

Institut für Kernphysik der
Universität zu Köln

γ -Spektroskopie von ^{31}Mg in inverser Kinematik

Schriftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten Staatsprüfung für das
Lehramt für die Sekundarstufe II, dem Landesprüfungsamt für die
Erste Staatsprüfung für Lehrämter an Schulen in Köln

vorgelegt von
Marijke Kalkühler

Gutachter: Prof. Dr. P. Reiter
Institut für Kernphysik

Köln, 04. April 2008

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit einer Messung am Kern ^{31}Mg , bei dem bisher ungeklärt ist, inwieweit die angeregten Zustände mit den vorhandenen (kern-)physikalischen Modellen beschrieben werden können. Dabei wurde die Methode der Coulomb-Anregung in inverser Kinematik verwendet. Das Experiment zur Bestimmung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2)\uparrow$ wurde im Sommer 2006 am REX-ISOLDE Beschleuniger am CERN durchgeführt. Das „**R**adioactive beam **EX**periment“ (REX) der ISOLDE-Anlage (**I**sotope **S**eperation **O**n **L**ine facility) am CERN in Genf bietet einen idealen Platz für solche „safe Coulomb excitation“-Experimente. Die Daten wurden dabei im Teilchen- γ -Koinzidenzmodus mit Hilfe des hocheffizienten Ge-Spektrometers MINIBALL und einem segmentierten Si-Detektor aufgenommen.

Trotz der zum Teil sehr erheblichen Probleme seitens des ISOLDE-Beschleunigers während der Messung im Sommer 2006, konnte aus den vorhandenen Daten ein möglicher Kandidat für die Coulomb-Anregung aus ^{31}Mg gewonnen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Das Schalenmodell der Atomkerne	2
1.2	Die Insel der Inversion oder „island of inversion“	3
2	Coulex Experimente mit MINIBALL	7
2.1	Die ISOLDE-Anlage	7
2.1.1	RILIS	8
2.2	REX-ISOLDE	9
2.2.1	Ladungsbrütungssystem – REXTRAP, EBIS und der q/A-Selektor	11
2.2.2	REX-Linac	13
2.3	MINIBALL-Aufbau	15
2.3.1	MINIBALL	15
2.3.2	DSSSD	20
2.3.3	MINIBALL setup im Sommer 2006	21
3	Das ^{31}Mg-Experiment	23
3.1	Datenanalyse	23
3.1.1	Eichung des DSSSD mit der Triple- α -Quelle	25
3.1.2	Kalibrierung der MINIBALL-Detektoren mit ^{152}Eu	25
3.2	Dopplerkorrektur	27
3.2.1	Bestimmung der Cluster-Winkel	27
3.2.2	Beispiel Cluster 2	32
3.2.3	Beispiel Cluster 7	36
4	Coulomb-Anregung an ^{31}Mg bei 2.76 MeV/u	41
5	Diskussion und Ausblick	47
5.1	Schwierigkeiten des Experiments	47
5.2	Zusammenfassende Bewertung der Ergebnisse	50
A	Anhang	51
A.1	Datenüberblick	51
A.2	Clustereinstellungen	52
A.2.1	Input-Parameter	52
A.2.2	Beispiel-Ergebnisse der root-Fit-Programme	52
A.3	Mg run June 2006	54
A.3.1	Target issues	54

A.3.2 REX issues	54
A.3.3 Comments	55
A.3.4 Lesson	55
Literaturverzeichnis	56
Danksagung	60
Erklärung	61

Abbildungsverzeichnis

1.1	Nuklidkarte	1
1.2	Island of Inversion	4
1.3	Sphärische und anomale Neutronen-Konfiguration	4
2.1	ISOLDE-Anlage, schematisch	8
2.2	REX-ISOLDE, schematisch	9
2.3	Ladungsbrütungssystem an REX-ISOLDE	10
2.4	REX-trap Penning-Falle	11
2.5	REX-EBIS	12
2.6	LINAC	13
2.7	LINAC, schematisch	14
2.8	Setup, schematisch	15
2.9	REX-ISOLDE Beschleuniger im Sommer 2006	16
2.10	3 MINIBALL-Cluster im beweglichen Rahmen	17
2.11	MINIBALL HPGe-Kristall, schematisch	18
2.12	Targetkammer, Ansicht von oben	19
2.13	DSSSD, Photo und schematische Darstellung	21
2.14	CD-Detektor im Aufbau	21
2.15	MINIBALL-Spektrometer im Sommer 2006	22
3.1	Triple- α Spektren	25
3.2	^{152}Eu -Spektrum	26
3.3	Referenzsystem für die Clusterwinkel $\theta_{cl}, \varphi_{cl}$ und α_{cl}	27
3.4	Schematische Darstellung der Winkel θ_{cl} und φ_{cl}	28
3.5	Optimierung des θ_{cl} -Winkels am Beispiel von Cluster 5	29
3.6	Optimierung des α_{cl} -Winkels am Beispiel von Cluster 5	29
3.7	Spektren der ^{22}Ne -Eichmessung	30
3.8	γ -Linie von ^{22}Ne bei 1017 keV	31
3.9	Cluster 2 Fit bei 1017 keV, unkorrigiert	33
3.10	Cluster 2 Fit bei 1017 keV, korrigiert	34
3.11	Cluster 2 Fit bei 1017 keV, korrigiert und permutiert	35
3.12	Cluster 7 Fit bei 1017 keV, unkorrigiert	37
3.13	Cluster 7 Fit bei 1017 keV, korrigiert	38
4.1	Teilchenspektren des ^{31}Mg	41
4.2	Zeitdifferenzspektrum	42
4.3	pp1h	43

4.4	Prompte γ -Spektren mit Schnitt auf die ^{31}Mg -Region	44
4.5	Dopplerkorrigierte γ -Spektren	45
4.6	Termschema von ^{31}Mg und ^{107}Ag	46
5.1	Ortsverteilung im CD-Detektor	47
5.2	β -Zerfallsspektrum	48
5.3	Zeitdifferenzspektrum	49
5.4	Promptes, untergrundbereinigtes γ -Spektrum	50

Tabellenverzeichnis

2.1	DSSSD Daten	20
3.1	Targetrad-Besetzung	23
3.2	γ -Energien und relative Intensitäten von ^{152}Eu	26
3.3	Clusterwinkel vor und nach der Optimierung	39
A.1	Anzahl der verschiedenen Runs und Gesamtdateigrößen	51

Kapitel 1

Einführung

Kernphysikalische Forschung befasst sich unter anderem mit dem Aufbau, der Struktur und der Dynamik von Atomkernen. Ein Ziel ist es, die Struktur des Kerns und die Interaktion zwischen seinen Bestandteilen, den Nukleonen, zu verstehen. Der Atomkern ist ein quantenmechanisches Vielkörper-System, welches aus A Nukleonen besteht, Z Protonen und N Neutronen. Alle gebundenen Kerne sind in der Nuklidkarte zu finden, welche in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Nur 270 der rund 2700 bisher bekannten Isotope, sind stabil und bilden das sogenannte „Tal der Stabilität“. Verlässt man diese Region und nähert sich den Protonen- und Neutronenabbruchkanten, bei denen keine weiteren Protonen oder Neutronen gebunden werden, so werden die Kerne durch extreme N/Z -Verhältnisse beschrieben. Die Kenntnisse über diese sogenannten „exotischen Kerne“ ist heute noch sehr begrenzt und die experimentellen Daten, vor allem von den Kernen auf der neutronenreichen Seite, gering. [1]

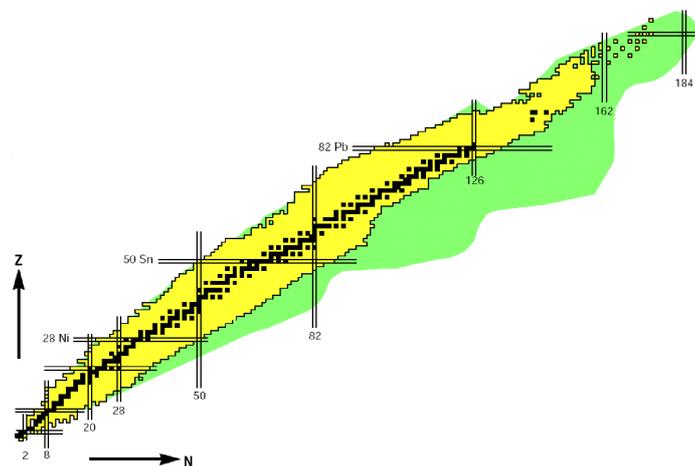


Abbildung 1.1: Die Nuklidkarte: Die Protonenzahl Z ist gegen die Neutronenzahl N aufgetragen. Die schwarzen Kästchen symbolisieren stabile Elemente, die gelbe Fläche steht für alle bekannten Isotope. (nach [18])

Um neutronenreiche Kerne jenseits des Tals der Stabilität besser zu verstehen, werden zur Zeit weltweit Anstrengungen unternommen, diese Kerne in sogenannten „radioactive beam facilities“ zu erzeugen und mit geeigneten Separatoren und Beschleunigern den Experimenten

zur Verfügung zu stellen. Eine wichtige grundlegenden Information über die Eigenschaften der unbekannt Struktur dieser Kerne erhält man in Versuchsreihen, bei denen man lediglich die elektromagnetische Anregung, auch als Coulomb-Anregung bezeichnet, ausnutzt. Mit dieser Methode erhält man Auskunft über die grundlegenden Kerneigenschaften wie z. B. die Deformation des untersuchten Kerns. Diese Deformation kann man z. B. dem sogenannten $B(E2)_{\uparrow}$ -Wert entnehmen, der im wesentlichen abhängig ist von einem Matrixelement zwischen dem Grundzustand und den beobachteten angeregten Zuständen. Ein besonders interessantes Forschungsfeld sind zur Zeit die neutronenreichen Mg, Na und Ne Kerne, bei denen man starke Abweichungen von der erwarteten Struktur, die unter anderem im Rahmen des Schalenmodells berechnet wurde, beobachten konnte. Diese Gegend wird „island of inversion“ genannt. Näheres zur „island of inversion“ wird in Kapitel 1.2 beschrieben. Gegenstand dieser Arbeit ist eine Messung des Kerns ^{31}Mg , bei dem ungeklärt ist, inwieweit die angeregten Zustände mit den vorhandenen Modellen beschrieben werden können. Dabei wurde die kernphysikalische Methode der Coulomb-Anregung in inverser Kinematik verwendet. Das „Radioactive beam **EX**periment“ (REX) der ISOLDE-Anlage (**I**sotope **S**eparation **O**n **L**ine facility) am CERN in Genf bietet einen idealen Platz für solche „safe Coulomb excitation“-Experimente¹. Die maximale Energie des Strahls, die mit dem REX-ISOLDE Beschleuniger erreicht werden kann, beträgt 3.0 MeV/u. Deshalb wurde eine Messung mit dem γ -Spektrometer MINIBALL bei REX-ISOLDE zur Untersuchung von ^{31}Mg durchgeführt und die ersten Daten im Rahmen dieser Examensarbeit ausgewertet.

1.1 Das Schalenmodell der Atomkerne

Bei der Untersuchung von Neutronen- und Protonen-Bindungsenergien, die man aus Massenmessungen bestimmen konnte, ergaben bereits frühe Untersuchungen klare Abweichungen vom makroskopischen Tröpfchenmodell und Hinweise auf eine mikroskopische Struktur der Atomkerne. Die Ergebnisse zeigten, dass bei den sogenannten „magischen Kernen“, bei denen die Neutronenzahl oder die Protonenzahl eine der magischen Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 oder 126 ist, eine besonders hohe Separationsenergie für ein einzelnes Nukleon zu finden ist. Gleichzeitig ist die Separationsenergie für ein weiteres hinzugefügtes Nukleon wesentlich kleiner. Dies bedeutet, dass Kerne mit magischen Nukleonenzahlen und insbesondere doppeltmagische Kerne wie ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca und ^{208}Pb besonders stabil sind. Eine ähnliche Situation kennt man von den Bindungsenergien der Elektronen in der Atomhülle, bei denen die Edelgase mit einer abgeschlossenen Valenzschale sehr große Ionisationsenergien aufweisen, während man bei Alkalimetallen, welche in ihrer Atomhülle gerade ein Elektron zuviel besitzen, sehr kleine Ionisationsenergien feststellt. [1], [14]

Es war deshalb naheliegend, ähnlich wie in der Atomphysik, ein Schalenmodell des Atomkerns zu entwickeln. Das atomare Schalenmodell ist ein Modell, bei welchem die Protonen eines Atoms das zentrale Coulomb-Potential im Atomkern bilden und die Elektronen sich in diesem Potential bewegen. Die innerste Schale wird K-Schale genannt und fasst maximal zwei Elektronen; auf der nächsten Schale, der L-Schale, haben maximal acht Elektronen Platz. Beim nuklearen Schalenmodell muss jedoch von den attraktiven Kernkräften zwischen den Nukleonen ausgegangen werden, während die Coulombwechselwirkung zu einer Abstoßung im

¹Der inelastische Streuprozess dieser Experimente liegt in einem Energiebereich unterhalb der Coulomb-schwelle und lässt sich sehr gut durch die semi-klassische Störungstheorie beschreiben.

Kernpotential und einer reduzierten Bindungsenergie beiträgt. Wichtigster Ansatz des nuklearen Schalenmodells ist daher ein mittleres Kernpotential, in dem sich die Nukleonen bewegen und in dem die Einteilchenzustände gemäß dem Pauli-Prinzip besetzt werden. Anders als beim Coulombpotential der Atomphysik gibt es beim Kern keine zentrale Ladung. Daher ergibt sich das mittlere Kernpotential aus den einzelnen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen, welche sich überlagern. Auf Grund der relativ kurzen Reichweite dieser Wechselwirkungen wird angenommen, dass das Kernpotential proportional zur Nukleonendichte ist. Die Wellenfunktionen der Orbitale lassen sich in einen radial- und winkelabhängigen Anteil separieren. Die bestimmenden Quantenzahlen sind: die Anzahl der Knoten der Radialwellenfunktion n , der Bahndrehimpuls ℓ mit seiner Unterquantenzahl m und der Eigendrehimpuls oder Spin s . Die Entartung von ℓ ist $2\ell + 1$, wobei der Vorfaktor 2 den zwei nach dem Pauli-Prinzip möglichen, entarteten Spineinstellungen Rechnung trägt. [14], [15]

Bei der Lösung der Schrödingergleichung wurden verschiedene Potentiale verwendet, um die Schalenstruktur und insbesondere die empirisch nachgewiesenen magischen Zahlen zu bestimmen. Mit dem analytisch lösbaren dreidimensionalen harmonischen Oszillator konnte man die ersten drei magischen Zahlen 2, 8 und 20 erklären, danach allerdings sind die Abweichungen sehr groß. Ein realistischeres Potential ist das Woods-Saxon-Potential, bei dem die Potentialtiefe, der Kernradius und die Randunschärfe vorgegeben sind. Die Lösung gibt die Aufspaltung der entarteten Niveaus im harmonischen Potential wieder. Die magischen Zahlen ändern sich beim Übergang vom harmonischen zum Woods-Saxon-Potential allerdings nicht und es werden auch hier nur die ersten drei magischen Zahlen erklärt. Der wichtigste Beitrag zum Schalenmodell des Atomkerns wurde synchron von Maria Goeppert-Mayer in Chicago und Hans Daniel Jensen, Haxel und Suess (Nobelpreis 1963) in Heidelberg im Jahre 1949 beigetragen. Die Wechselwirkungsenergie zwischen Spin und Bahndrehimpuls der Nukleonen spielt die entscheidende Rolle. In der Atomphysik verursacht die Spin-Bahn-Wechselwirkung die Feinstrukturaufspaltung. Im nuklearen Schalenmodell setzt sich das mittlere Kernpotential ebenfalls aus einem Zentralpotential und einem auf Spin-Bahn-Kopplung zurückzuführenden Potential zusammen. Mit diesem Ansatz konnte die große Aufspaltung verschiedener Niveaus und ihre Verschiebung über die Grenzen der Hauptoszillatorschalen erklärt werden. Die starke Spin-Bahnkopplung ist somit für die magischen Zahlen verantwortlich. [1], [14], [15]

1.2 Die Insel der Inversion oder „island of inversion“

Die „island of inversion“ ist eine Region auf der Nuklidkarte, in der sich Isotope mit einem ungewöhnlichen nuklearen Aufbau befinden. Das Gebiet wurde im Jahre 1975 erstmals im Rahmen einer französisch-deutschen Kollaboration bei der Durchführung von Massenmessungen mit neutronenreichen Lithium- und Natrium-Isotopen bei ISOLDE am CERN erreicht. Seitdem haben weitere Studien gezeigt, dass die neutronenreichen Isotope von Neon, Natrium und Magnesium mit einer Neutronenzahl größer als 20 ebenfalls zu dieser Region gehören.

Der Ort der „island of inversion“ ist in Abbildung 1.2 zu sehen. Die „island of inversion“ ist ein besonders interessanter Bereich auf der Nuklidkarte, da die Kerne aus dieser Region eine deutlich größere Deformation aufweisen, als die benachbarten Schalenmodellkerne. Der klassische Schalenabschluss liegt normalerweise für alle stabilen Kerne in dieser Massenregion

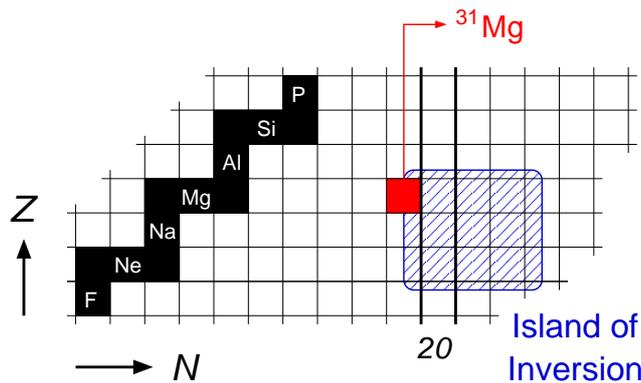


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Island of Inversion (nach [23])

bei $N = 20$ und wird durch eine fast sphärische Kernform beschrieben. Anschaulich wird dies aus der Abbildung 1.3(a).

Die Deformation kann mit Hilfe einer relativen Verschiebung und einer anomalen Besetzung der Orbitale erklärt werden. Zum einen sagen die Schalenmodellrechnungen für diese Region eine reduzierte Energielücke zwischen dem $0d_{3/2}$ Orbital und der pf-Schale bei den Neutronen vorher, die durch die Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkung verursacht wird. Die Verschiebung und kleinere Energielücke wird durch eine starke attraktive Wechselwirkung zwischen den Protonen im $0d_{5/2}$ Orbital und den vielen Neutronen im $0d_{3/2}$ Orbital hervorgerufen (siehe Abbildung 1.3(a)). Somit ergibt sich hier ein so genannter Unterschalenabschluss bei $N = 16$. [13]

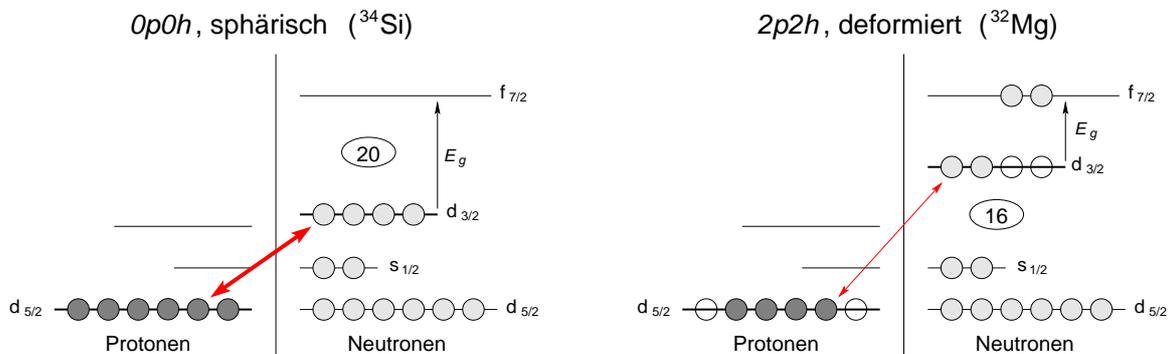


Abbildung 1.3: Normale sd -shell Konfiguration (links) und Grundzustandskonfiguration von ^{32}Mg (rechts) (nach [23])

Wenn zusätzlich zwei oder mehrere Neutronen das $f_{7/2}$ Orbital aus der pf-Schale im Grundzustand besetzen, ist das eigentlich höher liegende $f_{7/2}$ Orbital energetisch günstiger und verursacht somit eine Umkehr der Niveaubfolge zwischen dem $0d_{3/2}$ Orbital und dem $f_{7/2}$ Orbital (siehe Abbildung 1.3(b)). Diese anomale Neutronen-Konfiguration wird auch „intruder configuration“ beziehungsweise „ $2p2h$ (intruder) configuration“ genannt, da sich das $f_{7/2}$ Orbital aus einer höheren Schale als Funktion der Neutronenzahl energetisch unter das höchste Niveau der niedrigeren Schale geschoben hat. Die umgekehrte, invertierte Niveaubfolge er-

klärt auch den Namen der Region „Insel der Inversion“. [13]

Weshalb nun ein Experiment mit ^{31}Mg ? In der Region nahe der „island of inversion“ wurden bereits mehrer Experimente mit geraden Mg-Isotopen gemacht. Es wurden z.B. Untersuchungen zur Coulomb-Anregung der beiden Isotope ^{30}Mg und ^{32}Mg durchgeführt (siehe [18]). Dabei wurde herausgefunden, dass sich ^{30}Mg noch außerhalb der Island of Inversion befindet, ^{32}Mg jedoch innerhalb dieses Gebietes liegt. Die Grundzustandseigenschaften von ^{31}Mg zeigen, dass bereits bei der Neutronenzahl $N = 19$ der Übergang zu der „Island of inversion“ mit einem hochdeformiertem 2p2h-Grundzustand mit $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ stattfindet [17]. Die unbekannt kollektiven Eigenschaften der angeregten Zustände innerhalb der $K = \frac{1}{2}$ Yrast-Bande motivierten deshalb ein Coulombanregungsexperiment in inverser Kinematik mit einem instabilen, nachbeschleunigten ^{31}Mg -Strahl bei REX-ISOLDE, CERN. Die Strahlenergie betrug 2.76 MeV/u und es wurden Teilchen- γ -Koinzidenzen mit einem ortsempfindlichen Si-Detektor in Kombination mit dem hocheffizient MINIBALL-Spektrometer gemessen.

