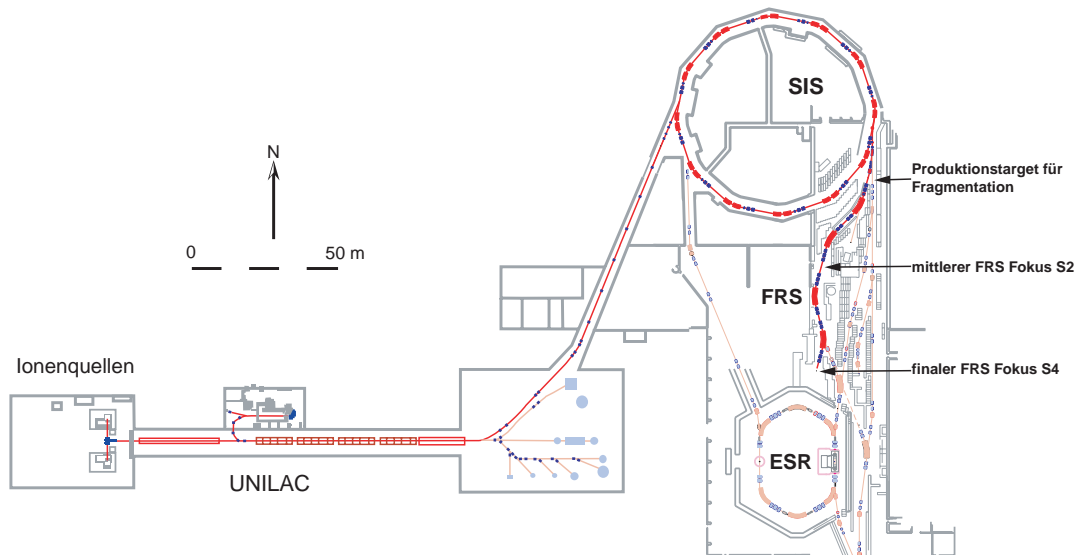


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des GSI Beschleunigerkomplexes. In Rot ist der Strahlverlauf eingezeichnet.

3.1 Der Fragmentseparator FRS

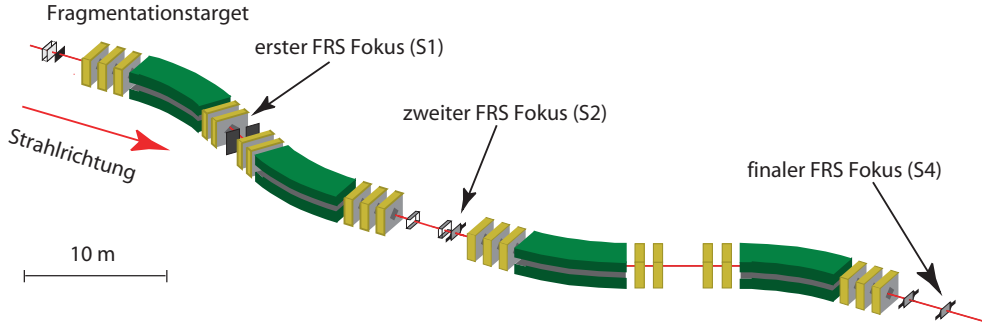


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des FRS [Mai09b]

Der FRS ist, wie in Abbildung 3.2 gezeigt, ein aus vier unabhängigen Stufen aufgebautes, hochauflösendes Magnetspektrometer in Vorwärtsrichtung. Jede Stufe besteht aus einem 30° Dipolmagnet, der sich zwischen Quadrupolmagnet-Systemen befindet. Die Fragmente werden beim Durchlaufen der ersten beiden Stufen entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit

$$\chi_m = B\rho(x) = \frac{p}{q} = \frac{\gamma M\beta}{q} \quad (3.1)$$

mit der magnetischen Feldstärke B ,

dem mittleren Ablenkradius $\rho(x)$,

dem Teilchenimpuls p ,

der Ladungszahl q ,

dem relativistischen Faktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,

der Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$,

der Teilchenmasse $M \approx A \cdot m_0$ und

der atomaren Masseneinheit $m_0 = 931,5 \text{ MeV}/c^2$

abgelenkt. Der mittlere Fokus, S2, wurde dispersiv eingestellt, d.h. Teilchen einer Ladung mit gleichem Impuls und damit gleicher Steifigkeit χ_m werden auf den gleichen Ort fokussiert. Unter der Annahme, dass die relativistische Geschwindigkeit der Fragmente $\beta \approx$ konstant ist und die Kerne vollständig ionisiert sind, also $q = Z$, bedeutet dies eine Aufspaltung in der horizontalen x -Ebene gemäß ihrem Masse/Ladungsverhältnis $\frac{m}{q}$. Die Dispersion beträgt $\frac{\Delta x}{\Delta p/p} \approx 68 \frac{\text{mm}}{\%}$.

Da die zweite Hälfte des FRS spiegelsymmetrisch zur ersten ist, wird die Dispersion aufgehoben (sogenannter *dispersion-matched mode*) und die Teilchen, die die erste Hälfte des FRS passiert haben, werden am finalen Fokus, S4, wieder auf ihre ursprüngliche Strahlfleckenbreite abgebildet. Dies wird als *achromatisches* System bezeichnet und erfüllt die Bedingung, dass alle Teilchen, die innerhalb der Akzeptanz liegen und damit den FRS komplett passieren, unabhängig von ihrer magnetischen Steifigkeit im Prinzip auf einen Punkt am finalen Fokus abgebildet werden. Das bedeutet, dass die Fragmente mit gleicher magnetischer Steifigkeit nicht getrennt werden können. Sie unterscheiden

sich aber aufgrund ihrer unterschiedlichen Kernladung durch ihren Energieverlust in Materie. Dieser entsteht beim Durchgang durch einen Degradier und durch das Target.

Mit einem ^{48}Ca Primärstrahl mit einer Energie von 452,23 AMeV wurde zunächst der FRS eingestellt und die Detektoren geeicht. Dazu wurde der ^{48}Ca Primärstrahl direkt ohne Reaktion auf das Knockout-Target an S2 geleitet. Die Einstellung erfolgte so, dass die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ als zentraler Kern transportiert wird.

Im zweiten Teil des Experiments wurde zu ^{86}Kr Primärstrahl mit einer Energie von 500,42 AMeV gewechselt. Der Strahl wurde an einem 1625 mg/cm^2 ^9Be Target fragmentiert. Mit dieser Einstellung konnten außer der hauptsächlich gemessenen Reaktion $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ [Mai09b] auch die Neutron-Knockout-Reaktionen $^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$, $^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$, $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$, $^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ und $^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$ untersucht werden, die Thema dieser Arbeit sind.

Um die Fragmente voneinander trennen zu können, werden, wie Gleichung (3.1) zu entnehmen, Masse, Ladung und Geschwindigkeit benötigt. Zunächst erfolgt eine Unterscheidung der Fragmente entsprechend ihres Verhältnisses von Impuls zu Ladung. Der Impuls der Fragmente wird über die Ortsmessung mit der TPC¹ bestimmt. Die Ladung wurde mit der Ionisationskammer, MUSIC², gemessen. Sie ist achtfach segmentiert, d.h. der Energieverlust kann achtmal gemessen und die Trennung damit genauer durchgeführt werden. Die Flugzeitmessung mit Szintillatoren ermöglicht es, die Geschwindigkeit der Fragmente zu ermitteln. Aus diesen Ergebnissen lässt sich das Verhältnis A/q berechnen. Mit Kenntnis der magnetischen Steifigkeit ergibt sich daraus mit Gleichung (3.1) und

$$A/q \approx \frac{B\rho(x)}{\beta\gamma m_0} \quad (3.2)$$

die Masse der Fragmente.

Die Detektoren und weitere zusätzliche Materie sind folgendermaßen am FRS lokalisiert:

Erster Fokus S1

- Ein Szintillator³ (5 mm) liefert das Startsignal für die Flugzeitmessung (TOF⁴) zwischen S1 und S2. Die Auslese erfolgte mit zwei speziellen hochratenfesten Photomultipliern⁵.
- Ein Aluminium Degradier (3 mm dick) sorgt für den, für die Trennung der Fragmente nötigen, Energieverlust.

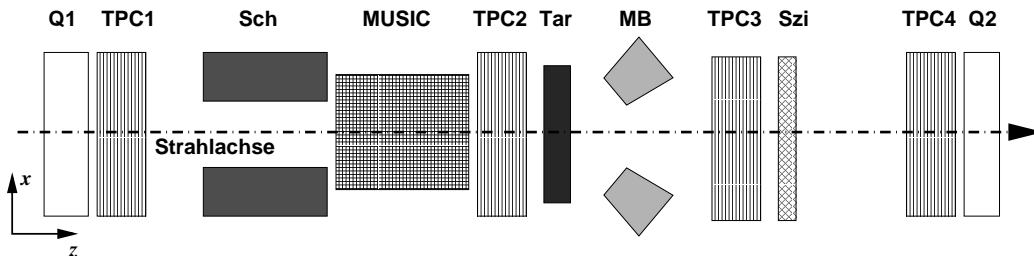


Abbildung 3.3: Das Bild (aus [Mai09b]) zeigt den schematischen Aufbau der Detektoren an S2.

Mittlerer Fokus S2

Abbildung 3.3 zeigt schematisch die Anordnung der einzelnen Detektoren am mittleren Fokus S2, Abbildung 3.5 die an S4.

- 2200 mm vom letzten Quadrupolmagnet entfernt befindet sich das, aus 1720 mg/cm^2 Beryllium bestehende, ein- und ausfahrbare Target für die Knock-out Reaktion.
- Vor und nach dem Target sind jeweils zwei TPCs, TPC1 bis TPC4, eingebaut, die den Ort in x - und y -Richtung messen.
- Zwischen TPC1 und TPC2 ermöglicht ein 20 cm langes Cu-Schlitzsystem die Einschränkung des Strahles in x -Richtung und damit eine Verbesserung der Strahlreinheit. Es wird von der MUSIC1 gefolgt, die den Energieverlust misst.
- Direkt nach dem Target sind acht dreifach Cluster des MINIBALL Germanium-Spektrometers [Ebe01] unter einem mittleren Winkel von 40° zur Strahlrichtung angeordnet, die die Gamma-Strahlung aus der Reaktion detektieren. Diese Anordnung ist in Abbildung 3.4 zu sehen.
- Zwischen TPC3 und TPC4 gibt ein weiterer Szintillator das Stopp-Signal für die Flugzeitmessung zwischen S1 und S2 und gleichzeitig das Start-Signal für die Flugzeitmessung zwischen S2 und S4.

Finaler Fokus S4

- Zwei weitere TPCs, TPC5 und TPC6 messen auch hier den x - und y -Ort.
- Zwischen beiden TPCs minimiert ein Helium gespültes Rohr die Kleinwinkelstreuung und verbessert damit die Ortsauflösung.

¹Time Projection Chamber

²Multi Sampling Ionisation Chamber

³BC420, Saint-Gobaint, BICRON[®]

⁴time of flight

⁵Hamamatsu H1949-50MOD

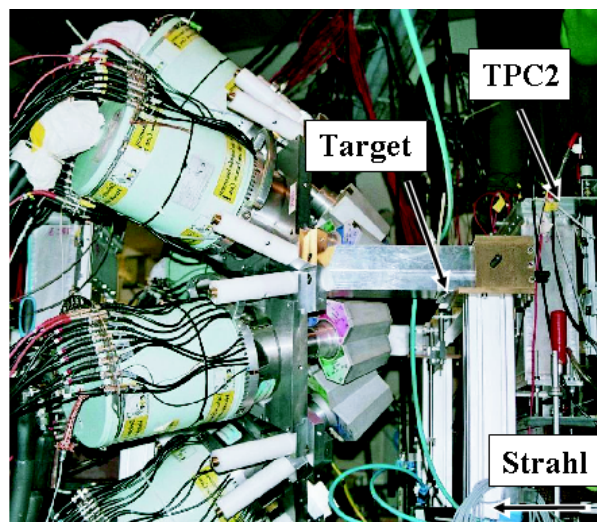


Abbildung 3.4: Das Foto zeigt von rechts nach links (Strahlrichtung) die Anordnung der TPC2, des Targets und des MINIBALL Spektrometers an S2.

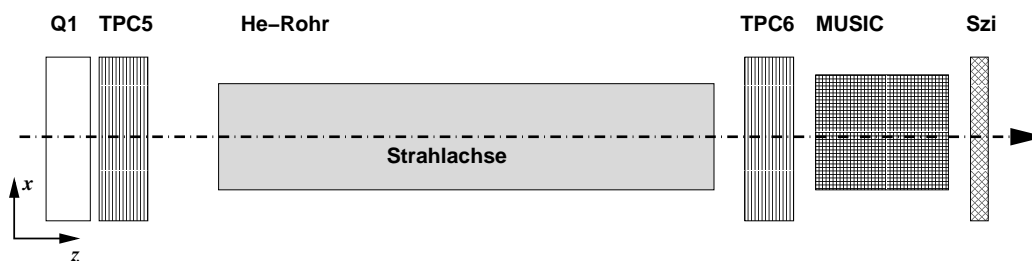


Abbildung 3.5: Das Bild (aus [Mai09b]) zeigt den schematischen Aufbau der Detektoren an S4.

- MUSIC2 dient zur Messung des Energieverlusts und ermöglicht somit auch an S4 die Trennung der Elemente.
- Ein letzter Szintillator liefert das Stopp-Signal der Flugzeitmessung zwischen S2 und S4.

3.2 Identifikation der Fragmente und der Reaktionen

Mit diesem Aufbau ist es möglich, alle Fragmente, Ereignis für Ereignis, vollständig zu identifizieren und voneinander zu trennen. Dies erlaubt auch eine Identifikation einzelner Reaktionen. Details zu den Eichungen und Korrekturen sind in der Dissertation von P. Maierbeck [Mai09b] dargestellt.

An beiden Foki, S2 und S4, wird jeweils das Verhältnis A/q gegen die Masse Z aufgetragen. Daraus ergibt sich jeweils eine Identifikationsmatrix, aus der einzelne Fragmente herausgegriffen werden können. Macht man dies an S2 und S4, selektiert man einzelne Reaktionen. Dies ist in Abbildung 3.6 für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ gezeigt.

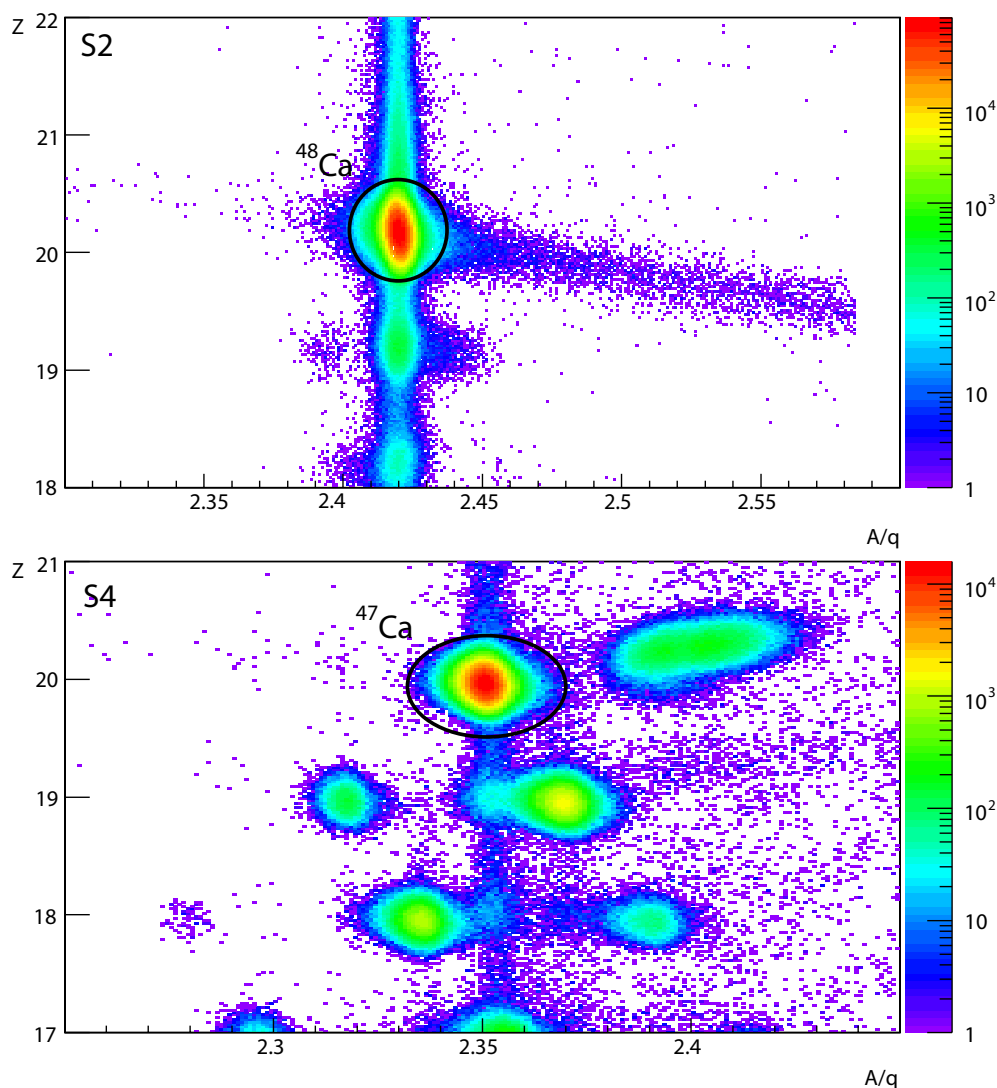


Abbildung 3.6: Um einzelne Reaktionen zu identifizieren, muss zunächst jeweils an S2 und S4 das Fragment selektiert werden. Oben ist die Identifikation an S2 zu sehen. Für ^{48}Ca ist $Z = 20$ und $A/q = 2,4$. Das untere Bild zeigt die Identifikation des ^{47}Ca an S4 ($A/q = 2,35$), dabei wurde schon berücksichtigt, dass an S2 ein ^{48}Ca identifiziert wurde. Die einzelnen Fragmente sind jeweils deutlich voneinander getrennt. Die Ereignisse oberhalb von ^{48}Ca bzw. ^{47}Ca entstehen durch Pile-up. Unterhalb sind die Fragmente lokalisiert, die durch Ladungsänderung in Materieschichten vor der MUSIC entstehen. Rechts daneben befinden sich Fragmente, die an einem sich an S3 befindlichen Schlitz gestreut wurden oder unter extremen Winkeln eintreffen und deren Energieverlust und Flugzeit falsch bestimmt werden.

Es fällt auf, dass verschiedene andere Fragmente im Strahl enthalten sind, obwohl es sich um Primärstrahl handelt, der eigentlich nur aus ^{48}Ca bestehen sollte. Allerdings befindet sich, wie oben beschrieben, Materie im Strahl, die Reaktionen induziert.

Gamma-Strahlung, die durch Abregung bei der Knockout Reaktion angeregter Zustände entstehen, werden mit dem MINIBALL Spektrometer nachgewiesen. Dies ermöglicht die Messung exklusiver Kanäle der Knockout Reaktionen.

Die Analyse der Daten wurde mit einer speziellen C++ und ROOT [Bru97] basierten Datenbank Software [Bür07] durchgeführt.

3.3 Nachweis der Gamma-Strahlung

Bei Knockout Reaktionen kann der Restkern angeregt werden. Es ist aber nicht möglich, dies bei der Teilchenidentifikation und Impulsmessung zu erkennen. Der Nachweis ist durch Messung der bei der Abregung entstehenden Gamma-Strahlung möglich. Damit können die angeregten Zustände identifiziert und somit auch exklusive Reaktionskanäle gemessen werden.

Beim Nachweis der Gamma-Strahlung muss beachtet werden, dass ihre Energien (E_{LS}) Doppler-verschoben sind, da die Reaktionen bei Energien von 400-500 AMeV stattfanden und damit die Geschwindigkeit der emittierten Restkerne im Laborsystem (LS) mit $\beta \approx 0,7$ relativistisch war. Die Energie im Laborsystem muss deshalb mit

$$E_{RS} = E_{LS} \cdot \gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad (3.3)$$

Doppler-korrigiert werden, um die Energie im Ruhesystem (RS) zu erhalten. Dabei ist γ der relativistische Faktor und θ der Winkel zwischen dem Restkern und dem emittierten Gamma. Für die bei dem Experiment auftretenden Werte von $\beta \approx 0,7$ und $\theta = 40^\circ$ ergibt sich ein Korrekturfaktor von $\gamma \approx 1,54$. Die Messgrößen in Gleichung (3.3), insbesondere der durch Segmentierung der MINIBALL Detektoren konstante Emissionswinkel, sind nicht genau genug bekannt. Dies führt zur sogenannten Dopplerverbreiterung der korrigierten Energien.

Die Gamma-Strahlung wurde mit dem MINIBALL Spektrometer nachgewiesen. Es setzt sich aus 24 hochreinen Germaniumkristallen zusammen, von denen jeder parallel zu seiner Längsachse sechsfach elektrisch segmentiert ist. Jeweils drei Kristalle bilden einen Cluster und werden durch einen Dewar mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die acht Cluster sind in Vorwärtsrichtung hinter dem Knockout-Target mit einem mittleren Winkel von $\theta = 40^\circ$ zwischen Strahlachse und Symmetrieachse der Cluster angebracht. Die Cluster sind in einem Abstand von $\phi = 45^\circ$ voneinander angeordnet und gleichmäßig um die Strahlachse verteilt.

Das MINIBALL Spektrometer wurde mit ^{152}Eu - und $^{56,60}\text{Co}$ -Quellen im Bereich von 121 keV bis 3273 keV kalibriert.

Im Experiment beträgt die Energieauflösung im Bereich von 500 bis 600 keV 40 keV und verschlechtert sich linear mit steigender Energie [Mai09b].

Kapitel 4

Analyse und Ergebnisse

Der in Kapitel 3 vorgestellte Aufbau erlaubt es, Knockout Reaktionen in stabilen und radioaktiven exotischen Kernen zu messen. Dafür wurden, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, die Kerne und zugehörigen Reaktionen eindeutig identifiziert und selektiert.

Zunächst wurden Messungen mit stabilem ^{48}Ca Primärstrahl mit einer Energie von 452,24 AMeV durchgeführt und die Ein-Neutron-Knockout Reaktion untersucht. Damit wurde der Aufbau kalibriert und die Methode erstmals für mittelschwere Kerne getestet. Für weitere Messungen wurde ein 500,42 AMeV ^{86}Kr Primärstrahl an einem Produktionstarget aus ^9Be (1625 mg/cm²) fragmentiert. Die Strahlenergien wurden so gewählt, dass die Knockout Reaktionen für den ^{48}Ca Primärstrahl und den fragmentierten Sekundärstrahl bei etwa gleichen Energien stattfinden. In der vorliegenden Arbeit steht die Analyse der Ein-Neutron-Knockout Reaktionen an verschiedenen Scandium-Isotopen, $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ im Fokus. Die von [Mai09b] durchgeführte Kalibration wurde dabei nochmals überprüft und dann direkt übernommen.

4.1 Messungen

Für jede Knockout Reaktion wurde jeweils der Wirkungsquerschnitt bestimmt und mit Schalenmodellrechnungen verglichen, die die Restwechselwirkung GXPF1A [Hon02, Hon05] verwenden. In früheren Experimenten hat sich gezeigt, dass diese die experimentellen Ergebnisse sehr gut beschreibt.

Wie in Kapitel 2.1 ausgeführt, ist die Impulsverteilung der Reaktionsprodukte charakteristisch für den Bahndrehimpuls des herausgeschlagenen Nukleons. Es wurde die longitudinale Komponente des Impulses gewählt, da diese weniger von Coulomb-Ablenkung und diffraktiver Streuung beeinflusst wird. Beide sind für nach vorne gerichtete Reaktionen transversal.

Die Berechnung des Impulses und des Wirkungsquerschnitts sind ausführlich in [Mai09b] erklärt. Deshalb werden hier nur die Grundzüge und Ergebnisse dargestellt.

4.1.1 Inklusiver Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen eine bestimmte Reaktion erfährt. Er lässt sich also aus dem Verhältnis der Anzahl der

auslaufenden Reaktionsprodukte N_{aus} in der Näherung dünner Targets, zur Anzahl der einlaufenden Teilchen N_{ein} mit der Formel

$$\sigma = \frac{N_{aus}}{N_{ein}} \cdot \frac{m_{mol}}{\mu \cdot N_A} \quad (4.1)$$

berechnen, mit der Molmasse m_{mol} , der Massenbelegung des Targets μ und der Avogadrokonstante N_A . N_{ein} ist die Anzahl der an S2 einlaufenden Teilchen, die richtig identifiziert wurden. N_{aus} sind die an S2 auslaufenden Tochterteilchen, deren Ein-Neutron-Knockout Reaktion ausschließlich im Target stattgefunden hat.

Das Verhältnis $\frac{N_{aus}}{N_{ein}}$ entspricht der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target, P_{Target} und setzt sich aus der, mit der Wahrscheinlichkeit einer Reaktion in Materie außerhalb des Targets, $P_{Materie}$, korrigierten Wahrscheinlichkeit einer Reaktion an S2 und der Transmission mit Target folgendermaßen zusammen

$$P_{Target} = \frac{N_{aus}}{N_{ein}} = \frac{P_{S2} - P_{Materie}}{Transmit}. \quad (4.2)$$

Dabei beinhaltet $Transmit$ das Überleben des Teilchens in Materie an S2 einschließlich des Reaktionstargets, die Akzeptanz und optische Transmission der Strahlführung zwischen S2 und S4 und die Nachweiseffizienz an S4.

$P_{Materie}$ wurde für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ nicht gemessen. Es wird aber angenommen, dass das Verhältnis V der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target zu der in der ganzen an S2 vorhandenen Materie unabhängig vom einlaufenden Teilchen ist.

Dieses Verhältnis wurde für $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ zu $V = 0,68(9)$ bestimmt [Mai09b]. Damit ergibt sich im Fall von $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ und mit dem im Experiment verwendeten ^9Be Target

$$\sigma = P_{Target} \cdot \frac{m_{mol}}{\mu \cdot N_A} \quad (4.3)$$

$$= \frac{P_{S2} \cdot V}{Transmit} \cdot \frac{9,012 \text{ g/mol}}{1720 \text{ mg/cm}^2 \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} \quad (4.4)$$

$$= \frac{P_{S2} \cdot 0,68(9)}{0,72(1)} \cdot 8,70(4) \text{ barn}. \quad (4.5)$$

Der inklusive Wirkungsquerschnitt setzt nur die Identifikation einer bestimmten Reaktion voraus. Der gewünschte Projektilkern muss vor, der Knockout-Restkern nach dem Target richtig identifiziert werden. Eine weitere Unterscheidung der einzelnen Zustände wird nicht vorgenommen. Damit kann allgemein die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion gemessen werden.

4.1.2 Exklusiver Wirkungsquerschnitt

Der exklusive Wirkungsquerschnitt wird jeweils für einen ausgewählten Einteilchen-Zustand des Kerns bestimmt. Dazu müssen einzelne angeregte Zustände gemessen werden. Dies ist mit dem MINIBALL-Spektrometer durch Messung der Zerfallsgammas in Koinzidenz mit der gewünschten Reaktion möglich.

Da ein Gamma nachgewiesen werden muss und die Effizienz des MINIBALL Detektorarrays für Reaktionen außerhalb des Targets schnell gegen Null geht, wird die Bedingung der Reaktion im Target erfüllt und macht keine Korrektur nötig. Allerdings kann es auch hier Effekte geben, aufgrund derer ein an S2 identifiziertes Teilchen nicht an S4 ankommt. Das heißt, die Transmission muss wie in Gleichung (4.2) berücksichtigt werden.

Entsprechend der Wahrscheinlichkeit einer Reaktion im Target in Kapitel 4.1.1 wird die Wahrscheinlichkeit der Anregung eines bestimmten Reaktionskanals P_{excl} definiert als

$$P_{exkl} = \frac{\frac{N_{exkl}}{N_{ein}}}{Transmit}. \quad (4.6)$$

Der exklusive Wirkungsquerschnitt ist dann analog zu Gleichung (4.5)

$$\sigma_{exkl} = P_{exkl} \cdot 8,70 \text{ barn}. \quad (4.7)$$

Um die Anzahl N_{exkl} zu bestimmen wird ein Gamma-Spektrum für die an S2 und S4 richtig identifizierte Reaktion unter Berücksichtigung der Nachweeffizienz [Mai09b] erzeugt. Die Fläche des Photopeaks ergibt N_{exkl} , nachdem der Untergrund vom gesamten Integral unter dem Peak abgezogen wurde. Diese Methode ist für Energien unter etwa 1500 keV durchführbar, da in diesem Energiebereich der Photopeak deutlich von der Comptonkante trennbar ist. Bei höheren Energien ist eine detaillierte GEANT4 Simulation erforderlich (siehe [Mai09b]).

4.1.3 Hochauflösende Impulsmessung

Da der FRS im *dispersion-matched mode* betrieben wurde, konnte direkt der Impulsübertrag gemessen werden.

Die Bestimmung des Impulses erfolgt, wie in [Mai09b] ausführlich beschrieben, via Messung der Orte in x -Richtung an S2 (x_{S2}) und S4 (x_{S4}). Die Orte (x, y) sind über Abbildungsmatrizen mit den Winkeln zwischen der z -Achse und den Projektionen der Flugbahn in die xz - und yz -Ebene (a, b) und der relativen Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p}$ verknüpft. Dabei ist $\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{Exp} - p_{soll}}{p_{soll}}$, mit p_{Exp} , dem tatsächlichen Impuls des Teilchens und dem Impuls der idealen Flugbahn, dem Sollimpuls p_{soll} .

Der Longitudinalimpuls der Fragmente nach der Reaktion an S2 ergibt sich aus dem Sollimpuls an S4, $p_{soll,S4}$, und der Änderung des Impulses an S2, Δp_{Reak} zu

$$p_{Reak} = p_{soll,S4} + \Delta p_{Reak} \quad (4.8)$$

$$= p_{soll,S2} - \frac{x_{S4} - x_{S2} \cdot (M_{S2 \rightarrow S4} + \delta \frac{D_{S2 \rightarrow S4}}{D_{Ta \rightarrow S2}} \frac{p_{soll,S2}}{p_{soll,S4}})}{D_{S2 \rightarrow S4}} \cdot p_{soll,S4}. \quad (4.9)$$

Der Faktor δ berücksichtigt den unterschiedlichen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten von ein- und auslaufendem Teilchen. Der Vergrößerungsfaktor $M_{S2 \rightarrow S4}$ drückt die Abhängigkeit des x -Ortes an S4 vom x -Ort an S2 aus.

$D_{Ta \rightarrow S2}$ bzw. $D_{S2 \rightarrow S4}$ ist die Dispersion vom Produktionstarget nach S2 bzw. von S2 nach S4.

Die Form der Impulsverteilung zeigt, aus welchem Orbital der Knockout des Neutrons stattgefunden hat. In Abbildung 4.1 sind die gerechneten Kurven [Tos09] für die relevanten Bahndrehimpulse, $L = 0, 1, 2, 3$, dargestellt. Sie sind bereits mit der apparativen Auflösung gefaltet und auf die gleichen Flächen normiert.

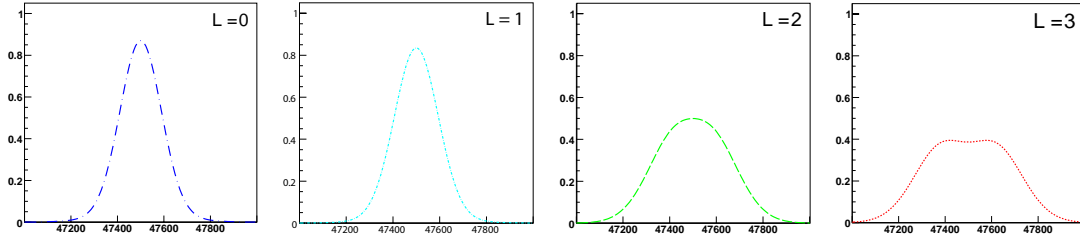


Abbildung 4.1: Die Impulsverteilungen für den Knockout der Nukleonen aus den verschiedenen Orbitalen zeigt für jeden Bahndrehimpuls eine charakteristische Form. Es sind die mit der apparativen Auflösung gefalteten, auf die gleiche Fläche normierten Kurven der relevanten Bahndrehimpulse, $L = 0, 1, 2, 3$, gezeigt.

Die Anteile der Bahndrehimpulse sind proportional zum Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Zustände. So kann das Verhältnis der einzelnen Anteile zueinander und der zugehörige Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Beim Vergleich des Letzteren mit dem theoretisch berechneten Wert, erhält man direkt die Reduktion R_S des spektroskopischen Faktors und damit der Besetzung der Orbitale, gemäß

$$R_S = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}}. \quad (4.10)$$

Auf die Ergebnisse der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, Bahndrehimpulse und spektroskopischen Faktoren aus den verschiedenen Knockout Reaktionen wird in den folgenden beiden Abschnitten eingegangen.

4.2 Ein-Neutron-Knockout an ^{48}Ca

Zunächst wurden Ein-Neutron-Knockout Reaktionen am stabilen ^{48}Ca -Strahl gemessen. ^{48}Ca ist ein doppelt magischer, stabiler Kern. Seine Struktur ist sehr gut bekannt und wurde in Transfer- und Coulombanregungs-Experimenten verifiziert. Deshalb wird die Messung dieser Reaktion herangezogen, um als Referenz für die Methode der Knockout Reaktion zu dienen.

Für die Analyse wurden die Daten mit ^{48}Ca Kernen an S2 vor dem Knockout-Target und ^{47}Ca nach dem Target an S4 selektiert, wie in Kapitel 3.2 beschrieben.

4.2.1 Inklusive Impulsverteilung und Wirkungsquerschnitt

Experimentell wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt mit der in Kapitel 4.1.1 gezeigten Methode zu $\sigma_{inkl} = 77(10)$ mbarn bestimmt. Die in diese und alle übrigen

Wirkungsquerschnittberechnungen eingehenden Wahrscheinlichkeiten, Anzahlen und Transmissionen sind in Anhang A aufgelistet. Die relativ große Unsicherheit resultiert aus der recht großen Unsicherheit der Korrektur für Reaktionen, die nicht im Target stattfanden, die ja aus den Daten mit Sekundärstrahl extrahiert wurden.

Im extremen Einteilchenmodell ist im ^{48}Ca das $f_{7/2}$ -Orbital mit acht Neutronen voll besetzt und bildet den $N = 28$ Schalenabschluss. Knockout ist aus diesem oder aus den tiefer liegenden, mit vier bzw. zwei Neutronen ebenfalls voll besetzten, $d_{3/2}$ - und $s_{1/2}$ -Orbitalen dominant. Die inklusive Impulsverteilung wurde mit drei Verteilungen für $L = 0, 2, 3$ gefittet, wobei der Anteil der einzelnen Komponenten variiert und die Gesamtfläche auf den totalen gemessenen Wirkungsquerschnitt normiert wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

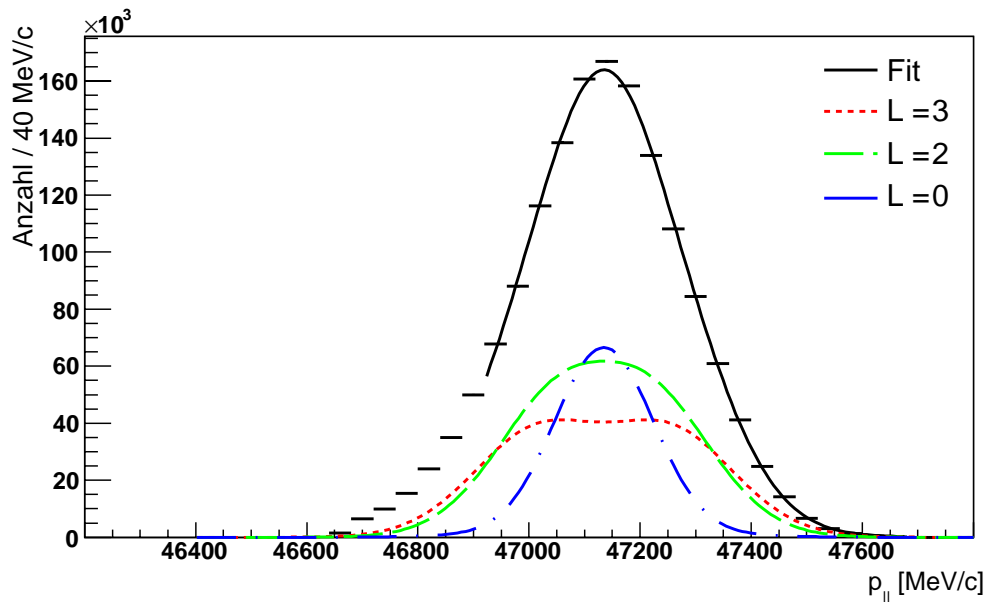


Abbildung 4.2: Inklusive Impulsverteilung, in Schwarz ist ein Fit, bei dem alle Parameter frei sind und der alle beteiligten Orbitale enthält eingezeichnet. Die einzelnen Komponenten sind entsprechend ihres Anteils bzw. Wirkungsquerschnitts (siehe Tabelle 4.1) skaliert.

Der Fit wurde nur für Impulse $p > 46920$ MeV/c durchgeführt, da der asymmetrische Anteil bei kleineren Impulsen nicht im Modell beschrieben wird und deshalb nicht mitgefittet werden darf. Als freie Parameter werden drei Amplituden und ein gemeinsamer Schwerpunkt gewählt. Dies resultiert in einem sehr instabilen und von den angegebenen Anfangsbedingungen abhängigen Fit.

Die durch den Fit bestimmten Amplituden ergeben die Anteile der einzelnen Orbitale am gesamten Wirkungsquerschnitt. Diese sind mit den daraus resultierenden Wirkungsquerschnitten in Tabelle 4.1 im Vergleich zu den Werten, die aus einem Fit mit fixiertem $\frac{\sigma_{d3/2}}{\sigma_{d3/2} + \sigma_{s1/2}}$ -Verhältnis (näheres dazu im folgenden Abschnitt) erhalten werden, aufgelistet.

4.2.2 Exklusiver Wirkungsquerschnitt

Der exklusive Wirkungsquerschnitt wird jeweils für einen bestimmten Zustand angegeben, der in der Reaktion direkt bevölkert wird. Dieser wird durch Koinzidenzmessung der Zerfallsgammas mit dem MINIBALL-Spektrometer identifiziert. Das Einteilchen-Niveauschema mit den beobachteten Übergängen im ^{47}Ca ist in Abbildung 4.3 mit den jeweiligen relativen Gamma-Intensitäten gezeigt.

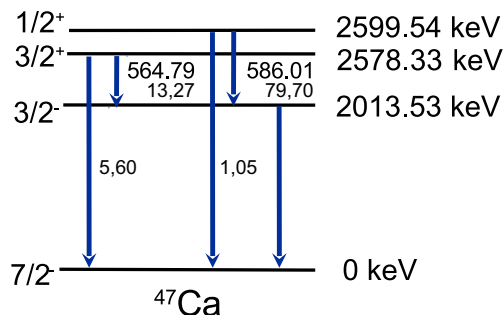


Abbildung 4.3: Niveauschema des ^{47}Ca mit den wichtigsten Übergängen und dem jeweiligen relativen Gamma-Intensitäten.

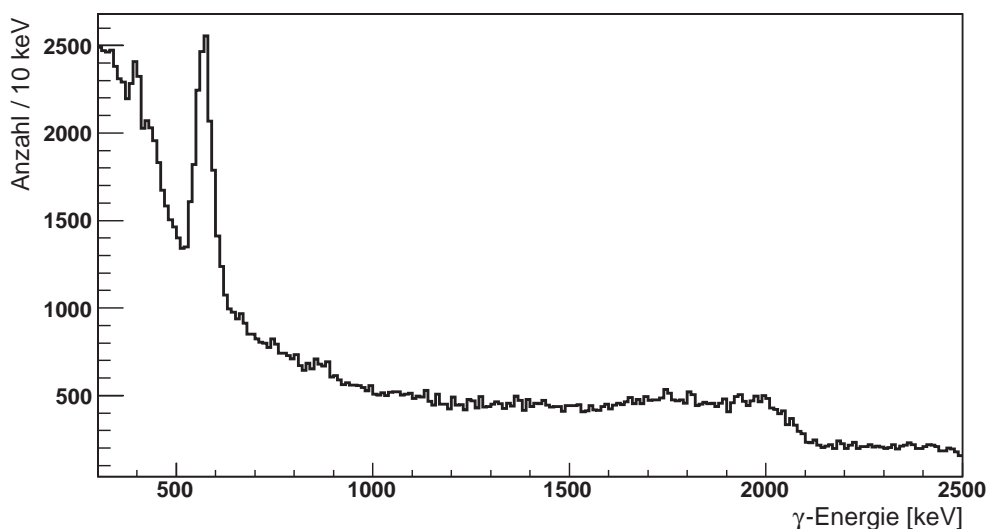


Abbildung 4.4: Gamma-Spektrum der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$. Der Peak bei ≈ 575 keV stammt von den beiden Übergängen mit 565 und 586 keV, die nicht getrennt werden können. Der Übergang mit 2013 keV kann nicht von der Compton-Kante unterschieden werden.

Im zugehörigen Gammaspektrum, siehe Abbildung 4.4, sind die Übergänge mit 565 und 586 keV als gemeinsamer Peak bei ≈ 575 keV sichtbar. Eine Trennung ist aufgrund der Energieauflösung von 40 keV nicht möglich, die durch die Detektorgröße und die daraus resultierende Dopplerverbreiterung begrenzt ist. Der Übergang mit 2013 keV ist

ebenfalls nicht eindeutig identifizierbar, da er mit der verschmierten Compton-Kante überlappt.

Für den gemeinsamen Peak bei 575 keV lässt sich die Anzahl der nachgewiesenen Gammaquanten ermitteln, indem der verbleibende Inhalt des Peaks nach Abzug des Untergrunds bestimmt wird. Dazu wird über den Peak integriert und der Untergrund, der aus einer Interpolation der Kurve rechts und links davon abgezogen wird. Multipliziert man dies mit der Effizienz für den γ -Nachweis des Detektorsystems [Mai09b] und berücksichtigt die in Kapitel 4.1 beschriebenen Korrekturen, so erhält man einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{exkl} = 30(4)$ mbarn [Mai09b].

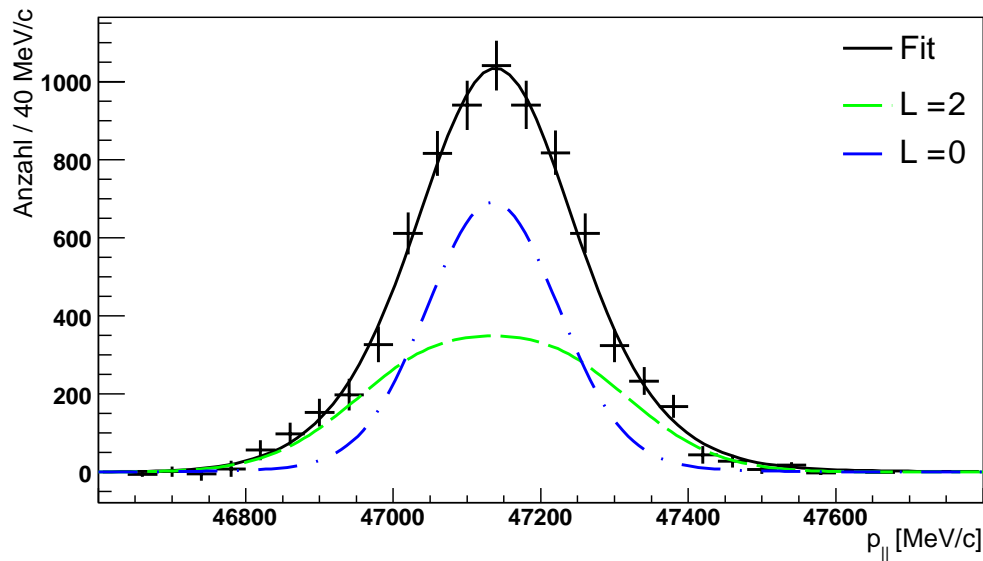


Abbildung 4.5: Exklusive Impulsverteilung der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$. Sie wurde durch Koinzidenzmessung der Zerfallsgammas der beiden Übergänge mit 565 und 586 keV bestimmt. In Schwarz ist eine angepasste Kurve eingezeichnet, die dem gesamten, experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt von 30(4) mbarn entspricht. Dazu tragen ein $L = 0$ (blau) und ein $L = 2$ (grün) Anteil bei. Die Fläche der Kurven entspricht jeweils ihrem Anteil.

Die unter den gleichen Bedingungen gemessene exklusive Impulsverteilung ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Sie kommt, wie dem Niveauschema des ^{47}Ca zu entnehmen ist, aus dem Knockout eines $L = 0$ oder eines $L = 2$ Neutrons zustande, wie man es für die $s_{1/2}$ - und $d_{3/2}$ -Orbitale erwarten würde. In Schwarz ist eine aus beiden Anteilen bestehende angepasste Kurve eingezeichnet. Die Fläche entspricht dem Wirkungsquerschnitt von 30 mbarn. Der Anteil an $L = 0$ wurde zu 0,53(5) (blau) und der an $L = 2$ zu 0,47(5) (grün) bestimmt.

Mit Berücksichtigung des jeweiligen Verzweungsverhältnisses für den beobachteten γ -Zerfall (0,987 für $s_{1/2}$ und 0,703 für $d_{3/2}$), erhält man für das Herausschlagen aus dem $s_{1/2}$ -Orbital einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{s_{1/2}} = 13,8(24)$ mbarn und $\sigma_{d_{3/2}} = 21,9(37)$ mbarn für Knockout aus dem $d_{3/2}$.

Es muss hier allerdings bemerkt werden, dass dieses Bild eine mögliche Anregung

höher liegender Zustände vernachlässigt, die zu einer zusätzlichen Bevölkerung der beiden Zustände bei 2,6 MeV führen würde.

Aus den exklusiven Wirkungsquerschnitten für $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$ kann das Verhältnis $\frac{\sigma_{d3/2}}{\sigma_{d3/2} + \sigma_{s1/2}} = 0,613(128)$ bestimmt werden. Dieses wird bei einem erneuten Fit der inklusiven Impulsverteilung festgehalten, der einen neuen Wert für $\sigma_{f7/2}$ liefert. Die Anzahl der freien Parameter des Fits ist reduziert. Dies ergibt geringere Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen. Tabelle 4.1 zeigt das so erhaltene Ergebnis im Vergleich zu dem des freien Fits. In beiden Fällen ist eine Konvergenz nicht perfekt erreichbar.

L	frei		$\frac{\sigma_{d3/2}}{\sigma_{d3/2} + \sigma_{s1/2}} = 0,61$ fixiert	
	Anteil	σ_{exp} [mbarn]	Anteil	σ_{exp} [mbarn]
3	0,343(9)	26,4(35)	0,350(2)	27,0(35)
2	0,406(3)	31,3(66)	0,399(4)	30,7(91)
0	0,251(9)	19,3(41)	0,251(9)	19,3(76)
Σ		77(10)		77(10)
χ^2 / ndf	994,6 / 15		1000,6 / 17	

Tabelle 4.1: Anteile und Wirkungsquerschnitte mit freiem und fixiertem Wert für $\frac{\sigma_{d3/2}}{\sigma_{d3/2} + \sigma_{s1/2}}$

Die Ergebnisse sind nahezu identisch. Die Werte für $L = 0$ und $L = 2$ sind jeweils mit denen des exklusiven Wertes (13,8(24) mbarn und 21,9(37) mbarn) innerhalb der Fehler noch vereinbar. Dies würde bedeuten, dass der größte Teil der Stärke von Knockout aus $L = 0$ und $L = 2$ aus den Übergängen mit 586 und 565 keV stammt, also aus den beiden Orbitalen $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$. Dies entspricht den Erwartungen, da kein zusätzlicher γ -Peak gesehen wird, der anderen Orbitalen zugeschrieben werden könnte.

4.2.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion

Es wurden theoretische Berechnungen der Einteilchen-Wirkungsquerschnitte σ_{sp} für die Ein-Neutron-Knockout Reaktionen an ^{48}Ca durchgeführt [Tos08]. Dabei wurde der Knockout aus den Orbitalen $f_{7/2}$, $d_{3/2}$ und $s_{1/2}$ berücksichtigt. Der gesamte Wirkungsquerschnitt für einen dieser Zustände ergibt sich aus dem Produkt von σ_{sp} mit dem spektroskopischen Faktor für diese Orbitale, sowie einem Korrekturfaktor für die Massen, $(A/(A-1))^3$.

In Tabelle 4.2 sind die verschiedenen Zustände im ^{48}Ca für die Reaktionsrechnungen durchgeführt wurden, mit Anregungsenergie (E^*) im ^{47}Ca , Neutron-Separationsenergie (S_N), spektroskopischem Faktor, Einteilchen-Wirkungsquerschnitt (σ_{sp}) und gesamtem Wirkungsquerschnitt (σ_{th}), aufgelistet [Tos09, Bro09].

Demnach wird der $7/2^-$ Grundzustand im ^{47}Ca mit 81,94 mbarn am häufigsten bevölkert. Aber auch der Knockout eines Neutrons mit $L = 2$ und $L = 0$ trägt mit 27,21 mbarn und 18,99 mbarn zum inklusiven Wirkungsquerschnitt bei.

In die inklusive Impulsverteilung in Abbildung 4.6 sind die theoretischen Kurven eingezeichnet. Die schwarze Kurve, die sich aus den in Abbildung 4.1 gezeigten, zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Kurven zusammensetzt, ist auf die Fläche, also den

Zustand	E^* [MeV]	S_N [MeV]	spektr. Faktor	σ_{sp} [mbarn]	σ_{th} [mbarn]
$7/2^-$	0,000	9,95	7,700	9,99	81,94
$3/2^+$	4,797	14,74	4,000	6,39	27,21
$1/2^+$	6,326	16,27	2,000	8,91	18,99
Σ			13,700		128,14

Tabelle 4.2: Auflistung der Beiträge zum inklusiven Wirkungsquerschnitt im ^{48}Ca . Die einzelnen Wirkungsquerschnitte berechnen sich aus dem Produkt des spektroskopischen Faktors, σ_{sp} und dem A -Faktor $= (A/(A-1))^3$.

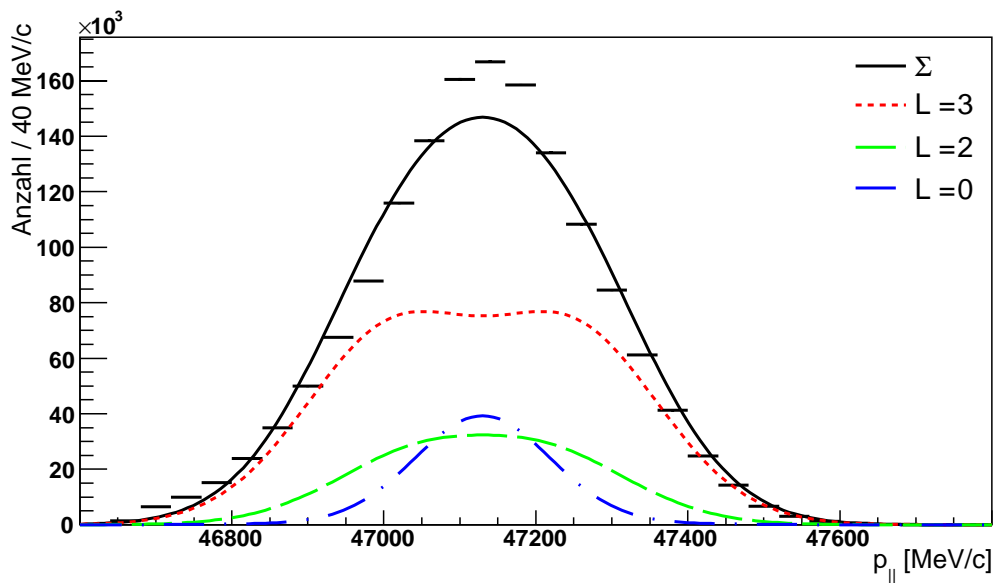


Abbildung 4.6: Inklusive Impulsverteilung der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$. In Schwarz ist eine aus allen beteiligten Orbitalen zusammengesetzte, auf die Fläche normierte Kurve eingezeichnet. Die weiteren Kurven sind jeweils entsprechend ihres theoretischen Beitrags zum gesamten Wirkungsquerschnitt skaliert.

gemessenen Wirkungsquerschnitt normiert. Die beitragenden Orbitale sind entsprechend ihres theoretisch vorhergesagten Anteils gezeigt. Es wird deutlich, dass die Impulsverteilung durch die vorhergesagten relativen Beiträge aus der Theorie nicht ausreichend beschrieben werden kann. Die Berechnungen basieren auf einem simplen Modell, das von voll besetzten abgeschlossenen Schalen ausgeht. Diese Annahme ist aber nicht perfekt und führt dementsprechend nicht zu einem, mit dem Experiment übereinstimmenden, Ergebnis.

Aus den theoretisch und experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten kann entsprechend Gleichung (4.10) die Reduktion des spektroskopischen Faktors R_S berechnet werden. In früheren Messungen [Gad08b] wurde R_S für stabile Kerne zu 0,6 bis 0,7 gemessen. Die mit der Neutron-Knockout Reaktion erhaltenen Werte im ^{48}Ca

sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

	σ_{exp} [mbarn]	σ_{th} [mbarn]	R_S	σ_{exp} [mbarn]	σ_{th} [mbarn]	R_S
	inklusive			exklusiv		
Σ	77(10)	128,14	0,60(8)	30(4)	37,3	0,80(11)
$L = 0$	19,3(76)	18,99	1,02(40)	15,4(26)	19,1	0,81(14)
$L = 2$	30,7(91)	27,21	1,13(33)	13,6(24)	18,3	0,74(13)
$L = 3$	27,0(35)	81,94	0,33(4)			

Tabelle 4.3: Reduktion der spektroskopischen Faktoren im ^{48}Ca für den inklusiven und exklusiven Fall und den Knockout aus den einzelnen Orbitalen.

Der Reduktionsfaktor für den inklusiven Wirkungsquerschnitt ist mit 0,60(8) entsprechend den Erwartungen und passt damit gut in die Systematik der Abbildung 2.2 in Kapitel 2.3. Es ist aber unverständlich, warum für $L = 0$ und $L = 2$ innerhalb der Fehler praktisch die ganze Stärke sichtbar ist, während der Knockout eines $L = 3$ Neutrons deutlich unterdrückt ist.

Es wurden zwei Ansätze verfolgt, um diese Abweichung zu erklären:

- Änderung der Stärken zueinander innerhalb der Fehlergrenzen:
Dies ist aber nur innerhalb des Fehlers der Fitfunktion möglich, da nur dieser in die Bestimmung der relativen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Bahndrehimpulse, und damit auch der Reduktionsfaktoren, eingeht, nicht aber der absolute Fehler der gesamten inklusiven Wirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnitte und Reduktionsfaktoren mit Fehler aus der Fitfunktion und Fehler aus der Wirkungsquerschnittbestimmung sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

	σ_{exp} [mbarn]	σ_{th} [mbarn]	R_S
inklusive			
Σ	77 ± 10	128,14	$0,60 \pm 0,08$
$L = 0$	$19,3 \pm 4,8_{fit} \pm 1,9_{wq}$	18,99	$1,02 \pm 0,04_{fit} \pm 0,13_{wq}$
$L = 2$	$30,7 \pm 4,8_{fit} \pm 3,0_{wq}$	27,21	$1,13 \pm 0,01_{fit} \pm 0,15_{wq}$
$L = 3$	$27,0 \pm 0,1_{fit} \pm 5,1_{wq}$	81,94	$0,33 \pm 0,00_{fit} \pm 0,04_{wq}$

Tabelle 4.4: In die inklusiven Wirkungsquerschnitte und die Reduktion der spektroskopischen Faktoren im ^{48}Ca eingehenden Fehler aus der Fitfunktion und absoluten Fehler aus der Wirkungsquerschnittbestimmung.

Die einzelnen Anteile können zueinander nur innerhalb der Fitfunktionsfehler verschoben werden. Ein absolutes Verschieben ist nur für alle Anteile gemeinsam in eine Richtung möglich. Damit können die stark unterschiedlichen Reduktionsfaktoren nicht in Einklang gebracht werden.

- Änderung der Orbitalzusammensetzung und Hinzunahme eines zusätzlichen, oberhalb der Fermikante liegenden, Orbitals, hier des $p_{3/2}$:
Weitere Reaktionsrechnungen [Tos09, Bro09] haben potenziell beitragende, zusätzliche Orbitale mit berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

Der Knockout aus den tiefer liegenden, mit vier bzw. zwei Neutronen voll besetzten, $d_{3/2^-}$ und $s_{1/2^-}$ -Orbitalen trägt nun mit 26,06 mbarn und 19,33 mbarn zum inklusiven Wirkungsquerschnitt bei. Außerdem wird davon ausgegangen, dass das noch unter dem $s_{1/2^-}$ -Orbital liegende $d_{5/2^-}$ -Orbital, ebenfalls einen Beitrag zum inklusiven Wirkungsquerschnitt liefert. Damit erhöht sich der inklusive Wirkungsquerschnitt auf 135,20 mbarn.

Zustand	E^* [MeV]	S_N [MeV]	spektr. Faktor	σ_{sp} [mbarn]	σ_{th} [mbarn]	Σ [mbarn]
$7/2^-$	0,000	9,945	7,699	9,990	81,93	127,32
$3/2^+$	2,580	11,958	2,400	7,003	17,90	
	4,797	12,523	1,200	6,387	8,16	
$1/2^+$	2,600	14,742	1,200	10,661	13,63	
	6,326	12,545	0,600	8,913	5,70	
$5/2^+$	6,000	16,271	1,000	7,396	7,88	
$3/2^-$	2,226	15,945	0,052	9,748	0,54	135,74

Tabelle 4.5: Auflistung der Beiträge zum inklusiven Wirkungsquerschnitt im ^{48}Ca . Die einzelnen Wirkungsquerschnitte berechnen sich aus dem Produkt des spektroskopischen Faktors, σ_{sp} und dem A -Faktor $= (A/(A-1))^3$.

Zusätzlich wird das oberhalb der Fermikante liegende $p_{3/2}$ -Orbital mitberücksichtigt. Zunächst nur mit einem kleinen Anteil, der einem spektroskopischen Faktor von 0,052 entspricht. Dieser trägt zu 0,4 % zum Wirkungsquerschnitt bei. Im Fit an die inklusive Impulsverteilung in Abbildung 4.7 wurde dieser Anteil in Türkis eingezeichnet. Erwartungsgemäß bringt er keine sichtbare Verbesserung.

In Abbildung 4.8 wurden die ursprünglichen Anteile gleich gelassen, der $p_{3/2}$ -Beitrag und entsprechend der gesamte inklusive Wirkungsquerschnitt wurden so stark erhöht, dass der Fit nun an die Impulsverteilung passt. Der resultierende Wirkungsquerschnitt beträgt 82,8 mbarn und das $p_{3/2}$ -Orbital trägt zu ca. 7,4 % dazu bei. Dies ergibt einen spektroskopischen Faktor von ca. 1. Diese Werte sind sehr unrealistisch und beschreiben mit sehr großer Wahrscheinlichkeit nicht die Verhältnisse im ^{48}Ca .

Letztendlich bleibt die starke Reduktion des $L = 3$ Anteils bei gleichzeitiger Beobachtung der vollständigen Stärke von $L = 0$ und $L = 2$ Knockout ein Rätsel. Es konnten jedoch auch keine Hinweise auf eine systematische Unterdrückung von großen Impulsänderungen im Experiment und der Analyse gefunden werden.

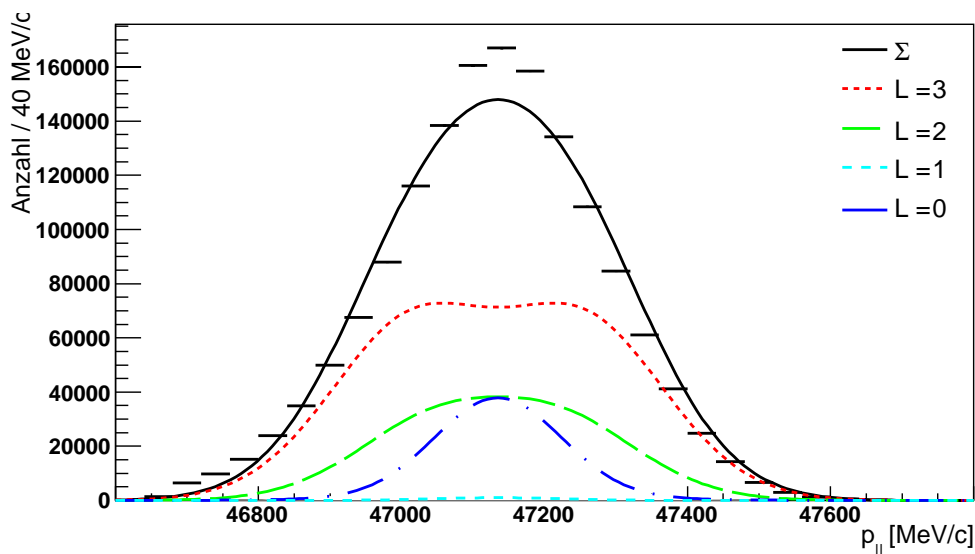


Abbildung 4.7: Impulsverteilung der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$. Die schwarze Kurve zeigt wieder die Summe der Beiträge zum inklusiven Wirkungsquerschnitt, sie entspricht den experimentell ermittelten 77 mbarn. Die Anteile an $L = 0, 2, 3$ sind wie in Abbildung 4.6 beibehalten. Im oberen Bild wurde ein $L = 1$ Beitrag entsprechend eines spektroskopischen Faktors von 0,05 ergänzt. Dies bringt kaum eine Änderung.

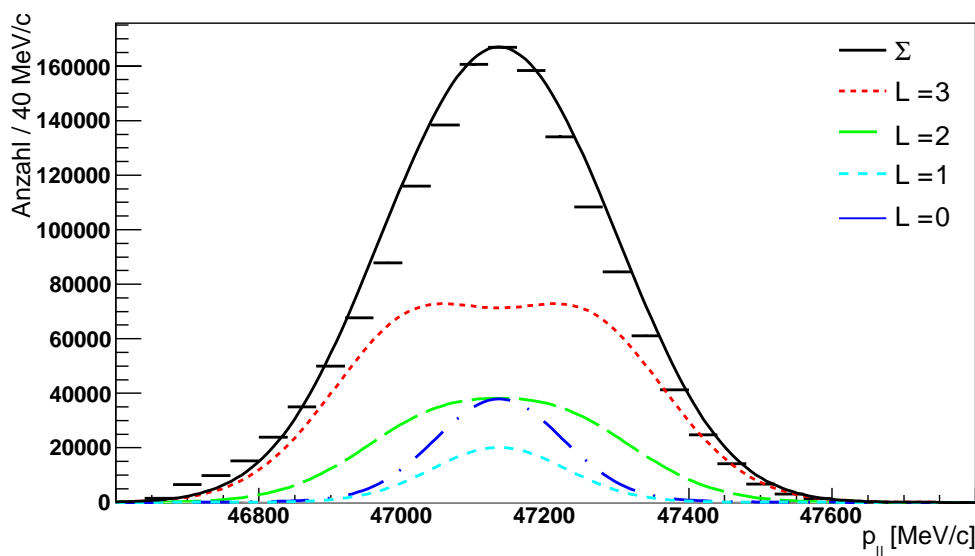


Abbildung 4.8: Der Beitrag des $p_{3/2}$ -Orbitals wurde so angepasst, dass die resultierende Kurve die Impulsverteilung beschreibt. Es wird nun mit 7,4 % berücksichtigt. Die anderen Komponenten wurden gleich gelassen. Damit erhöht sich der Wirkungsquerschnitt auf 82,8 mbarn.

4.3 Ein-Neutron-Knockout an radioaktiven Sc-Isotopen

Im zweiten Teil des Experiments, dem eigentlichen Hauptteil, wurde ein 500,42 AMeV ^{86}Kr Primärstrahl mit einer Intensität von bis zu $6,25 \cdot 10^8$ Teilchen pro Sekunde an

einem ^9Be Produktionstarget (1625 mg/cm^2) fragmentiert. Der FRS wurde so eingestellt, dass primär die Reaktion $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ vermessen werden konnte, die in [Mai09b] ausführlich betrachtet wurde. Durch die breite Akzeptanz des FRS in dieser Einstellung werden zahlreiche andere Isotope in der Umgebung von ^{56}Ti transportiert. Unter anderem sind Ein-Neutron-Knockout Reaktionen der Scandium Isotope $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ in den Daten enthalten. Diese werden im Folgenden näher untersucht.