Kapitel 2

Coulex Experimente mit dem MINIBALL-Spektrometer am REX-ISOLDE Beschleuniger

Das folgende Kapitel soll einen kurzen Überblick über den komplexen Aufbau des Coulomb-Anregungsexperiments am CERN bieten. Dabei geht es um die ISOLDE-Anlage („Isotope Separation On Line facility“) und dem „Radioactive beam Experiment“ (REX) an der ISOLDE-Anlage. Des weiteren wird der Aufbau des Experimentplatzes mit dem MINIBALL-Spektrometer skizziert. Dazu gehört auch ein Überblick über den Aufbau im Sommer 2006, während des Coulex-Experiments.

2.1 Die ISOLDE-Anlage

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der großen ISOLDE-Anlage am CERN. An ISOLDE werden radioaktive Nuklide mittels Spallation, Fragmentation und Spaltung produziert, indem Protonen mit Energien von 1.0 bis 1.4 GeV in dicken, hitzebeständigen Targets mit Atomkernen zusammenstoßen. Für die Herstellung neutronenreicher Magnesium-Isotope werden Targets aus einer Uran-Carbid-Verbindung (UC_x) verwendet.

Die benötigten Protonen kommen aus dem CERN **Protonen-Synchrotron Booster** (PSB). Der PSB wird mit einem sogenannten „supercycle“ mit durchschnittlich 12 Pulsen und einem Zeitabstand von 1.2 s zwischen den aufeinander folgenden Pulsen betrieben. Die maximale Intensität des Protonenstrahls liegt bei $3.2 \cdot 10^{13}$ Protonen/Puls. Da der PSB auch für andere Experimente am CERN genutzt wird, stehen im allgemeinen nicht alle 12 Protonen-Pulse den Experimenten an ISOLDE zur Verfügung. Der zeitliche Abstand, in welchem die einzelnen Protonen-Pulse das ISOLDE-Target erreichen, beträgt daher ein Vielfaches von 1.2 s. Nach der Produktion verschiedener radioaktiver Kerne durch den Protonenbeschuss des ISOLDE-Targets werden die Isotope aus dem Target mit verschiedenen Methoden (Oberflächen-, Plasma- oder Laser-Ionisation) ionisiert und anschließend extrahiert. [8]

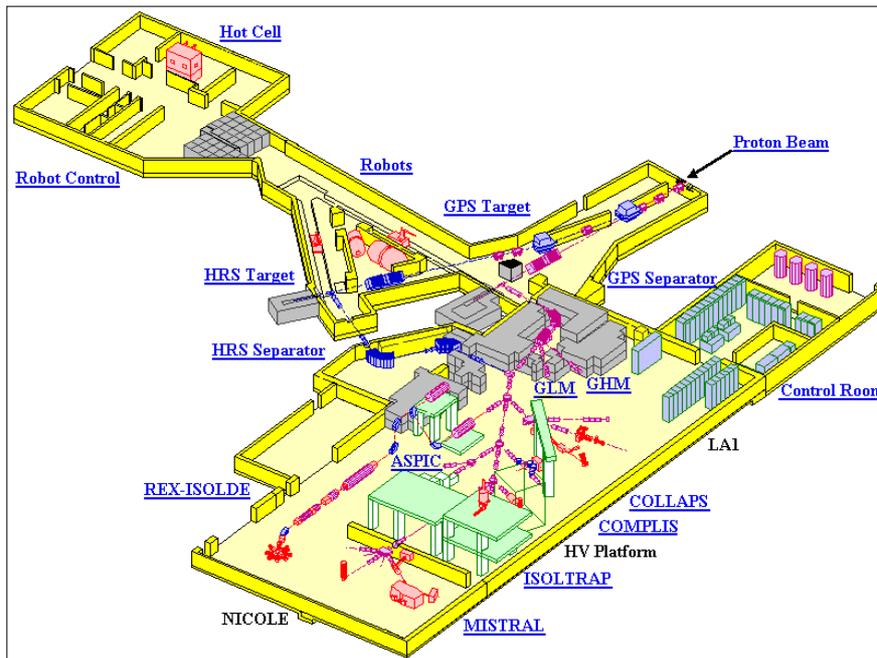


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der ISOLDE-Anlage (aus [29])

2.1.1 RILIS

Nach der Erzeugung verschiedener radioaktiver Kerne durch den Beschuss der ISOLDE-Targets mit einem Protonen-Strahl, diffundieren die Isotope aus dem Target und werden im Anschluss ionisiert. Für die Ionisation der neutronenreichen Mg-Isotope wurde die ISOLDE-RILIS (**R**esonant **I**onization **L**aser **I**on **S**ource), eine Laser-Ionen-Quelle genutzt. Die RILIS verwendet das Prinzip der Photo-Ionisation, in der Anregung und Ionisation des Atoms durch Resonanz-Wechselwirkung mit verschiedenen gepulsten Laserstrahlen induziert werden kann. Die gepulsten Laserstrahlen sind auf benachbarte Übergänge zwischen Atomzuständen abgestimmt. Die Wahrscheinlichkeit der Photo-Ionisation durch einen Laserpuls kann Werte bis zu 10% erreichen. Die isobare Kontamination, die vor allem auf eine Oberflächenionisation zurückzuführen ist, wird zum größten Teil durch die chemische Spezifität der Photo-Ionisation unterdrückt. Nach der Ionisation der Kerne werden die gewonnenen 1^+ -Ionen in einem elektrischen Feld auf 60 keV beschleunigt und zu den Isotopenseparatoren geleitet. [16]

In der ISOLDE-Anlage gibt es zwei verschiedene Isotopenseparatoren, die je nach Anforderung des Experiments genutzt werden können. Jede von ihnen ist mit einem eigenen Isotopenseparator ausgestattet. Der **G**eneral **P**urpose **S**eparator (GPS) und der **H**igh **R**esolution **S**eparator (HRS) können verschieden Kerne mit einem Massenaufklärungsvermögen von $\frac{M}{\Delta M} = 2400$ beziehungsweise 5000 trennen. Das Strahlverteilungssystem der ISOLDE-Anlage ermöglicht es prinzipiell, dass parallel bis zu zwei weiteren Experimenten am GPS Ionen zur Verfügung stehen. Dies wird jedoch meist nicht genutzt.

2.2 REX-ISOLDE

„REX-ISOLDE“ steht für **R**adioactive beam **E**Xperiment at the **I**sotope **S**eparation **O**n **L**ine facility und wurde im Rahmen eines Pilotprojekts 1994 begonnen. Mit diesem Aufbau können die instabilen Ionen nachbeschleunigt werden. Um die Beschleunigung in REX effizienter zu machen, werden die Ionen in einen höheren Ladungszustand gebracht. Dazu steht das so genannte „charge breeding system“ zur Verfügung, das aus der REX-trap, der REX-EBIS und dem A/q-Separator besteht. Eine schematische Darstellung von REX-ISOLDE ist aus Abbildung 2.2 zu entnehmen. Im folgenden werden die einzelnen Elemente, die zu REX gehören, kurz beschrieben. Näheres zum REX-ISOLDE Aufbau in [7] und [9].

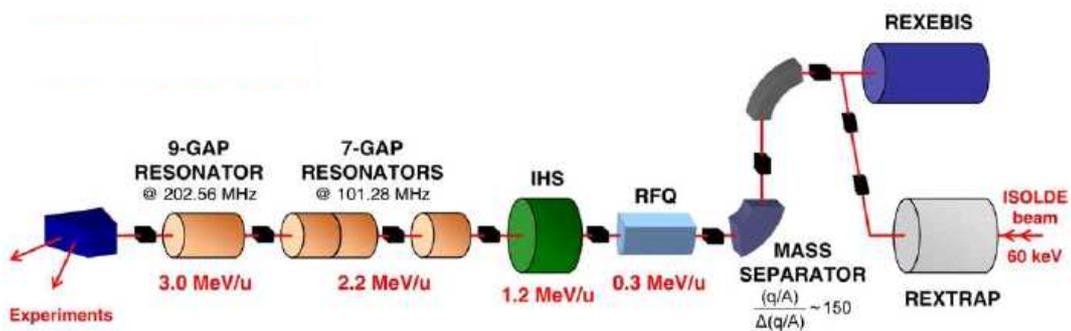


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von REX-ISOLDE (aus [29])

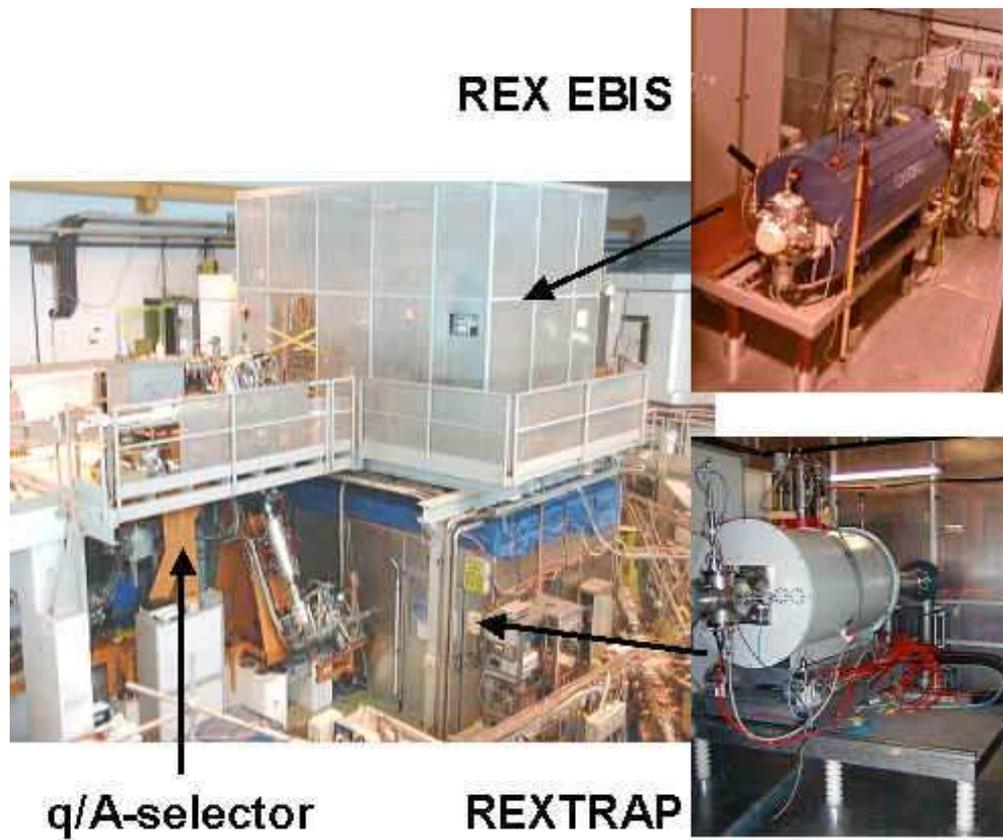


Abbildung 2.3: Das Ladungsbrütungssystem an REX-ISOLDE (aus [29])

2.2.1 Ladungsbrütungssystem – REXTRAP, EBIS und der q/A-Selektor

Die 1^+ -Ionen, die ISOLDE mit einer Energie von 60 keV liefert, werden zunächst in der REX-trap – einer Penning-Falle – durch ein Hochspannungspotential von beinahe 60 kV auf Energien von lediglich einigen eV abgebremst. Das Anreichern und Verdichten der Ionen (Abbremsung und Kühlung) wird durch ein Puffergas erreicht. Hierbei handelt es sich um Argon und Neon bei einem typischerweise vorherrschenden Gasdruck von rund 10^{-3} mbar. Die Dauer der Sammlung und Kühlung der Ionen beträgt in der Regel 20 ms. Im Anschluss daran werden die Ionen in kleinen Paketen („bunches“) aus der Falle extrahiert, zurück auf 60 keV beschleunigt und dann in die REX-EBIS zur Erbrütung höherer Ladungszustände geschossen (siehe Abbildung 2.2).



Abbildung 2.4: Die REX-trap Penning-Falle (aus [29])

Die Transmission durch die REX-trap ist abhängig von der Anzahl der gesammelten Ionen: bei Intensitäten kleiner als 10^5 Ionen pro bunch kann eine Ausbeute von bis zu 45% erreicht werden. Auf Grund von Raumladungseffekten kann die Transmission jedoch auch niedriger als 10% bei 10^7 Ionen pro bunch sein. (Siehe auch [2], [6] und [22])

Die REX **E**lectron **B**eam **I**on **S**ource (REX-EBIS) verwendet monoenergetische Elektronen mit einer Energie von 5 keV. Durch den Beschuss der einfach-positiv geladenen Ionen mit diesen Elektronen, werden höher geladene Ionen erzeugt. Für diesen Vorgang muss in der REX-EBIS ein Hochvakuum von rund 10^{-10} mbar vorherrschen. Die Stromdichte in der REX-EBIS liegt bei etwa 150 A/cm^2 , was durch Verdichtung des 0.2 A Elektronenstrahls in einem 2 T starken Magnetfeld erreicht wird. Dieses Magnetfeld wird durch eine supraleitende Zylinder-spule erzeugt. Indem die Brütungszeit der EBIS verändert wird, kann eine unterschiedliche Ladungszustandsverteilung der Ionen produziert werden. Somit wird es möglich, den optimalen Ladungszustand der gewünschten Ionen herauszusuchen, der für die Nachbeschleunigung im REX-LINAC am günstigsten ist. Der optimale Ladungszustand entspricht im allgemeinen einem A/q -Wert < 4.5 .

Der Ionenstrahl, der durch die EBIS gewonnen wurde, hat eine typische bunch-Breite von $\approx 100 \mu\text{s}$. Die maximale Effizienz der REX-EBIS liegt bei rund 30%, da lediglich ein bestimmter Ladungszustand aus der gesamten Ladungszustandsverteilung durch den A/q -Separator ausgewählt wird. Liegt die Anzahl der positiv geladenen Ionen, welche in der REX-EBIS gespeichert werden können, etwa bei 2×10^{10} pro Brutzyklus, so wird die Intensität des REX-ISOLDE Nachbeschleunigers nicht durch die EBIS begrenzt. [4], [9], [10], [25], [20]

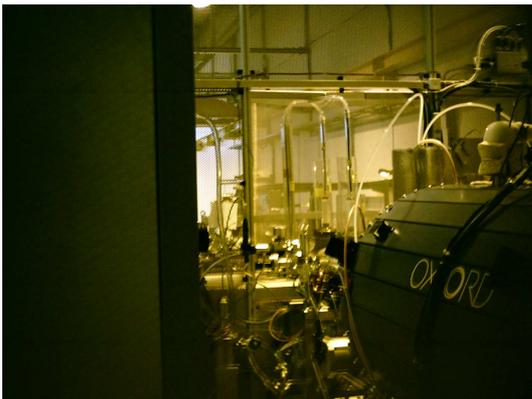


Abbildung 2.5: Die REX-EBIS (Electron Beam Ion Source), aufgebaut auf der HV-Plattform. Man erkennt den blauen, mit flüssigem Helium gefüllten Kryostaten der supraleitenden Spule. (Bild 2 aus [29])

Da die Anzahl der erbrüteten stabilen Restgasionen (z. B. C, N, O, Ne und Ar) um einige Größenordnungen höher sein kann als die Anzahl der gewünschten radioaktiven Kerne, muss

eine Massentrennung des aus der EBIS gewonnenen Strahls erfolgen. Dies wird durch einen magnetischen Separator in S-Form erreicht, der ein Massenaufhebungsvermögen von $\frac{(A/q)}{\Delta(A/q)} \approx 100 - 150$ und eine Transmission von rund 75 - 90% besitzt ([10], [20]). Nach dem Durchqueren des A/q-Separators werden die geladenen radioaktiven Ionen in den REX-LINAC eingeschossen.

2.2.2 REX-Linac

Der REX LINear ACcelerator (REX-LINAC, Abbildung 2.6) Nachbeschleuniger besteht seit 2004 aus vier verschiedenen Resonanzstrukturen, um den Bedürfnissen der Experimente zu entsprechen. In den Resonanzstrukturen werden die Ionen durch hochfrequente, elektromagnetische Wechselfelder beschleunigt. Die mit 5 keV/u aus der EBIS gewonnenen Ionen werden auf mittlere Energien von etwa 1.2 MeV/u im RFQ und der IH Struktur beschleunigt. Nachträglich kann eine Beschleunigung oder Abbremsung an den 7-gap Resonatoren auf Energien zwischen 0.8 MeV/u und 2.25 MeV/u durchgeführt werden, bei einer Energieabweichung von maximal 1.5% bei 2.25 MeV/u. Zwischen 2001 und 2003 betrug die maximale Strahlenergie des REX-Beschleunigers 2.25 MeV/u. Alle drei Beschleunigungsstrukturen arbeiten bei 101.28 MHz und einem Impuls-Leistungsverhältnis von 10%. Im Jahr 2004 wurde eine zusätzliche 9-gap IH Struktur gebaut, welche bei 202.56 MHz arbeitet und eine maximale Strahlenergie von 3.0 MeV/u ermöglicht. Auf Grund der in der EBIS erbrüteten höheren Ladungszustände wird für die gesamte Beschleunigung nur eine Strecke von insgesamt 12 m benötigt. In Abbildung 2.7 ist eine schematische Darstellung des REX-LINAC zu sehen. [7], [9]

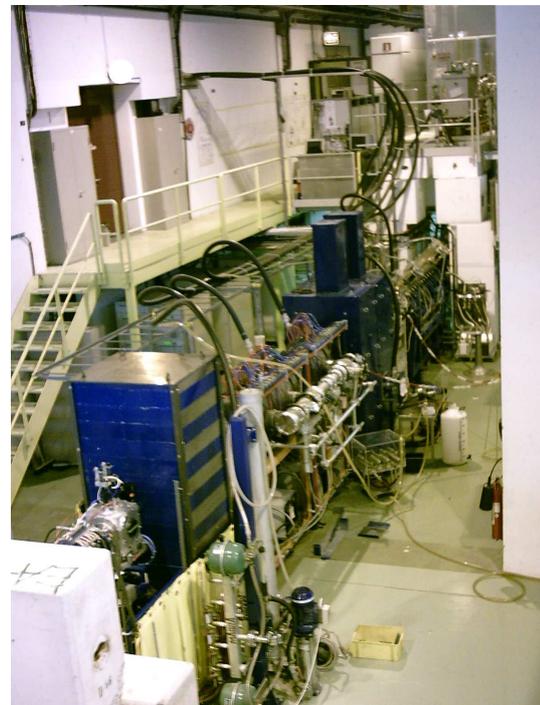


Abbildung 2.6: Ein Blick entlang des LINAC

Die totale Transmission durch den REX-LINAC liegt bei rund 80%. Zusammen mit dem

Übertragungswirkungsgrad der Ionenfalle, REX-EBIS und dem A/q-Selektor wird eine Gesamteffizienz von $\approx 5\%$ an REX-ISOLDE erreicht, die den Experimenten im Anschluss zur Verfügung stehen.