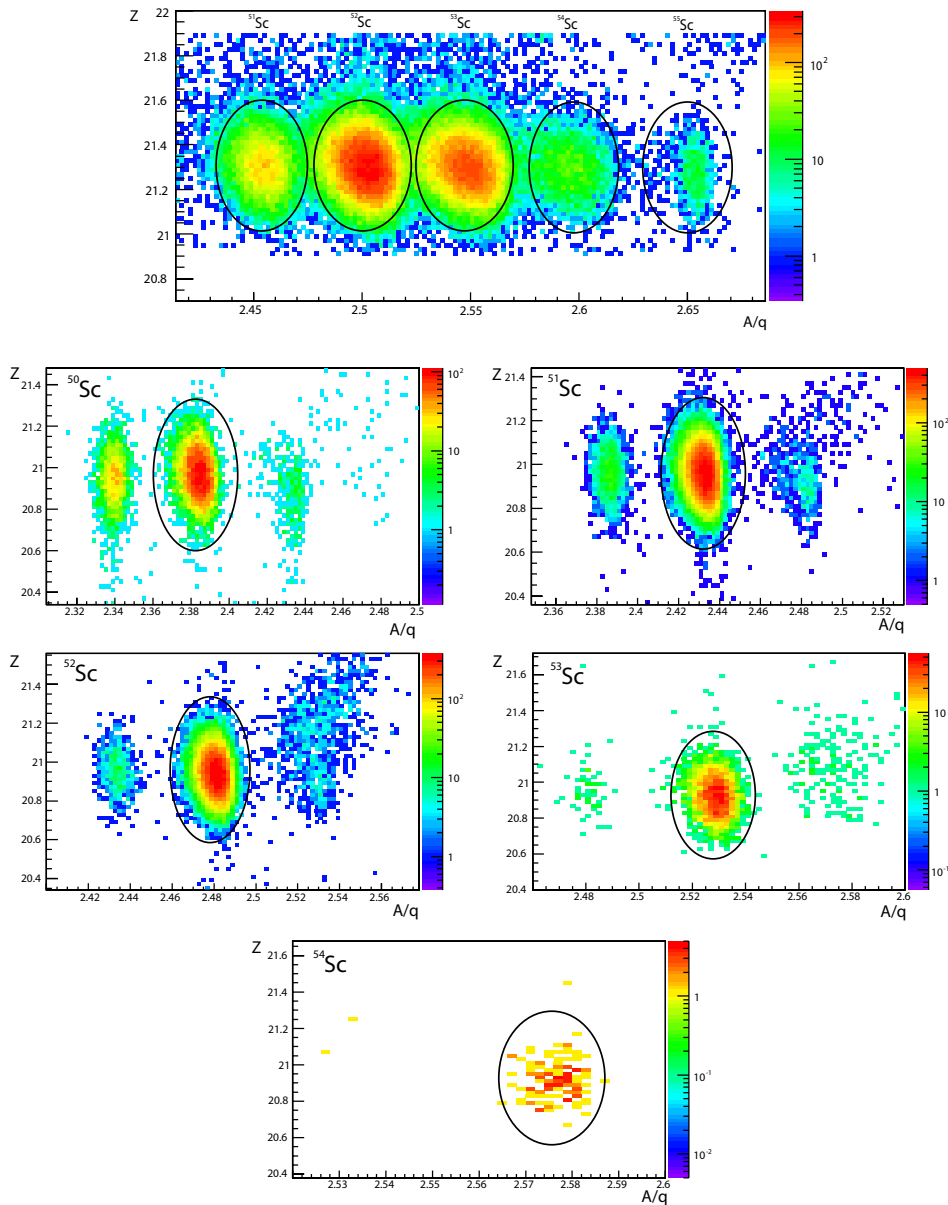


Abbildung 4.9: Ein-Neutron-Knockout Reaktionen an $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$. Oben ist die Identifikationsmatrix (Z gegen A/q) an S2, unten die an S4 für das jeweilige Isotop das an S2 ein Neutron verloren hat, gezeigt. Die Selektionsschnitte sind jeweils mit einer Ellipse gekennzeichnet.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, werden am mittleren Fokus S2 die Isotope $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ identifiziert und dafür jeweils die Ein-Neutron-Knockout Reaktion, also $^{50,51,52,53,54}\text{Sc}$ am finalen Fokus S4. Dies ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

Ebenso wie in der zuvor beschriebenen Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ kann aus den Orten in den Fokalebene der Impulsübertrag in der Reaktion gemessen werden.

4.3.1 Inklusiver Wirkungsquerschnitt

Zunächst werden die in Abbildung 4.3.1 gezeigten x -Orte der verschiedenen Scandium-Isotope an S4 betrachtet. Es wird deutlich, dass nicht alle fünf Scandium-Isotope vollständig innerhalb der Akzeptanz des FRS liegen. Sowohl die Verteilung von ^{50}Sc , als auch ^{51}Sc werden bei kleinen x -Werten des S4-Orts abgeschnitten.

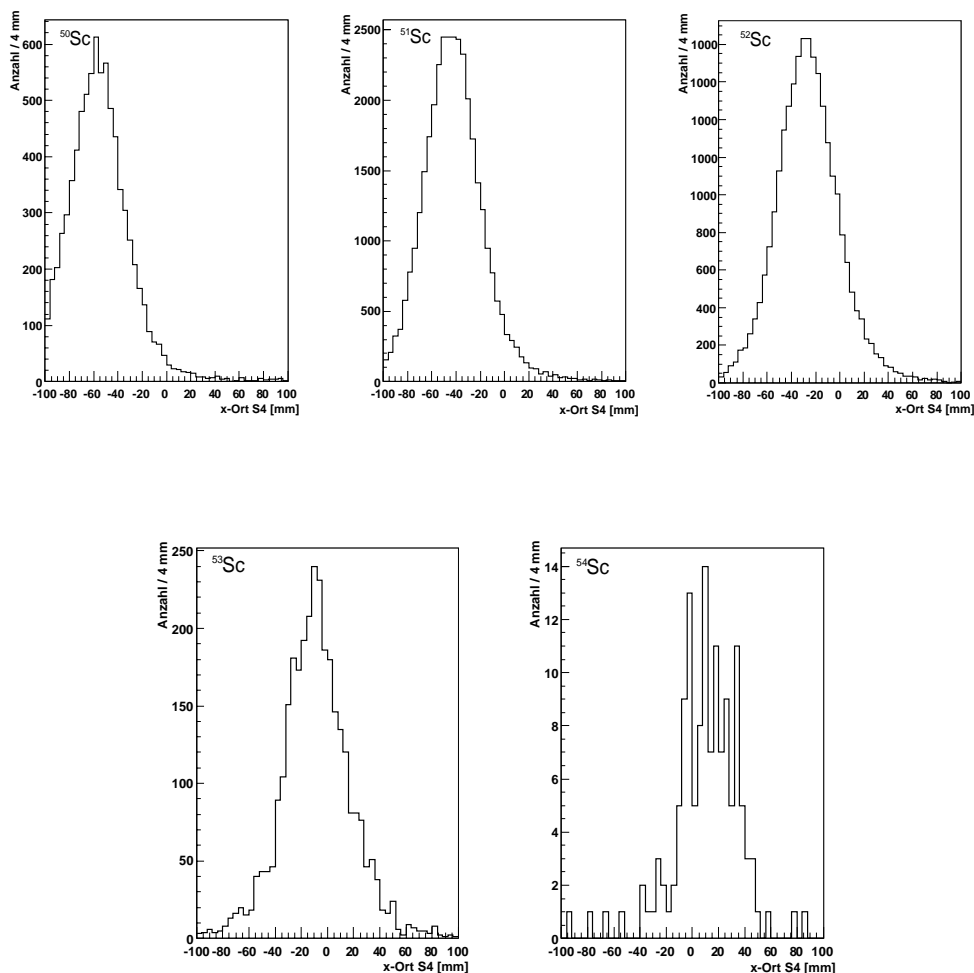


Abbildung 4.10: x -Orte der Isotope $^{50,51,52,53,54}\text{Sc}$ an S4. ^{50}Sc und ^{51}Sc befinden sich nicht vollständig innerhalb der Akzeptanz des FRS und werden bei kleinen x -Werten abgeschnitten.

Um den Einfluss der Transmission beurteilen zu können, wird einmal der Wirkungsquerschnitt ohne Korrektur, wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, bestimmt. Im Gegensatz zur Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ ist es hier möglich, den Anteil der Reaktionen außerhalb des Targets (P_{Materie}) anzugeben, da eine Messung ohne Target mit Reaktion durchgeführt wurde. Der integrale Wert der Transmission ohne Impulsübertrag ($Transmit$) wurde mit einer Messung mit Target, aber ohne Reaktion ermittelt. Die daraus erhaltenen Wirkungsquerschnitte für die Ein-Neutron-Knockout Reaktionen sind Tabelle 4.6 zu entnehmen.

Um eine Abhängigkeit vom Einschussort und Impulsübertrag zu prüfen, wurde, wie in Abbildung 4.11 gezeigt, der Impuls nach der Reaktion, korrigiert auf den gemessenen Impuls der einlaufenden Teilchen gegen den x -Ort an S2 aufgetragen. Bei ± 40 mm wird der Einfluss der S2-Schlitze deutlich, die die Akzeptanz der ersten Stufe beschneiden, um möglichst große Transmission der Reaktionsprodukte durch die zweite Stufe zu erreichen. Die Abbildung zeigt außerdem, dass die Teilchen mit Impulsen nach der Reaktion $p_{\parallel} < 54000$ MeV/c zum Teil abgeschnitten werden. Dieser Effekt ist mit dem x -Ort an S2 antikorreliert.

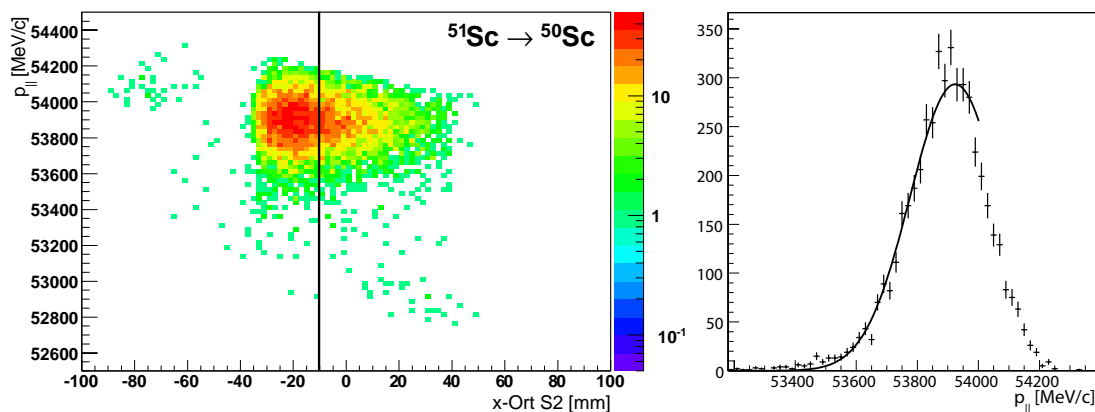


Abbildung 4.11: Links: Impuls nach der Reaktion korrigiert auf den gemessenen Impuls der einlaufenden Teilchen gegen den x -Ort an S2 für die Reaktion $^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$. Die schwarze Linie zeigt den Schnitt im Ort, der verwendet wurde, um Transmissionsverluste bis S4 zu korrigieren. Rechts: Impuls nach der Reaktion korrigiert auf den gemessenen Impuls der einlaufenden Teilchen mit Fit der Impulsverteilung bis $p_{\parallel} < 54000$ MeV/c.

Um eine ähnlich hohe Transmission wie für das zentrale Fragment zu erreichen und alle impulsabhängigen Anteile zu minimieren werden Sekundärteilchen ausgewählt, deren Reaktionsprodukte auch bei maximal erwartetem Impulsübertrag noch innerhalb der Akzeptanz der zweiten Stufe des FRS liegen. Der S2 Schlitz wird also auf Werte $-40 \text{ mm} < x_{S2} < -10 \text{ mm}$ in der Analyse verkleinert. Damit wird nur die Statistik beschnitten, die Messung der Impulsüberträge oder Wirkungsquerschnitte wird dadurch im Idealfall nicht beeinflusst.

Die Anzahl der auslaufenden Teilchen wird zusätzlich aus der beschnittenen Impuls-

verteilung (siehe Abbildung 4.11 rechts) rekonstruiert. Dazu wird das Maximum der Verteilung mit einem Fit, der eine p- und f-Welle enthält und nur an Datenpunkte mit $p_{\parallel} < 54000$ MeV/c angepasst ist, ermittelt. Unter der Annahme einer symmetrischen Verteilung kann nun die Anzahl der Reaktionen bei homogener Transmission rekonstruiert werden. Ebenso wird für die Reaktionen $^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ verfahren, allerdings mit einer x -Ort Obergrenze von 0 mm. Für die anderen Reaktionen wurde nicht korrigiert. Mit diesen Werten kann der Wirkungsquerschnitt nun ebenso bestimmt werden. Alle eingehenden Werte sind in Anhang A aufgelistet.

Zum Vergleich wurde die Transmission auch mit MOCADI¹ [Iwa97] simuliert [Mai09a]. Dabei wurde für die Transmissionen der gleiche Schnitt des x -Ortes verwendet wie für die experimentelle Bestimmung. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Kapitel A.2 zusammengestellt. Aus Vergleich von experimentell gemessenen Werten mit diesen Simulationen kann nur eine Obergrenze für $\frac{\Delta T_{\text{transmit}}}{T_{\text{transmit}}} < 15\%$ als systematischer Fehler angegeben werden.

Die mit diesen drei unabhängigen Methoden bestimmten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 4.6 aufgelistet. Die Abweichungen liegen unterhalb der Fehlergrenzen. Da die experimentell bestimmten Werte aber aufgrund von teilweise sehr kleiner Statistik mit großen Fehlern behaftet sind, wird für die weitere Diskussion aller Reaktionen die Korrektur aus der MOCADI Simulation verwendet.

Transmissionskorrektur	Wirkungsquerschnitt [mbarn] nach Transmissionskorrekturen		
	experimentell	exp. symmetrisiert	MOCADI
Reaktion			
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$	83(16)	65(16)	78(12)
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	97(14)	106(17)	99(15)
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	102(15)		101(15)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	103(26)		113(17)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{55}\text{Sc}$	166(101-84)		72(14)

Tabelle 4.6: Vergleich der Wirkungsquerschnitte, die mit unterschiedlich bestimmter Transmissionskorrektur erhalten wurden. Der sehr große Fehler im Fall von ^{55}Sc ist durch die geringe Statistik dominiert.

4.3.2 Impulsverteilungen

Für die untersuchten Reaktionen wurde jeweils wie in Kapitel 4.1.3 beschrieben die Impulsverteilung bestimmt. Für $^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$ wurde verlangt, dass der x -Ort an S2 kleiner -10 mm ist und für $^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ kleiner 0 mm.

In den gemessenen Scandium Isotopen ist oberhalb des $N = 28$ Schalenabschlusses das $p_{3/2}$ -Orbital beim ^{51}Sc mit zwei Neutronen besetzt und wird bis zum ^{53}Sc komplett aufgefüllt. Schalenmodellrechnungen [Ots09], die auf der Restwechselwirkung GXPF1A

¹Softwarepaket zur Simulation der Produktionsquerschnitte und der Ionenoptik des FRS

basieren, sagen das $p_{1/2}$ -Orbital als direkt darüber liegend voraus. Es ist also Knockout aus den beiden p -Orbitalen und aus dem darunter liegenden, mit 8 Neutronen voll besetzten $f_{7/2}$ -Orbital möglich.

Von diesen Rechnungen ausgehend werden an die inklusiven Impulsverteilungen mit einer Fitfunktion Kurven angepasst, die aus einem $L = 1$ und einem $L = 3$ Anteil (siehe Abbildung 4.1) bestehen. Der Fit ist in Abbildung 4.12 und 4.13 jeweils in Schwarz eingezeichnet, die $L = 1$ Kurve in Blau und die $L = 3$ Kurve in Rot. Dabei wurden wieder die Obergrenzen aus Kapitel 4.3.1 beachtet. Der Fit beschreibt die Impulsverteilungen sehr gut.

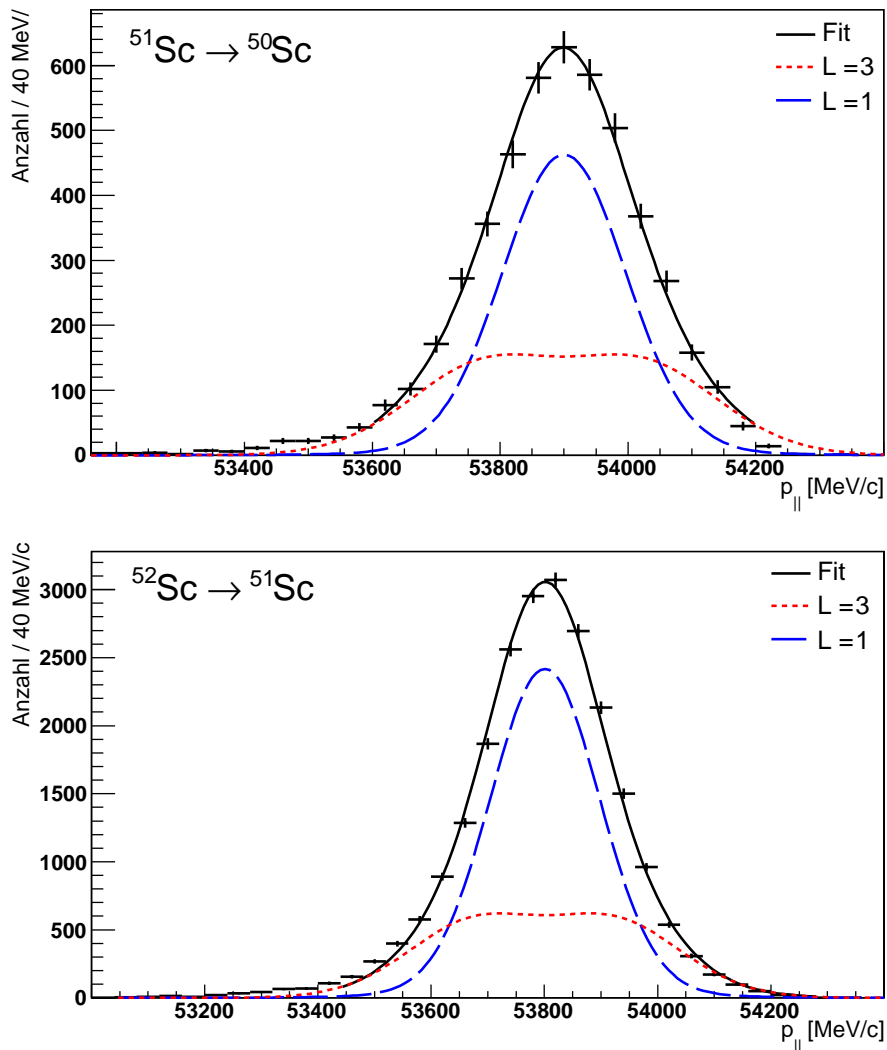


Abbildung 4.12: Impulsverteilungen der Neutron-Knockout Reaktionen $^{51,52}\text{Sc} \rightarrow ^{50,51}\text{Sc}$ mit Fitfunktion und den darin enthaltenen einzelnen Komponenten entsprechend ihres Verhältnisses.

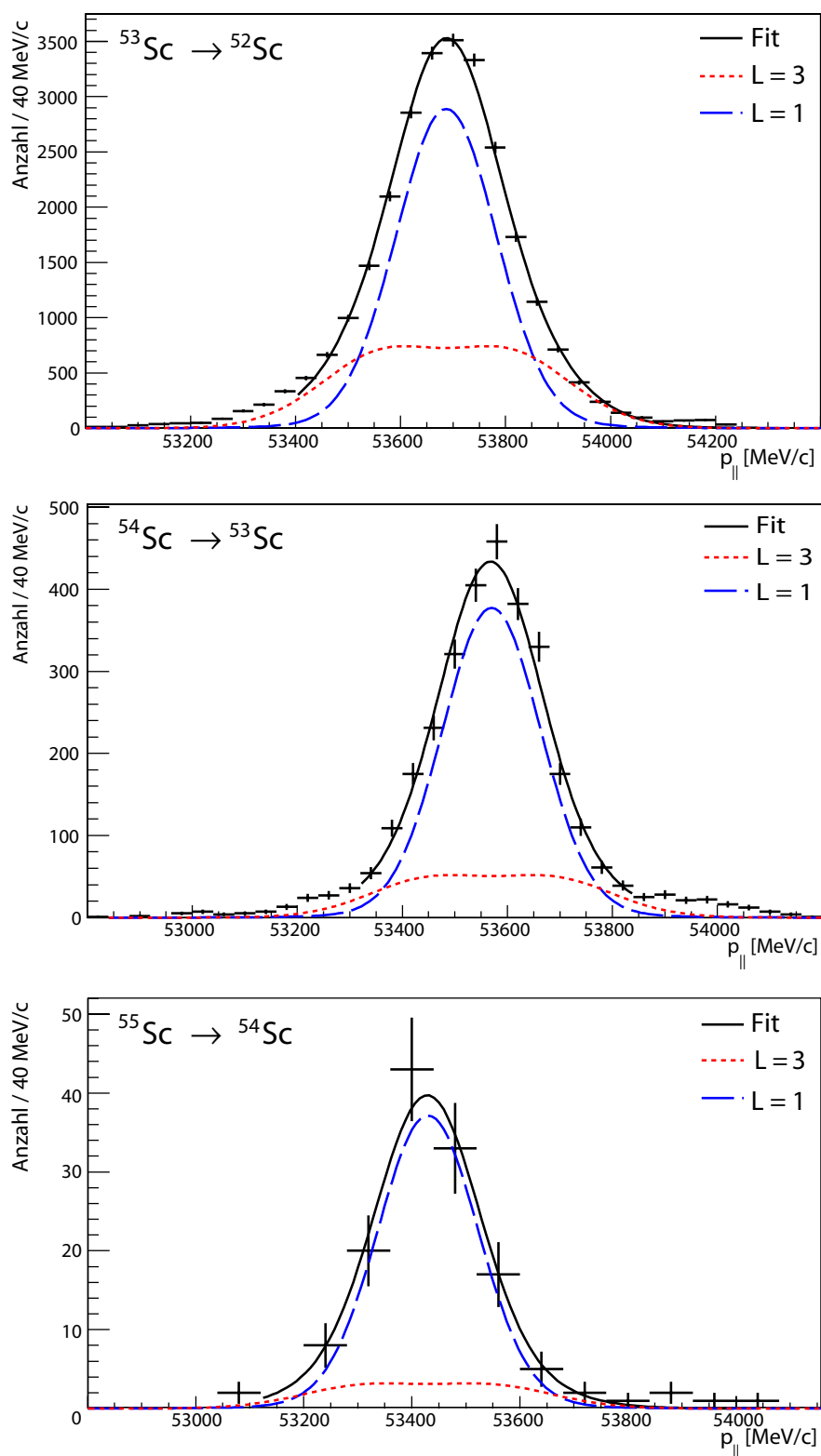


Abbildung 4.13: Impulsverteilungen der Neutron-Knockout Reaktionen $^{53,54,55}\text{Sc} \rightarrow ^{52,53,54}\text{Sc}$ mit Fitfunktion und den darin enthaltenen einzelnen Komponenten entsprechend ihres Verhältnisses

Aus den Fitparametern erhält man das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für den Knockout aus Orbitalen mit $L = 1$ und $L = 3$. Das Ergebnis ist in Tabelle 4.7 aufgelistet, ebenfalls die in Kapitel 4.3.1 bestimmten Wirkungsquerschnitte für die jeweilige Reaktion und die daraus berechneten für $L = 1$ und $L = 3$.

Anfangskern	Anteil		Wirkungsquerschnitt [mbarn]		
	L = 1	L = 3	Σ	L = 1	L = 3
^{51}Sc	0,57(2)	0,43	78(12)	45(7)	33(13)
^{52}Sc	0,65(1)	0,35	99(15)	64(10)	35(15)
^{53}Sc	0,65(1)	0,36	101(15)	65(10)	36(15)
^{54}Sc	0,75(3)	0,25	113(17)	85(13)	29(15)
^{55}Sc	0,96(15)	0,04	72(14)	69(15)	3(15)

Tabelle 4.7: Die Tabelle enthält die mit dem Fit gewonnenen Anteile an $L = 1$ und $L = 3$, den gesamten Wirkungsquerschnitt und die daraus ermittelten Wirkungsquerschnitte für $L = 1, 3$.

Das Verhältnis von $L = 1$ zu $L = 3$ wird von ^{51}Sc zu ^{55}Sc größer. Dies kann dadurch erklärt werden, dass nach dem $f_{7/2}$ die beiden p-Orbitale bevölkert werden. Sie sind beim ^{55}Sc mit sechs Neutronen voll besetzt.

4.3.3 Vergleich mit der Theorie und Diskussion

Um die experimentellen Ergebnisse einschätzen und erklären zu können, wurden Schalenmodellrechnungen [Ots09] mit der Restwechselwirkung GXPF1A und Reaktionsrechnungen [Tos09] durchgeführt. Die Resultate sind in Tabelle B.1 zusammengestellt. Für jeden Anfangskern ist jeweils der Wirkungsquerschnitt für jedes Orbital und die Summe angegeben. Im Fall von ^{52}Sc und ^{54}Sc wurde je ein 3^+ und ein 4^+ , in ^{51}Sc , ^{53}Sc und ^{55}Sc ein $7/2^-$ Grundzustand bei den Rechnungen verwendet.

Anfangskern	S_N [MeV]	Wirkungsquerschnitt [mbarn]				
		$f_{7/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	Σ
^{51}Sc	6,057	73,37	0,87	25,05	2,07	102,37
$^{52}\text{Sc } 3^+$	6,75	69,33	0,59	38,29	3,79	92,10
$^{52}\text{Sc } 4^+$		69,77	0,72	40,38	1,96	112,84
^{53}Sc	5,210	69,91	1,02	54,00	4,62	129,55
$^{54}\text{Sc } 3^+$	5,66	19,93	0,45	47,42	16,02	83,83
$^{54}\text{Sc } 4^+$		25,04	0,59	48,77	16,32	90,72
^{55}Sc	4,670	4,36	1,31	55,54	37,94	94,01

Tabelle 4.8: Berechnete gesamte Wirkungsquerschnitte und für jedes Orbital. S_N ist die Neutron-Separationsenergie.

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich jeweils aus den Beiträgen des Grundzustands und aller möglichen angeregten Zustände unterhalb der Neutron-Separationsenergie

zusammen. In Abbildung 4.14 bis 4.16 sind die Verteilungen der berechneten spektroskopischen Faktoren für alle diese Zustände aufgetragen, aufgeschlüsselt in $n0f_{7/2}$ (rot), $n0f_{5/2}$ (schwarz), $n1p_{3/2}$ (blau) und $n1p_{1/2}$ (grün).

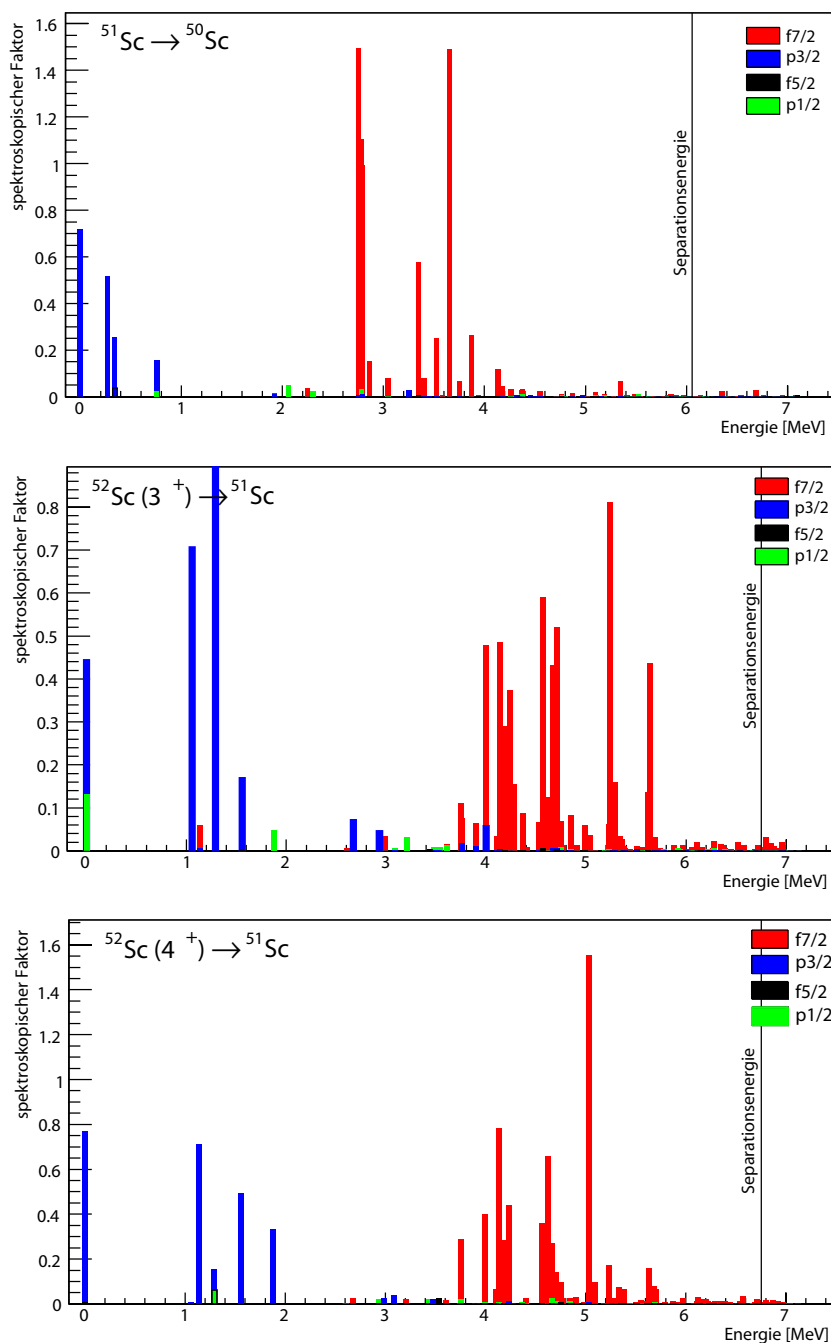


Abbildung 4.14: Verteilung der spektroskopischen Faktoren von $n0f_{7/2}$, $n0f_{5/2}$, $n1p_{3/2}$ und $n1p_{1/2}$ im ^{50}Sc und ^{51}Sc . In schwarz ist die Neutron-Separationsenergie eingezeichnet.

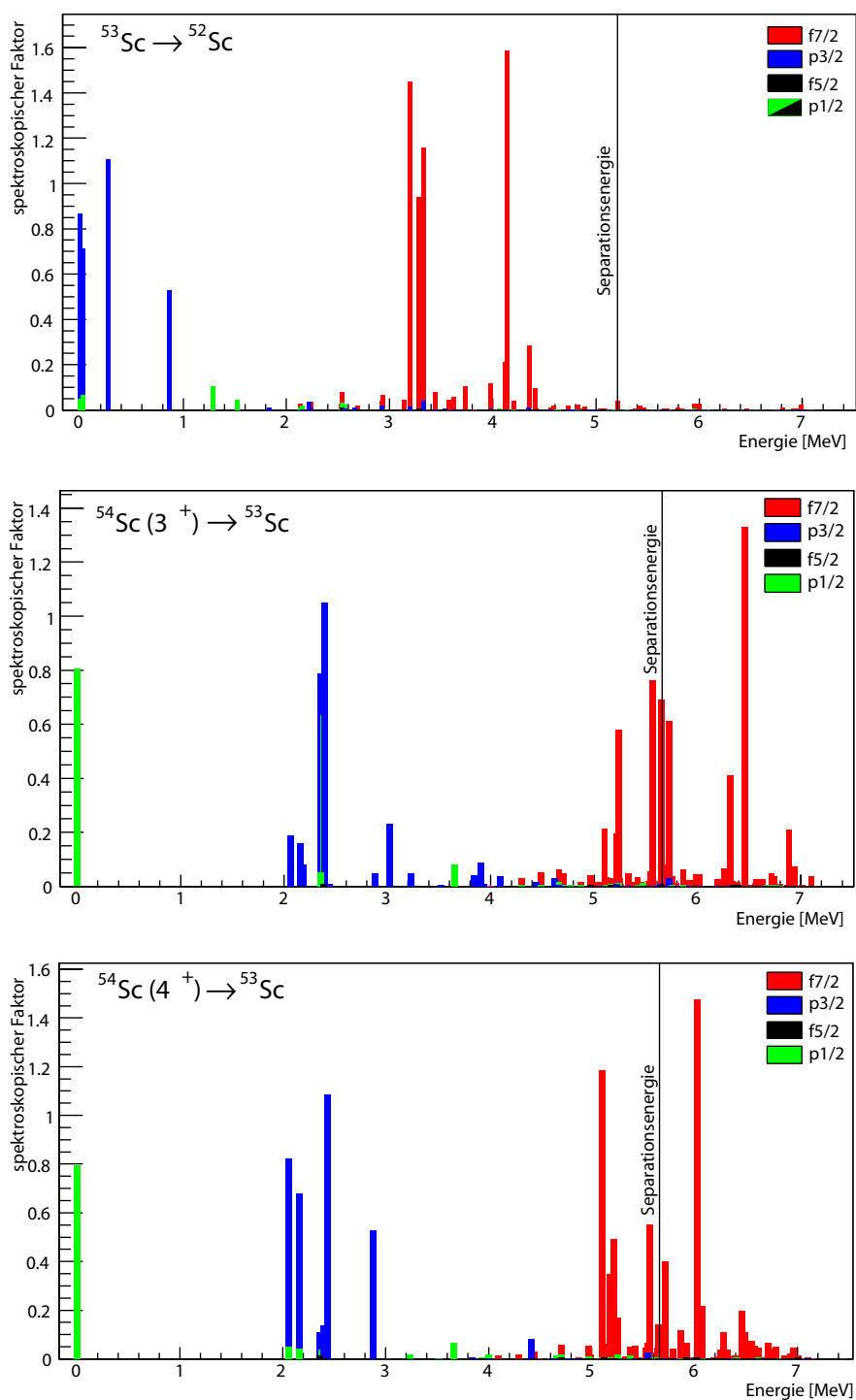


Abbildung 4.15: Verteilung der spektroskopischen Faktoren von $n0f_{7/2}$, $n0f_{5/2}$, $n1p_{3/2}$ und $n1p_{1/2}$ im ^{52}Sc und ^{53}Sc . In schwarz ist die Neutron-Separationsenergie eingezeichnet.