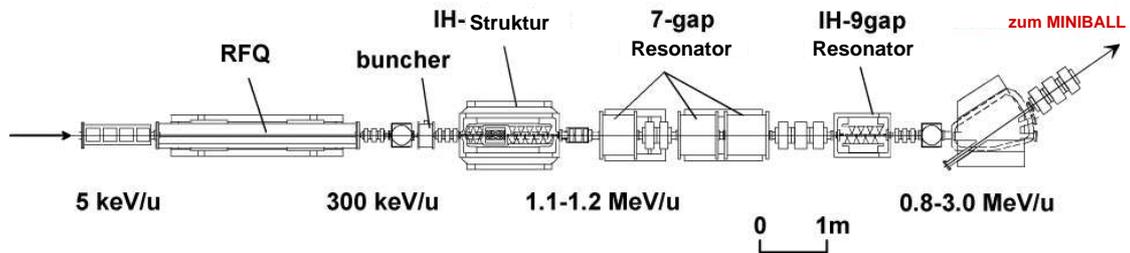


Abbildung 2.7: Schematische Abbildung des Linear Accelerators (nach [29])

2.3 MINIBALL-Aufbau

Vom Linearbeschleuniger aus gelangt der radioaktive Strahl letztlich zum MINIBALL-Aufbau. Der MINIBALL-Aufbau setzt sich zusammen aus der Targetkammer mit einem segmentierten Detektor aus Silizium, den MINIBALL-Detektoren, sowie der dazugehörigen Elektronik (siehe Abbildung 2.8). Näheres über die Elektronik ist unter anderem aus [18] und [27] zu entnehmen.

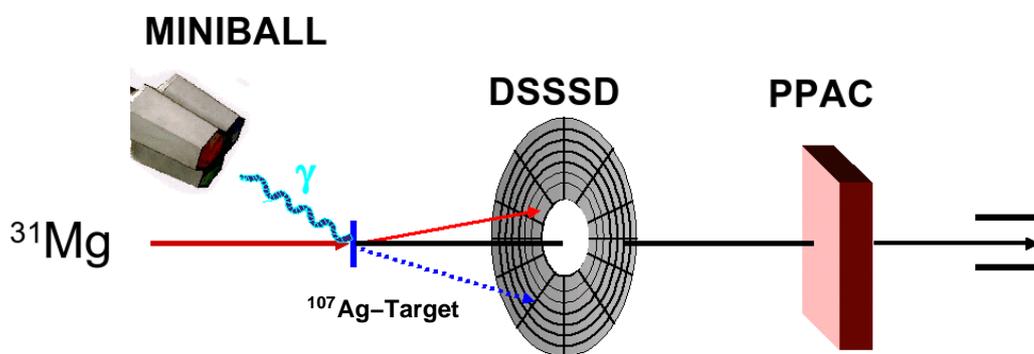


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau des Experiments im Sommer 2006

2.3.1 MINIBALL

Der MINIBALL-Detektor besteht aus 8 Clusterdetektoren, wobei jeder Cluster aus 3 individuell gekapselten HPGe-Kristallen besteht (**H**igh **P**urity **G**ermanium). Jeder Kristall ist elektrisch in 6 Segmente unterteilt. Die elektrische Unterteilung entsteht durch die Segmentierung der äußeren Kontakte des Ge-Kristalls. Auf diese Weise können die einzelnen Teile des Kristalls separat ausgelesen werden.

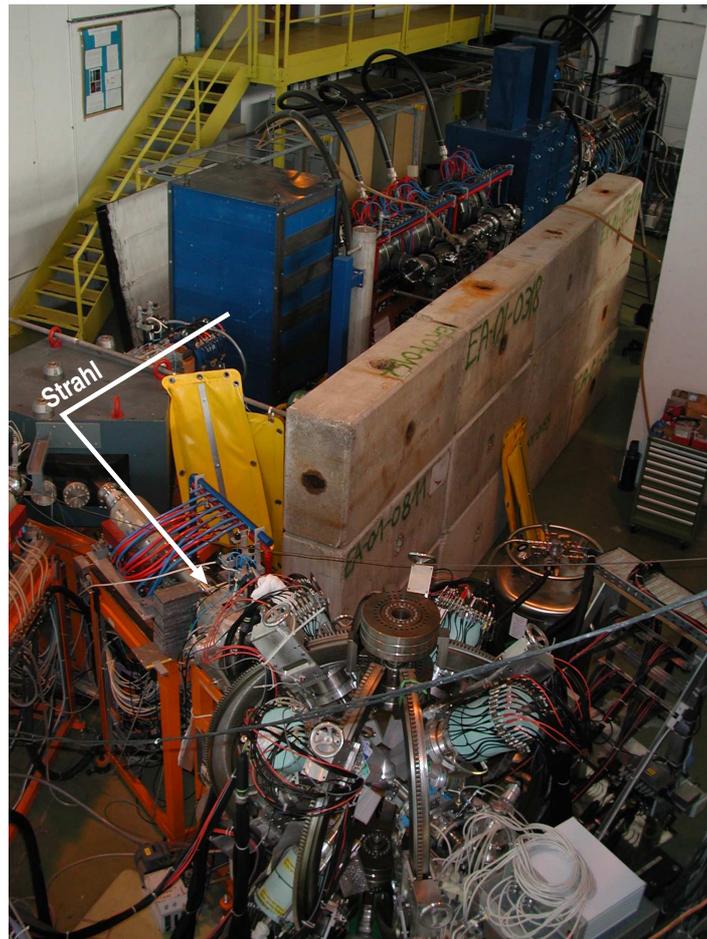


Abbildung 2.9: Der REX-ISOLDE Beschleuniger beim Experiment im Sommer 2006. Vorne im Bild ist der MINIBALL-Aufbau zu sehen.

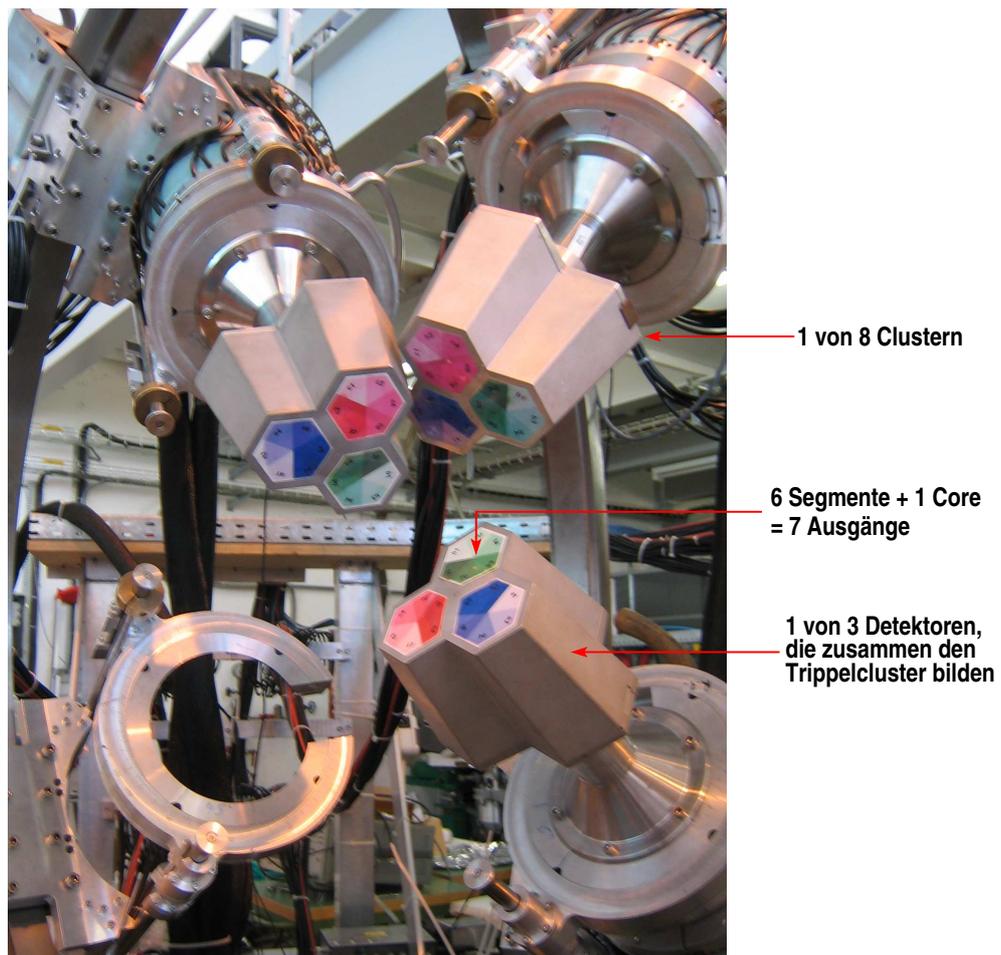


Abbildung 2.10: Drei der insgesamt 8 im beweglichen Rahmen eingebauten MINIBALL-Cluster.

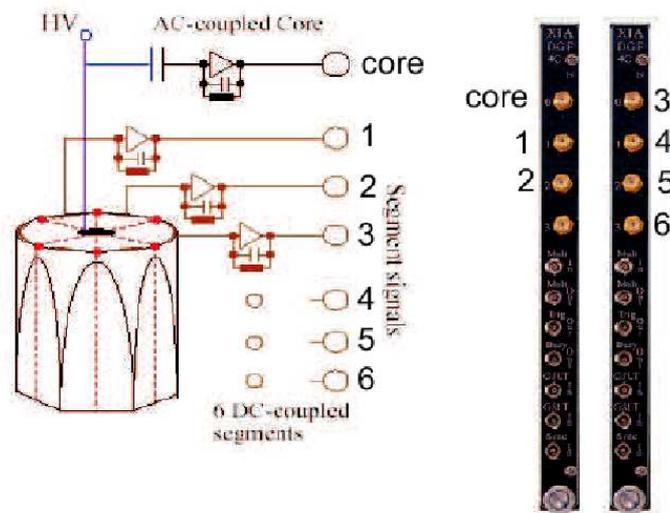


Abbildung 2.11: Der MINIBALL HPGe-Kristall mit seiner Segmentierung. 24 dieser Kristalle werden in 3-er Gruppen auf 8 Cluster angebracht. Der Core und die 6 Segmente werden von jeweils 2 XIA DGF-Modulen (**D**igital **G**amma **F**inder), wie sie links zu sehen sind, ausgelesen. (aus [27])

An einem MINIBALL HPGe-Kristall liegt eine Hochspannung von etwa 2.5 bis 4.5 kV an. Die mittlere Elektrode, an welcher die Hochspannung angebracht ist, wird als „Core“ bezeichnet. Die individuellen Cores des MINIBALL sorgen für eine Granularität („granularity“) aus 24 individuellen Teilen (3 Detektoren x 8 Cluster). Die 6-fache Segmentierung sorgt für eine 144-fache „elektrische Granularität“ (3 Detektoren x 8 Cluster x 6 Segmente).

Bei Germanium handelt es sich um einen Halbleiter. Dies bedeutet, dass die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband nur etwa 0.7 eV beträgt. Daher reicht schon thermische Anregung aus, um ein Elektron in das Leitungsband anzuregen. Um diesen Effekt zu unterdrücken, müssen die MINIBALL-Cluster gekühlt werden. Die drei Kristalle sind dazu auf einem Kühlfinger befestigt und werden bei 100 K, der Temperatur von flüssigem Stickstoff (LN_2), betrieben. [11] Auf sechs flexiblen Armen sind die acht Cluster mit ihren Dewargefäßen befestigt, in welchen sich der LN_2 befindet (vgl. Abbildung 2.15).

Bei einem Abstand von ≈ 11 cm zwischen Target und Cluster, beträgt die Raumwinkelabdeckung etwa 60% von 4π . Die durchschnittliche γ -Auflösung beträgt für jeden Core 2.3 keV bei 1.3 MeV, die Auflösung der Segmente liegt bei 2.8 keV. [5]

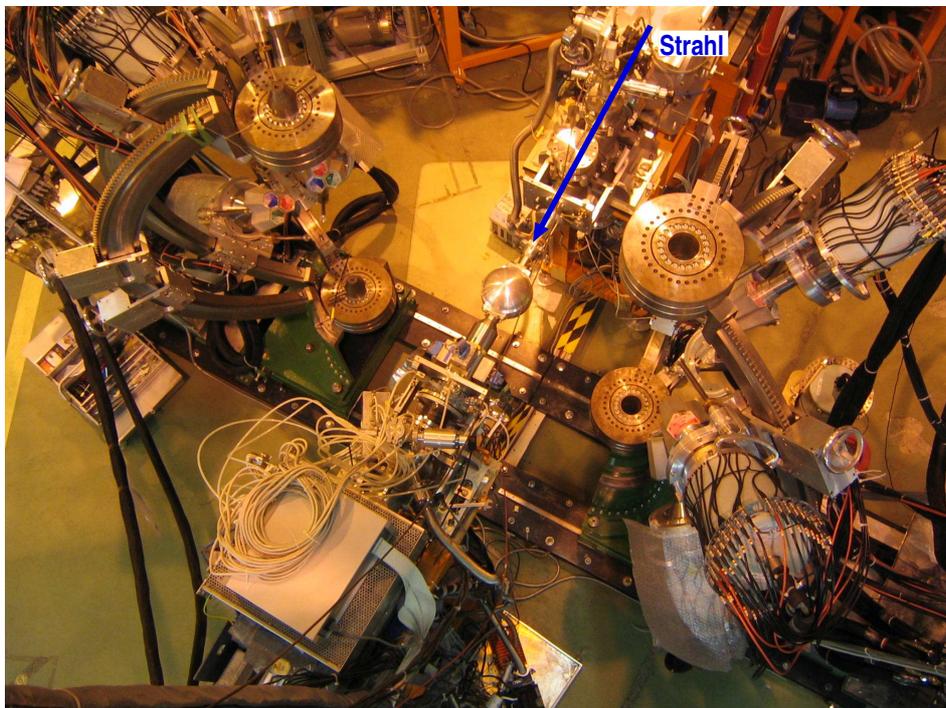


Abbildung 2.12: Ein Blick von oben auf die Targetkammer bei geöffnetem MINIBALL-Rahmen.

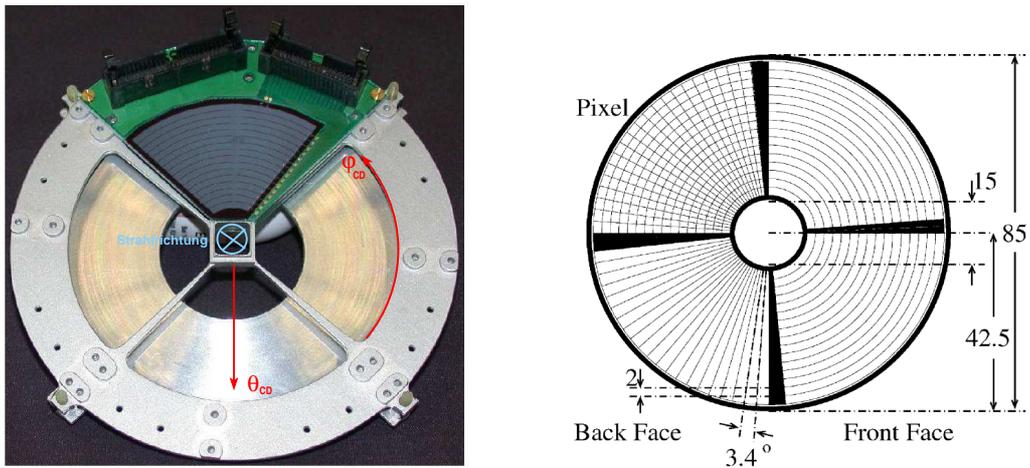
2.3.2 DSSSD

Bei dem CD-Detektor, der in der Targetkammer eingebaut ist, handelt es sich um einen „double-sided silicon strip detector“ (DSSSD), einen segmentierten Siliziumzähler, der aus insgesamt vier Quadranten zusammengesetzt ist (siehe Abbildung 2.13). Die Vorderseite besteht aus je 16 ringförmig angeordneten Anschlüssen pro Quadrant, mit jeweils 2 mm Abstand zwischen den einzelnen Ringen. Die Rückseite besteht aus 24 streifenförmigen Anschlüssen, die jeweils einen Abstand von 3.4° haben. Daraus resultieren insgesamt 160 diskrete Detektorelemente und es kann eine Information über die Winkelverteilung der Teilchen mit $\Delta\varphi_{CD} = 3.4^\circ$ und $\Delta\theta_{CD} = 3^\circ \dots 6^\circ$ erreicht werden.

Der Abstand zwischen den einzelnen Segmenten beträgt zwischen $35 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$. Von der Gesamtfläche des CD-Detektors, die 5000 mm^2 beträgt, sind annähernd 93% sensitiv. Die Dicke des Si-Halbleiters liegt bei $50 \mu\text{m}$ oder $1000 \mu\text{m}$ mit einer Totschicht aus $0.3 - 0.8 \mu\text{m}$ Aluminium. Welche Dicke für das jeweilige Experiment gewählt wird, ist abhängig davon, ob der Energieverlust oder die gesamte kinetische Energie der Teilchen gemessen werden soll. Im vorliegenden Experiment wurde ein $500 \mu\text{m}$ dicker Detektor genutzt. [19] In Tabelle 2.1 sind noch einmal alle Daten des DSSSD, so wie er im Sommer 2006 in Betrieb war, zusammengefasst.

Gesamtfläche:	50 cm^2 (93% aktiv)
Anzahl der Quadranten	4
Ringförmige p^+n Anschlüsse pro Quadrant:	16 (d. h. 64 insgesamt)
Streifenförmige n^+n ohmsche Anschlüsse pro Quadrant:	24 (d. h. 96 insgesamt)
Diskrete Detektoren insgesamt:	160
Halbleiter-Dicke:	$500 \mu\text{m}$
Totschicht-Dicke:	rund $0.4 - 0.5 \mu\text{m}$ p^+n Implantation, $0.2 - 0.3 \mu\text{m}$ Al-Bedampfung

Tabelle 2.1: Daten des double-sided silicon strip detector (DSSSD) beim Experiment mit ^{31}Mg



(a) DSSSD-Detektor mit Winkelverteilung und Strahlrichtung (aus [29])

(b) DSSSD-Detektor, schematisch (aus [29])

Abbildung 2.13: Der segmentierte Si-Detektor



Abbildung 2.14: Ein Blick auf den CD-Detektor aus der Strahlrichtung kommend.

2.3.3 MINIBALL setup im Sommer 2006

In Abbildung 2.15 ist der MINIBALL-Versuchsaufbau des Experiments zur Coulomb-Anregung von ^{31}Mg im Sommer 2006 an der REX-ISOLDE-Anlage am CERN zu sehen.

Die stabilen oder radioaktiven Kerne, welche durch REX-ISOLDE mit einer maximalen

Strahlenergie von 2.76 MeV/u geliefert wurden, treffen auf ein 1.8 mg/cm^2 beziehungsweise 4.4 mg/cm^2 dünnes ^{107}Ag -Target. In der nachfolgenden Reaktion können sowohl das Projektil, als auch der Targetkern angeregt werden. Die ausgesandten γ -Strahlen können im MINIBALL-Spektrometer gemessen werden. Hinter der Targetkammer wird ein **Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC)** eingesetzt, um den Strahlfokus zu kontrollieren. Der PPAC kann bis zu einer Zählrate von 10^9 Teilchen pro Sekunde eingesetzt werden und verfügt über eine räumliche Auflösung von 1.6 mm (siehe [3]).

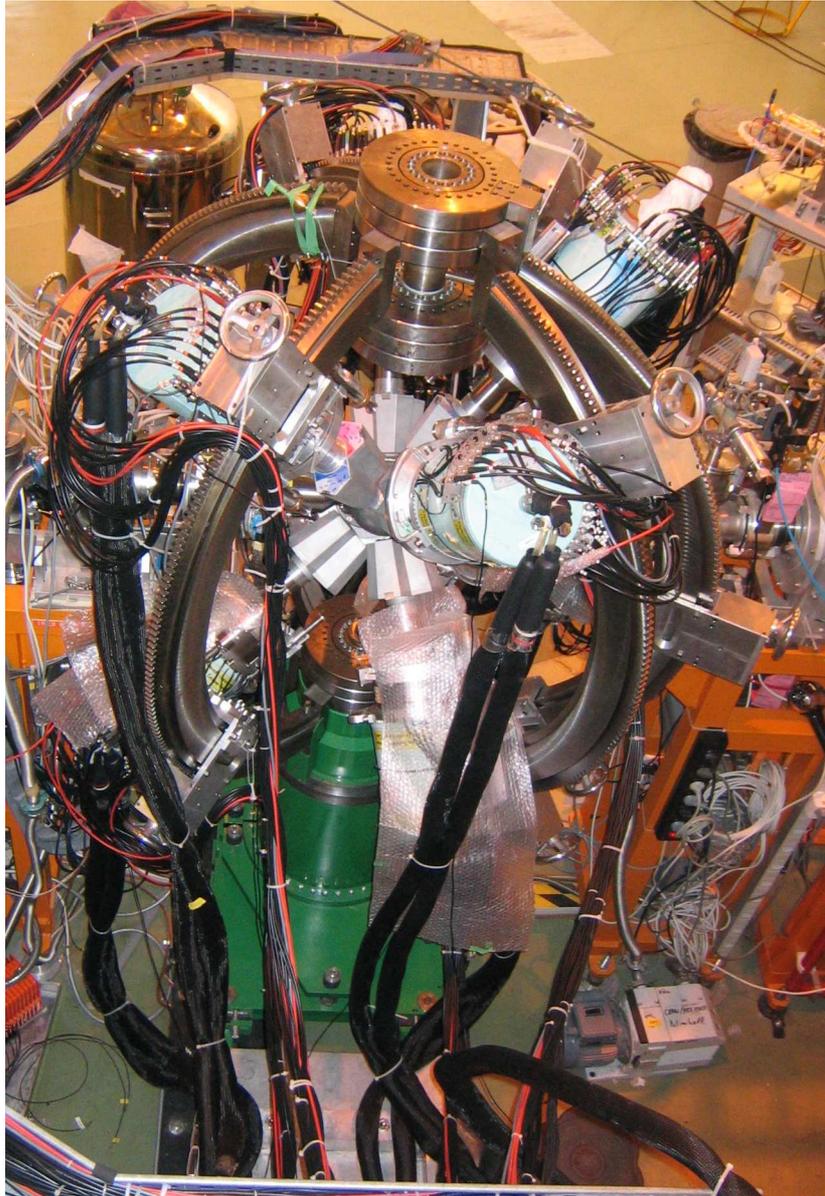


Abbildung 2.15: Das MINIBALL- γ -Spektrometer, das um die Targetkammer herum aufgebaut ist, im Sommer 2006; der Strahl kommt von rechts.

Kapitel 3

Das ^{31}Mg -Experiment

In Coulomb-Anregungsexperimenten wird die Information über den Kern sowohl aus den inelastisch gestreuten Teilchen des Targets bzw. des Strahls gewonnen, als auch aus abgeregten koinzidenten γ -Quanten. So stellt die gemessene Anregungswahrscheinlichkeit ein direktes Maß für den $B(E2)\uparrow$ -Wert dar. Die Messung inelastisch gestreuter Teilchen ist vom Impaktparameter abhängig und wird im vorliegenden Experiment auf Vorwärtswinkel beschränkt. Neben dem in Kapitel 2 beschriebenen umfassenden Aufbau der Anlage, hat der komplexe Aufbau des Experiments und des Datenaufnahmesystems einen entscheidenden Einfluss auf das Ergebnis.

Der Ablauf des Experiments gliederte sich in mehrere Abschnitte. Neben der eigentlichen Messung mit ^{31}Mg wurde eine Eichmessung mit einer Triple- α -Quelle, sowie einer Eichmessung mit einer ^{152}Eu -Quelle durchgeführt. Diese waren dazu da, um den Si-Detektor in der Targetkammer, beziehungsweise die MINIBALL Ge-Detektoren kalibrieren. In der Targetkammer befand sich ein Rad als Targethalterung mit 6 Belegungsmöglichkeiten; die Besetzung des Targetrades während des Experiments ist in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Position	Target	Dicke
1	^{107}Ag	4.4 mg/cm ²
2	leer	–
3	PE	10 μm
4	^{107}Ag	0.9 mg/cm ²
5	^{107}Ag	1.8 mg/cm ²
6	^{26}Mg	0.44 mg/cm ²

Tabelle 3.1: Targetrad-Besetzung, entnommen aus dem mb-Logbuch

3.1 Datenanalyse

Für eine vollständige Beschreibung eines physikalischen Ereignisses wird die Information aus einem komplexen Datenaufnahmesystem benötigt. Um ein Ereignis nach der Messung rekonstruieren zu können, müssen die Daten der Teilereignisse aus allen Detektoren zusammengesetzt werden. Diesen Vorgang bezeichnet man als „eventbuilding“. Näheres zum eventbuilding

findet sich in [12].

Die Daten wurden zunächst als Rohdaten auf einer Festplatte im so genannten „med“-Format geschrieben. Dieses Format basiert auf der GSI MBS (sub)event Struktur, nähere Details dazu sind in [12] nachzulesen. Mit Hilfe eines C⁺⁺-Codes werden die Rohdaten aus den med-files in das handlichere so genannte „root“-Format umgewandelt (für detailliertere Informationen siehe [21], [18] und [27]). Die root-files beinhalten lesbare Informationen über Energie, Zeit und Position der Teilchen und γ -Quanten. Die weitere Sortierung der Daten erfolgte dann in mehreren Schritten. Nach der Kalibrierung von Si- und Ge-Detektoren erfolgte eine Dopplerkorrektur der Eichdaten, um die Winkel der MINIBALL-Cluster zu bestimmen. Für jeden Analyseschritt wurden unterschiedliche C⁺⁺-basierte Programme verwendet, welche in ähnlicher Form in diversen anderen Experimenten zum Einsatz gekommen sind. Allerdings mussten sämtliche Codes auf dieses Experiment neu angepasst werden.

3.1.1 Eichung des DSSSD mit der Triple- α -Quelle

Damit der DSSSD in der Targetkammer geeicht werden kann, wurde zu Beginn des Experiments eine Triple- α Quelle in der Targetkammer angebracht. Diese radioaktive Quelle besteht aus den drei α -emittierenden Isotopen ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm . In Abbildungen 3.1 sind die drei Peaks der Triple- α Quelle bei 5156.59 keV, 5485.56 keV und 5804.82 keV deutlich zu erkennen. Die Spektren in Abbildung 3.1 (a) und (b) sind nicht geeicht, sondern auf der Abszisse sind die Kanalnummern aufgetragen. Indem die drei Hauptlinien zugeordnet und gefittet wurden, konnten alle 160 Segmente des CD-Detektors kalibriert werden.

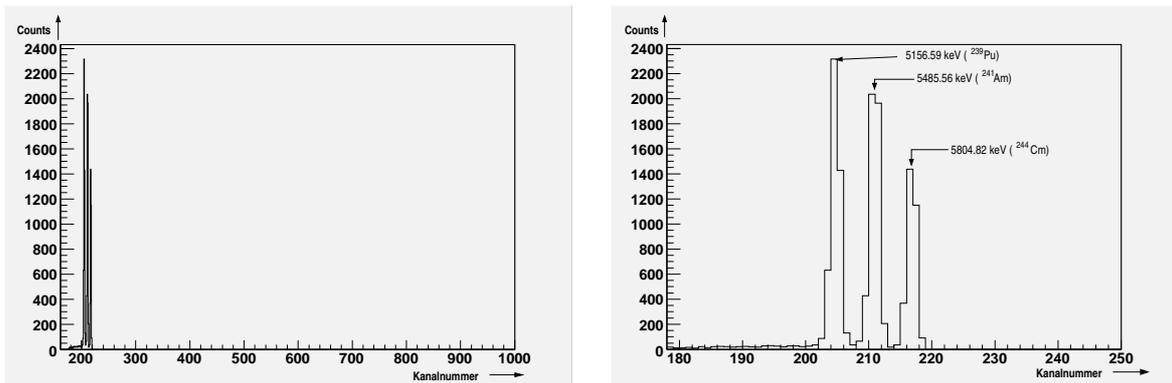


Abbildung 3.1: Triple- α -Gesamtspektrum (links) und Triple- α -Spektrum, Ausschnitt (rechts)

3.1.2 Kalibrierung der MINIBALL-Detektoren mit ^{152}Eu

Für die Energieeichung aller Kanäle der MINIBALL-Detektoren wurde eine radioaktive Quelle aus ^{152}Eu verwendet. Dieses Isotop, mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 13.542$ Jahren, wurde vor und nach dem Experiment in der Targetkammer angebracht. Abbildung 3.2 zeigt das bereits geeichte γ -Spektrum der im Sommer 2006 verwendeten Quelle, das von den Cores aller MINIBALL-Detektoren aufgenommen wurde. Die γ -Energien und die relativen Intensitäten der stärksten Übergänge aus dem Zerfall von ^{152}Eu , mit denen die Energiekalibrierung der Detektoren durchgeführt wurde, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

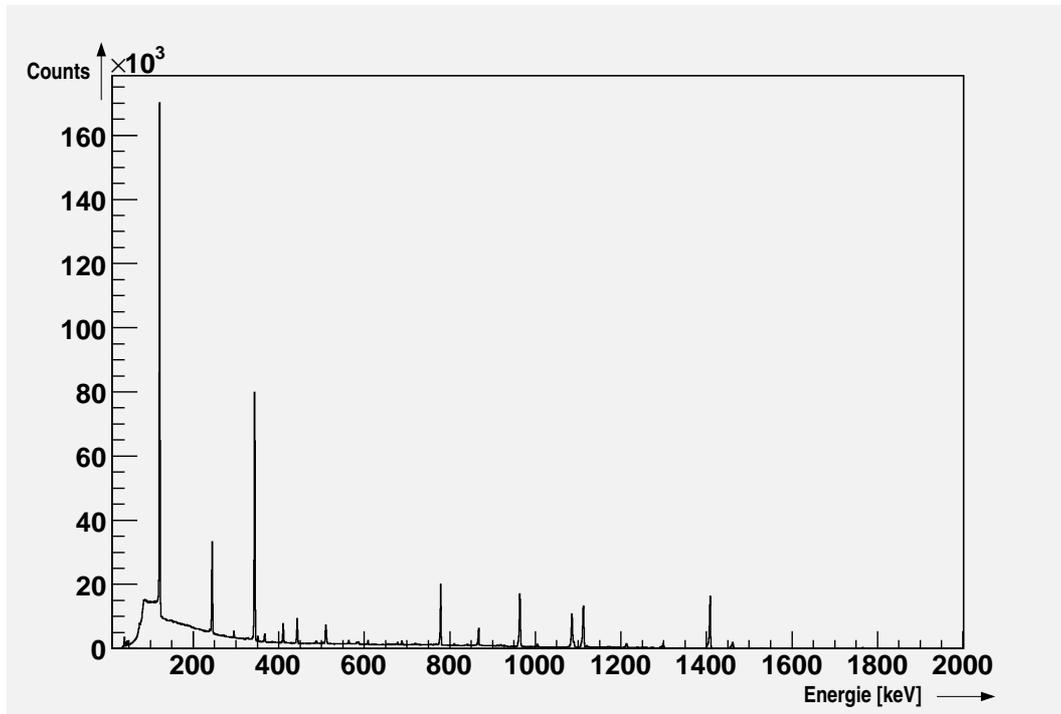


Abbildung 3.2: Das ^{152}Eu -Spektrum, bestehend aus den Core-Signalen aller acht MINIBALL-Clusterdetektoren

γ -Energie [keV]	rel. Intensität [%]	γ -Energie [keV]	rel. Intensität [%]
121.78	136.2	867.34	19.9
244.69	35.8	919.40	2.1
295.94	2.1	964.13	69.2
344.28	127.5	1005.28	3.1
367.79	4.1	1085.91	46.5
411.12	10.7	1089.70	8.2
443.98	14.8	1112.12	64.9
586.29	2.2	1212.95	6.7
688.68	4.0	1299.12	7.8
778.90	61.9	1408.01	100.0
810.46	1.5	1457.63	2.3
841.59	0.8		

Tabelle 3.2: γ -Energien und relative Intensitäten von ^{152}Eu

3.2 Dopplerkorrektur

Für die Dopplerverschiebung gilt:

$$E_{\gamma,lab} = E_{\gamma,0} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos(\theta'_\gamma)}$$

Dabei ist $E_{\gamma,0}$ die ursprüngliche Energie der γ -Quanten. $E_{\gamma,lab}$ ist die detektierte, dopplerverschobene Energie. Weiter gilt für den relativistischen Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, mit $\beta = v/c$. Weiter ist θ'_γ der Winkel zwischen dem auslaufenden Teilchen und den emittierten γ -Quanten.

Wird das auslaufende Teilchen im CD-Detektor registriert, korreliert θ'_γ mit den gemessenen Winkeln des Teilchens (Θ_p, Φ_p) und des γ -Quants ($\Theta_\gamma, \Phi_\gamma$) im Laborsystem:

$$\cos(\theta'_\gamma) = \sin(\Theta_p) \sin(\Theta_\gamma) \cos(\Phi_p - \Phi_\gamma) + \cos(\Theta_p) \cos(\Theta_\gamma).$$

Die gemessene Energie wird zur Bestimmung der Geschwindigkeit oder β benötigt. Das Ergebnis des dopplerkorrigierten Photopeaks wird durch die Genauigkeit der CD-Kalibrierung, beziehungsweise der verschiedenen Clusterwinkel beeinflusst. [1], [15]

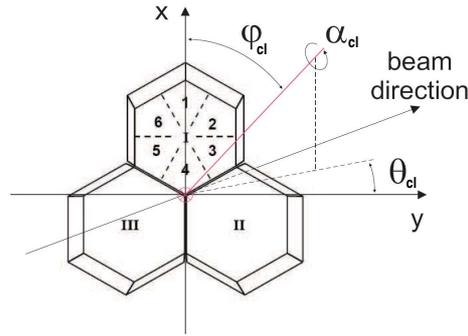
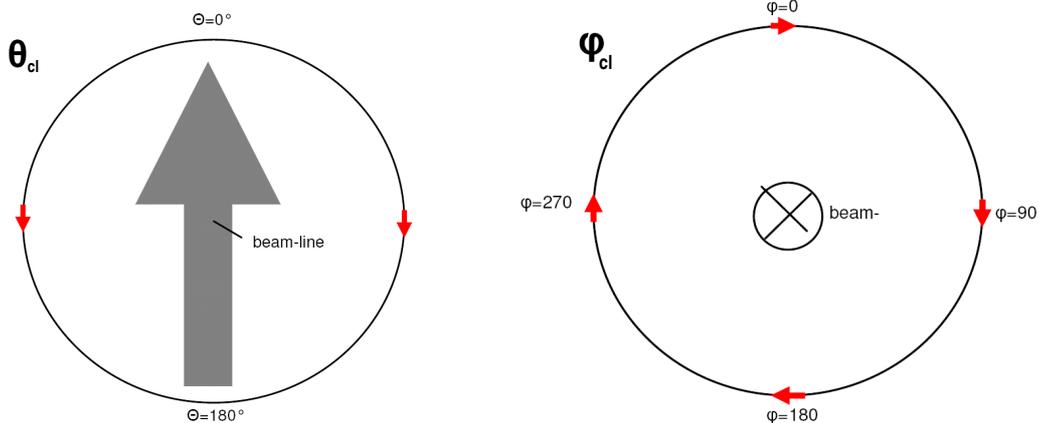


Abbildung 3.3: Das Referenzsystem für die Clusterwinkel θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} (aus [27])

3.2.1 Bestimmung der Cluster-Winkel

Die acht MINIBALL Trippel-Cluster befinden sich auf einem beweglichen Rahmen, auf dem sie in drei verschiedene Richtungen (entsprechend drei verschiedener Winkel) bewegt werden können: θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} (siehe Abbildung 3.3). Die Position der Cluster wird durch vier Parameter festgelegt: die drei Winkel θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} , sowie der Abstand zwischen der Mitte der Targetkammer und der Spitze eines Clusters. Der Winkel α_{cl} beschreibt dabei die Rotation des Clusters um seine eigene Achse, θ_{cl} befindet sich in der horizontalen Ebene und φ_{cl} in der vertikalen. (Siehe Abbildung 3.4(a) und 3.4(b).)



(a) Der Winkel θ_{cl} geht von 0° bis 180° (downstream \rightarrow upstream). Per Definition ist θ_{cl} immer positiv.

(b) Der Winkel φ_{cl} läuft von 0° bis 360° in Strahlrichtung gesehen im Uhrzeigersinn um das Strahlrohr herum.

Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Winkel θ_{cl} und φ_{cl} .

Die beiden Winkel θ_{cl} und φ_{cl} wurden vor dem Experiment am MINIBALL-Gestell abgelesen. Da sie jedoch sehr ungenau sind, müssen sie im nachhinein noch optimiert werden.

Um nun die Winkel genauer zu bestimmen, nutzt man die 1-Neutronen pickup-Reaktion $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})p$ bei einer Strahlenergie von 2.2 MeV/u unter dem Gebrauch eines $10\ \mu\text{m}$ dicken deuterierten PE-Targets. Der ^{22}Ne -Strahl steht aus dem Restgas der REX-trap in verschiedenen Ladungszuständen zur Verfügung. In der Neutronen pickup-Reaktion wird der erste angeregte $\frac{1}{2}^+$ -Zustand in ^{23}Ne besetzt. Dieser liegt bei 1017 keV (vgl. Abbildung 3.7) und hat eine Lebensdauer von 178(10) ps (aus [28]), so dass er im Flug in den Grundzustand ($\frac{5}{2}^+$) zerfällt. Der dopplerverschobene Übergang ($\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$) wird für die genaue Positionsberechnung der Cluster genutzt. Ein weiterer dopplerverschobener Übergang bei 440 keV ist ebenfalls in diesen logarithmischen Spektren zu erkennen. Er stammt aus dem 1-Protonen pickup-Kanal $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Na})n$.

Bei der Optimierung der Winkel sind zwei Bedingungen zu beachten.

1. Die Position der dopplerkorrigierten Peaks aus den sechs Segmenten in den Spektren, relativ zu 1017 keV.
2. Die Energieauflösung, das heißt die FWHM (**F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum) nach der Dopplerkorrektur muss in mindestens einem Cluster minimal sein.

Die Winkelkoordinaten werden rekursiv verändert, bis beide oben genannten Bedingungen optimal erfüllt sind.

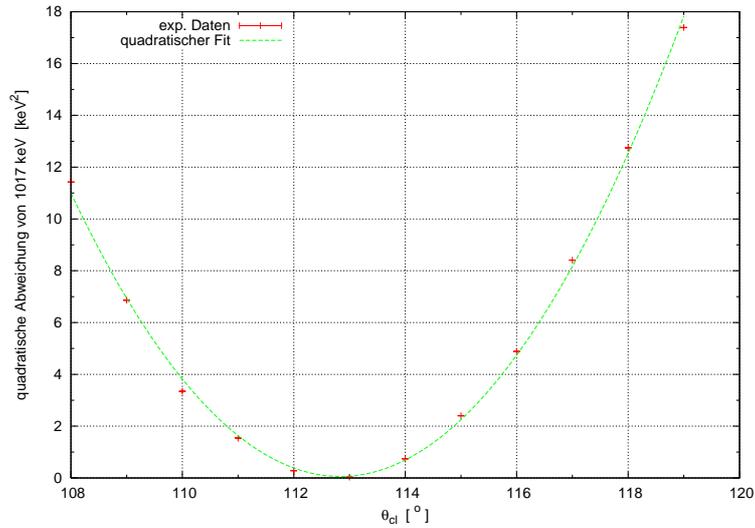


Abbildung 3.5: Optimierung des θ_{cl} -Winkels am Beispiel von Cluster 5

In den Abbildungen 3.5 und 3.6 ist am Beispiel des Cluster 5 die Optimierung der Winkel θ_{cl} und α_{cl} dargestellt. Mit Hilfe eines Programmes wurden die Winkel variiert, bis die Abweichung vom 1017 keV-Wert minimal war, beziehungsweise die Peakbreite (FWHM) am schmalsten. Abbildung 3.5 zeigt die quadratische Abweichung des gemessenen Peaks von 1017 keV in Abhängigkeit von θ_{cl} , Abbildung 3.6 die Halbwertsbreite in Abhängigkeit von α_{cl} .