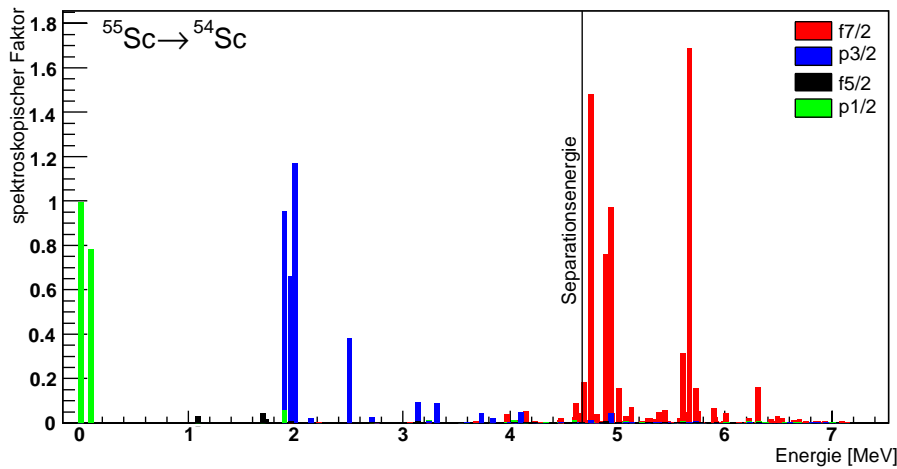


Abbildung 4.16: Verteilung der spektroskopischen Faktoren von $n0f_{7/2}$, $n0f_{5/2}$, $n1p_{3/2}$ und $n1p_{1/2}$ im ^{54}Sc . In schwarz ist die Neutron-Separationsenergie eingezeichnet.

Die schwarze senkrechte Linie kennzeichnet die Schwelle der Neutron-Separationsenergie. Sie wandert vom ^{50}Sc zum ^{54}Sc immer weiter zu niedrigeren Energien, wobei der Wert für gepaarte Neutronen jeweils höher liegt als der für ungepaarte.

Das $f_{5/2}$ -Orbital leistet wie erwartet praktisch keinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, was ein Resultat des $N = 34$ Schalenabschlusses in diesen Rechnungen ist. In ^{50}Sc bis ^{52}Sc kommt die Stärke jeweils nahezu ausschließlich aus $p_{3/2}$ und $f_{7/2}$. Man erkennt insbesondere eine starke Fragmentierung der $f_{7/2}$ -Einteilchenstärke, die in etwas geringerem Ausmaß auch für die $p_{3/2}$ -Stärke auftritt. Der Grundzustand wird von $p_{3/2}$ dominiert. Der Grundzustand des ^{53}Sc und ^{54}Sc wird ausschließlich von $p_{1/2}$ bestimmt. Die $p_{3/2}$ - und $f_{7/2}$ -Stärke wurde zu höheren Energien verschoben, für $f_{7/2}$ sogar bis oberhalb der Schwelle. Dies ist im Überblick in Abbildung 4.17 zu sehen, sie zeigt die Energieschwerpunkte der spektroskopischen Faktoren relativ zur Energie des $p_{3/2}$ -Orbitals. Ab ^{53}Sc ist das $p_{1/2}$ im Grundzustand dominant.

In Abbildung 4.18 sind die experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitte aufgetragen, links die experimentell bestimmten für $L = 1, 3$ und der gesamte Wirkungsquerschnitt, rechts die theoretisch berechneten. In Abbildung 4.19 sind Experiment und Theorie direkt verglichen, links für $L = 1$, rechts für $L = 3$. Die zugehörigen spektroskopischen Faktoren sind zusammen mit den aus den Rechnungen erhaltenen in Anhang B aufgelistet.

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte zeigen einen leichten Anstieg zum ^{53}Sc und für ^{54}Sc einen relativ starken Abfall. Für $L = 1$ ist dies innerhalb der Fehler mit der Theorie vereinbar. Für $L = 3$ stimmen die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte im ^{53}Sc ($N = 32$) und ^{54}Sc ($N = 34$) sehr gut mit der Theorie überein. Im ^{50}Sc bis ^{52}Sc ist die experimentell bestimmte Stärke etwa einen Faktor zwei zu klein.

Mögliche Erklärungsversuche dafür sind:

- Das $f_{7/2}$ -Orbital ist nur zur Hälfte besetzt. Dies ist aber mit den theoretischen

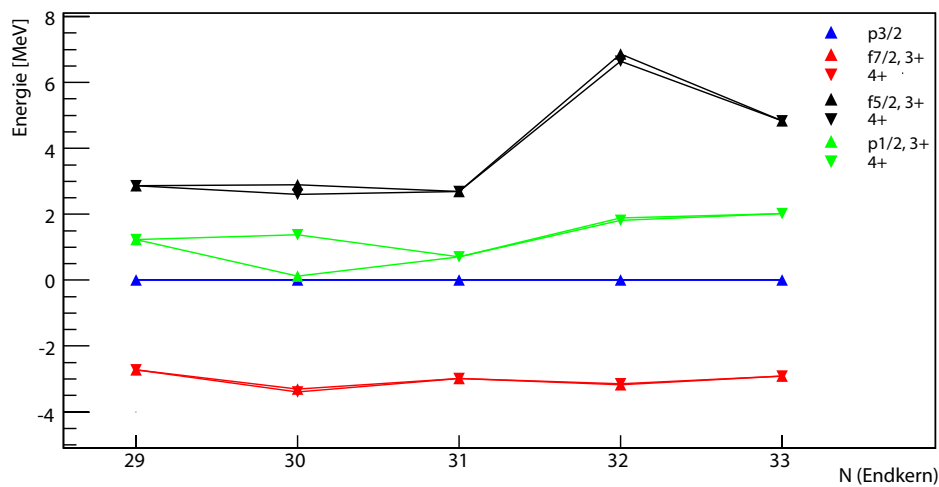


Abbildung 4.17: Der Energieschwerpunkt der Verteilungen der spektroskopischen Faktoren für $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{7/2}$ und $f_{5/2}$, aufgetragen gegen die Neutronenzahl. Als Referenz dient das $p_{3/2}$ -Orbital.

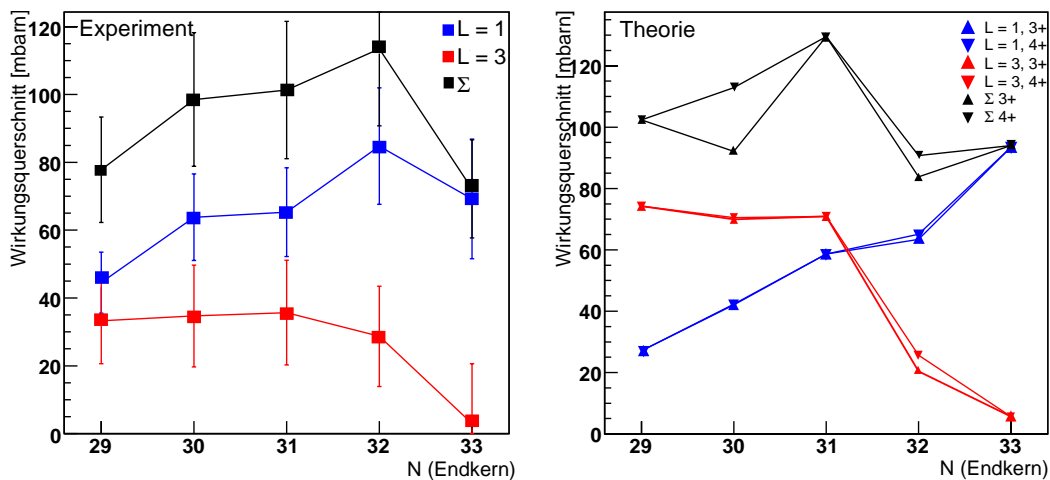


Abbildung 4.18: Links: Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte für $L = 1$, $L = 3$ und gesamt. Rechts: Berechnete Wirkungsquerschnitte, ebenfalls für $L = 1$, 3 und gesamt. N ist jeweils die Neutronenzahl des Endkerns.

Erwartungen nicht vereinbar.

- Das $f_{7/2}$ -Orbital könnte an kollektive Kernanregungen koppeln, die in den Schalenmodellrechnungen nicht berücksichtigt wurden. Dadurch könnte sich eine andere Verteilung und ein anderer Schwerpunkt der spektroskopischen Faktoren ergeben. Dies könnte bewirken, dass ein Teil der theoretischen Stärke über die Schwelle geschoben wird und damit diese Zustände nicht zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

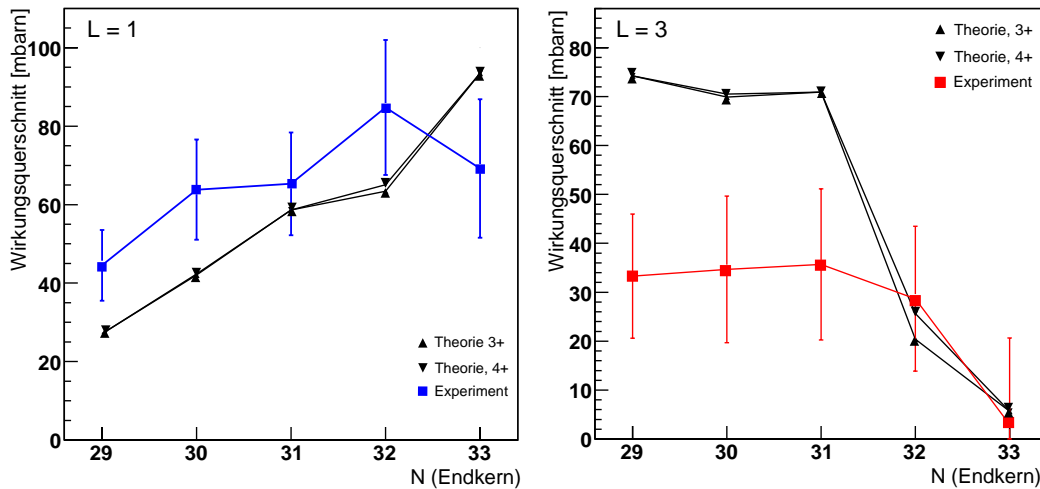


Abbildung 4.19: Links: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen für $L = 1$. Innerhalb der Fehler stimmen die Werte vereinbar. Rechts: Vergleich von Experiment und Theorie für $L = 3$. Für $N = 32$ und $N = 33$ stimmen die Wirkungsquerschnitte nahezu exakt überein. Für $N = 29, 30, 31$ ist der experimentelle Wert etwa einen Faktor zwei zu niedrig.

Interessant ist auch die mögliche Besetzung der Orbitale im Grundzustand. Dazu betrachtet man die jeweiligen spektroskopischen Faktoren. Es kann davon ausgegangen werden, dass das $f_{7/2}$ -Orbital voll besetzt ist, da es den Schalenabschluss bei $N = 28$ bildet. Das $p_{3/2}$ -Orbital sollte naiv betrachtet vom ^{50}Sc zum ^{53}Sc komplett aufgefüllt werden.

Endkern	Spektroskopische Faktoren			
	$n0f_{7/2}$	$n0f_{5/2}$	$n1p_{3/2}$	$n1p_{1/2}$
^{50}Sc	0,040	0,005	0,719	0,000
$^{51}\text{Sc } 3^+$	0,011	0,000	0,444	0,131
$^{51}\text{Sc } 4^+$	0,007	0,000	0,769	0,005
^{52}Sc	0,008	0,000	0,864	0,051
$^{53}\text{Sc } 3^+$	0,007	0,001	0,085	0,805
$^{53}\text{Sc } 4^+$	0,000	0,003	0,033	0,795
^{54}Sc	0,004	0,002	0,059	0,993

Tabelle 4.9: Spektroskopische Faktoren der Grundzustände der Endkerne, jeweils für die einzelnen Orbitale gerechnet [Tos09, Ots09].

Tabelle 4.9 listet die spektroskopischen Faktoren der Grundzustände auf. Besonders auffällig ist, dass im ^{53}Sc das $p_{1/2}$ -Orbital deutlich stärker besetzt ist als das $p_{3/2}$. Dies bedeutet, dass im $p_{3/2}$ nicht, wie zu erwarten wäre, vier Neutronen sitzen, sondern, auch das $p_{1/2}$ von einem Neutronen-Paar bevölkert wird. Im ^{54}Sc ist keine paarweise Aufteilung der Neutronen möglich, da das $p_{1/2}$ -Orbital bereits mit einem Neutron

besetzt ist und nur noch eines aufnehmen kann. Das $p_{3/2}$ -Orbital ist damit ganz gefüllt und das $p_{1/2}$ mit einem Neutron. In keinem der betrachteten Scandium-Isotope ist die Bevölkerung des darüber liegenden $f_{5/2}$ -Orbitals zu erwarten. Das weist auf einen großen Abstand zwischen $p_{1/2}$ und $f_{5/2}$ hin, was den vorhergesagten Schalenabschluss bei $N = 34$ bestätigen würde.

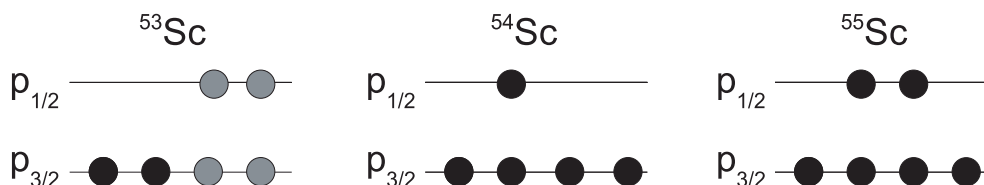


Abbildung 4.20: Mögliche Besetzung der Orbitale in ^{53}Sc , ^{54}Sc und ^{55}Sc . Die grauen Kugeln drücken aus, dass sowohl paarweise Besetzung des $p_{3/2}$ - als auch des $p_{1/2}$ -Orbitals möglich ist.

Abbildung 4.20 zeigt die Besetzung für ^{53}Sc , ^{54}Sc und ^{55}Sc . Die grauen Kugeln symbolisieren, dass sowohl die Besetzung des $p_{3/2}$ - als auch des $p_{1/2}$ -Orbitals möglich ist.

4.4 Kurze Diskussion Teil I

Der Neutron-Knockout konnte für ^{48}Ca und die Scandium Isotope $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ erfolgreich untersucht werden. Der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Knockout Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ wurde zu $77(10)$ mbarn bestimmt. Damit beobachtet man gegenüber theoretischen Vorhersagen eine Reduktion auf 60 %, was konsistent mit Beobachtungen aus anderen Knockout Reaktionen und Elektronen-Knockout ($e,e'p$) ist. Diese Reduktion kann in kurzreichweitigen Korrelationen begründet sein, die zur teilweisen Besetzung von sehr hoch liegenden Orbitalen oberhalb und der teilweisen Entleerung von Orbitalen unterhalb der Fermi-Energie führen [Pan97a].

Die Stärke von $L = 3$ ist gegenüber theoretischen Erwartungen des Schalenmodells stark reduziert, während für $L = 0, 2$ die volle Stärke beobachtet wird. Experimentelle Ursachen dafür konnten nicht identifiziert werden. Es bleibt offen, was die beobachtete starke Reduktion für $L = 3$ verursacht. Eine Möglichkeit wären unter Umständen zusätzliche langreichweitige Korrelationen, die für $f_{7/2}$ aktiv sind, für $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$ jedoch nicht, z.B. Korrelationen mit den $f_{5/2}$ -, $p_{1/2}$ - oder $p_{3/2}$ -Orbitalen.

Optimal funktioniert die Methode bei leichten Kernen, wie z.B. bei ^{24}O . Hier konnte der spektroskopische Faktor exakt bestimmt werden [Kan09].

In den Scandium Isotopen konnte die von der Restwechselwirkung GXPF1A vorhergesagte Reihenfolge der Orbitale $0f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $0f_{5/2}$ verifiziert und damit die Restwechselwirkung als gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse bestätigt werden. Es konnten Hinweise auf den mit dieser Restwechselwirkung vorhergesagten Schalenabschluss bei $N = 34$ gefunden werden.

Insgesamt ist es möglich, mit Hilfe der Kurven mit $L = 1$ und $L = 3$ enthaltenen Fits, die Impulsverteilungen sehr gut zu beschreiben und die Wirkungsquerschnitte

zu bestimmen. Die Abweichung von den mit Schalenmodellrechnungen vorhergesagten Wirkungsquerschnitten für $L = 1$ konnten durch Betrachtung der Verteilung der spektroskopischen Stärken für die verschiedenen beteiligten Orbitale erklärt werden. Jedoch wurde auch hier eine geringere $f_{7/2}$ -Stärke gemessen, als von der Theorie vorhergesagt. Der Grund hierfür ist noch nicht eindeutig verstanden, könnte aber in einer von der Theorie abweichenden Verteilung der spektroskopischen Faktoren liegen.

Teil II

Hochsegmentierte CVD Diamant Detektoren

Kapitel 5

Detektoren für das R³B Experiment

5.1 Das R³B Experiment

Das R³B Experiment an der zukünftigen FAIR Anlage bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten für die Untersuchung der Kernstruktur in exotischen Kernen. Hohe Strahlenergien von ein paar Hundert MeV pro Nukleon erlauben eine quantitative Untersuchung von Reaktionsmechanismen. Aufgrund der hohen Energien können dicke Targets, in der Größenordnung von 1 g/cm^2 verwendet werden. Dies ermöglicht die Durchführung von Experimenten mit sehr niedrigen Strahlintensitäten von wenigen Ionen pro Sekunde. Infolge der starken kinematischen Fokussierung in Vorwärtsrichtung kann volle Akzeptanz auch schon mit moderaten Detektorgrößen erreicht werden.

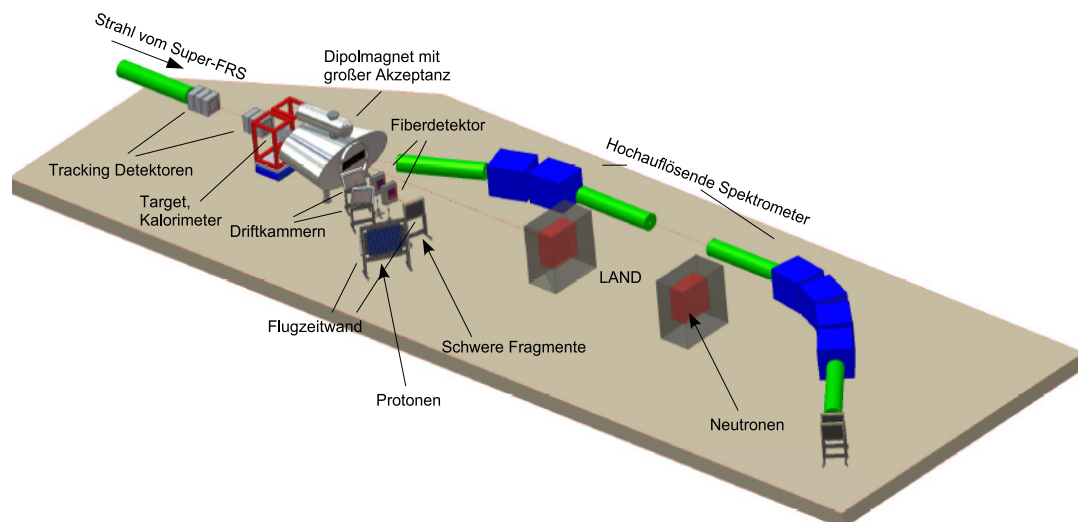


Abbildung 5.1: Aufbau des R³B Experiments. Der Strahl kommt von links vom Super-FRS und wird auf das von einem Kalorimeter umgebene Target geleitet. Die Strahlführung wird mit verschiedenen Tracking Detektoren verfolgt. Nach dem Target befindet sich ein großer supraleitender Dipolmagnet mit hoher Akzeptanz.

Der gesamte geplante Aufbau des R³B Experiments ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Er basiert auf dem erfolgreichen Konzept des LAND/ALADIN Setups. Dort werden - wie bereits eingangs (siehe Kapitel 1.2) erwähnt - zur Identifikation der Fragmente Ort und Energieverlust mit *Positionssensitiven* Silizium Detektoren (PSP) gemessen. Diese sollen zukünftig durch strahlungsharte Diamant Detektoren ersetzt werden, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Der Dipolmagnet ALADIN wird von einem supraleitenden Dipolmagnet abgelöst. Neutronen sollen zukünftig nicht mit LAND, sondern mit dem, u.a. aus RPCs¹ bestehenden, NeuLAND nachgewiesen werden. Außerdem wird auch der, das Target umgebende, *Crystal Ball* durch ein neues Kalorimeter ersetzt.

Der radioaktive Sekundärstrahl kommt dann vom Super-FRS mit einer bis zu 10⁴ mal höheren Intensität als bei den momentanen Experimenten. Auf seinem Weg zum Target messen verschiedene Detektoren die Strahlposition und den Energieverlust und geben das Stoppsignal für die Flugzeitmessung vom dispersiven Fokus des Super-FRS und das Startsignal für die Messungen bis zu den Flugzeitwänden. Das Target ist von einem Kalorimeter umgeben, das die Gammastrahlung misst. Rückstoß-Protonen und -Neutronen werden von einer Silizium-Streifendetektoranordnung und Plastikszintillatoren detektiert. Nach dem Target folgt ein supraleitender Dipolmagnet, der in zwei Modi betrieben werden kann [Aum05b]:

- Modus mit großer Akzeptanz
Schwere Fragmente und leichte geladene Teilchen, wie z.B. Protonen, werden mit einem Dipol großer Akzeptanz abgelenkt und detektiert. Die eindeutige Identifizierung von Masse und Ladung erfolgt über die Messung von Flugzeit und Energieverlust in Szintillatoren. Die Spur der Protonen wird zusätzlich mit zwei Driftkammern, die weniger abgelenkten schweren Fragmente mit zwei Fiber-Detektoren verfolgt. Die nicht abgelenkten Neutronen werden mit dem NeuLAND Detektor nachgewiesen.
- Modus mit hoher Auflösung
Der Dipolmagnet wird mit umgekehrtem Feld zum Modus mit hoher Akzeptanz betrieben und lenkt nun die Fragmente in ein magnetisches Spektrometer ab, das die präzise Messung von Impulsen mit einer Auflösung von bis zu $\Delta p/p \sim 10^{-4}$, z.B. des Rückstoßimpulses der Fragmente in Ein-Nukleon-Knockout Reaktionen und quasifreier Streuung, ermöglicht.

5.2 Anforderungen an Messung und Detektormaterial

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektoren sind für die dispersive Ebene des Super-FRS und die Target-Region des R³B Experiments bestimmt. Sie müssen deshalb verschiedene Anforderungen erfüllen.

Der vom Super-FRS kommende Strahl ist ein Cocktail aus verschiedenen Isotopen. Zur eindeutigen Identifizierung der Fragmente und Bestimmung ihrer vollstän-

¹Resistive Plate Chambers

digen Kinematik, muss der Strahl ab dem dispersiven Fokus des Super-FRS verfolgt werden. Seine Geschwindigkeit muss mit einer Auflösung von $\Delta\beta/\beta < 10^{-3}$ bestimmt werden. Die Strecke zwischen dispersivem Fokus des Super-FRS und Reaktionstarget wird für die Messung der Flugzeit (TOF) verwendet. Bereits mit einer Auflösung von $\sigma\tau < 100$ ps können die Massen der schwersten Fragmente identifiziert werden. Eine Ortsauflösung von $\Delta x = 3$ mm ist ausreichend. Für die hochauflösende Impulsmessung sind die Anforderungen deutlich anspruchsvoller. Im LAND/ALADIN Aufbau wird momentan die Ortsmessung mit Siliziumdetektoren realisiert. Diese sind aber für das R³B Experiment nur bedingt geeignet. Ihre Strahlungshärte ist nicht ausreichende, um die geplanten Intensitäten ohne Strahlschäden zu überstehen. Außerdem müssen segmentierte Detektoren verwendet werden, um Pile-up der Signale zu vermeiden. Um den Untergrund, der durch Winkelstreuung und Impulsverbreiterung entsteht, zu minimieren, darf sich nur so wenig Material wie möglich im Strahl befinden und die Massenbelegung des Materials muss möglichst homogen sein. Um eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \sim 10^{-4}$ zu erreichen, muss die Ortsauflösung $\Delta x < 0,5$ mm sein. Besonders für die Vertex- und Winkel-Rekonstruktion am Sekundärtarget wird sogar $\Delta x \sim 0,2$ mm benötigt [Aum05b].

Im dispersiven Fokus des Super-FRS treten besonders hohe Raten von 10^7 bis 10^8 s⁻¹ exotischer Schwerionen (z.B. ¹³²Sn) auf. Um damit die Detektoren nicht zu schädigen, müssen die verwendeten Detektoren besonders strahlungshart sein. Tabelle 5.1 zeigt die an den verschiedenen Einsatzorten auftretenden Intensitäten.

Detektor für	Super-FRS	R ³ B-Tracking
Abmessungen	50 mm × 400 mm	50 mm × 50 mm 300 mm × 200 mm
Raten	10 ⁸ s ⁻¹	10 ⁶ s ⁻¹

Tabelle 5.1: Anforderungen an die Größe und Ratenfestigkeit der Diamant Detektoren

Je nach Verwendung müssen die Detektoren Flächen von bis zu 50×400 mm² im dispersiven Fokus des Super-FRS, wo der Strahl entsprechend der dort auftretenden breiten Impulsverteilung weit aufgespreizt ist, bzw. 200×300 mm² im Bereich des R³B Trackings, abdecken.

Momentan werden beim FRS TPCs und Vieldraht-Proportionalkammern an Luft für die Ortsmessung verwendet. Der Strahl muss also mehrfach durch Ein- und Austrittsfenster und damit durch viele Materieschichten, die sich zum Teil außerhalb der Fokalebene befinden. Ein weiterer Nachteil ist der besonders langwierige und aufwändige Vorgang der TPC Kalibrierung.

Optimal ist es, für die Orts- und Flugzeitmessung nur eine Art von Detektor zu verwenden, der im Vakuum betrieben wird. Er soll die Messung einer absolute Position ermöglichen und eine gute Zeitauflösung haben. Festkörperdetektoren vermeiden die Verwendung von Ein- und Austrittsfenstern.

5.3 Detektoren aus CVD Diamant

Polykristalliner CVD Diamant eignet sich auf Grund seiner in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Eigenschaften besonders für diese Detektoren.

Diamant ist neben Graphit und Fulleren eine der wichtigsten Modifikationen des Kohlenstoffs. Die Kristallstruktur ist kubisch flächenzentriert, wobei die Kohlenstoffatome tetraedrisch gebunden sind. Es ist das härteste bekannte Mineral. Die große Härte kommt von der sehr hohen Energie der vollständig in sp³-Hybridisierung vorliegenden chemischen Bindungen.

Die größten natürlichen Diamantvorkommen befinden sich in Russland, Afrika, Australien und Kanada. Für Detektoren wird synthetisch hergestellter Diamant verwendet. Es gibt verschiedene Herstellungsmethoden, die häufigst verwendete ist die in Kapitel 5.3.2 dargestellte CVD, *chemical vapour deposition*. Der dabei entstehende Diamant ist bezüglich Reinheit und Eigenschaften mit natürlichem Diamant vergleichbar.

Man unterscheidet zwischen mono- und polykristallinem Diamant. Im Gegensatz zum polykristallinen Diamant besteht ersterer aus einem einzigen großen Kristall. Dies limitiert die Größe, momentan sind monokristalline Diamanten von bis zu etwa 10 × 10 mm² erhältlich. Während polykristalliner CVD Diamant auf homogenen Flächen bis zu 4 Inch hergestellt wird. Beide finden als Detektormaterial Anwendung. Die in der vorliegenden Arbeit besprochenen Detektoren bestehen aus polykristallinem Diamant.

5.3.1 Eigenschaften von Diamant als Detektormaterial

CVD Diamant hat einige herausragende Eigenschaften, die ihn besonders als Detektormaterial für den Nachweis von Schwerionen eignen. Tabelle 5.2 fasst die wichtigsten physikalischen Parameter im Vergleich mit Silizium zusammen.

Die Bandlücke von Diamant ist bei Raumtemperatur mit $E_{gap} = 5,47$ eV sehr hoch. Damit ist er bei Raumtemperatur ein Isolator mit einem Widerstand im Bereich von 10¹³ bis 10¹⁶ Ω·cm. Trotzdem kann er sich wie ein Halbleiter verhalten und findet neben Silizium und Germanium als Halbleiter-Detektor Verwendung.

Besonders seine Strahlungshärte aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit und der hohen Gitterenergie ist ein großer Vorteil im Vergleich zu Silizium und Germanium und erlaubt den Einsatz bei hohen Strahlintensitäten, wie sie bei modernen Experimenten in der Kernphysik auftreten. Die hohe Ladungsträgermobilität von Diamant führt zu schnellen Signalen. Außerdem ist sein Betrieb in einem großen Temperaturbereich möglich. Der hohe innere Widerstand erlaubt es, hohe elektrische Felder von 2-5 V/μm anzulegen. Die große Bandlücke hat kleine Leckströme zur Folge. Ein Nachteil ist die, im Vergleich zu Silizium, höhere Energie, die benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, wodurch bei einer gleichen Menge an deponierter Energie etwa dreimal weniger Ladungsträger erzeugt werden.

Eigenschaften		Diamant	Silizium
Atomladung	Z	6	14
Atomgewicht	A	12,0	28,1
Gitterkonstante	a [Å]	3,57	4,53
Dichte	ρ [g/cm ³]	3,5	2,33
Thermische Leitfähigkeit	[W/cm·K]	20	1,27
Bandlücke	E_{gap} [eV]	5,47	1,12
Innenwiderstand	[Ω ·cm]	$> 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^5$
Mobilität der Löcher	μ_{hole} [cm ² /V·s]	2200	1500
Mobilität der Elektronen	μ_e [cm ² /V·s]	1600	600
Dielektrizitätskonstante	ϵ	5,7	11,9
Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars	W_a [eV]	12,84	3,6
Strahlungslänge	X [cm]	12,03	9,4
Gitterenergie	E_{lett} [eV]	80	24

Tabelle 5.2: Vergleich der Eigenschaften von Diamant und Silizium

5.3.2 Herstellung von polykristallinem CVD Diamant

Mit der Herstellung von CVD Diamant wurde in den frühen 1980er Jahren begonnen. In Europa sind die beiden führenden Hersteller die Firma Diamond Detectors Ltd.², ehemals DeBeers, in Großbritannien und die Firma Diamond Materials GmbH³, die aus dem Fraunhofer Institut in Freiburg hervorgegangen ist.



Abbildung 5.2: [Diamo] Links: Foto eines Plasma-Reaktors zur Herstellung von polykristallinem CVD Diamant. Das Plasma (Mitte) befindet sich innerhalb des eiförmigen Aluminium-Behälters. Rechts: Schematischer Aufbau und Funktionsweise des Plasma-Reaktors. Der Mikrowellengenerator erzeugt einen Plasmaball, der sich über dem auf 700 bis 1200° C aufgeheizten Substrat befindet. Das Methangas wird aufgespalten und die zurückbleibenden Kohlenstoffatome lagern sich auf dem Substrat ab, wie in Abbildung 5.3 gezeigt.

²16 Flatsbridge Business Centre, Upton Road, Poole, Dorset BH 17 7AF, UK, <http://www.diamonddetectors.com>

³Tullastr. 72, 79108 Freiburg, <http://www.diamond-materials.de>

Die Herstellung von CVD Diamant erfolgt in einem sogenannten Plasma-Reaktor, wie er in Abbildung 5.2 links zu sehen ist. Ein Gas, bestehend aus Methan, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff, befindet sich bei einem Druck von 1 bis 100 mbar in dem eiförmigen Aluminium-Behälter des Reaktors direkt über einem auf eine Temperatur von 700 bis 1200° C geheizten Substrat. Typischerweise werden polierte Silizium Wafer verwendet, deren Oberfläche mit Diamantstaub vorbehandelt wurde. Ein Mikrowellen-generator produziert einen Plasmaball (siehe Abbildung 5.2, Mitte), in dem die Wasserstoffmoleküle aufgespalten werden. Ebenso wird von dem Methan ein Wasserstoffatom abgespalten. Das Methanradikal lagert sich besonders an den Stellen an, wo gerade ein Wasserstoffatom entfernt wurde. Dabei entsteht langsam, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, Schicht für Schicht Diamant.