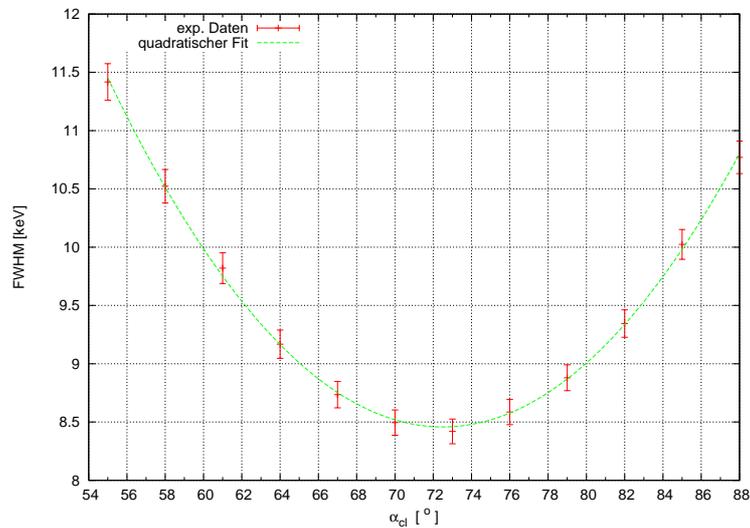


Abbildung 3.6: Optimierung des α_{cl} -Winkels am Beispiel von Cluster 5

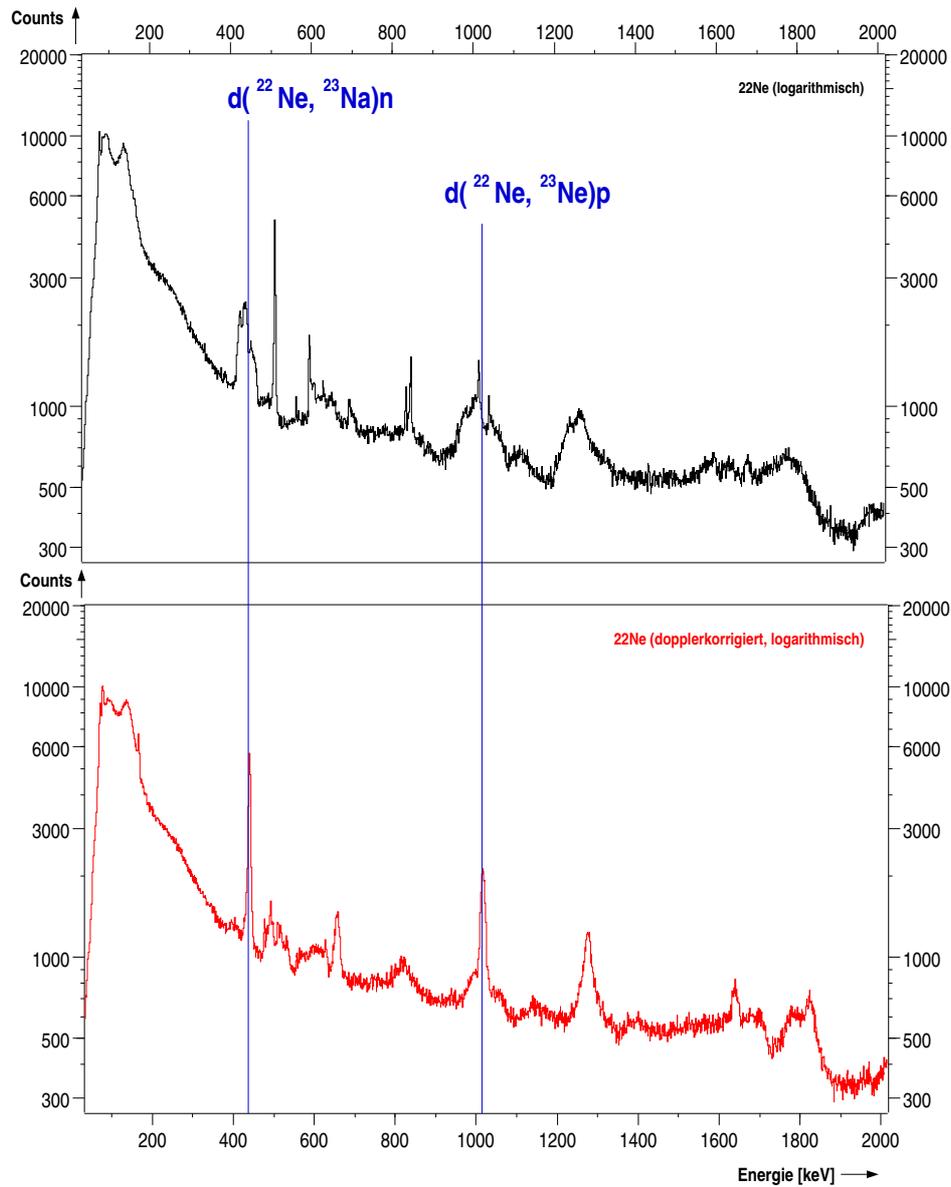


Abbildung 3.7: Unkorrigiertes und dopplerkorrigiertes Spektrum der ^{22}Ne -Eichmessung

In Abbildung 3.7 sind die dopplerverschobenen Übergänge aus der $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})p$ - beziehungsweise $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Na})n$ -Reaktion zu erkennen. Es wird ersichtlich, dass die Peaks bei 440 keV und 1017 keV nach der Dopplerkorrektur deutlich schmaler und höher geworden sind.

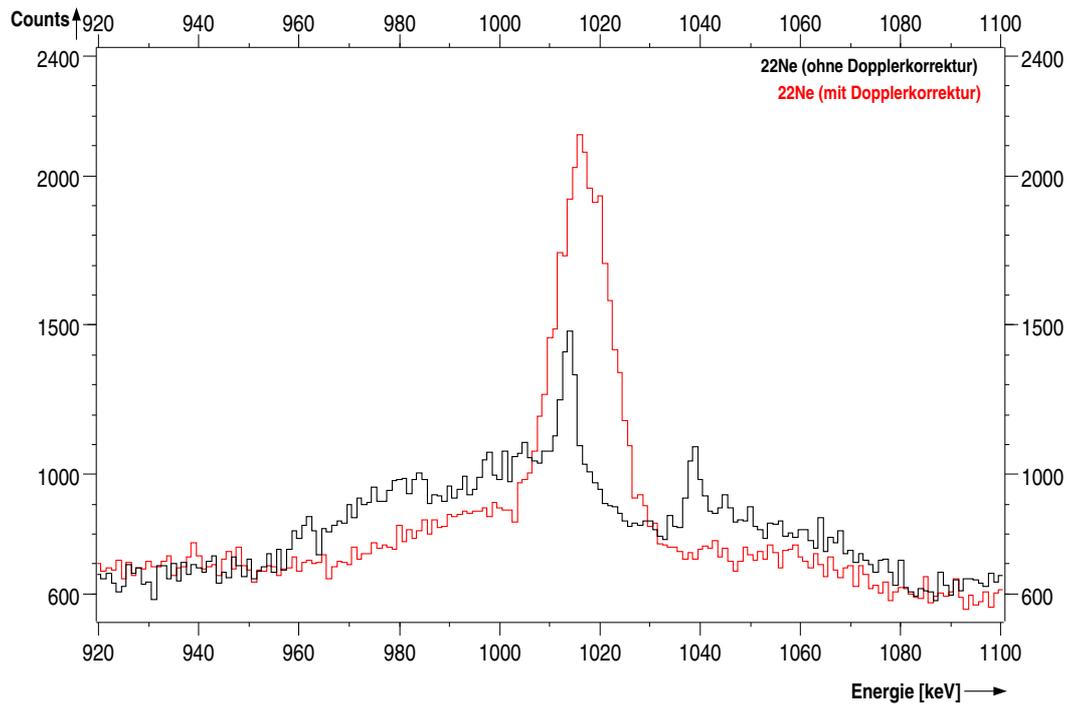


Abbildung 3.8: Detailansicht: γ -Linie von ^{22}Ne bei 1017 keV

Vergleicht man die Peaks bei 1017 keV vor und nach der Dopplerkorrektur miteinander, so erwartet man, dass der Peak nach der Korrektur viel deutlicher zu erkennen ist. Aus Abbildung 3.8 geht hervor, dass die Dopplerkorrektur bei den vorhandenen Daten erfolgreich war.

3.2.2 Beispiel Cluster 2

In den beiden folgenden Kapiteln sind die Spektren dargestellt, die bei der Winkelbestimmung der Clusterdetektoren entstanden sind. Sie zeigen jeweils den Fit der Core-Energien bei 1017 keV. Das oberste Spektrum ist dabei das Summenspektrum aller drei Einzeldetektoren eines Clusters. Darunter befinden sich jeweils die Spektren der einzelnen Cores.

Bei Cluster 2 bestand die Schwierigkeit in der Analyse darin, dass zusätzlich zu den ungenau bestimmten Winkeln eine Vertauschung innerhalb der Segmente eines Cores geschehen war. Dies hatte zur Folge, dass trotz der richtigen Winkel nicht die optimale Peakbreite und -position erreicht wurden (siehe Abbildung 3.10). Durch Permutieren der Segmente im richtigen Core (in diesem Fall Core c1) wurde schließlich die richtige Reihenfolge gefunden und die Winkel konnten eindeutig bestimmt werden. Die Abbildungen 3.9 bis 3.11 veranschaulichen beispielhaft die Optimierung für den Cluster 2. Ein analoges Vorgehen wurde auch bei Cluster 0 angewendet.

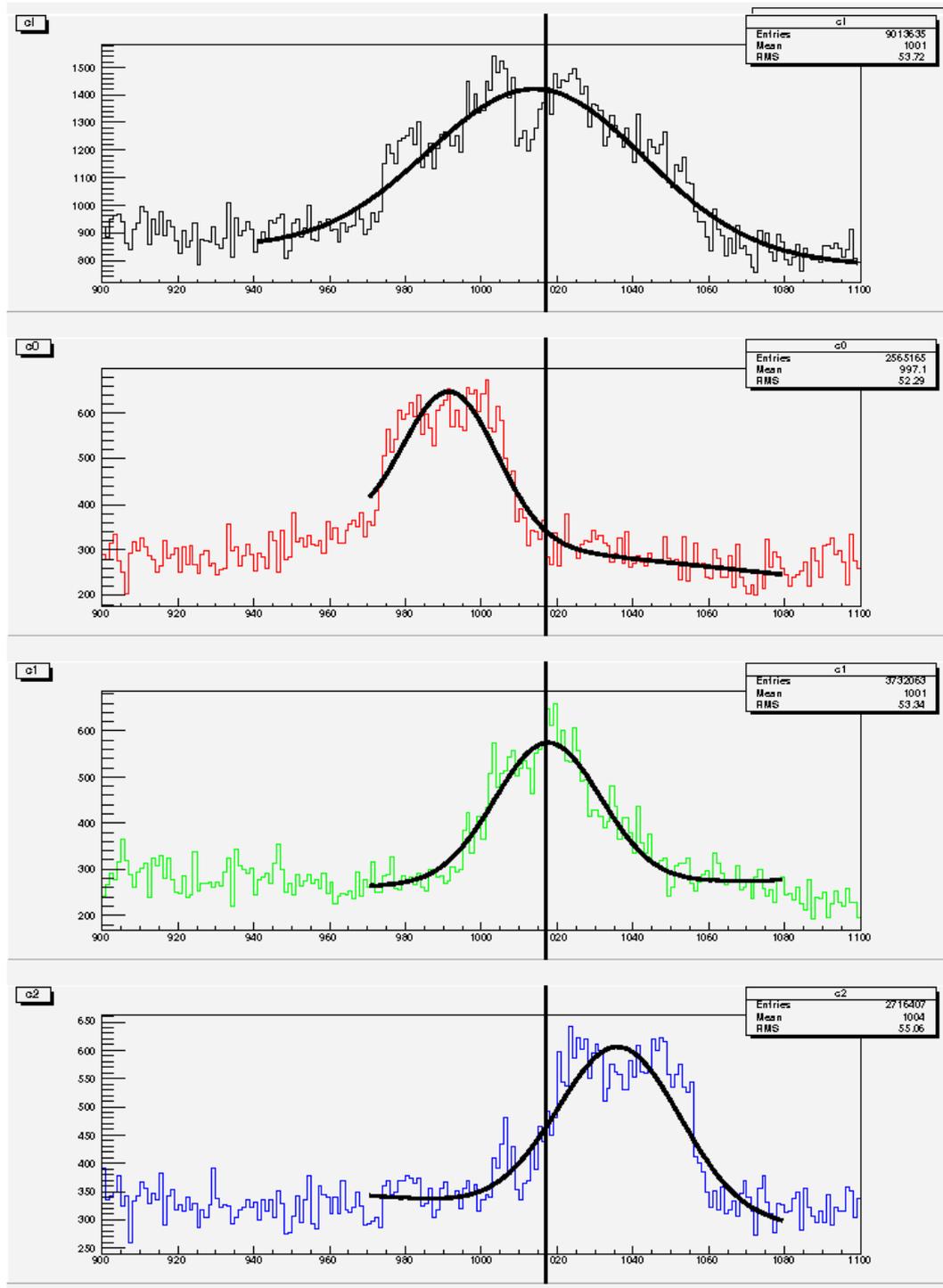


Abbildung 3.9: Fit der Core-Energien bei 1017 keV mit unkorrigierten Winkeln (Cluster 2)

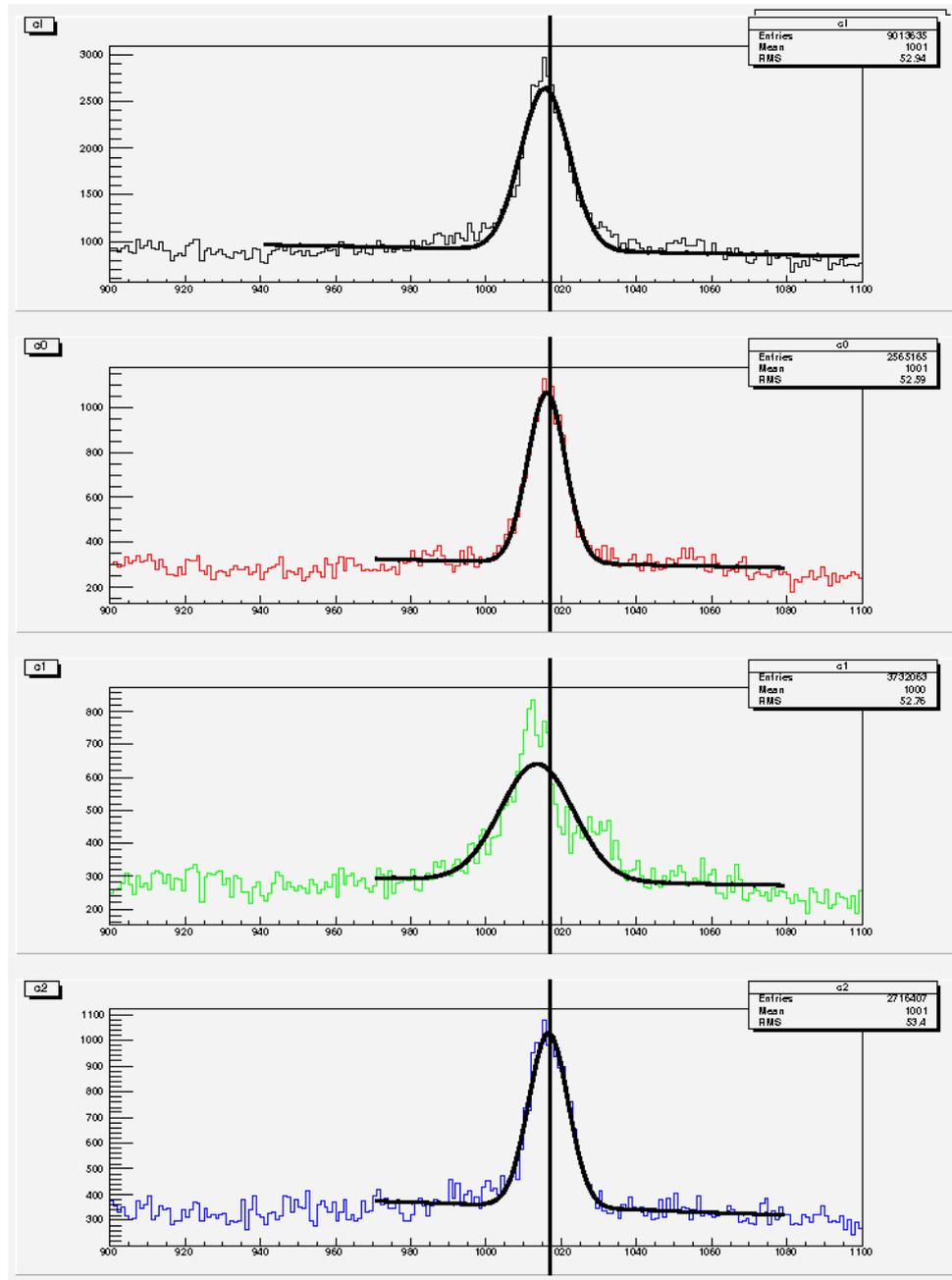


Abbildung 3.10: Fit der Core-Energien bei 1017 keV mit richtigen Winkeln und aber noch unkorrigierter Segmentreihenfolge in Core c0 (Cluster 2)

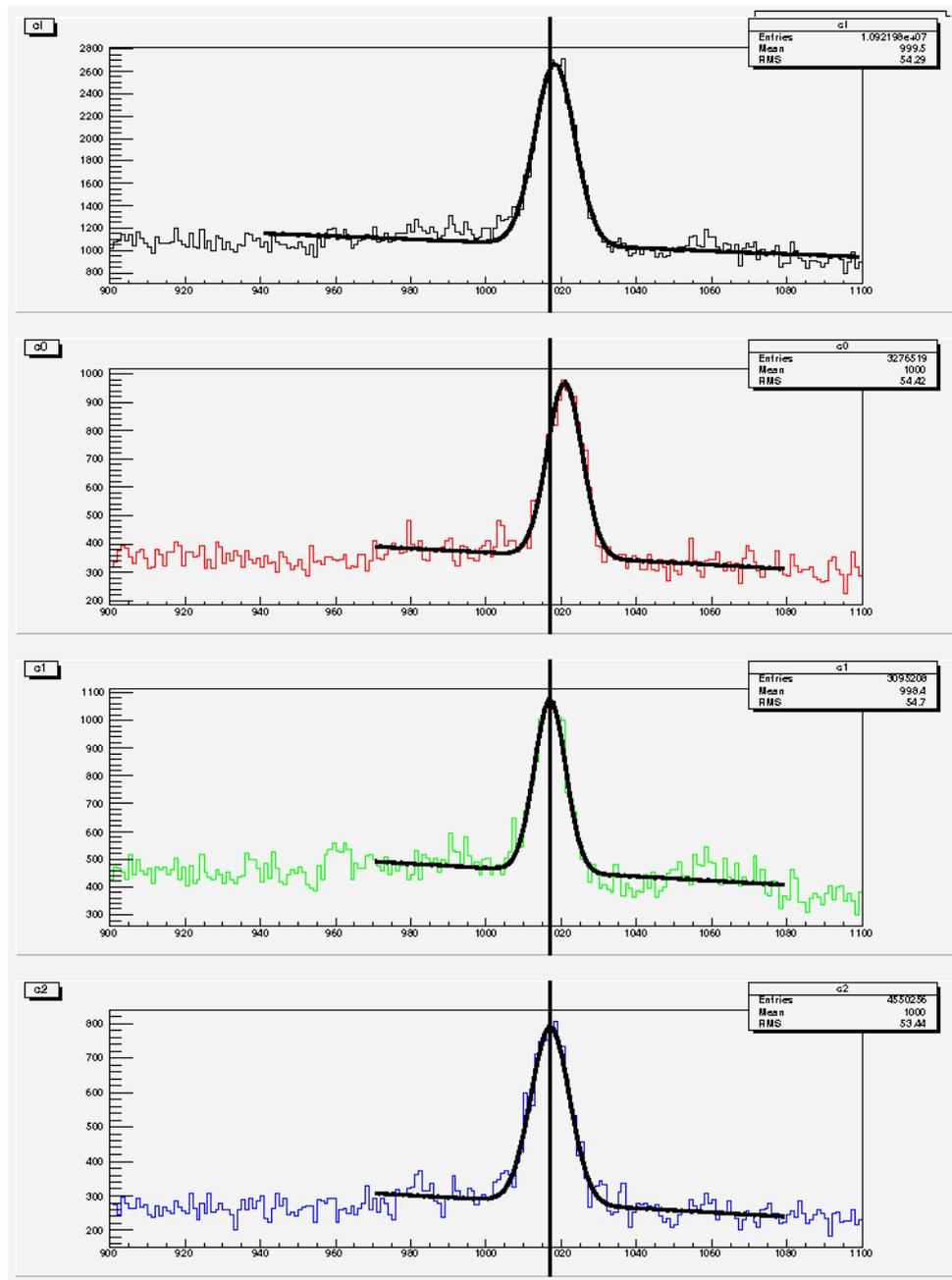


Abbildung 3.11: Fit der Core-Energien bei 1017 keV mit richtigen Winkeln und korrigierter Segmentreihenfolge in Core c0 (Cluster 2)

3.2.3 Beispiel Cluster 7

Wie im vorherigen Kapitel sind hier Bilder mit dem Fit der Core-Energien bei 1017 keV dargestellt. Dabei ist eine deutliche Verbesserung der Peakposition und der FWHM im Verlauf der Bilder 3.12 und 3.13 zu erkennen. Dies veranschaulicht beispielhaft die Optimierung für die Cluster 7. Ein analoges Vorgehen wurde auch bei Cluster 1, 3, 4, 5 und 6 angewendet.

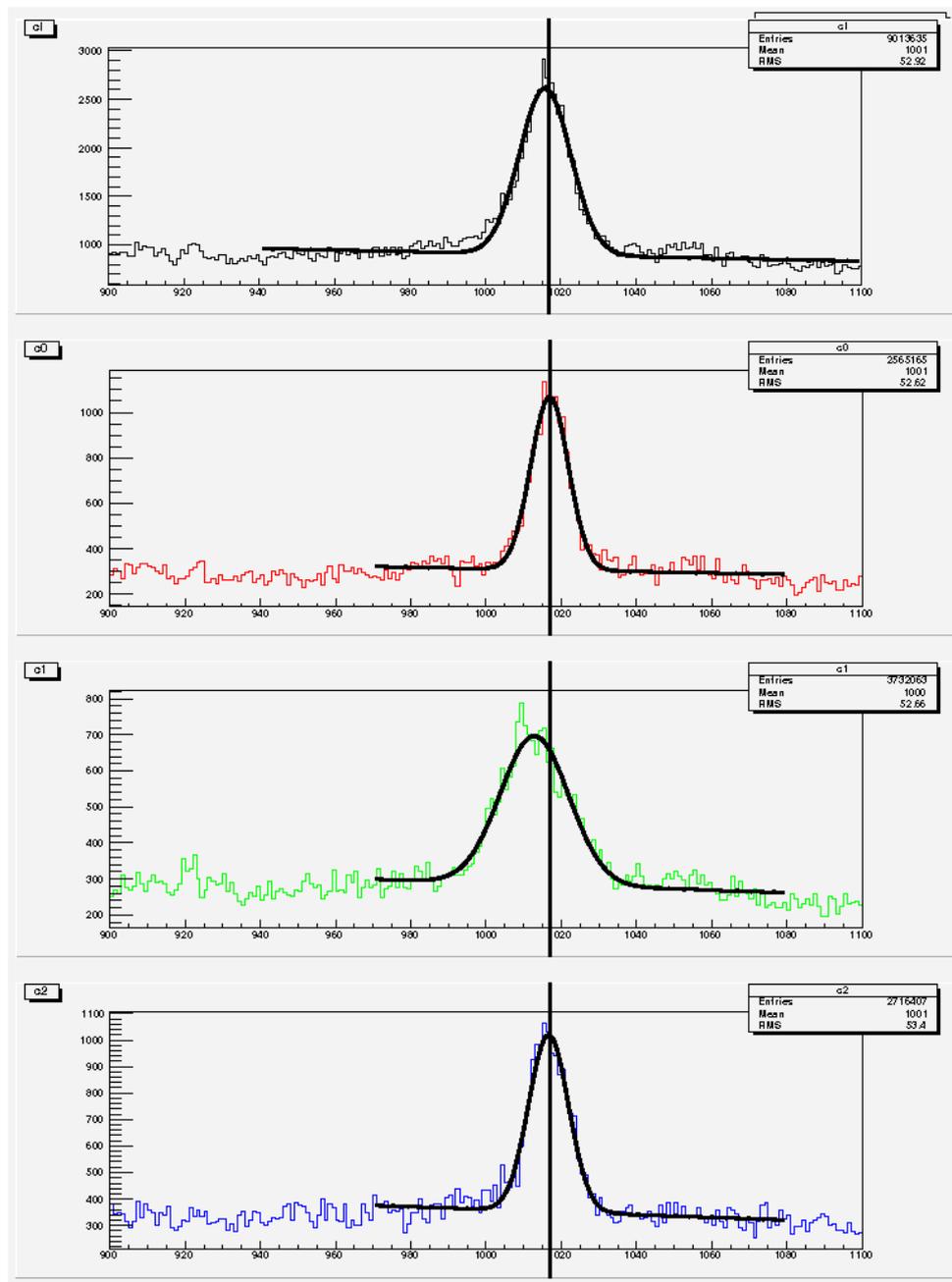


Abbildung 3.12: Fit der Core-Energien bei 1017 keV mit unkorrigierten Winkeln (Cluster 7)

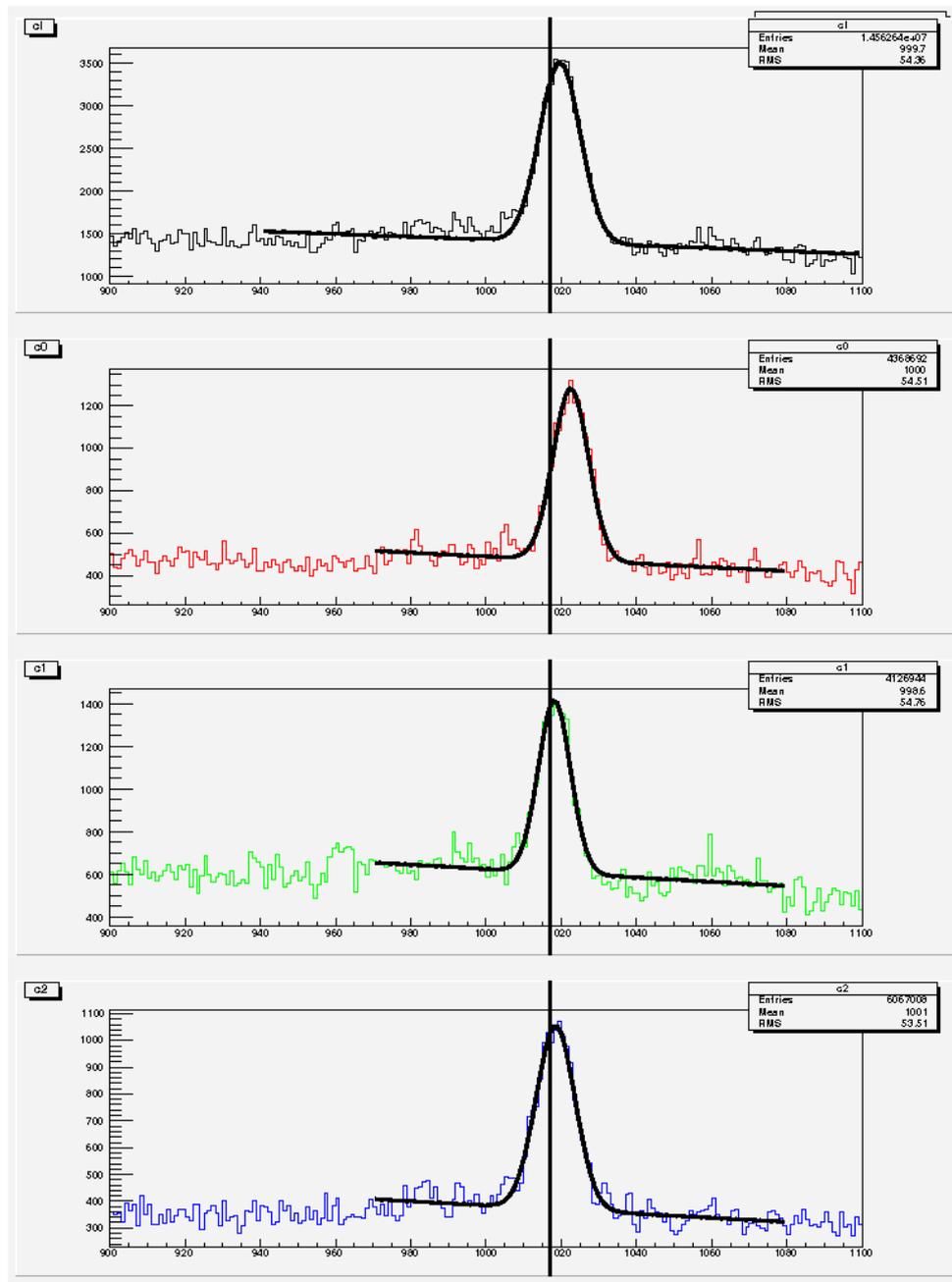


Abbildung 3.13: Fit der Core-Energien bei 1017 keV mit korrigierten Winkeln (Cluster 7)

Cluster	θ_{cl} [°]	φ_{cl} [°]	α_{cl} [°]	Cluster	$\theta_{cl}^{(corr)}$ [°]	$\varphi_{cl}^{(corr)}$ [°]	$\alpha_{cl}^{(corr)}$ [°]	Permutation der Segmente
0	151.5	129.0	180.0	0	142.7	111.2	154.9	1-2-5-4-3-0 statt 0-1-2-3-4-5 (Core c0)
1	84.5	45.0	15.0	1	88.5	17.1	32.0	nein
2	84.5	135.0	190.0	2	88.7	130.5	214.9	1-0-5-4-2-3 statt 4-5-1-0-3-2 (Core c1)
3	151.5	34.0	20.0	3	188.6	45.1	344.1	nein
4	109.0	315.0	105.0	4	114.1	222.7	69.7	nein
5	34.25	235.0	240.0	5	26.0	227.7	259.2	nein
6	109.0	225.0	175.0	6	110.1	224.5	315.6	nein
7	34.25	321.5	135.0	7	29.1	319.9	105.0	nein

Tabelle 3.3: „Geschätzte“ Winkel (links, entnommen aus dem mb-Logbuch) und korrigierte Winkel (rechts) aus der ^{22}Ne -Eichmessung

In Tabelle 3.3 sind alle Winkel vor und nach der Optimierung zusammengefasst. Die Abweichung zwischen den abgelesenen und den nachträglich bestimmten Winkeln war von Cluster zu Cluster sehr unterschiedlich. Bei zwei Clustern bestand zusätzlich eine Permutation der Segmente. In Cluster 1 war Core c0 davon betroffen, in Cluster 2 waren die Segmente in Core c1 vertauscht.

Die in die Fitroutine für Cluster 5 eingesetzten Werte, sowie die daraus gewonnenen Daten, sind beispielhaft in Kapitel A.2.1 und A.2.2 aufgeführt.

Kapitel 4

Ergebnisse zu der Coulomb-Anregung an ^{31}Mg bei 2.76 MeV/u

Die Daten des Experiments zur Coulomb-Anregung an ^{31}Mg bestanden aus 47 Runs mit einer Datenmenge von insgesamt 38 GByte in einem Zeitraum von sechs Tagen Strahlzeit. Knapp ein Drittel davon wurde mit einem ^{107}Ag -Target mit einer Dicke von 1.8 mg/cm^2 gewonnen, der Rest der Zeit wurde auf ein Target mit einer Dicke von 4.4 mg/cm^2 geschossen (Targetradposition 5 bzw. 1).

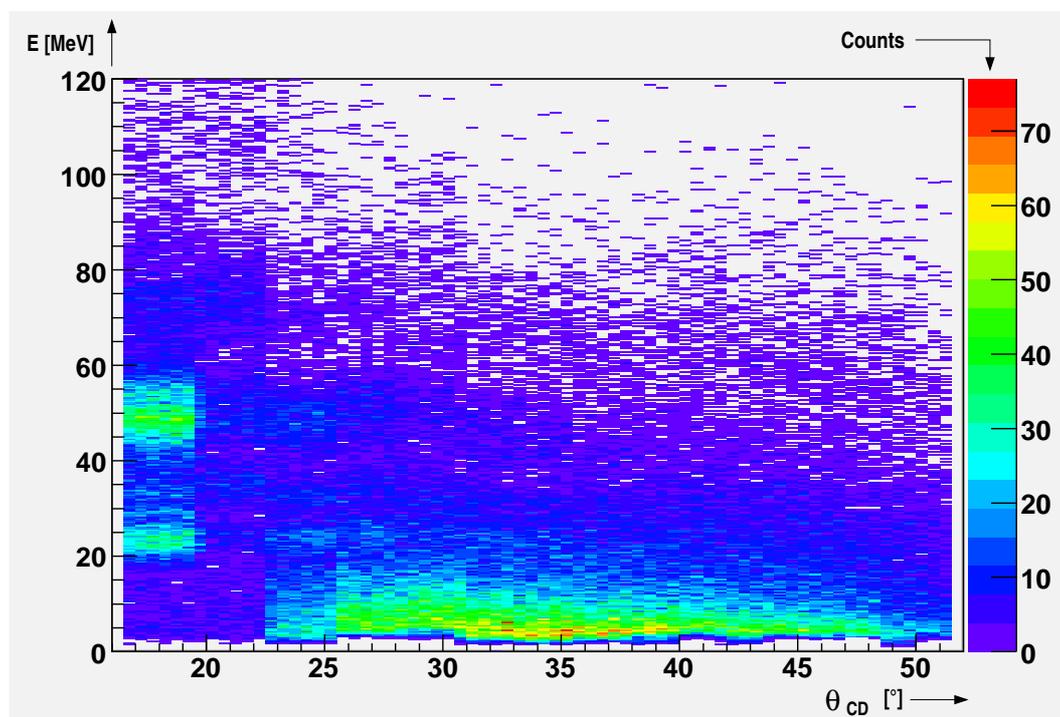


Abbildung 4.1: Teilchenspektrum des ^{31}Mg (prompt und random)

Ziel dieses Experimentes war es, Zustände in ^{31}Mg durch elektromagnetische Wechselwirkung anzuregen. Abbildung 4.1 zeigt ein Teilchenspektrum der am Silbertarget gestreuten Kerne, das sowohl prompte Ereignisse mit γ -Quanten, als auch zufällige enthält.

Für die weitere Analyse der Daten waren geeignete Bedingungen erforderlich. Die erste Analysebedingung bestand aus einer Zeitabfrage. Von Interesse waren alle prompten Ereignisse. In Abbildung 4.2 wird die Zeitabfrage ersichtlich. Es gibt zwei definierte Zeitbereiche, innerhalb denen ein Teilchen- γ -Ereignis koinzident sein kann: prompt (innerhalb eines Zeitfensters von 200 ns) und random (der Zeitbereich vor und nach dem prompten gate). Um die Totzeit zu verringern, wird nach einem Zeitfenster von rund 700 ns nur noch jedes vierte Ereignis ausgelesen („downscaling“).

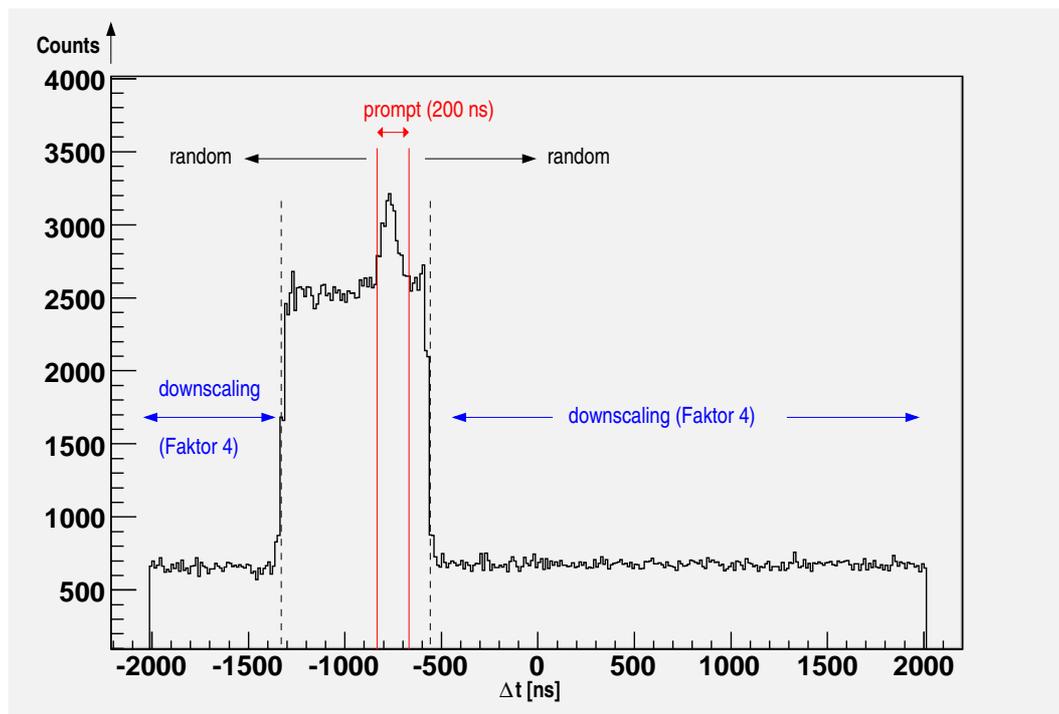


Abbildung 4.2: Zeitdifferenzspektrum

Nach dem Einsatz der oben beschriebenen Analysebedingung erhält man ein Spektrum, welches nur noch alle prompten Ereignisse wiedergibt. Als weitere Bedingung wird verlangt, dass das Spektrum zusätzlich sensitiv auf ^{31}Mg ist. Hierzu wurde die Reaktionskinematik von $^{31}\text{Mg}(^{107}\text{Ag}, ^{107}\text{Ag}')^{31}\text{Mg}'$ ausgenutzt. Mit Hilfe eines C^{++} -Codes wurde auf die Streukurve des Magnesiumkerns geschnitten (siehe Abbildung 4.3).

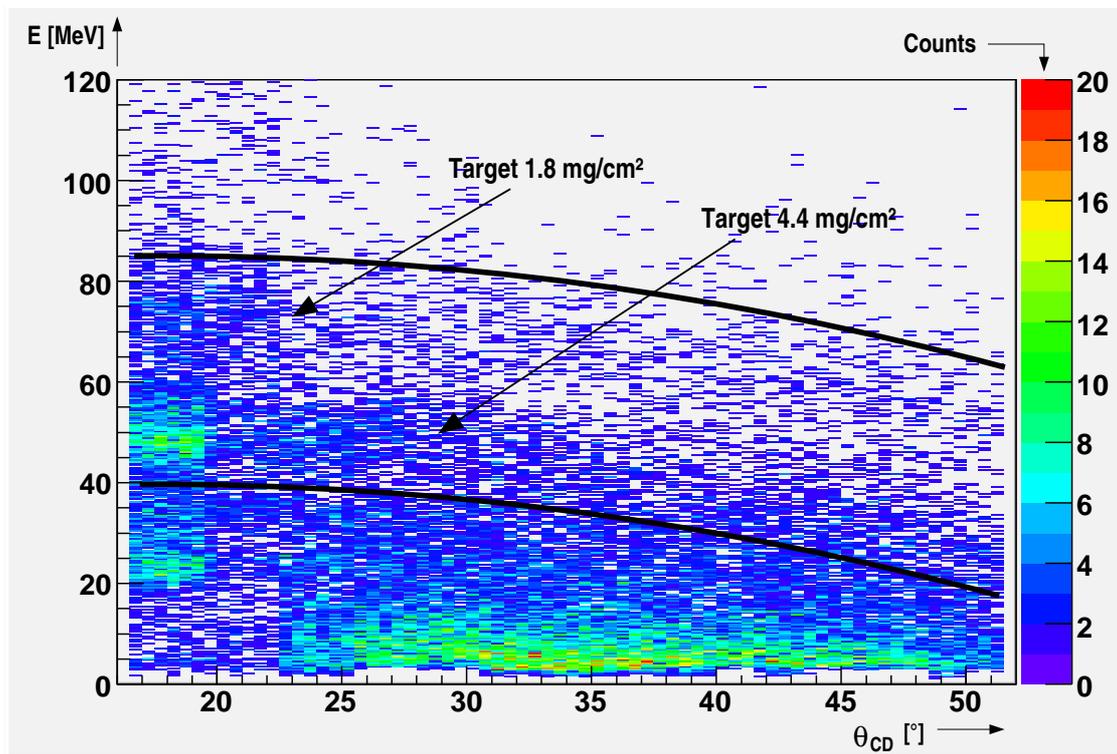


Abbildung 4.3: Energie in Koinzidenz mit einem prompten γ -Quant aufgetragen gegen den θ_{CD} -Winkel

Während der Messungen dieses Experimentes wurde das Target getauscht. Um eine höhere Streurrate zu erzielen, wurde nicht mehr weiter auf das 1.8 mg/cm^2 dicke Target geschossen, sondern auf ein ^{107}Ag -Target mit einer Dicke von 4.4 mg/cm^2 . Daher ergaben sich zwei Bereiche, in denen Schnitte gesetzt werden mussten. Diese sind in Abbildung 4.3, durch schwarze Linien gekennzeichnet.