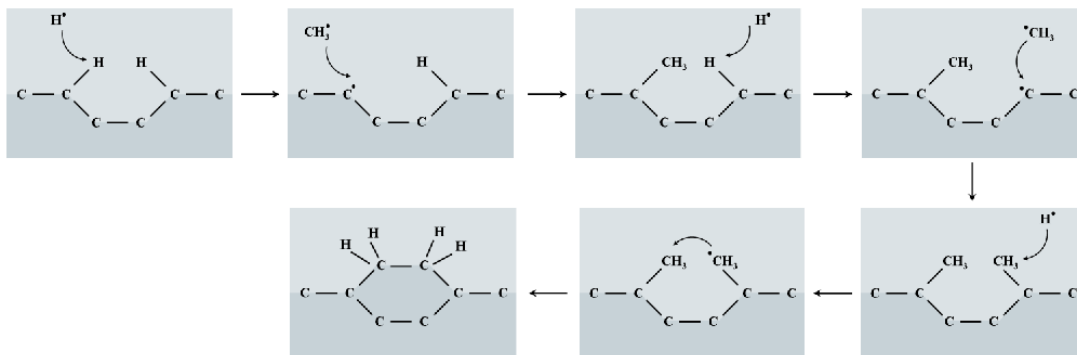


Abbildung 5.3: Herstellung von polykristallinem CVD Diamant: Im Plasma liegt der Wasserstoff in Form von Radikalen vor. Diese verbinden sich mit Wasserstoffatomen, die am Substrat angelagert sind zu Wasserstoffmolekülen und hinterlassen ein Kohlenstoffradikal. Daran lagert sich ein Methylradikal an. Sind zwei Methylradikale angelagert, entreißt ein weiteres Wasserstoffradikal einem Methylrest ein Wasserstoffradikal und hinterlässt ein neues Radikal, das sich mit dem anderen Methylrest verbinden kann und somit eine neue Schicht an Kohlenstoffatomen gebildet hat.

Die Dicke kann bis zu einigen Zentimetern betragen. Die Wachstumsgeschwindigkeiten sind typischerweise 1 μm pro Stunde, maximal ist bis zu 1 mm pro Stunde möglich. Dies geht aber auf Kosten der Qualität. Abbildung 5.4 zeigt links die Seitenansicht eines Diamantwafers und rechts die Aufsicht. Die einzelnen Kristallite sind bei beiden Ansichten deutlich zu erkennen. In der Seitenansicht ist das Wachstum in Spalten zu sehen.

Seit einiger Zeit ist polykristalliner CVD Diamant in Scheiben mit einem Durchmesser von bis zu 6 Inch (entsprechend 152,4 mm) und Dicken von 12 μm bis 2 mm erhältlich. Dies ist für die Detektoren im geplanten Einsatzbereich ausreichend. Mit einem Laser kann der Wafer in eine beliebige Form geschnitten werden. Die Ränder müssen dann nachbehandelt werden, da sie nach dem Schneiden leitfähig sind. Abbildung 5.5 zeigt ein Foto eines polierten 5 Inch Wafers.

Der zugeschnittene Diamant wird für den Einsatz als Detektor metallisiert und segmentiert. Näheres dazu in Kapitel 5.3.3.

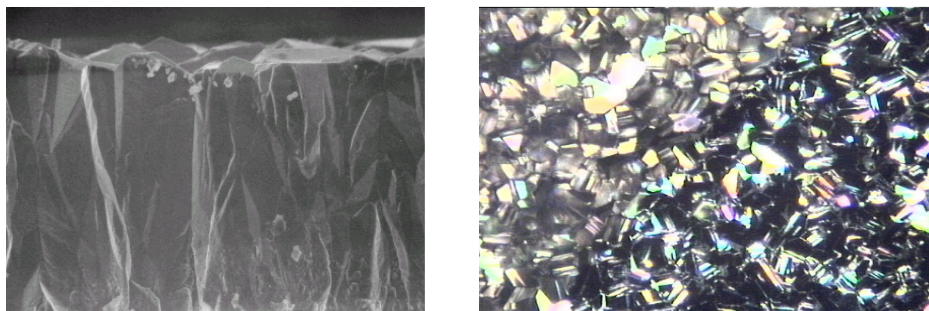


Abbildung 5.4: Seitenansicht (links) und Aufsicht (rechts) eines Diamantsubstrats. Die einzelnen Kristallite sind in beiden Fotos deutlich zu erkennen. In der Seitenansicht wird das Wachstum der Diamantkristallite deutlich.

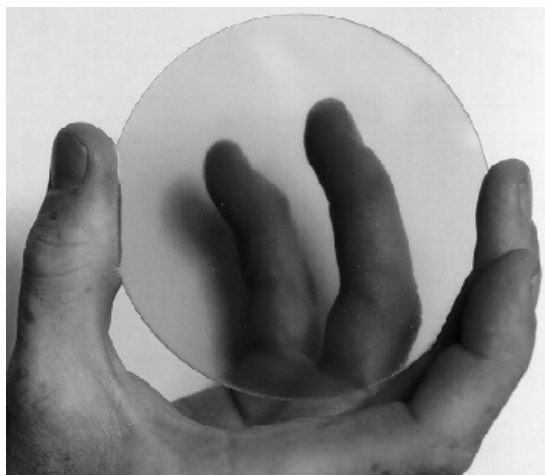


Abbildung 5.5: Das Foto stammt von De Beers Industrial Diamond Division (UK) und zeigt ein poliertes, 5 Inch großes Diamantsubstrats. Die Durchsichtigkeit des Diamants für sichtbares Licht rührt von der großen Bandlücke her [Bol06].

5.3.3 Herstellung der Diamant Detektoren

Die Diamanten werden zugeschnitten und ein- oder beidseitig poliert von den Herstellern geliefert. Die weitere Bearbeitung wird an der TU München durchgeführt. Zunächst wird das Detektormaterial gereinigt und die Oberfläche mit Sauerstoff behandelt, um Oberflächenleitung zu vermeiden. Dies geschieht mit einer Mischung bestehend aus 2/3 Schwefelsäure und 1/3 Wasserstoffperoxid. Danach wird gespült und bei 150° C getrocknet.

Die Vorder- und Rückseite der Diamanten kann nun segmentiert werden. Dazu werden zwei Methoden eingesetzt, das Schattenverfahren und das lithographische Verfahren. Die Vorderseite wird lithographisch mit Aluminium metallisiert. Dazu wird die polierte Seite mit einer 800 nm dicken Schicht Aluminium bedampft. Diese wird in einer Lackschleuder bei 4000 U/min mit 1 μm Fotolack bedeckt. Durch eine chrombeschich-

tete Glasmaske, die ein Muster mit den gewünschten Streifen enthält, wird dieser mit UV-Licht belichtet und anschließend entwickelt. Mit einer Mischung aus Phosphorsäure, Essigsäure und Salpetersäure wird das Aluminium an den Stellen weggeätzt, wo sich kein Lack befand. Zum Schluss wird der Fotolack durch Auflösen in Aceton entfernt. Das Ergebnis sind deutlich voneinander getrennte Mikrostreifen. Lithographie kann nur auf polierten Flächen durchgeführt werden. Bei einseitig polierten Diamanten wird die unpolierte Seite über einer Maske, die mit 50 μm Drähten bespannt ist, mit Aluminium bedampft. So entsteht die Segmentierung direkt ohne weitere Arbeitsschritte. Als letzten Schritt wird der Detektor mehrere Stunden bei 300° C gebacken.

5.4 R³B Detektor Konzept

Um die Materieschichten im Strahl möglichst gering zu halten, werden mit einem Detektor zwei Messungen durchgeführt. Dabei wird eine Seite für die Ortsmessung, die andere für die Zeitmessung verwendet. Dementsprechend werden die beiden Seiten unterschiedlich segmentiert, für die Ortsmessung mit 150 - 200 μm breiten Mikrostreifen mit einem Abstand von 10 bis 20 μm und für die Zeitmessung 2 mm breite Streifen mit einem Abstand von 50 μm .

Für die Detektoren vor dem R³B-Target sind Größen von 50 × 50 mm² geplant. Polykristalliner CVD Diamant ist seit ein paar Jahren in dieser Größe in Dicken ab 50 μm erhältlich. Ein guter Kompromiss zwischen möglichst wenig Materie im Strahl und guter Handhabung ist eine Dicke von 100 μm .

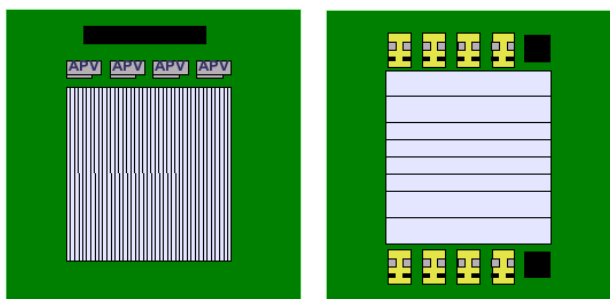


Abbildung 5.6: Layout der Detektoren für die Orts- und Zeitmessung. Der Diamant ist 50 × 50 mm² groß. Für die Ortsmessung wird eine hohe Segmentierung gewählt. Für die Zeitmessung ist eine grobe Segmentierung ausreichend.

Im dispersiven Fokus des Super-FRS muss eine Fläche von 50 × 400 mm² abgedeckt werden. Es ist nicht möglich Diamantsubstrate dieser Größe in einem Stück herzustellen. Deshalb muss dieser Detektor aus einzelnen kleineren Detektoren zusammengesetzt werden, wie in Abbildung 5.7 für die Seite der Ortsmessung gezeigt.

Der Spalt der jeweils zwischen den einzelnen Detektoren entsteht, beeinträchtigt die Messung nicht wesentlich. Es gibt immer Totzonen am Rand von Detektoren. Der Mindestabstand durch mechanische Genauigkeit ist ca. 100 μm . Die Totzonen gehen

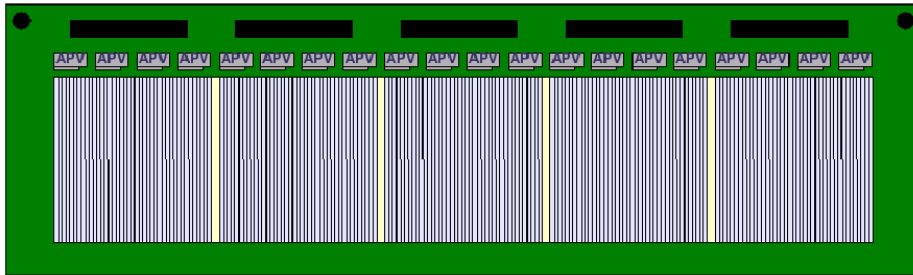


Abbildung 5.7: Layout des Detektors im dispersiven Fokus. Er wird aus mehreren $50 \times 50 \text{ mm}^2$ großen Diamanten zusammen gesetzt. Auch hier dient wieder eine hochsegmentierte Seite zur Ortsmessung.

nur linear in die Effizienz ein. Teilchen die aufgrund dieser Spalte nicht nachgewiesen wurden gehen nicht mit in die Analyse ein und reduzieren die Statistik nur minimal.

Die Zusammensetzung der Rückseite gestaltet sich schwieriger. Ein Bonden von Streifen zu Streifen, um einen sehr langen Streifen zu erhalten ist sehr schwierig, da dies sozusagen in der Luft geschehen müsste und dabei eine Beschädigung der einzelnen Detektoren leicht möglich wäre. Außerdem würde dies in einer sehr großen Kapazität resultieren, da diese direkt proportional zur Fläche ist. Darüber hinaus ist dann eine Anpassung der Leitung solch schneller Signale praktisch nicht möglich. Es muss also noch an einem endgültigen Layout gearbeitet werden.

Ein Ansatz wäre, die Timing Streifen nicht waagerecht zu segmentieren, sondern die Streifen um 45° zu neigen, wie in Abbildung 5.8 dargestellt. Dann ist allerdings in jedem Fall eine 2D Ortskorrektur vorzunehmen. Um die gleiche Ortsauflösung wie im Fall der waagerechten Streifen zu erreichen, muss die Streifenbreite um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner sein.

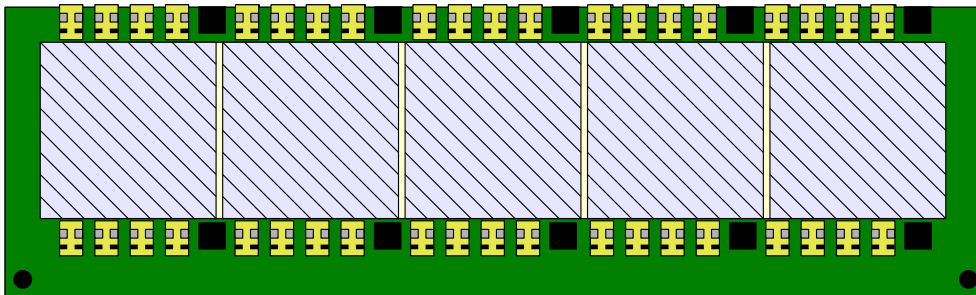


Abbildung 5.8: Die grob segmentierte Seite des großen Detektors muss etwas modifiziert werden, da sehr lange y-Streifen nicht praktikabel sind. Die Abbildung zeigt ein mögliches Layout. Um die gleiche Ortsauflösung zu erreichen, müssen die Streifen um $\sqrt{2}$ schmaler sein.

Kapitel 6

Charakterisierung

6.1 Testdetektoren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden über 100 einzelne Diamantproben auf ihre Eigenschaften und Verwendbarkeit getestet, um die optimalen Herstellungsparameter zu finden (siehe Kapitel 6.2). Die Proben wurden von zwei Herstellern geliefert, dem IAF Fraunhofer Institut in Freiburg, inzwischen Diamond Materials und von Element-six (ehemals deBeers), jetzt Diamond Detectors. Für die Tests wurde ein Universalboard entwickelt und mit einem einfachen Testdetektor der Größe $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bestückt. Dieser war mit Aluminium grob (4×4 oder 8×4 Streifen (siehe Abbildung 6.1, links)) oder fein (64×4 Streifen (siehe Abbildung 6.1, rechts)) in x- und y-Richtung segmentiert.

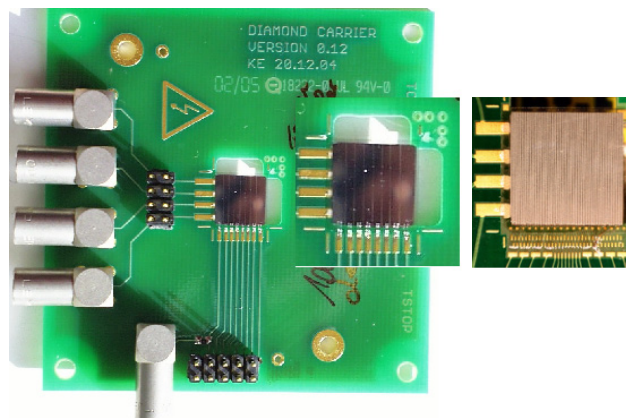


Abbildung 6.1: Für die systematische Untersuchung verschiedener Diamantproben wurden kleine $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Testdetektoren hergestellt. Links ist eine grobe Segmentierung (8×4 Streifen), rechts eine feine (64×4 Streifen) gezeigt.

Die Auslese erfolgte ladungsintegrierend für jeden einzelnen Kanal mit MICRO-CSA Vorverstärkern. Die angelegte Feldstärke betrug $2,5 \text{ V}/\mu\text{m}$.

6.2 Detektoraufbau am Tandem-Beschleuniger in Garching

Alle Messungen und Tests der Materialeigenschaften wurden mit 1 cm^2 großen, in Kapitel 6.1 vorgestellten Testdetektoren am Tandem-Beschleuniger des MLL¹ in Garching durchgeführt. Ziel dieser Messungen war es, die Eigenschaften und damit Eignung der unterschiedlichen Proben zu überprüfen und bekannte Werte [RD42C, Ada00a, Ada00b, Ada03] an Proben, die mit neuen Anlagen und Verfahren hergestellt wurden, zu reproduzieren.

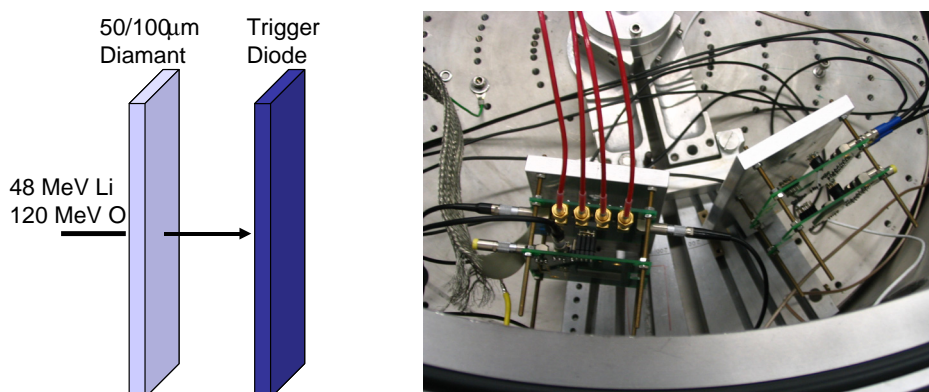


Abbildung 6.2: Links: Schematischer Aufbau bei den Testmessungen am Tandem-Beschleuniger. Hinter den Diamant Detektor wird eine Silizium Diode gebaut, die das Triggersignal liefert. Rechts: Anordnung des Diamant Detektors und der Diode in der Streukammer. Dieser Aufbau ist zweifach eingebaut, da die Streukammer sich auf einem Drehteller befindet und so jeweils eine Anordnung in den Strahl gedreht werden kann.

Die Messungen werden in einer Vakuumkammer durchgeführt. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Wie die schematische Skizze zeigt, wird hinter einen 50 bzw. 100 μm dicken Diamantdetektor eine Siliziumdiode, die das Triggersignal generiert und den Strahl stoppt, eingebaut. Da die Diode mit $5 \times 5 \text{ mm}^2$ immer kleiner als der Diamantdetektor gewählt wurde, ist so auch eine Effizienzmessung und Dickenbestimmung an den Diamanten möglich. Auf dem Foto auf der rechten Seite ist die Streukammer mit zwei Gruppen bestehend aus Diamant und Diode zu sehen. Zur Messung wurde jeweils eine in den Strahl gedreht. Als Strahlen wurde ${}^7\text{Li}$ mit einer Energie von 48 MeV und ${}^{16}\text{O}$ mit einer Energie von 120 MeV verwendet. Sein Durchmesser betrug ca. 2 bis 3 mm. Die Raten lagen zwischen 1 kHz und mehreren MHz.

6.3 Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz

Die Ladungssammlungseffizienz ε_s macht eine Aussage über den Prozentsatz der Signalamplitude, die mit einem ladungsintegrierenden Vorverstärker an den Elektroden

¹Maier-Leibnitz-Labor

gemessen werden kann. Rechnerisch lässt sich die Anzahl der Elektron-Loch-Paare, die im Material erzeugt werden durch $N_e = \Delta E/W_a$ ermitteln.

Beim einkristallinen CVD Diamant ist die Ladungssammlungseffizienz nahezu 100 % [Ber03], während sie beim polykristallinen deutlich niedriger liegt. Das kommt zum Einen daher, dass die erzeugte Ladung im polykristallinen Diamant über die Korngrenzen hinweg driften müsste. Aber auch im Material befinden sich Störstellen an denen es zu Rekombinationen kommt, da die Ladungsträger gefangen werden, so dass diese Ladung verloren geht und nicht zum Signal beiträgt.

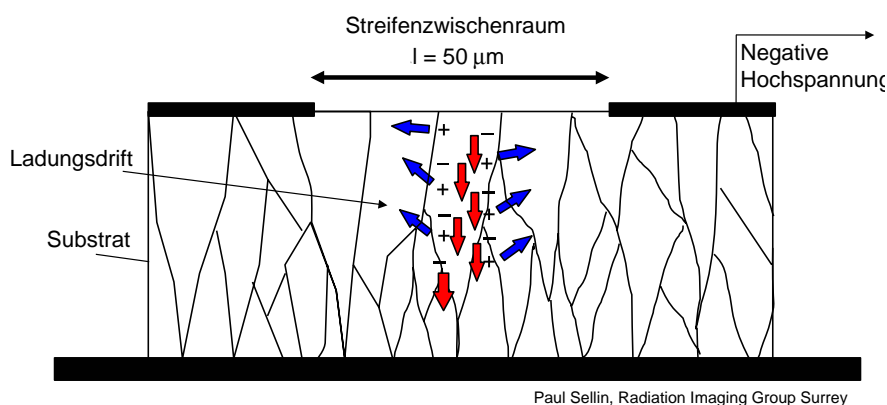


Abbildung 6.3: Die Skizze zeigt schematisch den Schnitt durch einen polykristallinen Diamantdetektor. Bei Durchgang eines geladenen Teilchens werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die mit Hilfe der angelegten Spannung abgesaugt werden. Die Ladungsträger können nicht über die Korngrenzen hinweg driften und gehen somit dort verloren. Dadurch reduziert sich die Ladungssammlungseffizienz.

Abbildung 6.3 zeigt schematisch einen polykristallinen Diamant, bei dem an die Oberseite negative Spannung angelegt wird. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden entlang des Weges freie Ladungsträger erzeugt. Diese werden nun von der auf Spannung liegenden Ober- und Unterseite abgesaugt. Erfolgt dies senkrecht zur Oberfläche, können die Ladungen eine relativ weite Strecke driften und leben dementsprechend lange. Ist die Driftstrecke hingegen parallel zur Oberfläche, also senkrecht zu den Korngrenzen, ist die Lebensdauer und die gedriftete Wegstrecke deutlich kürzer. Dadurch wird weniger Ladung an den Elektroden induziert. Die Ladungssammlungseffizienz ist also von der Länge der Driftstrecke und damit von der Größe der Kristallite abhängig.

Die Messung der Ladungssammlungseffizienz wurde mit einem 120 MeV ^{16}O Strahl durchgeführt. Wie oben beschrieben, kam das Triggersignal von einer Siliziumdiode, die den Strahl stoppte. Die Energie, die nicht schon im Diamant verloren wurde, wird von der Diode aufgenommen. Die im Diamant deponierte Energie kann mit dem Energieverlust-Programm ATIMA² berechnet werden. Für einen 50 μm dicken Diamant beträgt der mittlere Energieverlust eines 120 MeV ^{16}O Strahl etwa 42,8 MeV.

²<http://www-linux.gsi.de/~weick/atima/atima.html>

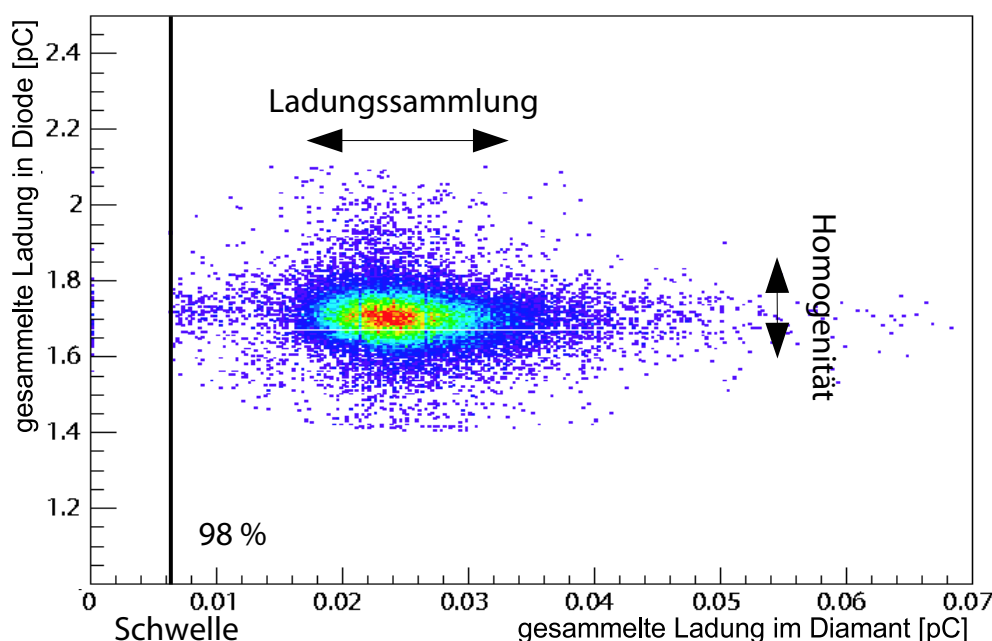


Abbildung 6.4: Hier ist die gesammelte Ladung in der Diode gegen die gesammelte Ladung im Diamant Detektor aufgetragen. 25 fC entsprechen einer Ladungssammlungseffizienz von ca. 30 %. Die schmale Breite der Verteilung in der Diode zeigt, die Dickenhomogenität des Diamantsubstrat. 98 % aller Teilchensignale im Diamantdetektor liegen oberhalb einer Schwelle.

Abbildung 6.4 zeigt die gesammelte Ladung in der Diode gegen die gesammelte Ladung in dem Diamant Detektor. Eine im Mittel gesammelte Ladung von 25 fC im Diamant entspricht einer Ladungssammlungstiefe von etwa $15 \mu\text{m}$. Die Messung wurde mit einem $50 \mu\text{m}$ dicken Diamant durchgeführt, d.h. es ergibt sich eine Ladungssammlungseffizienz von etwa 30 %.

6.4 Bestimmung der Nachweiseffizienz für schwere Ionen

In Abbildung 6.4 sieht man, dass die Verteilung der deponierten Energie in der Diode sehr schmal ist. Das bedeutet, dass die Dicke des Diamantsubstrats sehr homogen ist. ATIMA Berechnungen ergeben eine typische Energiestreuung von $\frac{\sigma E}{E} = 1.07 \%$. Aus der gemessenen Breite von 4,93 % lässt sich eine Obergrenze für die Dickenschwankung von $\pm 0,4 \text{ mg/cm}^2$ entsprechend $\pm 1 \mu\text{m}$ ermitteln. Weiterhin fällt auf, dass etwa 98 % aller Teilchen oberhalb einer Schwelle bei 25 % der mittleren Signalamplitude liegen. Vergleicht man diesen Wert mit der von der metallisierten Fläche abgedeckten Anteil (siehe Abbildung 6.5), entdeckt man eine gute Übereinstimmung. Dies legt nahe, dass die Ineffizienz von 2 % von den nicht metallisierten Flächen zwischen den Segmenten herrühren könnte. Dieser Zusammenhang wurde im Folgenden genauer untersucht.

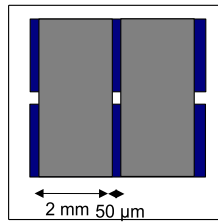


Abbildung 6.5: Die Abbildung zeigt die Segmentierung der Testdetektoren. Ein Streifen ist jeweils 2 mm breit, dazwischen befindet sich eine Lücke von $50 \mu\text{m}$. Dies ergibt eine kontaktierte Fläche von 98 %.

6.5 Bestimmung der Kristallitgrößen und der räumlichen Amplitudenverteilung mit SNAKE

Die Abkürzung SNAKE steht für supraleitendes Nanoskop für angewandte kernphysikalische Experimente. Wie Abbildung 6.6 zeigt, ist SNAKE eine Kombination aus Mikroschlitzten und einem hochpräzisen supraleitenden Fokussiermagnet [Dat03] mit dem der Schwerionenstrahl des Münchener Tandembeschleunigers auf eine Fläche mit einem Durchmesser $d < 1 \mu\text{m}$ abgebildet werden kann. Damit ist es möglich, die Größe der Kristallite in polykristallinen Diamantsubstraten zu vermessen und die Verteilung der räumlichen Amplitude und damit der lokalen Ladungssammlung zu bestimmen.

Wie in Abbildung 6.6 schematisch gezeigt, gelangt der Strahl von links in den Kryostat, in dem sich eine elektrostatische Ablenkeinheit und ein System supraleitender Multipollinsen befinden. Er verlässt durch ein Kaptonfenster das Vakuumstrahlrohr und trifft auf den etwa $10 \mu\text{m}$ entfernten Diamant Detektor. Dieser wird mit Hilfe eines Mikroskops, das wie in Abbildung 6.6 gezeigt hinter dem Diamant eingebaut ist in die richtige Position gebracht werden. Mit der elektrostatischen Ablenkeinheit kann der Strahl nun in x- und y-Richtung verschoben und somit der Detektor Punkt für Punkt in Mikrometerschritten abgescannt werden. An jedem der 60×120 Messpunkte werden genau 128 Ionen einzeln deponiert. Das Mikroskop wird dazu zurückgefahren und eine Silizium PIN-Diode direkt hinter dem Diamant Detektor eingebaut, die das Triggersignal liefert. Das linke Foto der Abbildung 6.7 zeigt den ganzen Aufbau, auf dem rechten Foto ist die Austrittsdüse und die Position des Detektors abgebildet. Verwendet wird ein $48 \text{ MeV } ^7\text{Li}$ Strahl, da er zum Einen bereits eine relativ große Energiemenge im Diamant deponiert und zum Anderen noch durch den Diamant hindurch geht und erst in der sich dahinter befindenden Diode gestoppt wird.

Die Messung wird in zwei verschiedenen Modi durchgeführt:

- Überblickscan
Die Schrittweite beträgt $10 \mu\text{m}$ in x- und $5 \mu\text{m}$ in y-Richtung. Die abgescannte Fläche ist $600 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$.
- Feinscan
Hier ist die Schrittweite $3 \mu\text{m}$ in x- und $2 \mu\text{m}$ in y-Richtung, womit eine Fläche

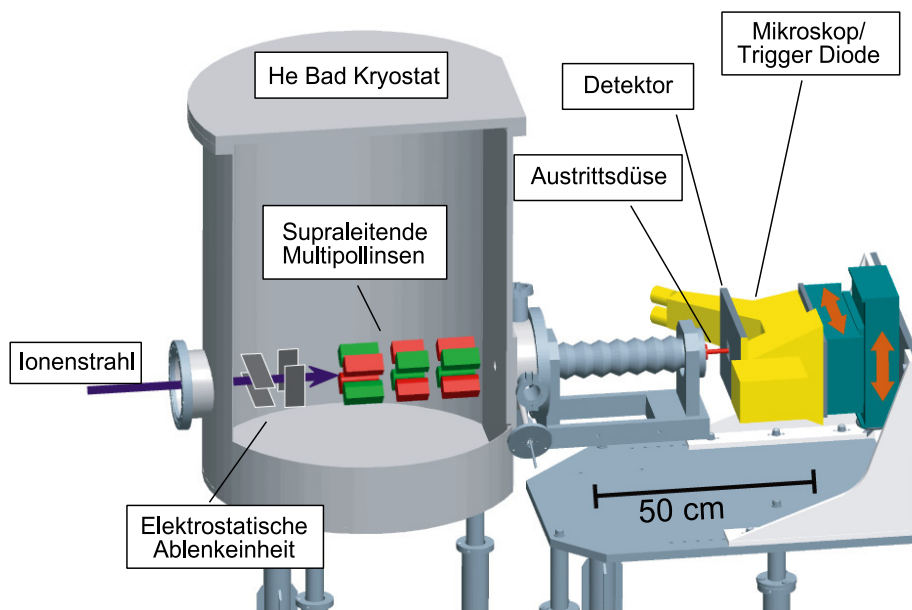


Abbildung 6.6: SNAKE steht für Supraleitendes Nanoskop für angewandte kernphysikalische Experimente. Der Strahl kommt von links und wird in einem Helium Bad durch supraleitende Multipollinsen auf einen Durchmesser von etwa $1 \mu\text{m}$ fokussiert. Er tritt durch eine Düse aus dem Vakuum aus und trifft auf den an Luft befindlichen Diamant Detektor. Mit der elektrostatischen Ablenkeinheit kann der Strahl in x- und y-Richtung verschoben werden. Der Detektor wird in beiden Richtungen in Mikrometer Schritten abgescannt.

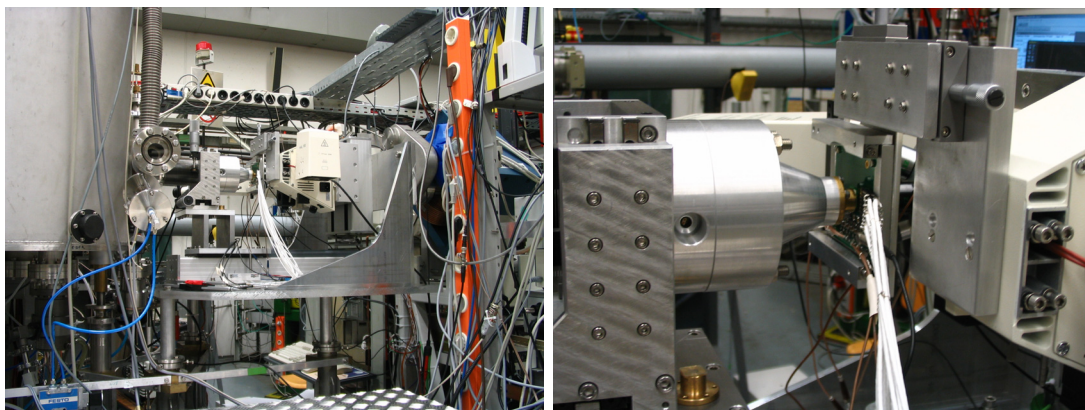


Abbildung 6.7: Das Foto zeigt links oben den He Bad Kryostat weiter ist die Austrittsdüse und der Detektor mit der Diode zu sehen. Auf der Vergrößerung ist die Austrittsdüse und der Detektor genauer zu sehen. Dahinter befindet sich die Triggerdiode und das Mikroskop.

von $180 \mu\text{m} \times 240 \mu\text{m}$ abgedeckt wird.

Mit einem dünnen Gold-Gitter bekannter Größe (500 Mesh) kann die Messung geeicht werden. Das Gitter wird in beiden Modi abgescannt. Dabei ergeben sich die in

6.5. Bestimmung der Kristallitgrößen und der räumlichen Amplitudenverteilung mit SNAKE67

Abbildung 6.8 zeigt die Amplitudenverteilungen. Oben ist jeweils ein Foto des Gitters gezeigt, darunter der zugehörige Scan.

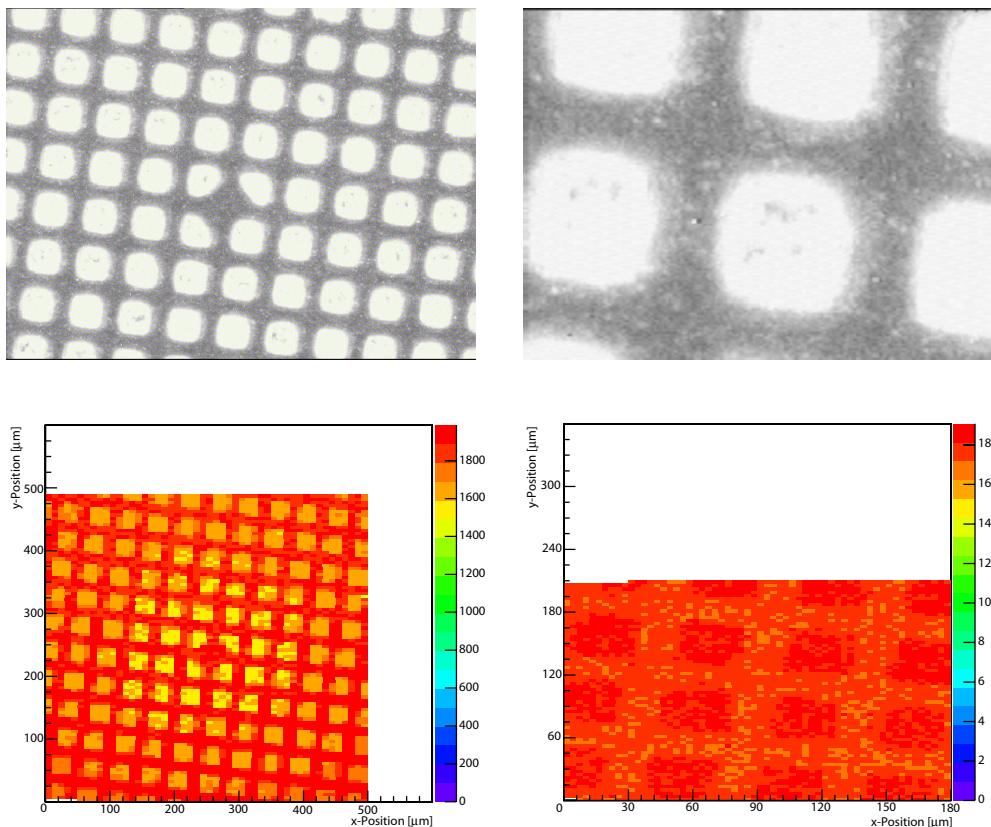


Abbildung 6.8: Eichung der SNAKE-Apparatur: Oben ist ein Gitter bekannter Größe (500 Mesh) abgebildet, links in dem Grob-Scan entsprechender Vergrößerung, rechts entsprechend dem Fein-Scan, darunter jeweils die zugehörige gemessene Amplitudenverteilung der Energiedeposition der Ionen nach Durchgang durch das Gitter.

Abbildung 6.9 zeigt mit dem Mikroskop aufgenommene Fotos eines Diamantdetektors, links mit 10-facher, rechts mit 40-facher Vergrößerung. Der in der Mitte erkennbare dunklere Streifen ist der Spalt zwischen zwei Streifen der Aluminium-Beschichtung. Das Substrat stammt von Element-six, ist $100 \mu\text{m}$ dick und grob segmentiert. Da es unpoliertes Substrat ist, sind die Kristallite zu sehen. Ihre Größe variiert über das gesamte Substrat.

Im Überblickscan eines Mikrostreifens (Abbildung 6.10 links) ist bereits zu sehen, dass die räumliche Amplitudenverteilung nicht homogen ist, sondern Minima und Maxima aufweist. Auch der Spalt zwischen zwei Streifen ist zu erkennen. Mit dem Fein-Scan (Abbildung 6.10 rechts) werden die Kristallite deutlich sichtbar, kleine Kristallite mit ca. $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ und große mit ca. $50 \times 70 \mu\text{m}^2$.

Im Fein-Scan lässt sich überprüfen, wie groß die Unterschiede in der Ladungssammlung innerhalb bzw. zwischen den Kristalliten sind. In Abbildung 6.11 ist links die

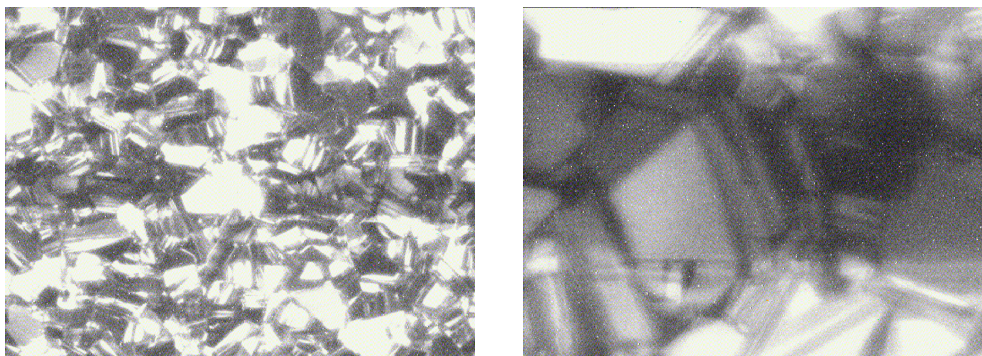


Abbildung 6.9: Foto eines $100\ \mu\text{m}$ dicken Diamantsubstrats von Element-six mit segmentierter Metallisierung, links in 10 facher, rechts in 40 facher Vergrößerung aufgenommen. In der Mitte ist jeweils ein dunklerer Streifen zu erkennen. Dies ist der $50\ \mu\text{m}$ breite Spalt zwischen zwei Streifen der Metallisierung.

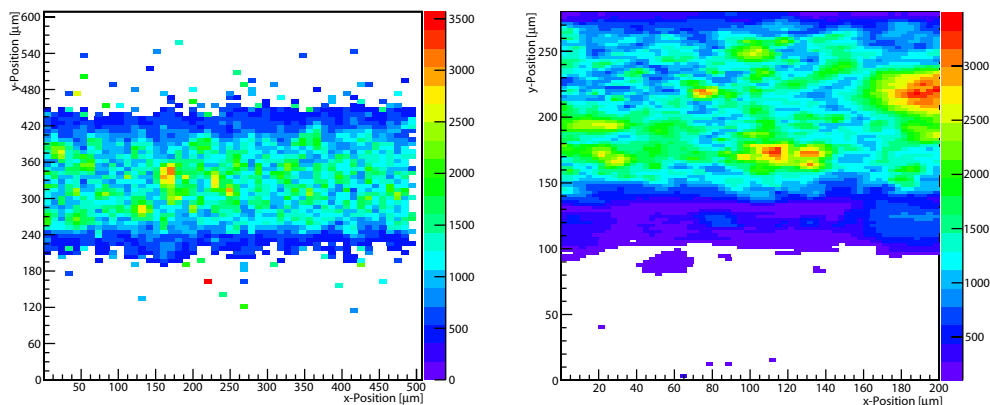


Abbildung 6.10: Links der überblickscan eines Mikrostreifens, rechts der Feinscan des gleichen Streifens. Im Feinscan sind die Kristallite deutlich zu sehen.

Ladungssammlung im gesamten Scanbereich gezeigt. In der Mitte wurde auf den Bereich zwischen den Kristalliten geschnitten und rechts direkt auf den Bereich eines großen Kristallits. Zwischen den Kristalliten ist die Ladungssammlung deutlich niedriger als direkt in einem Kristallit. Es bietet sich also an, den Amplituden- und damit Ladungssammlungs-Abfall zwischen zwei Streifen anzuschauen, um herauszufinden, wie stark die Ladungssammlung in diesem Bereich abnimmt.

Dies ist in Abbildung 6.12 für die Rückseite eines segmentierten Detektors gezeigt, links der Überblickscan und rechts die Projektion der y -Richtung. Die Amplitude im Spalt zwischen zwei Streifen fällt deutlich (etwa 70 %) ab. Dieser Abfall ist ca. $40\ \mu\text{m}$ breit, der Spalt zwischen zwei Streifen $50\ \mu\text{m}$. Typischerweise scheinen die Kristallite 5 bis $10\ \mu\text{m}$ über das Streifenende hinaus in die Lücke zu reichen.

Eine interessante Frage ist nun, wie sich die Ladungssammlung in einem hochsegmentierten Detektor verhält, der einen Streifenabstand von $30\ \mu\text{m}$ aufweist. Dazu wird,

6.5. Bestimmung der Kristallitgrößen und der räumlichen Amplitudenverteilung mit SNAKE69

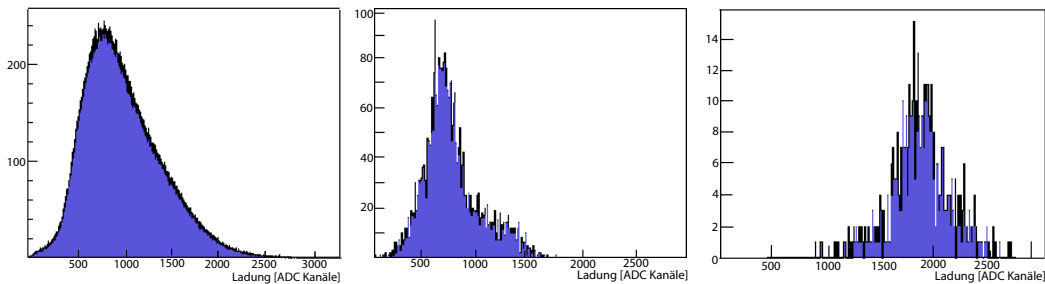


Abbildung 6.11: Links die im gesamten Bereich gesammelte Ladung, in der Mitte die Ladungssammlung im Bereich kleiner Kristallite bzw. zwischen den Kristalliten, rechts die Ladungssammlung in einem großen Kristallit.

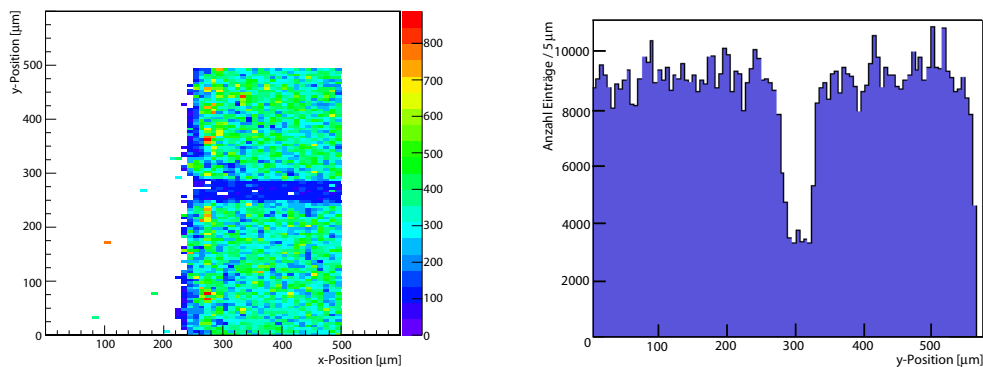


Abbildung 6.12: Links sind die Amplituden im Überblickscan gezeigt, rechts die y-Projektion. Der Abfall der Amplitude im Spalt zwischen zwei Streifen ist deutlich sichtbar. Die Breite dieses Abfalls ist etwa $40 \mu\text{m}$, der Spalt $50 \mu\text{m}$.

wie in Abbildung 6.13 gezeigt, der Feinscan der Vorderseite eines solchen Detektors betrachtet.

Hier sieht man, dass es keinen Amplitudenabfall gibt, wenn die Kristallite groß genug sind, im Bereich kleinerer Kristallite ist aber noch ein kleiner Effekt zu sehen. Die Kristallitgröße kann aber durch Aufwachsen deutlich dickerer Schichten von mindestens $500 \mu\text{m}$ signifikant vergrößert werden. Damit muss aber ein großer Teil des Materials wieder von der Substratseite des Wafers abpoliert werden um $100 \mu\text{m}$ dicke Detektoren zu erhalten. Dies erhöht Aufwand und Preis zur Herstellung der polykristallinen CVD Schichten erheblich. Eine Möglichkeit die Ineffizienz zu reduzieren, ist die Breite des Spalts zu minimieren. In der Abbildung ist der Amplitudenabfall etwa 15 bis $20 \mu\text{m}$ breit, der Abstand zweier Streifen beträgt $30 \mu\text{m}$. Die Messung zeigt, dass vollständige Effizienz damit zu erreichen ist, dass der Spalt kleiner als die Kristallitgröße ist. Bei einer Spaltgröße von etwa 15 bis $20 \mu\text{m}$ sollte dies gegeben sein. Mit lithographischer Segmentierung ist dies möglich.

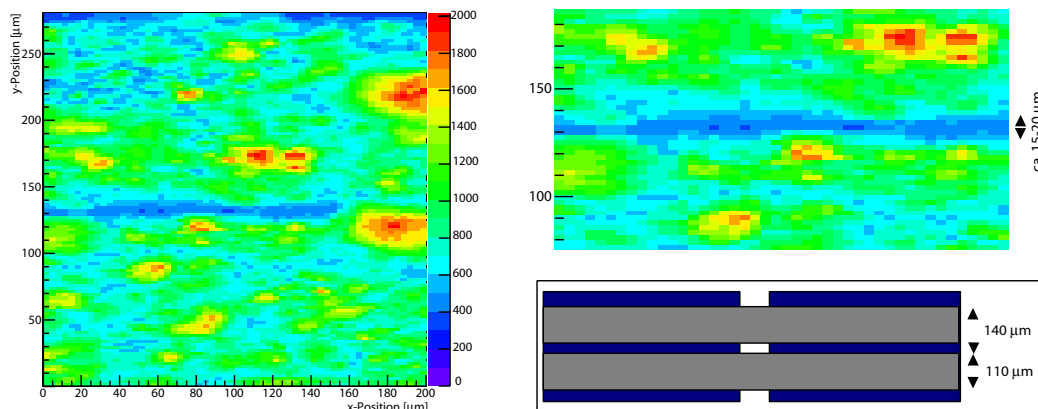


Abbildung 6.13: Links ist der Feinscan eines hochsegmentierten Detektors mit einem Segmentabstand von $30 \mu\text{m}$ zu sehen. Der Amplitudenabfall zwischen zwei Streifen ist auch hier vorhanden. Am rechten Rand des Spalts wird aber deutlich, dass große Kristallite diesen Abfall reduzieren bzw. komplett unterdrücken. Rechts oben ist ein Bereich mit Amplitudenabfall herausgegriffen und vergrößert. Der Amplitudenabfall ist hier etwa 15 bis $20 \mu\text{m}$ breit. Rechts unten ist gezeigt, wo im Detektor sich der abgescannte Bereich befindet.

6.6 Bestimmung der Strahlungshärte

Für die Messung der Strahlungshärte werden die Detektoren wieder in den Aufbau am Messplatz II -10° (siehe Abbildung 6.2) eingebaut und die Diode aus dem Ausbau entfernt, da sie sonst zerstört würde. Der Diamant Detektor wurde mit einem $120 \text{ MeV } ^{16}\text{O}$ Strahl beschossen und über mehrere Stunden mit insgesamt $2.5 \cdot 10^{11}$ ^{16}O Ionen pro mm^2 bestrahlt. In Intervallen von 30 Minuten wurde jeweils eine kurze Messung der Signalamplitude bei 17 kHz und 1 kHz Teilchenrate vorgenommen. Dazwischen wurde mit deutlich höherem Strahlstrom von insgesamt 10^7 bis 10^8 bestrahlt. Die Abhängigkeit der gesammelten Ladung von der Dosis ist in Abbildung 6.14 in relativen Einheiten gezeigt. Am Ende der Messung war der Wert auf etwa 70% des Maximalwerts abgesunken.

Der Energieverlust des Sauerstoffs ist ähnlich dem, der typischerweise an der GSI verwendeter Schwerionen-Strahlen und Energien. Die gemessene Dosis entspricht z.B. 10^{13} ^{12}C Ionen pro mm^2 mit einer Energie von 1 bis 2 AGeV oder 10^{11} ^{238}U Ionen pro mm^2 mit einer Energie von 1 AGeV . Bei einer Intensität von 10^8 Ionen pro Sekunde im dispersiven Fokus des Super-FRS, der eine Fläche von ca. 10^4 mm^2 abdeckt, erlaubt dies über ein Jahr Messung bei den maximal spezifizierten Sekundärstrahlströmen.

6.7 Messung der Flugzeitauflösung bei HADES

Das HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer) Experiment befindet sich an der GSI in Darmstadt. Hauptziel der Messungen bei HADES ist die Untersuchung von Eigenschaften der Hadronen innerhalb von Kernmaterie bei normalen und ho-

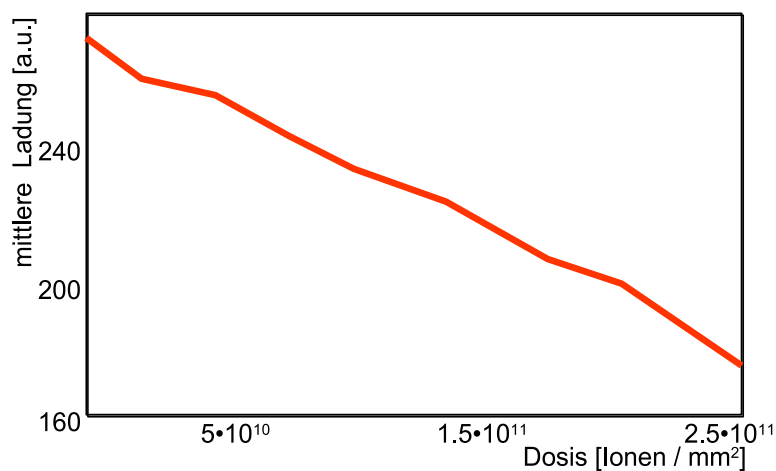


Abbildung 6.14: Messung der Strahlungshärte: Die Abbildung zeigt die gesammelte Ladung in Abhängigkeit von der Dosis. Nach einer Dosis von $2.5 \cdot 10^{11}$ ^{16}O Ionen pro mm^2 war die Ladungssammlung auf etwa 70 % abgesunken.

hen Dichten und Temperaturen. Dazu werden Schwerionen Reaktionen verwendet. Die Teilchenidentifikation der Hadronen erfolgt über die Messung der Flugzeit im Spektrometer. Das Startsignal wird von einem Diamantdetektor gegeben, das Stoppsignal von der Flugzeitwand.

6.7.1 Detektorkonzept bei HADES

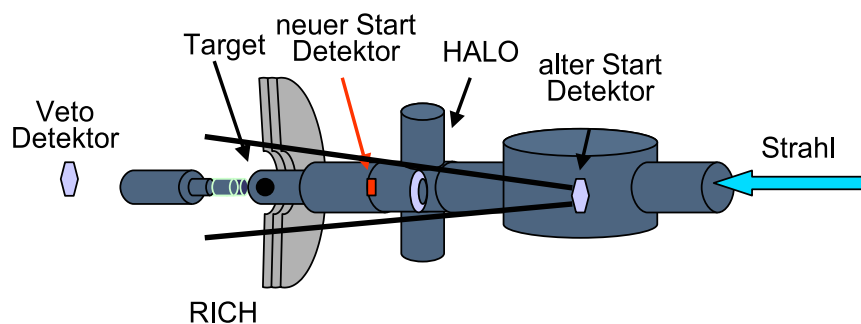


Abbildung 6.15: Der alte Startdetektor wird in Strahlrichtung von einem Halodetektor, dem neuen Startdetektor und dem Target gefolgt. Hinter dem Target befindet sich der Vetodetektor.

Abbildung 6.15 zeigt den schematischen Aufbau für die Messung der Flugzeitauflösung mit Diamantdetektoren mit den jeweilige Positionen der vier verschiedenen Diamantdetektoren. Hinter dem alten Startdetektor folgt ein Halodetektor und der

neue Startdetektor. Dahinter befindet sich das vom RICH³ Detektor umgebene Target und ein Vetodetektor.

Der alte Startdetektor war ein 100 μm dicker oktogonaler, $20 \times 30 \text{ mm}^2$ großer Diamant, der in y-Richtung achtfach segmentiert war. Der neue Startdetektor ist dünner und 40 cm näher am Target und produziert dadurch weniger Untergrund für das Experiment. Das Diamantsubstrat ist vom IAF Fraunhofer Institut in Freiburg und 50 μm dick. Seine $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Fläche ist mit vier Streifen in x- und vier Streifen in y-Richtung segmentiert. Er ist auf eine neu entwickelte Platine montiert, die für jeden Streifen mit einem 2 GHz Breitband Vorverstärker bestückt ist. Die zweite Verstärkerstufe außerhalb des Strahlrohrvakuums besteht aus alten DBA-II GSI Vorverstärkern mit einer Verstärkung von 130.

Ein weiterer Diamantdetektor dient als Vetodetektor hinter dem Target. Er ist aus einem 100 μm dicken Material von Element-six gefertigt und sitzt ebenfalls auf einer mit acht Vorverstärkern bestückten Platine (siehe Abbildung 6.16 rechts). Hier sind die Vorverstärker deutlich weiter vom Diamant entfernt, um nicht von gestreuten Teilchen aus dem Target getroffen zu werden. Das linke Foto zeigt den neuen Startdetektor auf der von Wolfgang Koenig an der GSI entwickelten Platine.

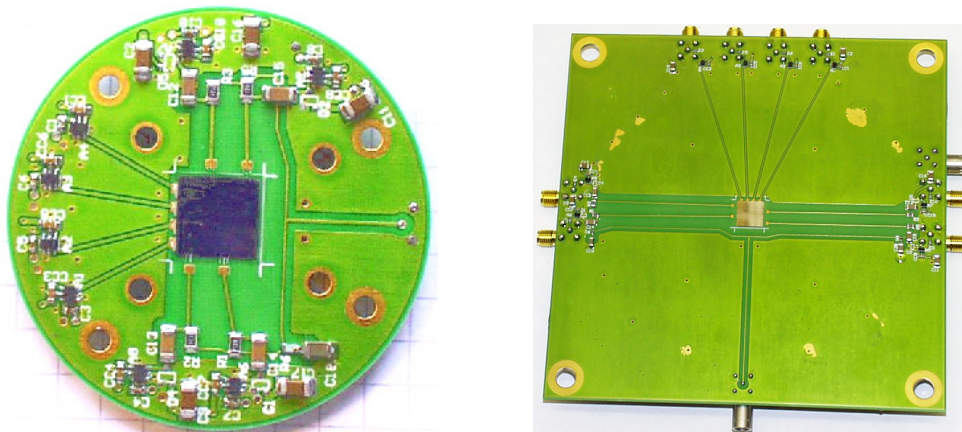


Abbildung 6.16: Links ist der neue Startdetektor gezeigt, rechts der Vetodetektor. Beide Diamantdetektoren sind auf einer Platine mit onboard Vorverstärkern, die von Wolfgang Koenig an der GSI entwickelt wurden, montiert.

6.7.2 Messung der Zeitauflösung

Die Messung wurde bei einer HADES-Teststrahlzeit mit einem vom SIS kommenden 1 AGeV ^{27}Al Strahl durchgeführt. Der alte Startdetektor gab das Start, der neue das Stoppsignal. Um entscheiden zu können, ob der neue Diamant-Detektor als Startdetektor geeignet ist, wurde die Zeitauflösung als Zeitdifferenz zwischen den beiden Diamant Detektoren gemessen. Dabei ergab sich eine Flugzeitauflösung von $\sigma_t \approx 100 \text{ ps}$, was

³Ring Imaging CHerenkov

einer Zeitauflösung von 75 ps für den Einzeldetektor entspricht, wie in Abbildung 6.17 zu sehen ist.

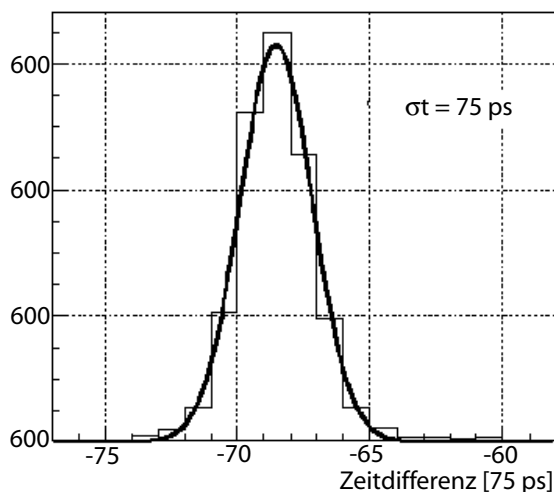


Abbildung 6.17: Messung der Zeitauflösung der Diamant Detektoren. Es wurde die Zeitdifferenz des Start und des Vetodetektors gemessen.

Dieser Wert ist hinreichend gut, damit der neue Startdetektor den alten ablösen und bei der nächsten HADES-Strahlzeit, in der ein Ar-Strahl auf ein segmentiertes KCl-Target geschossen wird [Jur09], als einziger Startdetektor verwendet werden konnte.

6.8 Leckstrom

Bei der Durchführung der verschiedenen Messungen, trat bei einigen Proben ein unangenehmer Effekt auf, der sehr ähnlich zu dem ist, was in der Literatur als PPC, *persistent photo current*, beschrieben wird [Neb03]. Praktisch alle Diamant Detektoren unabhängig von Ausgangsmaterial oder Beschichtung zeigen im Labor ohne Teilchenbeschuss einen hohen intrinsischen Widerstand. Selbst bei Feldern von $2,5 \text{ V}/\mu\text{m}$ beobachtet man nur Ströme von $I < 1 \text{ nA}/\text{cm}^2$.

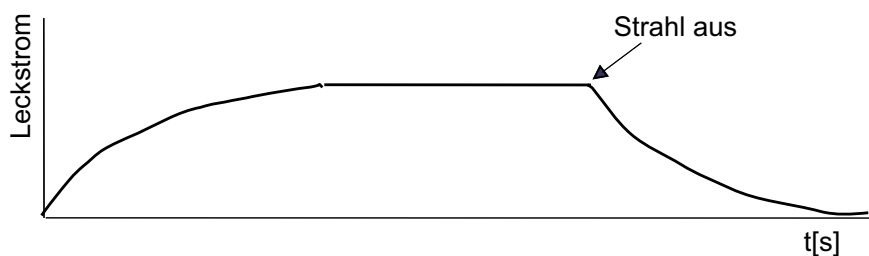


Abbildung 6.18: Schematische Darstellung des Verhaltens des Leckstroms mit Strahl und nach Abschalten des Strahls

Setzt man so einen Detektor intensivem Teilchenbeschuss aus, steigt der Strom auf wenige nA bis einige μA . Er ist abhängig von der Teilchenrate, wächst aber nicht spontan proportional dazu, sondern steigt im Laufe von Minuten, anfangs schnell, dann immer langsamer werdend bis zu einem Sättigungswert. Ohne Strahl fällt er wieder auf den ursprünglichen Wert ab, ebenfalls anfangs schnell, dann langsamer. Schematisch ist dies in Abbildung 6.18 dargestellt.

Dieses Verhalten zeigt sich nicht bei allen Proben, bei manchen ist gar kein Leckstrom beobachtbar. Die Proben stammen teilweise aus dem gleichen Wafer, wurden also unter den gleichen Bedingungen hergestellt. Trotzdem tritt das Problem bei manchen Proben auf, bei manchen nicht.

In Tabelle 6.1 sind die Leckströme der unterschiedlichen Substrate eines Wafers für eine niedrige (15 kHz) und eine hohe Rate (200 kHz) aufgelistet.

Nr.	Leckstrom [nA]	
	@ 15 kHz	@ 200 kHz
67	10	420
70	80	1800
74	290	1200
75	5	230
76	35	650
77	30	400

Tabelle 6.1: Der Leckstrom verschiedener Substrate eines Wafers verhält sich völlig willkürlich. Die Werte sind jeweils bei einer niedrigen Rate von 15 kHz und einer hohen Rate von 200 kHz.

Es wurde versucht, den Leckstrom durch verschiedene Nachbehandlungen der Oberfläche der Diamantsubstrate zu unterdrücken. Dazu wurden Proben vor der Metallisierung mit Sauerstoffplasma geätzt, bei verschiedenen Temperaturen (650°C , 900°C) getempert, mit Ionenätzen behandelt oder nachpoliert. Auch die Metallisierung wurde mit unterschiedlichen Parametern wie Temperatur oder Aufdampfrate, aber auch verschiedenen Metallen, wie Al, Ti oder Ni/Au durchgeführt. Das Auftreten von PPC konnte damit nicht systematisch verändert werden. Im Moment gibt es noch keine Erklärung dafür.

Eine Erfahrung scheint aber gesichert: Proben, die einen niedrigen PPC Wert haben können durch radikale Behandlung, wie z.B. tempern mit $T > 700^\circ$, einen hohen PPC Wert erreichen. Ein Weg zurück konnte aber nicht identifiziert werden.

PPC macht es sehr schwer, ein bestimmtes Material auszuwählen. Für die ersten mittelgroßen Prototypen wurden Substrate von beiden Firmen verwendet.

Kapitel 7

Hochsegmentierte großflächige Diamant Detektoren

Das eigentliche Ziel der Entwicklung sind hochsegmentierte, großflächige Diamant Detektoren mit einer Größe von $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Nach der systematischen Untersuchung von kleinen $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Testdetektoren ist der nächste Schritt dorthin ein mittelgroßer Detektor mit ca. $25 \times 25 \text{ mm}^2$.

7.1 Prototypen

Erste Prototypen großflächiger Zähler wurden aus $20 \times 20 \text{ mm}^2$ und $25,4 \times 25,4 \text{ mm}^2$ ($\hat{=}$ 1 inch^2) großen Substraten hergestellt. Sie wurden auf der Vorderseite mit einer feinen (128 Mikrostreifen à $170 \mu\text{m}$, $190 \mu\text{m}$ pitch), auf der Rückseite mit einer groben Segmentierung (12 bzw. 16 Streifen à $1,5 \text{ mm}$) versehen.

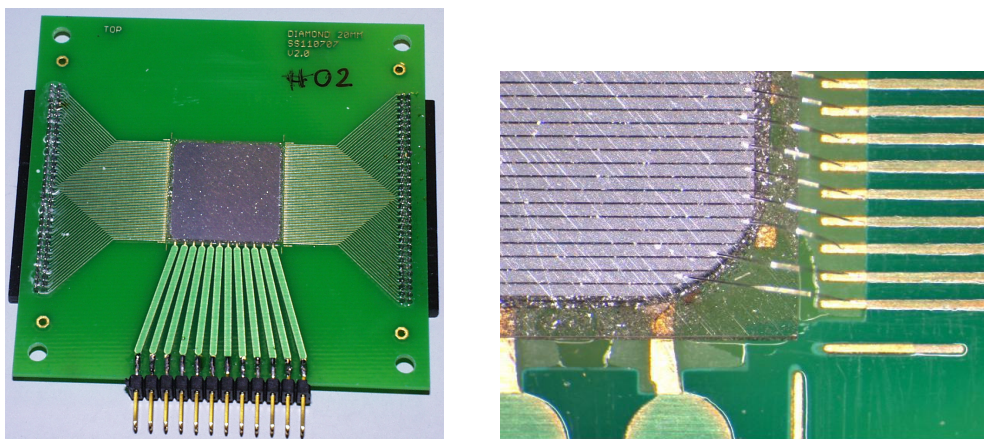


Abbildung 7.1: Links ist der Detektor auf dem einfachen PCB Board gezeigt. Die Auslese der feinsegmentierten Seite erfolgt rechts und links via Bonddrähte, die der Rückseite über Leitkleber, mit dem der Diamant auf der Platine befestigt ist.

Abbildung 7.1 zeigt die feinsegmentierte Vorderseite eines Prototyps auf einer Stan-

dard FR4 Platine. Die Auslese erfolgt für 64 ungerade Streifen über die linke Seite und für die 64 geraden Streifen über die rechte Seite. Auf dem rechten Foto sind die feine Segmentierung und die Bonddrähte zu sehen. Auf der Rückseite ist jeder einzelne Streifen mit Leitkleber¹ auf sein entsprechendes Kontaktpad geklebt und so mit der Auslese-Elektronik verbunden.

7.2 Auslese-Elektronik

7.2.1 Auslese der Ortsmessung - der APV25 Chip

Für die Auslese der Vorderseite wurde der sogenannte APV25 Chip verwendet. Dieser wurde am CERN für Silizium Tracking Detektoren des CMS Experiments entwickelt [Fri04]. Er hat 128 Kanäle, die jeweils aus einem Vorverstärker, einem Shaper, einer analogen Pipeline und einem Dekonvolutionsfilter bestehen. Abbildung 7.2 zeigt ein Blockdiagramm der Zusammensetzung des Chips. Über I2C-Programmierung kann die Polarität des Vorverstärkersignals, die Zeitkonstante des Shapers, sowie Verstärkung und Offset eingestellt werden. Der CR-RC Shaper arbeitet in diesem Fall mit einer Peakingtime von 50 ns. Das aus dem Shaper kommende Signal wird mit einer Frequenz von 40 MHz abgetastet und in eine Pipeline mit variabler Länge eingefüttert. Am Ende der Pipeline werden die Signale über einen Trigger abgerufen. Der Chip kann mit dem APSP² im Dekonvolutionsmodus betrieben oder ein einzelnes Sample direkt verwendet werden. Zum Schluss werden alle 128 Kanäle über einen Multiplexer ausgelesen.

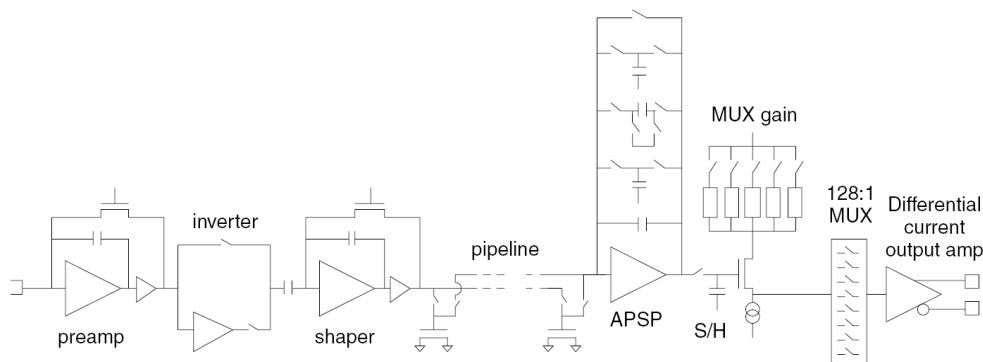


Abbildung 7.2: Jeder der 128 Kanäle des APV25 Chips besteht aus Vorverstärker, Shaper, analoger Pipeline und einem Dekonvolutionsfilter (aus [Fri04]).

Die analoge Pipeline besteht aus 192 Zellen mit einem kreisenden Lese- und Schreib-Pointer. Nachdem die Pipeline ein Triggersignal bekommen hat, dauert es mehr als 5 μs , alle Pipelinedaten durch den Multiplexer zu schicken. Um zu verhindern, dass wichtige Informationen überschrieben werden, speichert ein FIFO³ mit einer Tiefe von 32

¹Epo-Tek HS120A

²analogue pulse shape processor

³first in, first out

Plätzen die Zellen, die darauf warten, ausgelesen zu werden. Der Schreib-Pointer lässt diese markierten Zellen aus, bis sie verarbeitet wurden. Im sogenannten Peakmodus wird nur ein Sample gespeichert, das dem Maximum der CR-RC Shaping-Kurve entspricht. Im Dekonvolutionsmodus werden drei Zellen zur Verarbeitung mit dem APSP markiert. Dieser besteht aus einem Ladungsverstärker. Die Ladung der drei Werte wird in eine Spannung umgewandelt und nacheinander auf drei Kondensatoren gespeichert. Die gespeicherte Ladung skaliert mit den drei Wichtungsfaktoren. Im Peakmode wird nur der erste Kondensator geladen. Die Ausgabe erfolgt in beiden Modi über einen dreistufigen Multiplexer. Der dynamische Bereich des APVs beträgt 8 MIPs⁴.

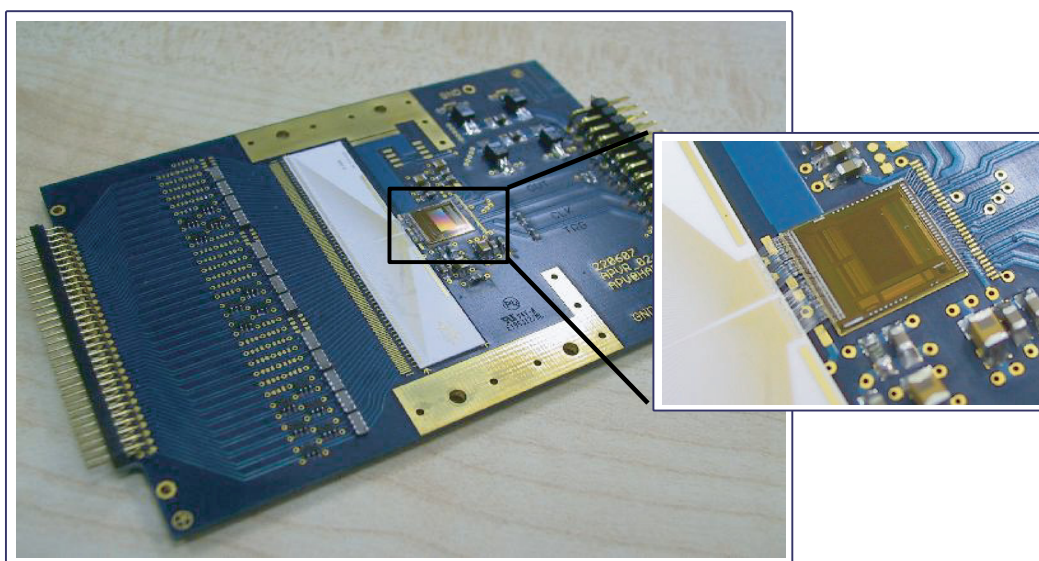


Abbildung 7.3: Der APV25 Chip auf einem PCB Board. Die linke Seite wird mit den hochsegmentierten Streifen des Diamantdetektors verbunden. An die rechte Seite wird das Bridgeboard angesteckt und damit die Verbindung mit der Datenaufnahme hergestellt.

Der APV wird über ein sogenanntes GTB⁵ Bridgeboard [Böh06] mit vier 12 Bit ADCs, mit der Auslese verbunden. Abbildung 7.4 zeigt das Bridgeboard mit den vier ADCs.

7.2.2 Auslese der Zeitmessung

Die Auslese der für die Zeitmessung grob segmentierten Rückseite der Prototypen erfolgte bei dem ersten Testexperiment mit handelsüblichen 2 GHz Breitband HF Vorverstärkern der Firma ELV. Der zweite Test wurde mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern MPR16 der Firma Mesytec⁶ durchgeführt.

⁴minimum ionizing particle, 1 MIP \cong 25 000 Elektronen

⁵http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt_entwicklung/GTB.html

⁶<http://www.mesytec.com/>

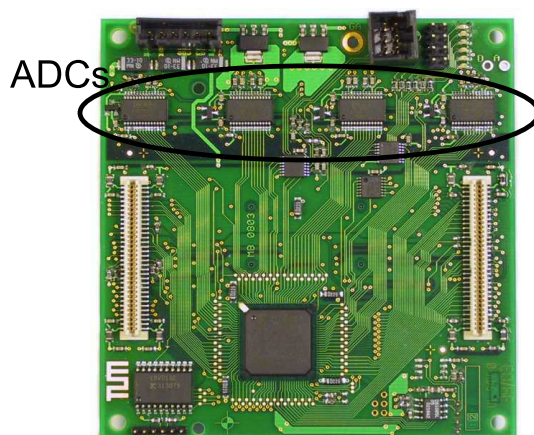


Abbildung 7.4: Das GTB Bridgeboard hat vier onboard ADCs, damit wird die Auslese der Vorderseite des Diamants ermöglicht und an die bestehende Datenaufnahme via GTB angeschlossen.

7.3 ^{100}Sn Teststrahlzeit

Am FRS der GSI in Darmstadt wurden im Rahmen der Teststrahlzeit für das S330-Experiment zur Messung von ^{100}Sn , die in Kapitel 7.1 beschriebenen Diamant Detektoren getestet. Dabei wurde ein ^{129}Xe Strahl mit einer Energie von 600 AMeV und einer Intensität von 10^5 s^{-1} verwendet.

Es wurden zwei $100 \mu\text{m}$ dicke und $25,4 \times 25,4 \text{ mm}^2$ große Detektoren an Luft in einem elektronisch geschirmten Gehäuse am mittleren Fokus (S2) des FRS unmittelbar in den Schwerionenstrahl gestellt. Sie waren direkt hintereinander montiert, um eine direkte Orts- und Zeitkorrelation zu gewährleisten.

Für die Ortsmessung wurden pro Diamant je zwei APV Chips verwendet. Pro Chip wurden 64 ungerade bzw. 64 gerade Streifen ausgelesen. Alle vier APV Chips wurden über ein GTB Interface Board mit einem Sam3 Modul⁷ gesteuert und ausgelesen. Damit war es kompatibel mit der GSI MBS Datenaufnahme. Für die Zeitmessung waren die Vorverstärker über einen Leading Edge Diskriminator und einen Standard TDC mit der Datenaufnahme der GSI verbunden. Dieser Aufbau ist für einen Diamant auf dem Foto der Abbildung 7.5 zu sehen. Auf der Rückseite war der gleiche Aufbau gespiegelt nochmal vorhanden. Der Abstand der beiden Detektoren war etwa 2 cm.

Für jedes Teilchen wurden immer alle 512 APV Kanäle ohne Nullunterdrückung ausgelesen. Abbildung 7.6 zeigt die Anzahl der Einträge pro ADC Kanal gegen die Adresse der APV Kanäle für alle vier APVs. Adresse 0 bis 127, sowie 141 bis 256 sind dem ersten Detektor zugeordnet, 300 bis 427 und 441 bis 556 dem zweiten Detektor. An jedem Detektor hängt je ein APV an den ungeraden Kanälen, je einer an den geraden. Die ADC-Kanäle entsprechen dem Energieverlust des Strahls im Diamant. Das Band bei ca. 500 ADC-Kanälen zeigt Untergrund und Offset der Signale. Die Breite der

⁷http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt_entwicklung/sam3.html

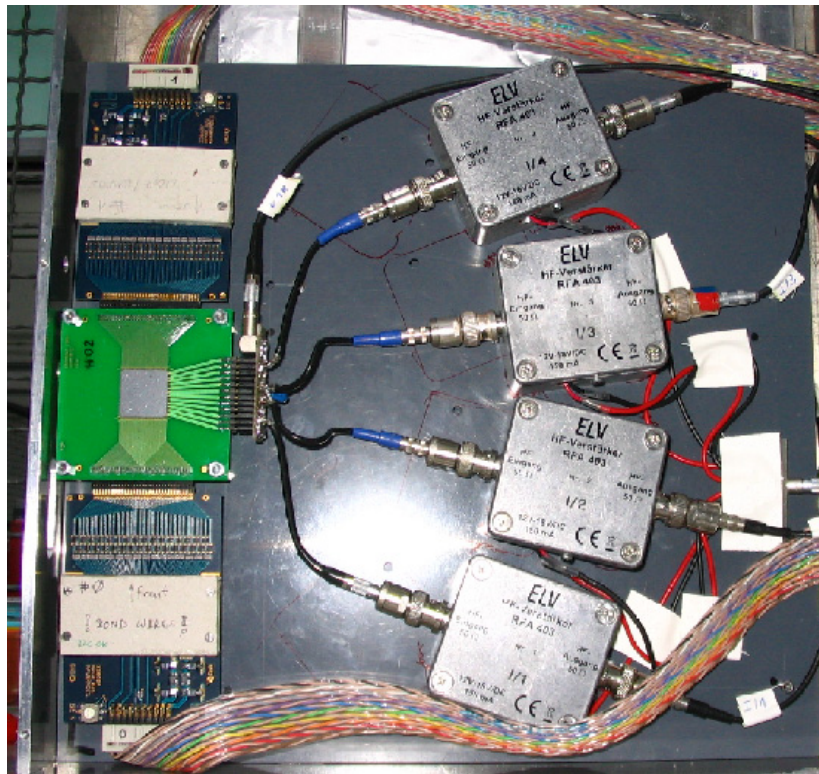


Abbildung 7.5: Aufbau für den Test der ersten Prototypen. Am mittleren Fokus des FRS stehen zwei Diamantdetektoren direkt hintereinander an Luft im Strahl. Die Auslese der Position erfolgt mit APV-Chips, je zwei pro Detektor. Für die Zeitauslese werden handelsübliche 2 GHz Breitband Vorverstärker verwendet.

darüberliegenden eigentlichen Daten, entspricht der Breite des Strahls.

Der Energieverlust des $600 \text{ AMeV } ^{129}\text{Xe}$ beträgt in dem $100 \mu\text{m}$ dicken Diamant ca. 100 MeV . Selbst bei einer Ladungssammlungseffizienz von 10% und einer Energie von 12 eV pro Ladungsträgerpaar werden so fast 10^6 Elektronen erzeugt, was im Mittel den dynamischen Bereich des APV deutlich überschreitet. Dies spiegelt sich auch in der, in Abbildung 7.7 gezeigten Multiplizität wider. Sie hat ihr Maximum bei etwa 7 bis 8. Das heißt das Signal spricht auch noch auf zahlreiche benachbarte Streifen über.

Trotz dieser hohen Multiplizität ist die Messung der x -Orte der beiden Detektoren noch möglich. Abbildung 7.8 zeigt die x -Orte der beiden Detektoren, gegeneinander gemessen. Daraus ergibt sich eine intrinsische Auflösung von ca. $200 \mu\text{m}$. Dies ist entsprechend den Erwartungen und erfüllt auch die Bedingung an die Auflösung in x -Richtung der zukünftig bei R^3B eingesetzten Detektoren.

Die gleichzeitige Messung der Zeit war nicht möglich, da die angeschlossenen APV-Platinen große Störungen erzeugten, die alle anderen Signale überdeckten.

Der Leckstrom zeigte ein ähnliches strahlabhängiges Verhalten wie in Kapitel 6.8

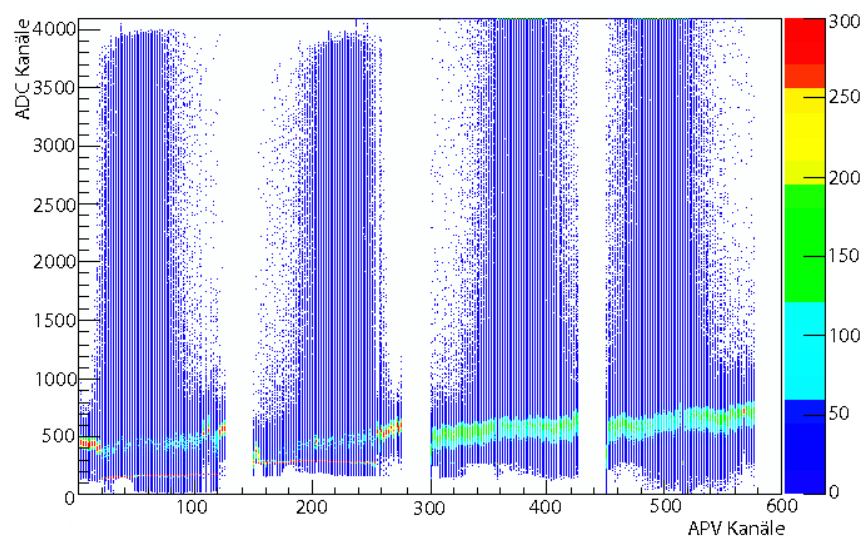


Abbildung 7.6: Für die je 128 Kanäle aller vier APV-Chips ist die Anzahl der Einträge pro ADC-Kanal gezeigt. Das Band bei ca. 500 ADC-Kanälen ist Untergrund und Offset. Darüber liegen die eigentlichen Daten, die die Breite des Strahls zeigen.

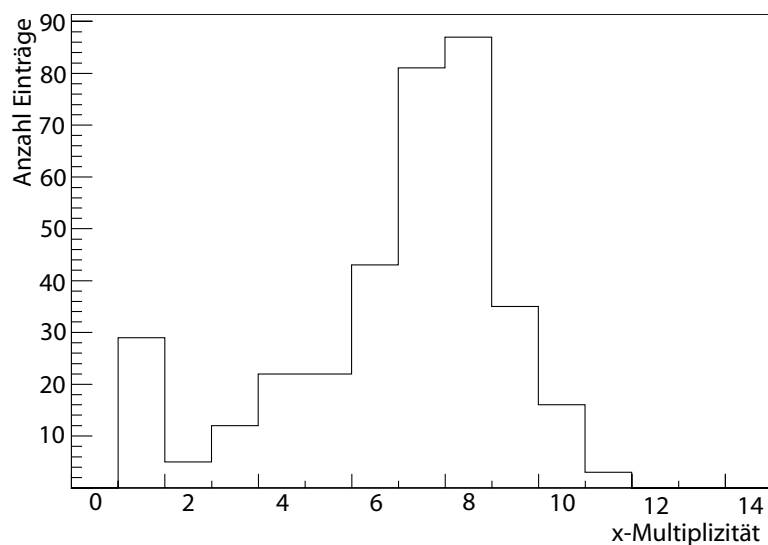


Abbildung 7.7: Die Multiplizität der x-Streifen hat ihr Maximum bei ca. 7 bis 8. Dies ist in dem, mit 100 MeV relativ hohen Energieverlust begründet.

erklärt. Während eines Spills stieg er im Mittel auf ca. 800 nA an. Maximal wurden bei Detektor 2 sogar Werte von ca. $2 \mu\text{A}$ erreicht. In der Spillpause fiel er bei Detektor 1 auf ca. 30 nA ab, bei Detektor 2 nur auf etwa 700 nA. Dieses unterschiedliche Verhalten

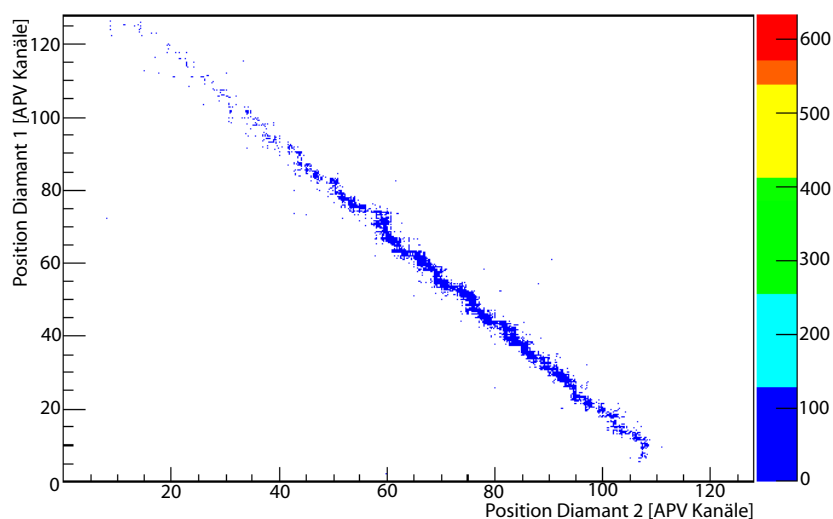


Abbildung 7.8: Die mit den APVs gemessenen Orte der beiden Detektoren, gegeneinander aufgetragen. Die intrinsische Auflösung beträgt $200 \mu\text{m}$.

der beiden Detektoren hatte aber keinen Einfluss auf die APV-Signale.

7.4 Prototyp-Test bei LAND/ALADIN

Ein weiterer Prototyp-Test wurde im Rahmen eines Tests für das S327-Experiment mit dem LAND/ALADIN-Aufbau durchgeführt. Ein $2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$ großer, $300 \mu\text{m}$ dicker Diamant war zwischen dem sogenannten POS-Detektor, ein Plastiksintillator, der als Startzeitgeber für die Zeitmessung dient, und der zweiten PSP eingebaut. Er war an einem Flansch mit fahrbarer Leiter montiert und konnte so in den Strahl ein- und ausgefahren werden. Diese Montierung mit Diamant und den beiden APV-Platinen ist in Abbildung 7.9 gezeigt.

Es wurde ein $600 \text{ AMeV } ^{12}\text{C}$ -Strahl mit einem Strahlfleckdurchmesser von ca. 5 mm verwendet. Die Segmentierung war wie in Kapitel 7.1 beschrieben, 128 x -Streifen à $190 \mu\text{m}$ Pitch für die Positionsmessung und 16 y -Streifen à 1,5 mm für die Zeitmessung. Die Auslese erfolgte für die 128 Streifen der Positionseite wieder wie in Kapitel 7.3 beschrieben mit zwei APV-Chips, einer für die ungeraden und einer für die geraden Kanäle. Die grob segmentierten 16 Streifen wurden mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern (Mesytec MPR-16) gefolgt von 16-Kanal Shapern mit Timing Filter Amplifier (Mesytec STM-16), *Constant Fraction* Diskriminatoren (CF-4000) und einem Standard TDC ausgelesen. Die Erfassung der Energiesignale der 16 Streifen erfolgte mit einem VME Peak Sensing ADC (CAEN V785)⁸, die der Zeiten mit einem VME TDC (CAEN V775).

Der Energieverlust des ^{12}C beträgt ca. 9 MeV. In Abbildung 7.10 ist die Anzahl der Einträge pro ADC Kanal für die 128 APV Kanäle zu sehen. Auch hier ist bei ca.

⁸<http://www.caen.it/nuclear/index.php>

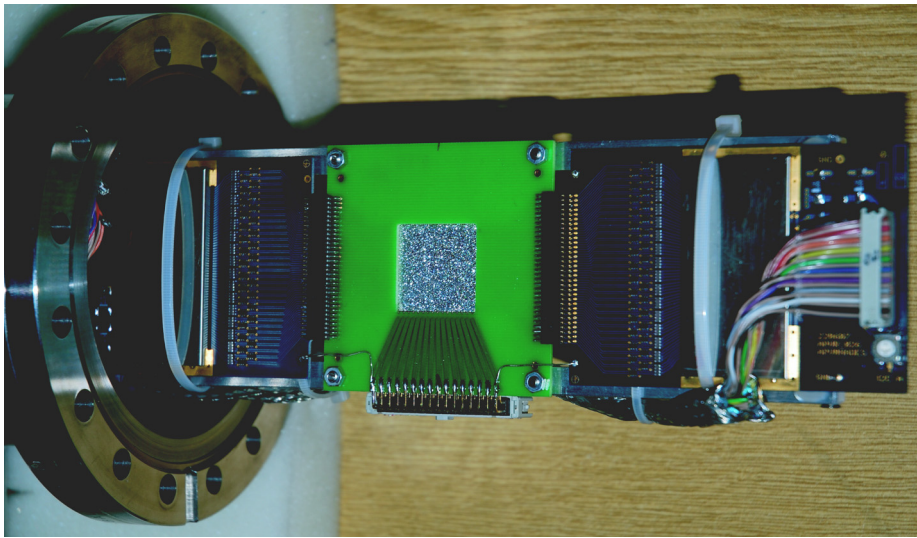


Abbildung 7.9: Der Diamant war mit den beiden APV-Platinen an einem Flansch mit fahrbarer Leiter befestigt. Damit konnte er auch bei evakuiertem Strahlrohr ein- und ausgefahren werden.

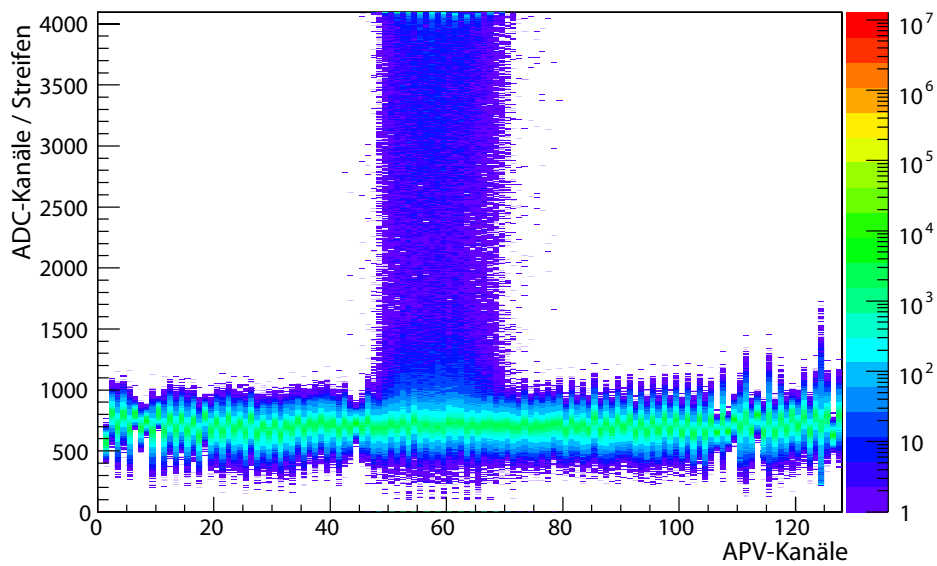


Abbildung 7.10: Anzahl der Einträge pro ADC Kanal gegen die 128 Kanäle der beiden APV-Chips, Position und Breite des Strahls sind deutlich zu erkennen.

500 bis 1000 ADC Kanälen wieder Offset und Rauschen des APVs sichtbar. Der Strahl befindet sich etwa bei Streifen 45 bis 70. Bei einer Streifenbreite von $190 \mu\text{m}$ (Pitch) entspricht dies einer Strahlfleckbreite von ca. 5 mm.

Abbildung 7.11 zeigt die Anzahl der Einträge pro ADC Kanal für die 16 y-Streifen der Rückseite. Der Strahl traf Streifen 8 bis 12, hauptsächlich aber Streifen 9 bis 11.

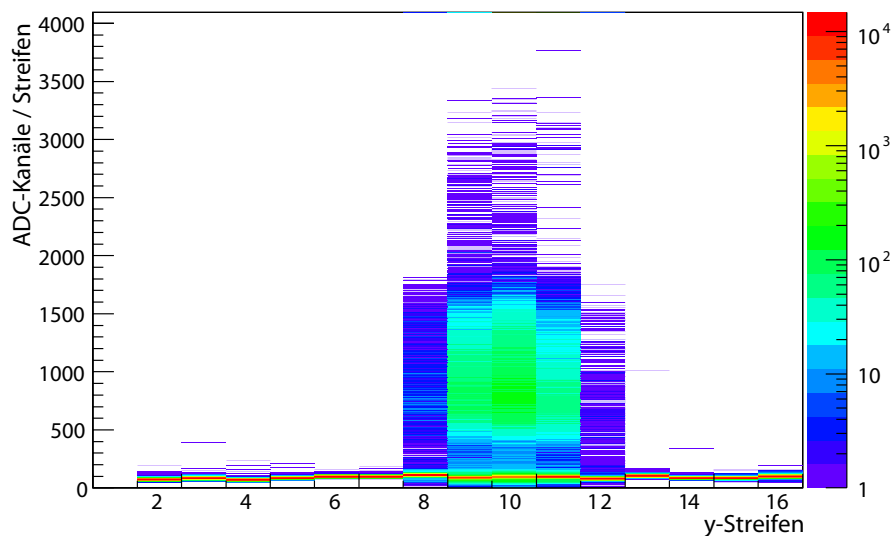


Abbildung 7.11: Anzahl der Einträge pro ADC Kanal gegen die 16 y -Streifen der Rückseite.

Mit einer Streifenbreite von 1,5 mm ergibt sich damit eine Höhe des Strahls von ca. 4,5 mm.

Der Energieverlust des ^{12}C -Strahls, der trotz des dickeren Diamanten deutlich niedriger ist, zeigt sich auch in der Multiplizität. Es haben hier in den meisten Fällen nur 2 bis 3 Streifen gleichzeitig ein Signal größer 2000 ADC Kanäle gezeigt.

Diesmal konnte zwar ein Zeitsignal aus den Rückseitenstreifen generiert werden, aber bereits bei den Zeitkonstanten der Timing Filter Amplifier der STM-16 Module (7ns/100ns RC/CR) war der Signal-zu-Rausch Abstand so gering, dass nur eine Auflösung von 1 bis 2 ns erreicht wurde. Dies ist eine Größenordnung schlechter als aus den Tests mit kleinen Detektoren erwartet. Aus der Energie war die Ortsmessung der y -Seite möglich.

PPC bestätigte das Verhalten aus dem vorigen Test. Auch hier stieg er wieder spillabhängig an und fiel in den Spillpausen ab.

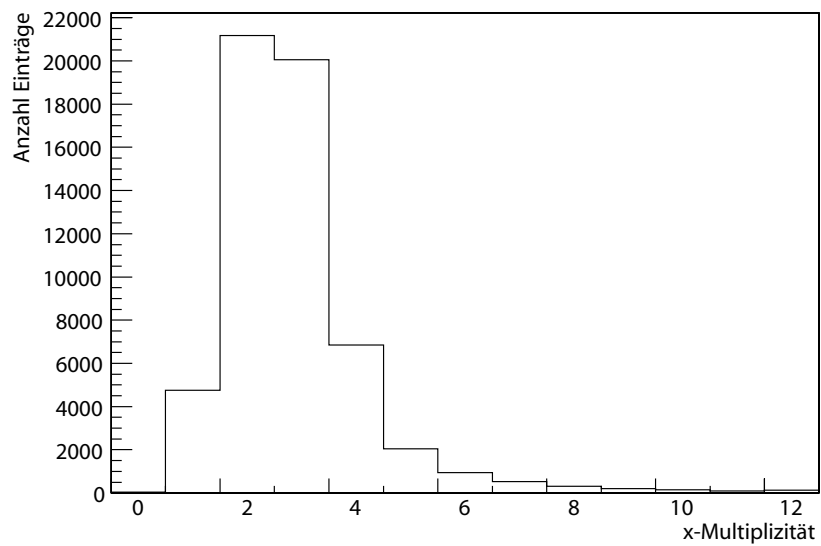


Abbildung 7.12: Die Multiplizität der x-Streifen (APV) hat ihr Maximum bei etwa 2 bis 3 Streifen. Sie rührt von dem, mit ca. 9 MeV im Vergleich zu dem des ^{129}Xe deutlich niedrigeren Energieverlust des ^{12}C Strahls.

Kapitel 8

Diskussion und Ausblick

Seit einigen Jahren sind Knockout Reaktionen zur Untersuchung der Struktur leichter und Halo-Kerne etabliert [Gad08b, Cor03, Cor04, Cor05]. Am FRS der GSI in Darmstadt wurde im Frühjahr 2006 ein Experiment durchgeführt, mit dem die Methode der Ein-Nukleon-Knockout Reaktionen erstmals auf mittelschwere Kerne mit relativistischen Energien angewendet werden sollte.

Durch den höheren Energieverlust und die kleinere relative Impulsänderung $\frac{\Delta p}{p}$ in der Reaktion wird die Messung erschwert. Außerdem eröffnen sich aufgrund der größeren Nukleonenzahl gegenüber leichten Systemen oft mehr Freiheitsgrade in der Struktur der Kerne und damit auch in den entsprechenden Reaktionsrechnungen. Der Vorteil hoher Strahlenergien besteht darin, dass selbst mittelschwere Kerne noch vollständig ionisiert aus dem Reaktionstarget kommen. Noch wichtiger ist, dass der Vergleich mit der theoretischen Beschreibung des Reaktionsmechanismus genauere Übereinstimmung erzielen sollte als für Reaktionen, die bei niedrigen Energien erfolgen. Wie hier gezeigt werden konnte, sind die Annahmen der Eikonal-Theorie und auch der *sudden approximation* noch besser erfüllt, wenn die Impulse der Reaktionspartner deutlich höher sind als der Fermi-Impuls der Nukleonen in den beteiligten Kernen [Aum05a].

Zunächst wurde eine Referenzmessung mit dem stabilen und gut bekannten Kern ^{48}Ca als Primärstrahl durchgeführt. Im zweiten Teil des Experiments mit radioaktivem Sekundärstrahl zielte die Einstellung des FRS auf die Reaktionen $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ und $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ [Mai09b]. Aufgrund der hohen Akzeptanz des FRS, wurden auch die Sc-Isotope aus der Ein-Neutron-Knockout Reaktionen an $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$ mit hoher Effizienz transportiert. Diese Reaktionen wurden im Rahmen dieser Arbeit im Detail untersucht.

Aus den hochauflösenden Impulsmessungen konnte der Bahndrehimpuls des herausgeschlagenen Neutrons bestimmt, die Restwechselwirkung GXPF1A, als die, die tatsächliche Orbitalanordnung beschreibende Restwechselwirkung bestätigt und auf Hinweise eines Schalenabschlusses bei $N = 34$ im ^{55}Sc geschlossen werden. Die Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen konnten extrahiert werden. Dies gilt sowohl für inklusive, als auch für exklusive, die durch Koinzidenzmessung der Zerfallsgammas erhalten wurden. Weiterhin war es auch möglich jeweils die Wirkungsquerschnitte für den Knockout aus einem bestimmten Orbital anzugeben.

Bei der Durchführung der Messung wurde aus Zeitgründen für $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ keine Messung ohne Target durchgeführt. Dies hat sich im Nachhinein als großer Nachteil

erwiesen, da diese für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigt wird. Statt dieses Wertes wurde die Korrektur für Reaktionen, die nicht im Target stattgefunden haben, aus der Messung $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ unter der Annahme verwendet, dass deren Anteil unabhängig vom einlaufenden Teilchen ist [Mai09b]. Dies trägt mit ca. 90 % zum Fehler des Wirkungsquerschnitts (77(10) mbarn) bei und ist deshalb der Grund für die relativ große systematische Unsicherheit bei einem sehr kleinen statistischen Fehler.

Für den Nachweis der in Koinzidenz emittierten Gammas wurde das MINIBALL-Spektrometer verwendet. Vierundzwanzig großvolumige Germanium-Kristalle wurden im Abstand von 40 cm hinter dem Target unter einem Winkel von 40° zur Strahlachse aufgestellt. Damit wurde eine Nachweiseffizienz von ca. 2 % ($E_\gamma = 1 \text{ MeV}$) erreicht. Um eine höhere Effizienz zu erzielen, können die Detektoren nicht näher an das Target gestellt werden, da damit die Energieauflösung, die durch Dopplerverbreiterung bereits in dieser Konfiguration auf 7 % begrenzt ist, weiter verschlechtert würde. Der wesentliche Vorteil hervorragender Energieauflösung konnte damit nicht effizient genutzt werden, da die im Experiment erprobte Pulsformanalyse nicht die gewünschte Ortsauflösung erreichte.

Statt der Germanium Detektoren ist auch der Einsatz von Szintillatoren denkbar, die einfacher zu handhaben sind. Sie benötigen keine Kühlung und auch die Elektronik zur Auslese ist weniger aufwändig. Für das R^3B -Experiment bei FAIR, wo zukünftig weitere Knockout Reaktionen durchgeführt werden sollen, ist z.B. der Einsatz eines CsI(Tl)-Kalorimeters (CALIFA [Alv08]) geplant. Es setzt sich aus einem, aus 3000 Kristallen bestehenden Fass, das Polarwinkel von 40° bis 130° abdeckt und einer Endkappe aus 2000 Kristallen für den Bereich von 7° bis 40° , zusammen. Die erwartete Energieauflösung beträgt etwa 3 - 5 %, für die Effizienz werden Werte von 80 %¹ vorhergesagt.

Weitere Messungen der Knockout Reaktionen an noch exotischeren Kernen sind auch am Fragmentseparator BIGRIPS [Kub03] (siehe Abbildung 8.1), der Bestandteil der *Radioactive Ion Beam Factory* (RIBF) des RIKEN Nishima Center for Accelerator-Based Science² in Japan ist, geplant.

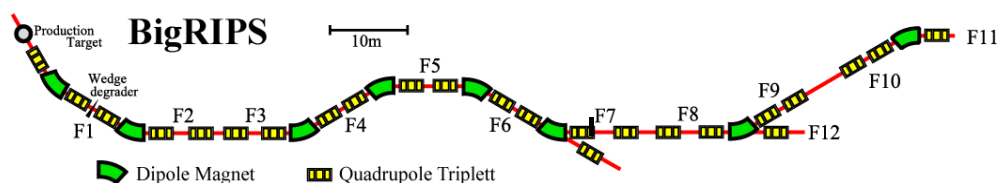


Abbildung 8.1: Der Fragmentseparator BigRIPS am RIKEN Nishima Center for Accelerator-Based Science in Japan.

Dort werden seit 2007 Ionen mit Hilfe von drei supraleitenden Zyklotrons auf Energien von bis zu 450 AMeV (leichte Ionen) und bis zu 350 AMeV (schwere Ionen) beschleunigt [Yan07]. Für ^{86}Kr oder ^{124}Xe wird eine Primärstrahl-Intensität von bis zu

¹<http://www.usc.es/genp/r3b/>

²<http://www.rarf.riken.go.jp/Eng/facilities/RIBF.html>

10 pA (*particle nano amps*) entsprechend ca. $6 \cdot 10^{10}$ Ionen/s erwartet. Dies ist ein um ein bis zwei Größenordnung höherer Wert als er bei der GSI im Moment realisierbar ist. Radioaktive Sekundärstrahlen hoher Intensität werden mittels Projekttilfragmentation in Kombination mit dem Fragmentseparator BIGRIPS erzeugt. Durch die größere Anzahl an optischen Elementen und die Länge des Spektrometers werden die Isotope im Flug aufgrund ihrer unterschiedlichen magnetischen Steifigkeit und ihres unterschiedlichen Energieverlusts noch effizienter voneinander getrennt.

Das NaI(Tl)-Spektrometer DALI2³ wird dort bereits erfolgreich zum Nachweis von Gammas aus den Reaktionen, ähnlich der Knockout-Reaktionen, verwendet [Doo09]. Mit diesem Aufbau wird es am RIKEN möglich sein, den bis jetzt an anderen Beschleunigeranlagen nicht zugänglichen Kern ^{54}Ca in ausreichender Menge zu produzieren und den vorhergesagten $N = 34$ Schalenabschluss direkt zu messen.

Auch mit dem R^3B -Aufbau sollen zukünftig radioaktive Kerne weitab der Stabilität gemessen werden. Bei FAIR wird ein Strahl mit einer bis zu vier Größenordnungen höheren Intensität als er heute verfügbar ist, bereitgestellt werden. Raten von 10^7 Schwerionen 1/s, erfordern sehr strahlungsharte Detektoren, die dies unbeschadet überstehen können. Polykristalliner CVD Diamant ist als Detektormaterial dafür besonders gut geeignet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden detaillierte Materialuntersuchungen an polykristallinem CVD Diamant durchgeführt und erste Prototyp-Diamant Detektoren für das R^3B Experiment gebaut. Diese konnten in Testexperimenten am FRS und am ALADIN/LAND-Aufbau an der GSI erfolgreich für die Ortsmessung verwendet werden. Die Auslese der mit $200 \mu\text{m}$ breiten Streifen hochsegmentierten Vorderseite mit dem APV25-Chip bringt eine ausreichende Auflösung entsprechend der Streifenbreite.

Der Einsatz der Detektoren bei R^3B ist aber nicht nur zur Ortsmessung geplant, sie sollen vielmehr auch ein Startsignal für die Flugzeitmessung liefern. Mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ großen, vierfach segmentierten Detektoren und einer diskret aufgebauten Einzelkanal-Elektronik konnte eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 75 \text{ ps}$ erreicht werden. Für den erwarteten optimalen Wert von 25 ps ist eine weiterführende Elektronikentwicklung erforderlich.

Die im Rahmen dieser Arbeit zum Teil entwickelten Breitbandverstärker zeigten allesamt sehr gute Eigenschaften bei kleinen Detektorkapazitäten, wenn die Auslese jeweils mit gleichen Vorverstärkern für Vorder- und Rückseite erfolgte und jeweils für beide Seiten die gleiche Messung durchgeführt wurde. Bei den größeren Prototypen traten Probleme aufgrund der größeren Kapazität auf. Dadurch verschlechterte sich der Signal-Rausch Abstand so stark, dass auf leichtere Teilchen mit geringerem Energieverlust nicht mehr getriggert werden konnte. Weiter zeigte sich, dass durch dichte Integration vieler Vorverstärker auf einer Platine in allen Fällen eine starke Rückkopplung die Messung behinderte.

Hingegen kann die Entwicklung der Anbindung der Auslese-Elektronik der Detektoren an die MBS Datenaufnahme der GSI als abgeschlossen angesehen werden. Sie erfolgt über eine Entwicklung die an unserem Lehrstuhl von Michael Böhmer durchgeführt wurde und den GSI-GTB Standard benutzt [Böh06].

³<http://rarfaxp.riken.go.jp/labs/heavion/exp/dali2/index.html>

Ein weiterer Punkt in der Entwicklung dieser Detektoren ist der strahlabhängige, von Diamant zu Diamant unterschiedlich hohe, strahlinduzierte temporäre Leckstrom. Dieser kann in unterschiedlichen Oberflächen, Verunreinigungen des Diamantsubstrats oder Störung der Bandstruktur an den Korngrenzen begründet sein. Allerdings unterscheidet sich die Stärke des Effekts nicht nur für Diamanten, die aus unterschiedlicher Produktion stammen, sondern er zeigt auch bei Diamanten aus ein und demselben Wafer deutlich verschiedene Werte. Im Moment ist immer noch unklar, ob dieser Effekt vom Oberflächenverhalten oder vom Material selbst herrührt. Dies macht es sehr schwer, passendes Material für die großflächigen Detektoren zu finden, die innerhalb eines zusammengesetzten Detektors alle das gleiche Verhalten aufweisen sollten.

Die Firma Diamond Detectors kann inzwischen nach längeren Problemen bei der Herstellung neues Detektormaterial liefern, das sehr gute Eigenschaften aufweist. Dies ist aber sehr teuer, deshalb wurden zunächst zwei Prototypen der vollen Größe ($50 \times 50 \text{ mm}^2$) beschafft.

Die nächsten Schritte sind zum Einen Tests des neuen Materials hinsichtlich Eigenschaften und Verwendbarkeit. Andererseits soll auch an der Entwicklung von Elektronik zur Zeitmessung gearbeitet werden. Der letzte Schritt ist die parallele Auslese des Ortes mit APV-Chip und Zeitmessung mit schnellen Vorverstärkern.

Ist diese Kombination nicht realisierbar, ist die Verwendung von drei Detektoren eine denkbare Lösung des Problems. Es soll dann je ein Detektor für die Ortsmessung mit feiner Segmentierung in x - und y -Richtung verwendet werden. Diese werden im Abstand von 2 m voneinander aufgebaut. Damit wird in beiden Richtungen eine Ortsauflösung von $200 \mu\text{m}$ erreicht. Eine dritte Lage mit geringer Segmentierung soll als Startdetektor dienen und seine Kanäle einzeln ausgelesen werden.

Die fertigen Detektoren sollen in den R^3B -Aufbau integriert werden. Zusammen mit dem sich in der dispersiven Ebene des Super-FRS befindlichen Detektor wird es dann möglich sein, den Strahlcocktail von dort bis hin zum Target zu verfolgen und Start- und Stopp-Signale für die Flugzeitmessung zu liefern.

Dieser Aufbau erlaubt es, zahlreiche Experimente zur Untersuchung der Kernstruktur mit relativistischen radioaktiven Strahlen deutlich höherer Intensität durchzuführen, die heute noch nicht möglich sind.

Anhang A

Werte für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte

In den Tabellen sind die Werte aufgelistet, die für die in Kapitel 4.1.1 beschriebene Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigt werden.

A.1 Skalierungsfaktoren

Bei der Datennahme wurde das Triggermuster TP2, d.h. das Triggersignal kam vom linken Szintillator an S2, um einen Skalierungsfaktor SF untersetzt. Die Anzahl der Ereignisse mit Triggermuster TP2 müssen mit SF multipliziert werden, um die wirkliche Anzahl, der Ereignisse, die von diesem Szintillator gesehen wurden, zu bekommen.

	Target	N_{TP32}	$N_{TP32\&\&TP2}$	SF
Ein-Neutron-Knockout an ^{48}Ca				
Transmission ohne Reaktion	ohne	1776960	6911	257,12
Transmission ohne Reaktion	mit	742722	80942	9,18
Ein-Neutron-Knockout an $^{55,54,53,52,51}\text{Sc}$				
Transmission ohne Reaktion	ohne	182611	1448	126,1(33)
Transmission ohne Reaktion	mit	210745	3349	62,9(80)
Wahrscheinlichkeit für Reaktion	ohne	2698868	21415	126,0(9)
Wahrscheinlichkeit für Reaktion	mit	31762682	257292	123,5(2)

Tabelle A.1: Skalierungsfaktoren, um die Untersetzung des Triggermusters TP2 bei der Datennahme zu berücksichtigen.

A.2 Transmissionen ohne Reaktion

Die Transmissionen wurden ohne und mit Reaktionstarget bestimmt, in beiden Fällen unter der Bedingung, dass keine Reaktion stattgefunden hat.

A.2.1 ohne Target

$Trans_{ohne}$ berücksichtigt, dass das Teilchen vollständig in der Akzeptanz des FRS liegt. Weiterhin geht die optische Transmission der Strahlführung zwischen S2 und S4 ein und auch die Effizienz der Identifikation an S4.

Reaktion	N_{ein}	N_{S2S4}	$Trans_{ohne}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	2101442(1450)	1699393(1304)	0,81(1)
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$	1892(491)	1105(33)	0,58(15)
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	6810(944)	3989(63)	0,59(8)
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	2774(596)	2469(50)	0,89(20)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	378(219)	269(16)	0,71(41)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{55}\text{Sc}$	-	12(3)	-

Tabelle A.2: Transmissionen ohne Reaktion und ohne Target. Der Wert ergibt sich jeweils aus $\frac{N_{S2S4}}{N_{ein}}$.

Für $^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{55}\text{Sc}$ konnte kein $Trans_{ohne}$ bestimmt werden, da für die einlaufenden Teilchen, die an S2 als ^{55}Sc identifiziert wurden, kein Triggermuster TP2 vorhanden war.

A.2.2 mit Target

In $Trans_{mit}$ geht zusätzlich zu den von $Trans_{ohne}$ berücksichtigten Punkten auch die Bedingung ein, dass das Teilchen an S2 einschließlich des Reaktionstargets überlebt hat. Wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben, erfolgte die Bestimmung experimentell, für $^{51,52}\text{Sc} \rightarrow ^{51,52}\text{Sc}$ experimentell mit zusätzlicher Symmetrisierung und wurde zum Vergleich mit MOCADI simuliert [Mai09a].

Reaktion	N_{ein}	N_{S2S4}	$Trans_{mit}$ (exp.)	$Trans_{mit}$ (Sim.)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	1002373(1001)	716157(846)	0,72(1)	
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$	3335(625)	1752(42)	0,53(10)	0,50(8)
	1384(344)	1030(32)	0,74(19) ²	
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	16047(2276)	9570(98)	0,60(9)	0,55(8)
	6796(1084)	3898(62)	0,57(9) ²	
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	13341(1930)	8142(90)	0,61(9)	0,53(8)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	1384(344)	964(31)	0,70(17)	0,61(9)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{55}\text{Sc}$	189(112-64)	52(7)	0,28(17+14)	0,63(10)

Tabelle A.3: Experimentelle Bestimmung und Simulation der Transmissionen ohne Reaktion, mit Target. $Trans_{mit}$ ergibt sich jeweils aus $\frac{N_{S2S4}}{N_{ein}}$

²durch Symmetrisierung bestimmt

A.3 Überlebenswahrscheinlichkeit im Target

Die Überlebenswahrscheinlichkeit im Target berechnet sich aus der Transmission mit und der Transmission ohne Target

$$Surv_{Target} = \frac{Trans_{mit}}{Trans_{ohne}}. \quad (\text{A.1})$$

Reaktion	$Surv_{Target}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	0,88(2)
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$	0,86(46)
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$	0,89(21)
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	0,65(17)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	0,86(77)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	-

Tabelle A.4: Überlebenswahrscheinlichkeit im Target.

In Tabelle A.4 ist die Überlebenswahrscheinlichkeit für jede Reaktion mit dem jeweiligen Wert für $Trans_{mit}$ und $Trans_{ohne}$ berechnet. Innerhalb der Fehler stimmen die Werte für die Reaktionen überein. Für ^{55}Sc war keine Berechnung möglich, da $Trans_{ohne}$ nicht bestimmt werden konnte.

A.4 Wahrscheinlichkeiten

A.4.1 Reaktionen mit und ohne Target

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte muss auch die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion im Target bzw. außerhalb berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeiten der Reaktionen mit Target sind in Tabelle A.5 aufgelistet und berechnen sich aus dem Quotienten $\frac{N_{S_2S_4}}{N_{ein}}$.

Reaktion	N_{ein}	$N_{S_2S_4}$	P_{S_2}
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	91863666(9585)	880869(939)	0,0096(1)
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$	577859(8521)	4161(65)	0,0072(2)
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$	1742003(15051)	14807(122)	0,0085(1)
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	2661212(18849)	23153(152)	0,0087(1)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	283318(5940)	3116(56)	0,0110(3)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	16666(1435)	135(12)	0,0081(10)

Tabelle A.5: Die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion im Target berechnet sich jeweils gemäß $\frac{N_{S_2S_4}}{N_{ein}}$.

Tabelle A.6 zeigt die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion außerhalb des Targets, die nicht zu den Wirkungsquerschnitten beiträgt. Für $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ wurde keine Messung

ohne Target durchgeführt. P_{ohne} muss mit der Überlebenswahrscheinlichkeit im Target korrigiert werden, gemäß

$$P_{Materie} = P_{ohne} \cdot Surv_{Target} \quad (\text{A.2})$$

Reaktion	N_{ein}	N_{S2S4}	P_{ohne}	$P_{Materie}$
$^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$	59108(2759)	183(13)	0,0031(3)	0,0027(8)
$^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$	194968(5132)	526(23)	0,0027(2)	0,0023(7)
$^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$	145943(4403)	408(20)	0,0028(2)	0,0025(7)
$^{54}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$	13863(1325)	68(8)	0,0049(7)	0,0033(16)
$^{55}\text{Sc} \rightarrow ^{54}\text{Sc}$	1008(357)	3(2)	0,0034(20)	0,0029(20)

Tabelle A.6: Die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion außerhalb des Targets muss mit der Überlebenswahrscheinlichkeit im Target korrigiert werden. Dieser Wert ergibt die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion in Materie außerhalb des Targets, $P_{Materie}$.

Anhang B

Spektroskopische Faktoren der Sc-Isotope

In der Tabelle sind die experimentell bestimmten und die theoretisch berechneten spektroskopischen Faktoren für die beiden involvierten Orbitale $L = 1, 3$ aufgelistet.

Anfangskern	$SF_{theor.}$		$SF_{exp.}$	
	$L = 1$	$L = 3$	$L = 1$	$L = 3$
^{51}Sc	2,0	7,4	3,4(5)	3,3(7)
$^{52}\text{Sc } 3^+$	2,9	7,2	4,4(7)	3,6(10)
$^{52}\text{Sc } 4^+$	2,8	7,3	4,2(6)	3,7(10)
^{53}Sc	3,8	7,2	4,9(6)	3,6(10)
$^{54}\text{Sc } 3^+$	4,6	2,4	6,0(10)	3,4(15)
$^{54}\text{Sc } 4^+$	4,7	3,0	6,1(9)	3,4(15)
^{55}Sc	5,5	0,5	3,9(9)	0,3(13)

Tabelle B.1: Theoretische und experimentell bestimmte spektroskopische Faktoren der verschiedenen Scandium-Isotope

Abbildungsverzeichnis

1.1	Tensorkraft	2
1.2	Attraktion und Repulsion aufgrund der Tensorkraft	3
1.3	Schematische Darstellung von FAIR	4
1.4	Schematische Darstellung des Super-FRS	5
2.1	Schematische Darstellung der Knockout Reaktion	10
2.2	Schematik der Reduktionsfaktoren der gemessenen Wirkungsquerschnitte	13
3.1	Schematische Darstellung des GSI Beschleunigerkomplexes	15
3.2	Schematische Darstellung des FRS	16
3.3	Anordnung der Detektoren an S2	18
3.4	Foto der Detektoren an S2	19
3.5	Anordnung der Detektoren an S4	19
3.6	Identifikation der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	20
4.1	Form der Kurven der verschiedenen Bahndrehimpulse	26
4.2	Impulsverteilung des Ein-Neutron-Knockouts im ^{48}Ca	27
4.3	^{47}Ca Niveauschema	28
4.4	Gamma-Spektrum der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	28
4.5	Exklusive Impulsverteilung der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ für die Übergänge mit 565 und 586 keV	29
4.6	Inklusive Impulsverteilung des Ein-Neutron-Knockout im ^{48}Ca mit Anteilen der beteiligten Orbitale	31
4.7	Impulsverteilung zusätzlich mit einem $L = 1$ Anteil	34
4.8	Impulsverteilung mit angepasstem $L = 1$ Anteil	34
4.9	Identifikation der Ein-Neutron-Knockout Reaktionen an $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$.	35
4.10	x -Orte der Sc-Isotope an S4	36
4.11	Impulsverteilung gegen x -Ort an S2 für $^{51}\text{Sc} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$ und $^{52}\text{Sc} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$.	37
4.12	Impulsverteilungen der Neutron-Knockout Reaktionen an ^{51}Sc und ^{52}Sc	39
4.13	Impulsverteilungen der Neutron-Knockout Reaktionen an ^{53}Sc bis ^{55}Sc .	40
4.14	Verteilung der spektroskopischen Faktoren im ^{50}Sc und ^{51}Sc	42
4.15	Verteilung der spektroskopischen Faktoren im ^{52}Sc und ^{53}Sc	43
4.16	Verteilung der spektroskopischen Faktoren im ^{54}Sc	44
4.17	Energieschwerpunkt der Verteilung der spektroskopischen Faktoren von $^{50,51,52,53,54}\text{Sc}$	45

4.18	Experimentell und theoretisch bestimmte Wirkungsquerschnitte des Ein-Neutron-Knockouts an $^{51,52,53,54,55}\text{Sc}$	45
4.19	Wirkungsquerschnitte für den Ein-Neutron-Knockout an $^{51,52,53,54,55}\text{S}$, aufgeschlüsselt nach den Bahndrehimpulsen	46
4.20	Mögliche Besetzung der Orbitale in ^{53}Sc , ^{54}Sc und ^{55}Sc	47
5.1	Aufbau des R ³ B Experiments	51
5.2	Plasma-Reaktor für die Herstellung von polykristallinem CVD Diamant und schematischer Aufbau	55
5.3	Herstellung von polykristallinem CVD Diamant	56
5.4	Seitenansicht und Aufsicht eines Diamantsubstrats.	57
5.5	Foto eines polierten 5 Inch großen Diamantsubstrats	57
5.6	Layout der Detektoren für die Orts- und Zeitmessung	58
5.7	Layout des Detektors im dispersiven Fokus	59
5.8	Mögliches Layout für grob segmentierte Seite	59
6.1	Testdetektoren	61
6.2	Aufbau bei den Testmessungen am Tandem-Beschleuniger	62
6.3	Schematische Skizze zur Ladungssammlungseffizienz	63
6.4	Ladungssammlung im Detektor	64
6.5	Segmentierung der Testdetektoren	65
6.6	SNAKE	66
6.7	Foto von SNAKE	66
6.8	Eichung der SNAKE-Messung	67
6.9	Foto eines Diamantsubstrats in 10 facher und 40 facher Vergrößerung	68
6.10	Scans	68
6.11	Lokale Ladungssammlung	69
6.12	Amplitudendrop im überblickscan	69
6.13	Amplitudendrop im Feinscan	70
6.14	Messung der Strahlungshärte	71
6.15	Aufbau bei HADES	71
6.16	Veto- und neuer Startdetektor bei HADES	72
6.17	Messung der Zeitauflösung bei HADES	73
6.18	Verhalten des Leckstroms	73
7.1	Prototypen	75
7.2	Blockdiagramm des APV Chips	76
7.3	APV25 Chip auf PCB Board	77
7.4	GTB Bridgeboard	78
7.5	Setup des Prototyp-Tests	79
7.6	Rohdaten der vier APVs	80
7.7	Multiplizität der x-Streifen mit ^{129}Xe -Strahl	80
7.8	Position Diamant1 gg. Diamant2	81
7.9	Montierung des Diamants mit APV an einer fahrbaren Leiter	82

7.10	Position und Breite des Strahls in x-Richtung	82
7.11	Position und Höhe des Strahls in y-Richtung	83
7.12	x-Multiplizität	84
8.1	BrGRIPS am RIKEN	86

Literaturverzeichnis

- [Ada00a] W. Adam et al., CERN-EP-2000-115, (2000) .
- [Ada00b] W. Adam et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **447**, (2000) 244.
- [Ada03] W. Adam et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **514**, (2003) 79–86.
- [Alv08] H. Alvarez-Pol, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **266**(2008) 4616.
- [Aum05a] T. Aumann, The European Physical Journal A **26** (2005) 441-478 .
- [Aum05b] T. Aumann, *Technical Proposal for the Design, Construction and Operation of R³B*, , GSI, Darmstadt, 2005.
- [Ber03] E. Berdermann et al., GSI Scientific Report 2003, 234–235.
- [Böh06] M. Böhmer, *Messung der Spallationsreaktion $^{56}\text{Fe} + p$ in inverser Kinematik*, Dissertation, TU München, 2006.
- [Bol06] J. Bol, *Diamond Beam Monitors for Intense Primary Particle Beams*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 2006.
- [Bro98] B. A. Brown, Physical Review C **58** (1998) .
- [Bro02] B. A. Brown et al., Physical Review C **65**, 061601 (2002) .
- [Bro09] B. A. Brown, *persönliche Mitteilung*, 2009.
- [Bru97] R. Brun and F. Rademakers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **389**, (1997) 81.
- [Bür07] A. Bürger, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **571**, (2007) 739.
- [Cor03] D. Cortina-Gil et al., Nuclear Physics A **720**, 3 (2003) .
- [Cor04] D. Cortina-Gil et al., Physical Review Letters **93**, 062501 (2004) .
- [Cor05] D. Cortina-Gil et al., Journal of Physics G **32**, 1629 (2005) .

- [Dat03] G. Datzmann, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **210**(2003) 74–80.
- [Diamo] Fa. Diamond Materials, <http://www.diamondmaterials.de> .
- [Doo09] P. Doornenbal et al., Physical Review Letters **103** , 032501 (2009) .
- [Ebe01] J. Eberth et al., Progress in Particle and Nuclear Physics **46**, (2001) 389.
- [Esc02] J. Escher and B. K. Jennings, Physical Review C **66** , 034313 (2002) .
- [Fri04] M. Friedl, *The CMS Silicon Strip Tracker and its Electronic Readout*, Dissertation, Vienna University of Technology, 2004.
- [Gad08a] A. Gade and T. Glasmacher, Progress in Particle and Nuclear Physics **60** (2008) 161-224 .
- [Gad08b] A. Gade et al., Physical Review C **77**, 044306 (2008) .
- [Gei92] H. Geissel et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **70**, (1992) 286–297.
- [Gei03] H. Geissel et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **204**(2003) 71–85.
- [Gla59] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, Interscience, New York, 1959.
- [GSI07] <http://www.gsi.de/beschleuniger/sis18/strahlparameter.html> .
- [Han01] P. G. Hansen, Nuclear Physics A **682** (2001) 310-319 .
- [Han03] P. G. Hansen and J. A. Tostevin, Annual Reviews in Nuclear and Particle Science **53**, (2003) 219–261.
- [Hon02] M. Honma et al., Physical Review C **65**, 061301 (2002) .
- [Hon05] M. Honma et al., European Physics Journal A **25**, 499 (2005) .
- [Iwa97] N. Iwasa et al., Nuclear Physics B **126** (1997) 284 .
- [Jur09] M. Jurcovič, Dissertation, TU München, 2009, in Vorbereitung .
- [Kan09] R. Kanungo et al., Physical Review Letters **102**, 152501 (2009) .
- [Kra01] G. J. Kramer, H. P. Blok, and L. Lapikás, Nuclear Physics A **679** (2001) 267 .
- [Kub03] T. Kubo, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **204**(2003) 97.
- [Mai09a] P. Maierbeck, *persönliche Mitteilung*, 2009.

-
- [Mai09b] P. Maierbeck, *Untersuchung von Ein-Teilchen-Zuständen in neutronenreichen Kalzium- und Titanisotopen*, Dissertation, TU München, 2009.
- [Neb03] C. E. Nebel, *Semiconductor Science and Technology* **18**(3) (2003) .
- [Ots01] T. Otsuka et al., *Physical Review Letters* **87**, 08502 (2001) .
- [Ots05] T. Otsuka et al., *Physical Review Letters* **95**, 232502 (2005) .
- [Ots09] T. Otsuka, *persönliche Mitteilung*, 2009.
- [Pan97a] V. R. Pandharipande, I. Sick, and P. deWitt Huberts, *Review of Modern Physics* **69** (1997) 981 .
- [Pan97b] V. R. Pandharipande, I. Sick, and P. K. A. deWitt Huberts, *Reviews of Modern Physics* **69**, (1997) 981–992.
- [RD42C] RD42 Collaboration, CERN/LHCC Status Report 1999, 2000-011/-015.
- [Sic07] I. Sick, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **59**(2007) 447–454.
- [Sor08] O. Sorlin and M.-Q. Porquet, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **61**, 602–673.
- [Tos99] J. A. Tostevin, *J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics* **25**, (1999) 735–739.
- [Tos01] J. A. Tostevin, *Nuclear Physics A* **682**, (2001) 320c–331c.
- [Tos08] J. A. Tostevin, *persönliche Mitteilung*, 2008.
- [Tos09] J. A. Tostevin, *persönliche Mitteilung*, 2009.
- [Yan07] Y. Yano, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* **261**(2007) .

Danksagung

Ich bedanke mich bei Allen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Besonderer Dank geht an:

Den Institutsleiter Prof. Dr. Reiner Krücken für das große Interesse und die Unterstützung der Arbeit. Weiterhin für die Möglichkeit, Ergebnisse auf Meetings oder Konferenzen präsentieren zu können und an verschiedenen Strahlzeiten teilzunehmen.

Dr. Roman Gernhäuser, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand und mich sehr geduldig an seinem breiten Wissen teilhaben ließ.

Mein *langjähriger Schreibtischgegenüber* Prof. Dr. Thorsten Kröll, dem keine meiner Fragen, die er immer kompetent beantworten konnte, zu viel war.

Die Rechneradministratoren, besonders Dr. Ludwig Maier, der für fast jedes auch nicht-Rechner Problem ein Ansprechpartner war.

Dr. Michael Böhmer, Mr. Elektronik und Meister des Platinen-Designs, für die Hilfe und große Unterstützung in allen Elektronikfragen und auch sonst.

Dr. Peter Maierbeck, der mir bei der Analyse geduldig zur Seite stand.

Ralf Lang und Michael Klöckner aus der E12-Werkstatt, die sich meiner Wünsche immer sofort angenommen haben.

Rudi Lutter von der Beschleuniger-Rechnergruppe, der immer dafür gesorgt hat, dass *alles lief*.

Die Operateure des Beschleunigers. Ohne sie wären keine erfolgreichen Strahlzeiten möglich gewesen.

Sonja Winkler, die mit viel Liebe die Detektoren gereinigt, metallisiert, aufgeklebt, gebondet, gebondet und nochmal gebondet hat, weil die Drähte meine Behandlung nicht immer unbeschadet überstanden haben.

Die Kollegen an der GSI, besonders Wolfgang Koenig von HADES. Wolfgang hatte immer wieder neue Ideen, was die Diamant Elektronik angeht und hat uns seine Neuentwicklungen jederzeit bereitwillig zur Verfügung gestellt. Außerdem an die FRS-Gruppe, die einen großen Anteil an der erfolgreichen Durchführung des

Knockout Experiments und auch der Teststrahlzeit für die Diamant Detektoren hatte. Ebenso die ALADIN/LAND-Gruppe, die uns die Möglichkeit gab, unsere Diamant Detektoren in ihrem Aufbau zu testen.

Prof. Dr. Laura Fabbietti, Dr. Sissy Körner, Christoph Hinke, Dr. Konstanze Boretzky und Christos Karagiannis für den Zuspruch und die Aufmunterungen bei einem Kaffee oder abends einem (oder auch mehreren) Bier(en).

Und natürlich an meine Bürokollegen, Michael Weber, Olga Lepyoshkina, Dr. Tassilo Christ, Dr. Benjamin Sailer, ohne Euch wäre es deutlich trister gewesen. Ich will natürlich auch alle Anderen von E12 nicht vergessen, die für die angenehme Atmosphäre gesorgt und immer bereitwillig Schichten bei den Diamant-Tests übernommen haben.

Zu guter Letzt ein großer Dank an meine Eltern, die mich immer unterstützt haben!