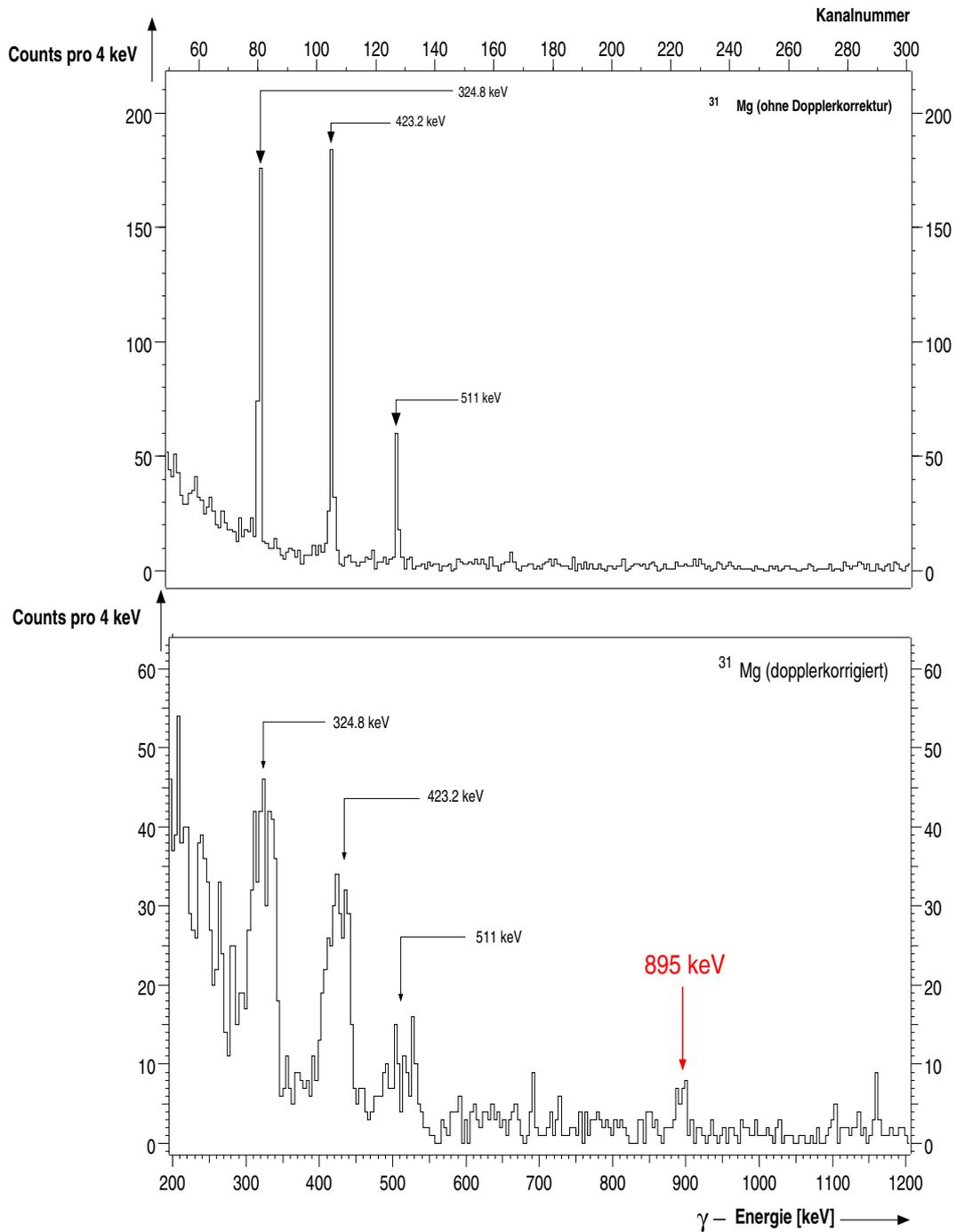


Abbildung 4.4: Promptes γ -Spektrum mit Schnitt auf die ^{31}Mg -Region: ohne Dopplerkorrektur (oben) und auf ^{31}Mg dopplerkorrigiert (unten).

Nachdem auf die ^{31}Mg -Region geschnitten worden war, erhielt man das im oberen Teil von Abbildung 4.4 dargestellte nicht dopplerkorrigierte γ -Spektrum. Man erkennt deutlich die beiden Linien aus der Anregung des Silbertargets, sowie die Untergrundlinie bei 511 keV.

Im Anschluss an die Dopplerkorrektur auf die auslaufenden ^{31}Mg -Kerne, konnte in dem unteren Spektrum aus Abbildung 4.4 bei 895 keV eine Linie gefunden werden. Die Linien aus dem Zerfall von ^{107}Ag bei 342.8 keV und 423.2 keV sowie der 511 keV-Peak sind durch die Dopplerkorrektur deutlich verbreitert.

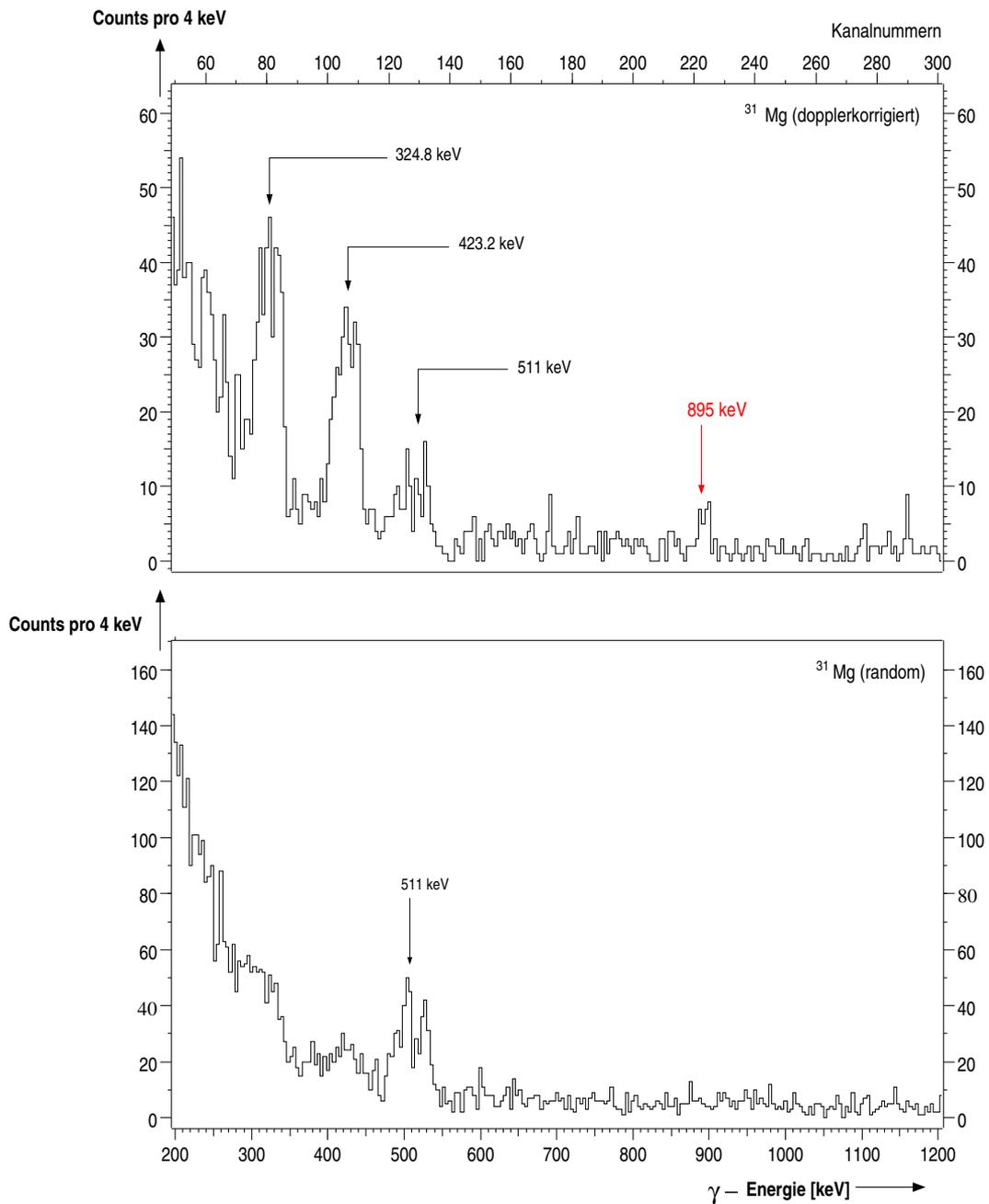


Abbildung 4.5: Dopplerkorrigiertes γ -Spektrum mit Schnitt auf die ^{31}Mg -Region: prompt (oben) und random (unten).

Aus einem Vergleich des dopplerkorrigierten γ -Spektrums mit einem Untergrundspektrum wird klar, dass die Linie bei 895 keV aus dem Zerfall des ^{31}Mg stammt. Damit wurde ein möglicher Kandidat für die Coulomb-Anregung von ^{31}Mg gefunden.

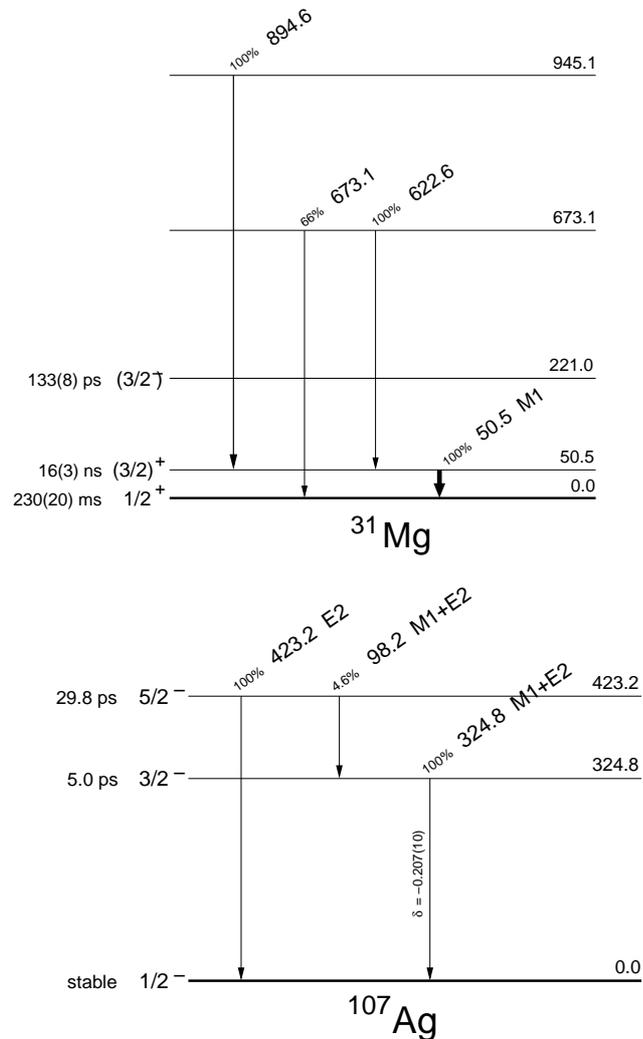


Abbildung 4.6: Termschema von ^{31}Mg (oben) und ^{107}Ag (unten)

Die Abbildungen 4.6(a) und 4.6(b) zeigen die Termschema von ^{31}Mg und ^{107}Ag . Es sind jeweils nur ausgewählte γ -Übergänge aufgeführt, welche zum Teil aus den Experimentdaten nachgewiesen werden konnten.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

5.1 Schwierigkeiten des Experiments

Aus verschiedenen Gründen verlief das Experiment im Sommer 2006 nicht ganz reibungslos. In der komplexen REX-ISOLDE Anlage fielen trotz großer Bemühungen immer wieder verschiedene Separatoren aus. Desweiteren gab es Probleme mit dem Strahl (keine Protonen vom PSB und Defokussierung des radioaktiven Strahls) und immer wieder Fehler im Datenaufnahmesystem beim time-stamping. Wie sich dies in den Daten deutlich machte, möchte ich im folgenden kurz erläutern.

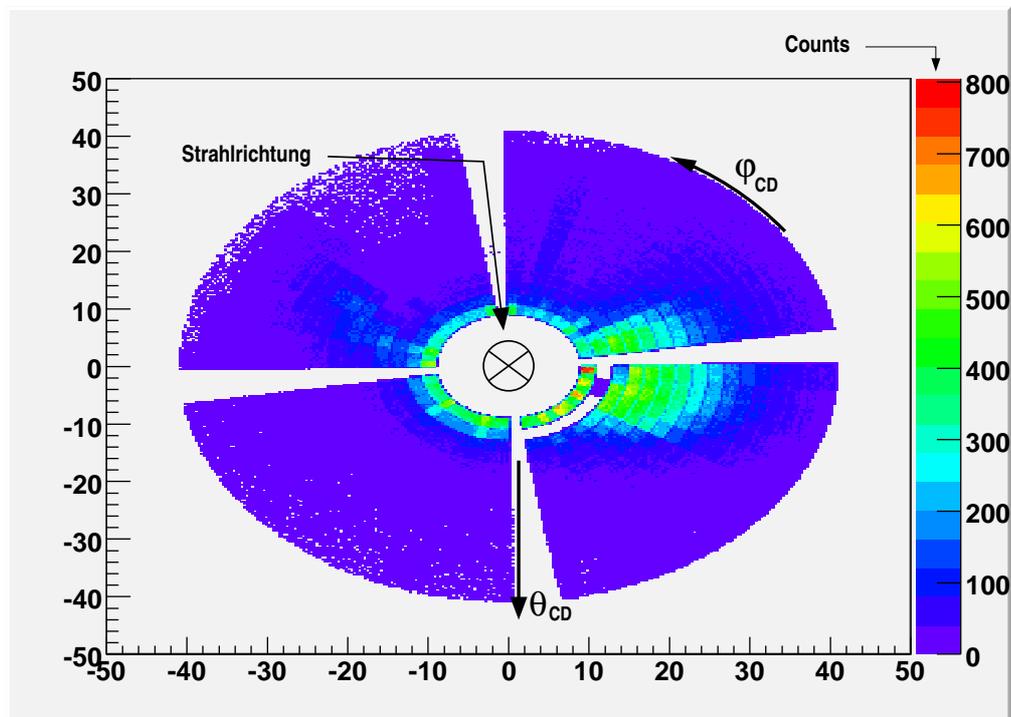


Abbildung 5.1: Ortsverteilung der detektierten Kerne im CD-Detektor

Abbildung 5.1 zeigt eine Intensitätsverteilung der nachgewiesenen Teilchen in den vier Qua-

dranten des CD-Detektors. Aus diesem Bild geht deutlich hervor, dass der Strahl nicht, wie beabsichtigt, in der Mitte durch das Loch zwischen allen Quadranten hindurchgeführt. In diesem Fall wäre der Strahl optimal fokussiert gewesen. Statt dessen trifft der defokussierte Strahl auf den rechten unteren und den rechten oberen Quadranten des DSSSD.

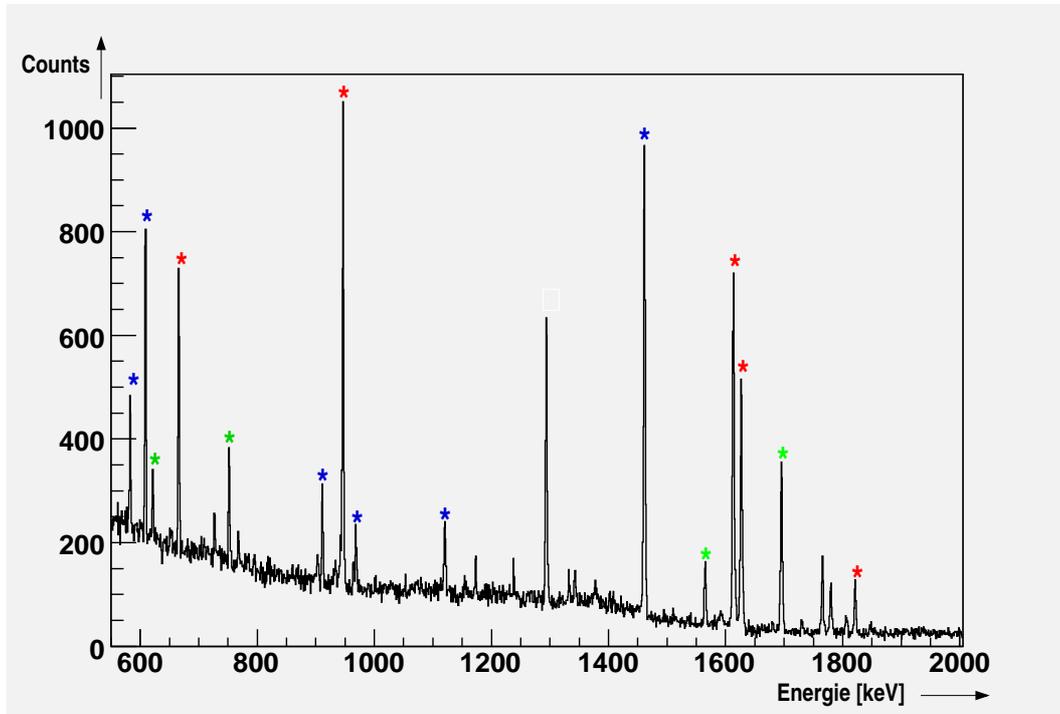


Abbildung 5.2: β -Zerfallsspektrum: blau = Untergrund (^{208}Tl , ^{214}Bi , ^{228}Ac , ^{40}K), rot = Zerfälle aus ^{31}Mg , grün = ^{31}Al (Zerfallsprodukt aus ^{31}Mg)

Die Zusammensetzung des radioaktiven Strahls war während des Experiments teilweise unklar; es trat die Frage auf, ob überhaupt ^{31}Mg im Strahl vorhanden war. Aus welchen Isotopen sich der Strahl beim Experiment zusammensetzte, wird aus dem β -Zerfallsspektrum in Abbildung 5.2 ersichtlich. So erkennt man neben den Linien aus dem radioaktiven Zerfall von ^{31}Mg auch Linien aus dem Zerfall des Tochterkerns (^{31}Al). Damit ist ersichtlich, dass ^{31}Mg doch auch im Strahl vorhanden war. Dazu kommt die isobare Kontamination mit ^{31}Al . Im allgemeinen fällt auf, dass die Menge an ^{31}Mg sehr gering war: Untergrundlinien, wie beispielsweise von ^{40}K aus dem natürlichen Raumuntergrund, treten stärker hervor. Desweiteren taucht eine sehr deutliche Linie bei etwa 1290 keV auf, die von einem langlebigen radioaktiven Isotop eines vorhergehenden Experiments stammt.

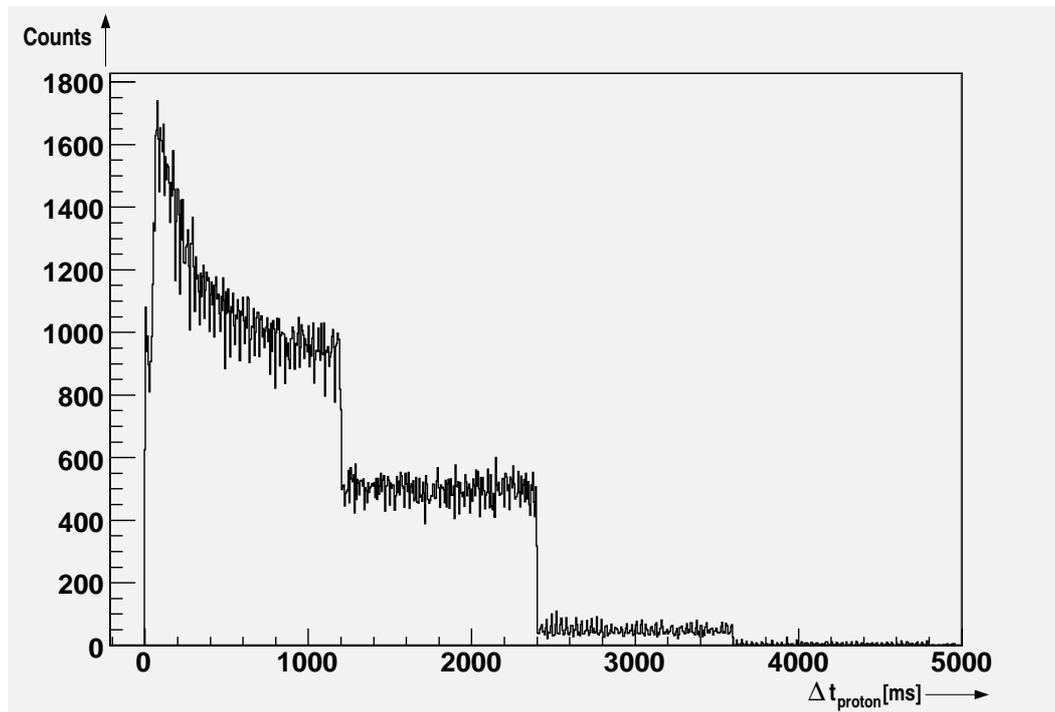


Abbildung 5.3: Zeitdifferenzspektrum zwischen den Teilchen aus dem EBIS-Puls und angekommenen Teilchen am Experiment

Dass die Konzentration von ^{31}Mg im Strahl nur sehr gering war, ist ebenfalls aus dem Zeitdifferenzspektrum in Abbildung 5.3 zu ersehen. Auf der Ordinate ist Δt_{proton} , die Zeitdifferenz zwischen dem letzten Protonenpuls aus der EBIS und dem Nachweis eines Teilchens im CD-Detektor, aufgetragen. Dabei entspricht der Abschnitt einer „Stufe“ jeweils 1.2 s, der Zeit zwischen zwei Protonenpulsen. Es ist klar zu erkennen, dass der ^{31}Mg -Strahl nur in den ersten 800 ms nach dem ersten Protonenpuls vorhanden ist. Danach gibt es keinen weiteren exponentiellen Abfall der Intensität, was einen radioaktiven Zerfall der Strahlkerne beschreiben würde. Alle weiteren Teilchen entsprechen also stabilen Kernen und gehören somit zum Untergrund.

(Siehe auch Anhang A.3)

5.2 Zusammenfassende Bewertung der Ergebnisse

Abschließend bleibt zu sagen, dass es sich bei der Messung zur Coulomb-Anregung am instabilen Isotop ^{31}Mg im Sommer 2006 um ein äußerst vielschichtiges Experiment gehandelt hat, bei dem viele Dinge beachtet werden mussten. Trotz aller Schwierigkeiten, wie geringe Statistik auf Grund von defokussiertem oder nicht-vorhandenem Strahl, konnten aus den gewonnenen Daten dieses Coulomb-Anregungsexperimentes Ergebnisse erzielt werden. So führten die Optimierung der Clusterwinkel und die Dopplerkorrektur zu einem deutlicheren Spektrum. Es konnte außerdem ein – wenn auch schwacher, so doch vorhandener – möglicher Kandidat für die Coulomb-Anregung aus ^{31}Mg im prompten Spektrum gefunden werden (siehe Abbildung 5.4).

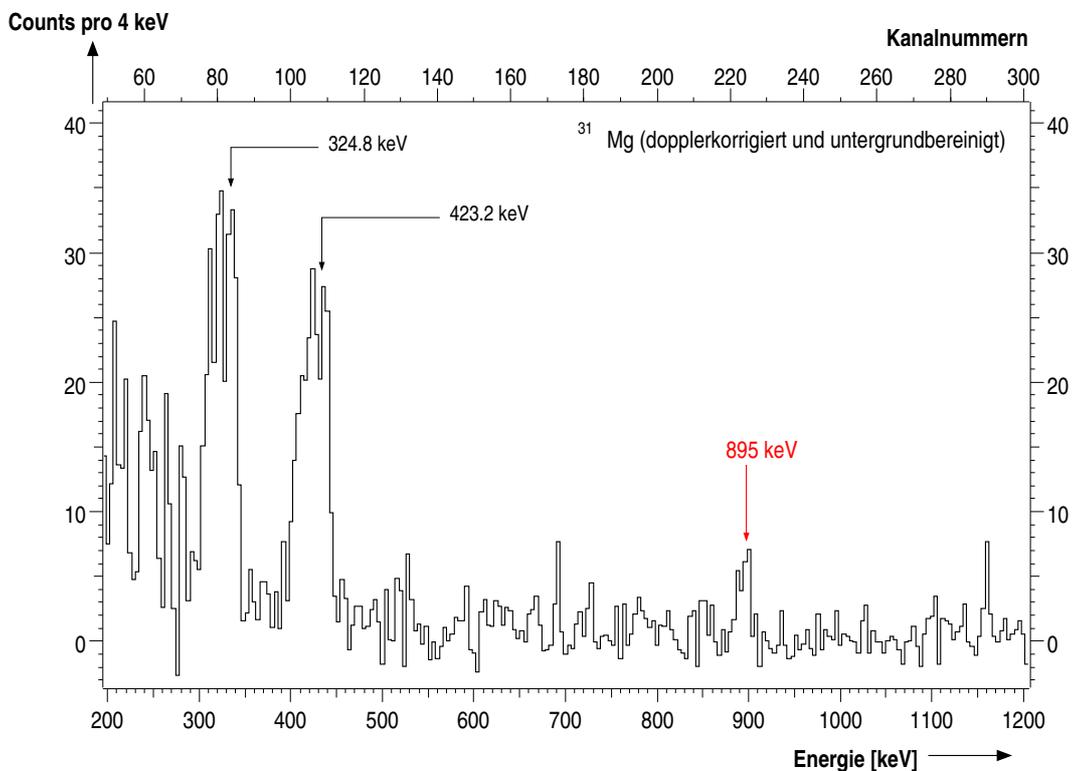


Abbildung 5.4: Promptes, untergrundbereinigtes γ -Spektrum mit Schnitt auf die ^{31}Mg -Region mit Silberlinien (schwarz) und rot markiertem möglichen Kandidat für die Coulomb-Anregung

Die Ergebnisse dieser Arbeit konnten erfolgreich bei einer Wiederholung der Messung mit dem MINIBALL-Spektrometer an der REX-ISOLDE Anlage am CERN im Sommer 2007 verwendet werden. Dazu wurde die Coulomb-Anregung an ^{31}Mg mit deutlich verbessertem ^{31}Mg -Strahl durchgeführt. Die vorläufigen Ergebnisse dieser Messung sind mit dieser Arbeit konsistent. Sie erlauben eine Bestimmung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit von verschiedenen angeregten Zuständen in ^{31}Mg und somit die Überprüfung kernphysikalischer Modellrechnungen.

Anhang A

Anhang

A.1 Datenüberblick

Insgesamt wurden bei dem Coulomb-Anregungsexperiment im Sommer 2006 Daten mit einer Gesamtgröße von knapp 86 GB aufgenommen. Die Verteilung der einzelnen Dateigrößen und die Anzahl der Runs bei den verschiedenen Messungen, sind Tabelle A.1 zu entnehmen. Die Strahlenergie betrug für die $^{31}\text{Mg}(^{107}\text{Ag}, ^{107}\text{Ag})^{31}\text{Mg}$ -Reaktion 2.76 MeV/u und für die $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})p$ - bzw. $d(^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Na})n$ -Reaktion 2.2 MeV/u.

$\#_{runs}$	Isotop	Datengröße
7	Triple- α	4.5 Gb
4 + 18	^{152}Eu	6.7 + 29.2 = 36.9 Gb
10	^{22}Ne	6.9 Gb
47	^{31}Mg	38.4 Gb

Tabelle A.1: Anzahl der verschiedenen Runs und Gesamtdatengrößen, entnommen aus dem mb-Logbuch und den Rohdaten

A.2 Clustereinstellungen

A.2.1 Input-Parameter des Programmes zur Optimierung der Winkel einzelner Cluster-Detektoren

Nachfolgend sind beispielhafte Parameter für Cluster 5 aufgeführt, welche in der Fitroutine angegeben werden mussten, um die Winkel zu optimieren.

```

start cluster nr : 5
theta (51) = 114.1
phi (125) = 222.7
alfa (0) = 67.7
beta (0.065) = 0.065
distance (125) : 120
change alfa (1), theta (2), phi (3) beta (4) or distance (5): 1
step to take : 1
nr of steps : 3

```

Diese entsprechen folgender Konvention:

- **theta** = θ_{cl} -Winkel
- **phi** = ϕ_{cl} -Winkel
- **alfa** = α_{cl} -Winkel
- **beta** = β (im vorliegenden Experiment 0.065, auf Grund der Energie des ^{22}Ne -Strahls von 2.2 MeV/u)
- **distance** = Abstand zwischen Target und Cluster (im vorliegenden Experiment 120 mm)
- **change alfa (1), theta (2), phi (3) beta (4) or distance (5)** = Parameter, der variiert werden soll
- **step to take** = Schrittweite in $[\circ]$ mit der der angegebene Parameter variiert werden soll
- **nr of steps** = Anzahl der durchzuführenden Variationen

A.2.2 Beispiel-Ergebnisse der root-Fit-Programme

Im folgenden sind die Ergebnisse des root-Programmes zur Bestimmung der Energieauflösung am Beispiel von Cluster 5 aufgelistet. Die wichtigsten Informationen für die Optimierung der Winkel θ_{cl} , φ_{cl} und α_{cl} sind die Abweichung von 1017 keV mit Fehler (Mean: VALUE und ERROR), sowie die Peakbreite mit Fehler (FWHM).

FCN=789.962 FROM MIGRAD STATUS=CONVERGED 986 CALLS 987 TOTAL
EDM=2.7937e-10 STRATEGY= 1 ERROR MATRIX ACCURATE

EXT PARAMETER

NO.	NAME	VALUE	ERROR	STEP SIZE	FIRST DERIVATIVE
1	BgConstant	1.32128e+03	4.96892e+01	3.26307e-02	8.27644e-07
2	BgSlope	-4.81198e-01	4.85466e-02	3.19037e-05	9.11305e-04
3	Sigma	5.56553e+00	5.83785e-02	7.16208e-04	3.78514e-04
4	Content	2.56402e+04	2.42014e+02	2.89397e+00	-1.74792e-08
5	Mean	1.01754e+03	5.61845e-02	7.70453e-04	2.14634e-04

Chi Square: 789.961665

FWHM: 8.636435 ± 0.090590

A.3 Mg run June 2006

Einträge aus dem ISOLDE-Logbuch, die die zum Teil sehr erheblichen Probleme des ISOLDE-Beschleunigers während der Messung im Sommer 2006 belegen.

A.3.1 Target issues

- UC2-320, W surface, laser ionization
- mass markers Mg/Na and Mn/K
- separator setup at 30.2 kV
- Yield check

Measured two times. The integration by hand gives for ^{29}Mg ca. $1.4 \text{ E6}/\mu\text{C}$ and for ^{31}Mg ca. $1.2 \text{ E5}/\mu\text{C}$. Both numbers might be off by $\pm 30\%$.

A.3.2 REX issues

Isotopes accelerated:

radioactive $^{29}\text{Mg } 9^+$ and $^{31}\text{Mg } 9^+$ breeding time 28 ms, peak charge close to 9^+

Currents:

0.5 pA seen on ^{29}Mg on BTS.FC20

0.5 pA seen on $^{29}\text{Mg } 9^+$ on RFQ.FC20

No currents seen for ^{31}Mg

^{31}Mg beam very clean at Miniball

Efficiencies:

GPS.FC490 to REXTRAP inj. plate: 70% or up to 100%. The reading of GPS.FC490 was not reliable for currents < 100 pA.

TRAP:

with 27 pA of ^{23}Na on the trap inj. plate and 14 pA on BTS.FC20 (maybe 10% Ne) \rightarrow 50% trap efficiency

The total trap + EBIS + separator efficiency is 10% for $^{23}\text{Na } 9^+$ for 28 ms breeding time

LINAC:

Transmission for $A/q = 3.5$: 75%; Energy for $A/q = 3.5$: 2.75 MeV/u

technical problems:

7-gap 3 tripped from time to time

BD kept on stopping, now fixed

Protons going to the beam dump even with proton request on

GPS.FC490 reads unreliable values below 100 pA (a factor 2 too small)

Control unit for IH-structure failed twice

Bugs in mass scanner

B-field read-out doesn't work

Saving name of mass scan

Scaling of the working sets fails sometime, particular problem with XSEP.QP10

Line heating stopped one night

Difficult to setup the mass separator and Linac as the Witch magnet was switched on until the beginning of the run

BEN.FC40 not working; BEN.FC100 has to be operated manually

A.3.3 Comments

- No presetting for Linac, started late.
- The low count rate stated by Miniball
 1. was in fact not a factor 1000 lower than expected. The value of $8E5$ $^{30}\text{Mg}/\text{s}$ was not an exceptional yield at Miniball but from the target.

Oct 2004	$8E5$	$^{30}\text{Mg}/\text{s}$ from ISOLDE
2003	$2E4$	$^{30}\text{Mg}/\text{s}$ from ISOLDE
2004	$4E4$	$^{32}\text{Mg}/\text{s}$ from ISOLDE
 2. had not a discrepancy of 100 between ^{29}Mg and ^{31}Mg
- Why $A = 29$ could be seen on the GPS.SC483 and not $A = 31$ was because of the yield factor difference of 12 (not 2 as stated in the beginning).
- Summary: REX lost quite so time trying to track down none existing anomalies!
- The ^{29}Mg beam could not be used by the experiment due to the beam contamination

At Miniball	55 - 60%	of $A = 29$ seen (ratio Al:Mg:Na = 27:6:1)
	4 - 45%	of lighter element (^{14}N or ^{16}O from EBIS)

The move of the REXTRAP roughing pumps have resulted in 4 times larger Ne peaks in the REXEBIS residual gas spectrum.

A.3.4 Lesson

Once again: the complete machine must have been working before the first beam time!

Literaturverzeichnis

- [1] Bethge, Klaus:
Kernphysik
Springer Verlag, 1996
- [2] Bollen, G. et al.:
ISOLTRAP: a tandem Penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes
Nucl. Instr. and Meth. A 368 (1996) 675
- [3] Cub, J. et al.:
A position sensitive parallel plate avalanche counter for single particle and current read-out
Nucl. Instr. and Meth. A453, 2000, 522-524
- [4] Donets, E. D. & Ilyushchenko, V. I.:
Electron Beam Ion Sources
JINR R7-4124, 1968
- [5] Eberth, J. et al.:
MINIBALL – A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities
Progress in Particle and Nuclear Physics 46, 2001
- [6] Forstner, O.:
Beam-Preparation with REXTRAP for the REX-ISOLDE experiment
Dissertation, Technische Universität Wien, 2001
- [7] Habs, D. et al.:
The REX-ISOLDE project
Nucl. Instr. and Meth. B139 (1998) 128-135
- [8] Jonson, B. & Ravn, H. L. & Walter, G.:
Isolde ps booster facility at cern: Experiments with slow radioactive beams
Nuclear Physics News, Vol. 3, No. 2, 1993
- [9] Kester, O. et al.:
Accelerated radioactive beams from REX-ISOLDE
Nucl. Instr. and Meth. B204, 2003, 20-30

- [10] Kester O.:
Beam dynamics calculations of and measurements with the REX-ISOLDE mass separator
LMU Munich, 2001
- [11] Knoll, Glenn F.:
Radiation Detection and Measurement
Wiley, 1989 (2. Auflage)
- [12] Lutter, R.:
MED Data Structure
<http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/doc/MedStructure.pdf>
- [13] Marechal, F. et al.:
 β decay of ^{31}Mg : Extending the „island of inversion“
Phys. Rev. C 72, 2005
- [14] Marmier, Pierre & Sheldon, Eric:
Physics of Nuclei and Particles
Academic Press, 1970
- [15] Mayer-Kuckuk, Theo:
Kernphysik
Teubner, 2002
- [16] Mishin, V. I. & ISOLDE Collaboration:
Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility
Nucl. Instr. and Meth. B73 (1993) 550
- [17] Neyens, G. & Kowalska, M. & Yordanov et al.:
PRL 94, 022501, 2005
- [18] Niedermaier, Oliver Thomas:
Low-Energy Coulomb Excitation of the Neutron-Rich Mg Isotopes ^{30}Mg and ^{32}Mg
Dissertation, Ruperto-Carola Universität zu Heidelberg, 2005
- [19] Ostrowski, A. N. et al.:
CD: A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments
Nucl. Instr. and Meth. A480, 2002, 448-455
- [20] Rao, R. et al.:
Beam optics design of the REX-ISOLDE q/m-separator
Nucl. Instr. and Meth. A427, 1999, 170-176
- [21] <http://root.cern.ch/>:
Root - an Object-Oriented Data Analysis Framework.
- [22] Schmidt, P.:
REXTRAP - Ion Accumulation, Cooling and Bunching for REX-ISOLDE
Dissertation, Johannes Gutenberg Universität, Mainz, 2001

- [23] Utsuno, Y. et al.:
Phys. Rev. C 60, 1999, 054315
- [24] Wenander, F. et al.:
EBIS as charge breeder for radioactive ion beam accelerators
Nucl Phys. A701 (2002) 528-536
- [25] Wenander, F. et al.:
REXEBS - the electron beam ion source for the REX-ISOLDE project
CERN-OPEN-2000-320
- [26] Wolf, B. et al.:
First radioactive ions charge bred in REXEBS at the REX-ISOLDE accelerator
Nucl. Instr. and Meth. B204, 2003, 428-432
- [27] Van de Walle, Jarno:
Coulomb excitation of neutron rich Zn isotopes
Dissertation, Instituut voor Kern- en Stralingsfysika KU Leuven, 2006
- [28] National Nuclear Data Center:
<http://www.nndc.bnl.gov>
Brookhaven National Laboratory
- [29] REX-ISOLDE facilities
<http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/REX-ISOLDE/>
ISOLDE committee CERN

Danksagung

Es ist in einer Staatsexamensarbeit eher unüblich, aber ...

Ein „**hartelijk bedankt**“ an alle, die dazu beigetragen haben, dass ich es schaffen konnte, diese Arbeit zu schreiben und noch rechtzeitig abzugeben. Besonders nennen möchte ich hier:

- Prof. Dr. Peter Reiter, der mich mit meiner ersten Auswertung, den Daten dieses Experiments, herausgefordert und mir die Möglichkeit gegeben hat, vieles zu lernen.
- die derzeitigen und ehemaligen Mitglieder der „Reiter-Gruppe“: Astrid Holler, Dr. Astrid Imig, Andreas Wendt, Dipl.-Phys. Andreas Wiens, Dr. Bart Bruyneel, Daniel Lersch, Florian Finke, Dipl.-Phys. Herbert Hess, Dipl.-Phys. Kerstin Geibel und Dipl.-Phys. Tanja Kotthaus sowie Norbert Braun, Dipl.-Phys. Ralf Schulze und Dipl.-Phys. Stefan Heinze für die Unterstützung in Form von Zuhören, Korrekturlesen, Datensicherung, Formatierungshilfen, das unermüdliche Beantworten meiner vielen Fragen, die vielen Vorschläge und netten Augenblicke „zwischendurch“.
- Dipl.-Phys. Dennis Mücher, Dr. Emanuel Clement, Dr. Irina Stefanescu und Dr. Jarno Van de Walle für die große Hilfe, vor allem beim Erklären der Analyseprogramme und somit beim „Finden“ des E2-Kandidaten.
- Dr. Petra Kudejova für die ermunternden Gespräche.
- die Mitglieder von VOICES und Kontra-Punkt, vor allem Astrid Ruckebier, Annette Bieker und Frank Schulz, meine kleinen Schwestern Maria Pajonk und Pia Breidenbach sowie Adrienne Träger, Anke Kottsieper und Wiebke Just, die mich durch ihre Fragen und ihre Neugierde immer wieder angespornt haben.
- Klaus und Margit Seidlitz für ihre liebe „Verpflegung“ und offene Tür.
- meine Mutter für ihre Geduld und offenen Ohren – zu jeder Tages- und Nachtzeit.
- Michael Seidlitz, meer dan collega – **fIDe!**

Erklärung

Ich versichere, dass ich die schriftliche Hausarbeit – einschließlich beigefügter Zeichnungen und Darstellungen – selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht.