

Technische Universität München
Fakultät für Physik
Lehrstuhl E12 für Experimentalphysik
Physik der Hadronen und Kerne

Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Gammapektroskopie mit MINIBALL und der symmetrischen Kernreaktion mit ${}^7\text{Li}$ -Strahl

Moritz Pleintinger

München, 16. September 2013

Themensteller: Prof. Dr. Walter F. Henning
Zweitprüfer: Prof. Dr. Stefan Schönert

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. ${}^7\text{Li}$-induzierten Kernreaktionen	3
2.1. Das Schalenmodell für Kerne	3
2.2. Transfer-Reaktionen	4
2.2.1. Born'sche Näherung	4
2.2.2. α -Transfer und t -Transfer	6
2.3. Exotische Kerne	7
2.3.1. Der Halokern ${}^{11}\text{Li}$	8
2.3.2. ${}^{13}\text{B}$ und die Auflösung des $N=8$ Schalenabschlusses	9
3. Theoretische Betrachtungen zum magnetischen Moment	12
3.1. Magnetisches Moment und g -Faktor	12
3.2. Das transiente Magnetfeld	14
3.3. Die PAC-Methode	16
4. Messung von γ-Spektren mit dem MINIBALL-Detektorsystem am MLL	17
4.1. Detektion von γ -Quanten mittels Ge-Halbleiterdetektoren	17
4.2. Das MINIBALL-Spektrometer	17
4.3. Experimenteller Aufbau am MLL	19
4.4. Ausleseelektronik	21
5. Analyse und Ergebnisse des Experiments	24
5.1. Eichung	24
5.2. Identifikation und Untersuchung der γ -Linien	24
5.3. Aktueller Stand und weiteres Vorgehen in der Analyse	30
6. Zusammenfassung und Ausblick	32
A. Anhang	34
B. Literaturverzeichnis	34
C. Danksagung	39

Abbildungsverzeichnis

1.1. Ausschnitt der Nuklidkarte	2
2.1. Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit der Massenzahl	3
2.2. Einteilchenenergieniveaus	5
2.3. Fusion-Verdampfung und α -Transfer	7
2.4. Der Halokern ^{11}Li	8
2.5. Konfiguration des ^{13}B Intruder-Zustands	10
3.1. Drehung der Winkelverteilung im transienten Magnetfeld	15
4.1. Detektion von γ -Quanten im Halbleiterdetektor	18
4.2. Das MINIBALL-Spektrometer	19
4.3. Foto des experimentellen Aufbaus am MLL	20
4.4. Schematische Skizze des experimentellen Aufbaus am MLL	21
4.5. Schematische Darstellung der Datenaufnahme	23
5.1. Eichgerade und Residuum für einen MINIBALL-Core	25
5.2. Gamma-Spektrum eines MINIBALL-Cores	26
5.3. Teilchenspektrum ΔE gegen E_{Rest}	27
5.4. Gammaspektren nach dem Setzen von Cuts	28
5.5. <i>Doppler</i> -Verschiebung von γ -Linien	29
5.6. Termschema der identifizierten γ -Linien aus ^{13}B	29
5.7. Die 3530 keV Linie von ^{13}B	30
5.8. Verschiebung der 4,13 MeV Linie	31

1. Einleitung

Einige der Schlüsselfragen der Kernphysik und der nuklearen Astrophysik sind wie, wann und zu welchem Maß sich die ersten Elemente im Universum bildeten. Das Standardmodell der primordialen Nukleosynthese nach dem Urknall SBBN (Standard Big Bang Nucleosynthesis) liefert dabei fast ausschließlich Vorhersagen in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Nur für ${}^7\text{Li}$ liegt das beobachtete Vorkommen um einen Faktor 3 unterhalb des vom Modell vorhergesagten. Dieses Phänomen wird als Lithium-Anomalie bezeichnet. Die Untersuchung der Struktur und der Eigenschaften dieses Elements ist demnach von besonderem Interesse [10].

Abbildung 1.1 zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte. Die in schwarz eingezeichneten stabilen Kerne wurden vielfach untersucht und gelten als wohlverstanden. Dieses „Tal der Stabilität“ ist sowohl auf der neutronenreichen, als auch auf der protonenreichen Seite von einem weiten Feld weniger bekannter exotischer Kerne umgeben. Die Untersuchung derartiger exotischer Nuklide bietet einen Zugang zum Verständnis nuklearer Prozesse und zu neuartigen physikalischen Phänomenen. Während sich Kerne nahe der Stabilität vollständig durch eine Schalenstruktur beschreiben lassen, bildet z. B. der Kern ${}^{11}\text{Li}$ eine außergewöhnliche Halostruktur. Dieser Kern besteht aus einem ${}^9\text{Li}$ -Kern und einem weit ausgedehnten Zweineutronenhalo, der diesen umgibt. Die Schalenstruktur ist hierbei also völlig aufgelöst und erreicht dabei die räumliche Ausdehnung eines ${}^{208}\text{Pb}$ -Kerns. Um die kernphysikalischen Vorgänge zu verstehen, die zu einer so drastischen Veränderung der Kernstruktur führen, betrachtet man Nuklide im Übergangsbereich zwischen Stabilität und Halostruktur. Dabei nimmt der Kern ${}^{13}\text{B}$ eine besondere Stellung ein. Diesem kann weder ein fester Schalenbau, noch eine völlige Auflösung dieser Struktur zugeordnet werden. ${}^{13}\text{B}$ bildet stattdessen sog. Intruder-Zustände, d. h. eine Mischung aus einer Konfiguration mit abgeschlossener Schale und einer Konfiguration, die durch die Auflösung eben dieser Schalenkonfiguration geprägt ist. Die Betrachtung dieses Kerns und seiner Intruder-Zustände verspricht demnach neue Erkenntnisse über physikalische Mechanismen, die zum Aufbrechen der Schalenstruktur und zur Bildung eines Halokerns führen.

In der folgenden Arbeit soll deshalb anhand der Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ ein Zugang zu den Wechselwirkungsprozessen des symmetrischen Lithium-Systems und zu den strukturellen Phänomenen exotischer Kerne geschaffen werden. Dabei wird besonders auf den Kern ${}^{13}\text{B}$ und dessen Intruder-Zustände, sowie auf die Messung des magnetischen Moments, bzw. des g -Faktors als struktursensitive Größe eingegangen.

KAPITEL 1. EINLEITUNG

$Z = 8$		8C 230 KeV P: 100.00% α	9C 126.5 MS ϵ : 100.00% $\epsilon\beta$: 61.60%	10C 19.290 s ϵ : 100.00%	11C 20.334 M ϵ : 100.00%	12C STABLE 98.89%	13C STABLE 1.11%	14C 5700 Y β^- : 100.00%	
		6B 2P	7B 1.4 MeV α P	8B 770 MS $\alpha\epsilon$: 100.00% ϵ : 100.00%	9B 0.54 KeV 2 α : 100.00% P: 100.00%	10B STABLE 19.8%	11B STABLE 80.2%	12B 20.20 MS β^- : 100.00% B β : 1.58%	13B 17.33 MS β^- : 100.00%
3Li		5Be P	6Be 92 KeV α : 100.00% P: 100.00%	7Be 53.22 D ϵ : 100.00%	8Be 5.57 eV α : 100.00%	9Be STABLE 100%	10Be 1.51E+6 Y β^- : 100.00%	11Be 13.81 s β^- : 100.00% β - α : 3.1%	12Be 21.49 MS β^- : 100.00% β -n: 1.00%
		4Li 6.03 MeV P: 100.00%	5Li \approx 1.5 MeV P: 100.00% α : 100.00%	6Li STABLE 7.59%	7Li STABLE 92.41%	8Li 839.9 MS β - α : 100.00% β^- : 100.00%	9Li 178.3 MS β^- : 100.00% β -n: 50.80%	10Li N: 100.00%	11Li 8.59 MS β^- : 100.00% β -n α : 0.027%
1H		3He STABLE 0.000137%	4He STABLE 99.999863%	5He 0.60 MeV N: 100.00% α : 100.00%	6He 806.7 MS β^- : 100.00%	7He 150 KeV N	8He 119.1 MS β^- : 100.00% β -n: 16.00%	9He N: 100.00%	10He 300 KeV N: 100.00%
		2H STABLE 0.015%	3H 12.32 Y β^- : 100.00%	4H 4.6 MeV N: 100.00%	5H 5.7 MeV N: 100.00%	6H 1.6 MeV N: 100.00%	7H 29E-23 Y 2N?		
		Neutron 10.23 M β^- : 100.00%							N = 8

Abbildung 1.1.: Ausschnitt der Nuklidkarte von p bzw. n bis ^{14}C . Die rote Markierung symbolisiert den Schalenabschluss für Protonen und Neutronen bei der magischen Nukleonenzahl 8 (aus [18]).

2. ${}^7\text{Li}$ -induzierten Kernreaktionen

2.1. Das Schalenmodell für Kerne

In der Spektroskopie mittels Kernreaktionen zeigt sich die Existenz diskreter Energieniveaus für die Nukleonen im Atomkern. Experimentelle Befunde zeigen außerdem, dass Kerne mit einer bestimmten Anzahl an Neutronen bzw. Protonen besonders stabil sind.

Dies sind die sog. magischen Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 und bei Neutronen auch zusätzlich 126. In nebenstehender Abbildung 2.1 ist die Bindungsenergie pro Nukleon B/A in Abhängigkeit der Massenzahl des Nuklids aufgetragen. Bei den magischen Zahlen sieht man daran eine signifikant höhere Bindungsenergie als durch die *Weizsäcker*-Massenformel (durchgezogene Linie) vorhergesagt. Diese Beobachtungen führen in Analogie zur Atomphysik zur Beschreibung des Kerns anhand eines Schalenmodells. Dabei entsprechen die Energieniveaus Schalen, die nach dem *Pauli*-Prinzip gefüllt werden und die magischen Zahlen werden als Schalenabschlüsse interpretiert.

Die Elektronen der Atomhülle bewegen sich im Zentralpotential des Kern-*Coulomb*-Feldes. Die Nukleonen im Kern hingegen bewegen sich in einem, von den übrigen Nukleonen selbst erzeugten Feld (mean field). Dieses basiert auf der Restwechselwirkung der starken Wechselwirkung. Unterhalb von 1,7 fm ist das Potential stark repulsiv und darüber stark attraktiv. Für das Schalenmodell muss also ein im Mittel geeignetes globales Kernpotential $V(r)$ eingeführt werden [20]. Eine gute Näherung stellt dafür das *Woods-Saxon*-Potential dar, welches die ersten drei magischen Zahlen als Schalenabschlüsse erklärt. Erweitert man dieses um die Spin-Bahn-Kopplung und berücksichtigt damit die Feinstruktur-Aufspaltung der Zustände, so lautet es:

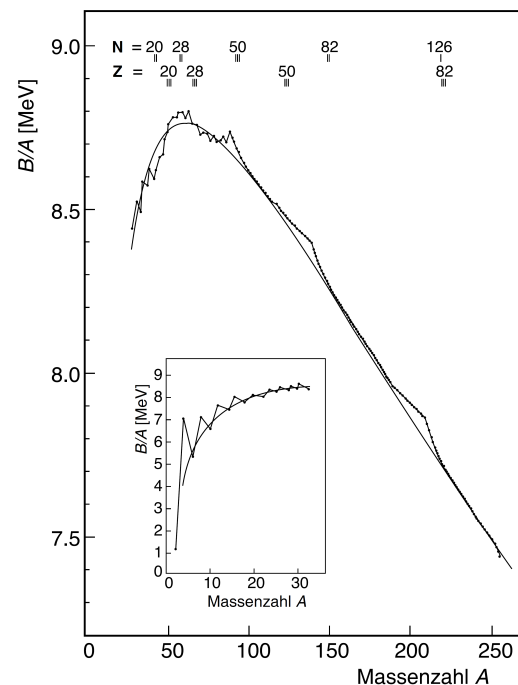


Abbildung 2.1.: Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit der Massenzahl (aus [15]).

$$V(r) = \underbrace{\frac{-V_0}{1 + e^{r-R/a}}}_{\text{Woods-Saxon-Potential}} + \underbrace{V_{ls}(r) \frac{\langle \vec{l}\vec{s} \rangle}{\hbar^2}}_{\text{Spin-Bahn-Kopplung}} \quad (2.1)$$

mit

$$\frac{\langle \vec{l}\vec{s} \rangle}{\hbar^2} = \begin{cases} \frac{l}{2} & \text{für } j = l + \frac{1}{2} \\ \frac{l+1}{2} & \text{für } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.2)$$

Daraus ergeben sich die in Abbildung 2.2 schematisch dargestellten Einteilchenenergieniveaus. Dabei wurde die aus der Atomphysik übliche Notation für die Hauptquantenzahl ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$) und den Bahndrehimpuls ($l = s, p, d, f, \dots$) verwendet. Die leicht unterschiedliche Struktur des Protonen- und Neutronenschemas ist durch die elektromagnetische Abstoßung der Protonen untereinander bedingt. Bei den magischen Zahlen 2, 8 und 20 liegen die Schalen deutlich voneinander getrennt. Für höher liegende Energieniveaus mit großer Spin-Bahn-Aufspaltung zeigen sich die Schalenabschlüsse durch signifikante Lücken bei den magischen Zahlen. [15]

2.2. Transfer-Reaktionen

2.2.1. Born'sche Näherung

Da exotische Kerne, wie die hier betrachteten neutronenreichen B-Isotope, sehr kurze Lebensdauern aufweisen, können diese nicht wie stabile Nuklide als Target oder Primärstrahl dienen. Stattdessen müssen sie erst in Streureaktionen erzeugt werden, um im Folgenden untersucht werden zu können.

Betrachtet man den Streuprozess von Kernen, so lässt sich dieser durch die Störungstheorie (1. Ordnung) mit ein- und auslaufender Wellen nähern. Daraus ergibt sich mithilfe Fermi's Goldener Regel der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \frac{p^2 dp V^2}{(2\pi\hbar)^3 v_P dE} \quad \text{mit} \quad \mathcal{M}_{fi} = \langle \psi_f | U_{i,f} | \psi_i \rangle \quad (2.3)$$

$U_{i,f}$ ist dabei die Wechselwirkung der stattfindenden Reaktion und \mathcal{M}_{fi} deren Matrixelement. In der niedrigsten störungstheoretischen Näherung des Prozesses sind ψ_i und ψ_f ebene ein- bzw. auslaufende Wellen:

$$\psi_i = \phi_T \phi_P e^{\frac{i\vec{p}_P \cdot \vec{x}_P}{\hbar}} \quad \psi_f = \phi_{T'} e^{\frac{i\vec{p}_R \cdot \vec{x}_R}{\hbar}} \quad (2.4)$$

wobei sich Größen mit Index T auf das Target und P auf das Projektil vor dem Wechselwirkungsprozess beziehen. Die Indizes T' und R bezeichnen Größen des Targetteilchens

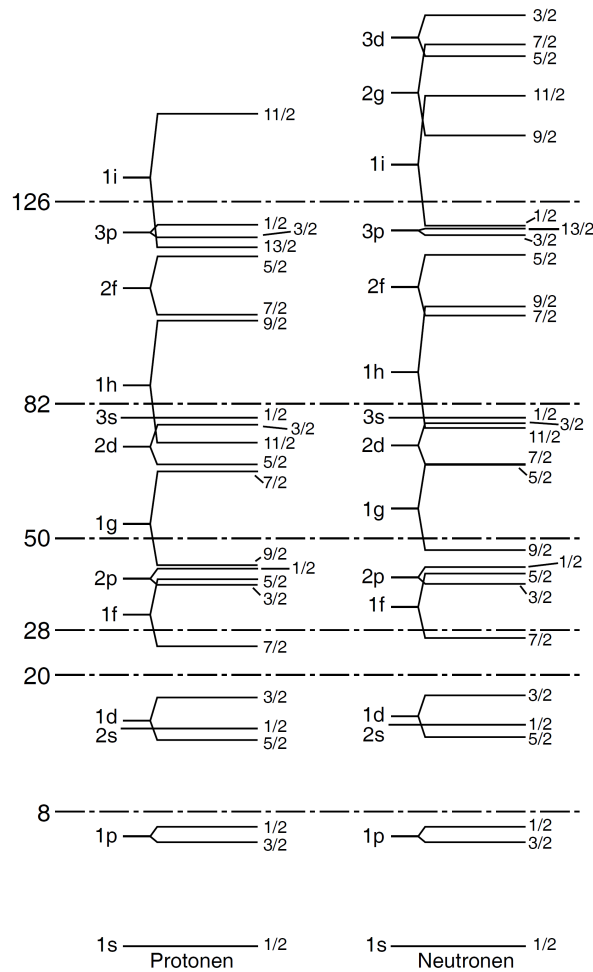


Abbildung 2.2.: Mit (2.1) berechnetes Schema für Einteilchenenergieniveaus im Atomkern. Magische Zahlen sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet (aus [15]).

bzw. des Rests nach der Reaktion. ϕ , \vec{p} und \vec{x} sind jeweils deren Wellenfunktion, Impuls und Ort. Dies ist die sog. Born'sche Näherung. Sie stellt z. B. für Streuprozesse von Deuteronen, oder Protonen an schweren Targets eine ausreichende Beschreibung dar. Für Prozesse mit schwereren Teilchen müssen für die Berechnung jedoch realistischere Wellenfunktionen und deren Störungen verwendet werden. Diese komplexe erweiterte Methode wird als DWBA-Methode (Distorted Wave Born Approximation) bezeichnet. [15]

2.2.2. α -Transfer und t -Transfer

Bei einer Transfer-Reaktion handelt es sich um einen speziellen Fall der inelastischen Streuung von Nukliden. Dabei gehen während des Streuprozesses ein oder mehrere Nukleonen von einem Kern auf den anderen über. Es können auch sog. Cluster, d. h. gebundene Verbände von Nukleonen innerhalb eines Kerns, wie α -Teilchen, Tritonen oder Deuteronen transferiert werden. Solche Prozesse werden auch als „incomplete fusion“ bezeichnet, da hierbei kein vollständiger Fusionsprozess stattfindet, sondern lediglich ein Teil der beteiligten Kerne fusioniert wird. Das quantitative Auftreten derartiger Reaktionen gibt wichtige Hinweise über Unterstrukturen, Bindungsverhältnisse und den nuklearen Aufbau der Streupartner. Das im vorliegenden Fall behandelte ${}^7\text{Li}$ bildet derartige Cluster-Zustände. Das heißt, es kann eine Unterstruktur, bestehend aus einem α -Teilchen (α -Clustering) und einem Triton (t -Clustering) ausbilden (siehe Abbildung 2.3a), welche wiederum kollektiv angeregte Zustände annehmen können. Um kernphysikalische Prozesse zu verstehen und Simulationsmethoden, wie die DWBA-Methode testen zu können, ist es deshalb von großem Interesse, die Signifikanz und Konfiguration dieser Strukturen, bzw. solcher Cluster-Zustände zu bestimmen. Im Folgenden werden daher der α -Transfer bei ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{11}\text{B}$ und der t -Transfer bei ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ behandelt.

Die Reaktionen (${}^7\text{Li}, t$) und (${}^7\text{Li}, \alpha$) können prinzipiell über vielerlei Kanäle ablaufen. Dabei mischen sich direkte Transferprozesse und sog. Compound-Reaktionen, was zu charakteristischen Strukturen im des Wirkungsquerschnitt führt. Compound-Reaktionen sind mehrstufige Prozesse, bei denen primär durch vollständige, oder unvollständige Fusion ein Compound-Kern (in unserem Fall ${}^{14}\text{C}$) gebildet wird (siehe Abbildung 2.3b). Die endgültigen Reaktionsprodukte ergeben sich daraus dann durch sekundäre Zerfälle und Transferprozesse. So kann z. B. die Reaktion ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^8\text{Be}$ anstatt über direkten Proton-Transfer auch über die zweistufigen Mechanismen ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}(\alpha, {}^8\text{Be}){}^6\text{He}$, bzw. ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}(\alpha, {}^6\text{He}){}^8\text{Be}$ ablaufen. In diesen Beispielen ist jeweils ${}^{10}\text{Be}$ der Compound-Kern. Dem primären Triton-Transfer ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ folgt dabei als Sekundärprozess der $2n$ -Transfer ${}^{10}\text{Be}(\alpha, {}^8\text{Be}){}^6\text{He}$, bzw. der α -Transfer ${}^{10}\text{Be}(\alpha, {}^6\text{He}){}^8\text{Be}$. [14]

In [19] wurden DWBA-Berechnungen durchgeführt, um zu bestimmen in welchem Maß bei derartigen Reaktionen ein direkter Transfer-Mechanismus auftritt. Während diesen Berechnungen zufolge z. B. die (${}^7\text{Li}, {}^6\text{He}$) Reaktion vollständig durch Proton-Transfer beschrieben werden kann, entfallen im Mittel nur 20-60% des α -Transfers (${}^7\text{Li}, t$) und 40-50% des t -Transfers (${}^7\text{Li}, \alpha$) auf direkte Prozesse. Dies kann man dadurch erklären, dass sich z. B. durch vollständige Fusion zunächst der Compound-Kern ${}^{14}\text{C}$ bilden kann. Nach dem Fusionsprozess liegt dessen Anregungsenergie in der Regel weit über der *Coulomb*-Barriere. Obwohl dieser Kern relativ stabil ist ($T_{1/2} = 5700$ a), emittiert er deshalb sehr schnell Nukleonen um Energie zu verlieren. Im Falle von (${}^7\text{Li}, t$) ein α -Teilchen und für (${}^7\text{Li}, \alpha$) ein Triton.

Bei den DWBA-Werten ist zu beachten, dass der α -Transfer in einem leichten System wie Lithium eine weitaus drastischere Veränderung als der Proton-Transfer darstellt und deshalb nur schlecht als Störung behandelt werden kann. Außerdem liegt der Wirkungsquerschnitt des α -Transfers eine Größenordnung über der des Proton-Transfers und ent-

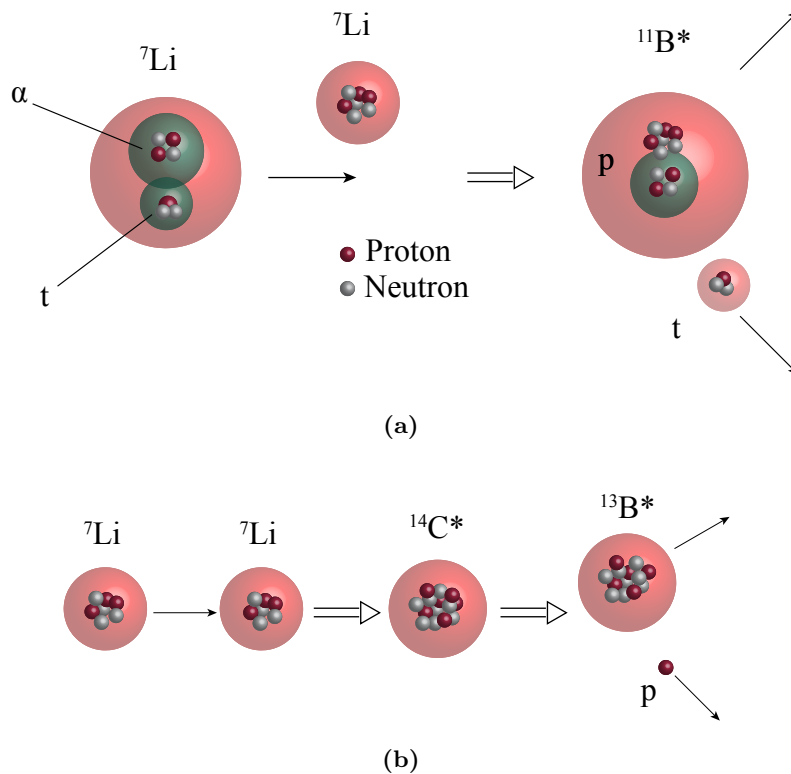


Abbildung 2.3.: (a) Schematische Darstellung des α -Transfers ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{11}\text{B}$. (b) Schematische Darstellung der Fusion-Verdampfungs-Reaktion ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, p){}^{13}\text{B}$. ${}^{14}\text{C}$ bildet dabei den Compound-Kern. Der Stern an den Elementsymbolen der Produkte symbolisiert angeregte Zustände.

spricht dabei etwa 10 % des Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung. Dies lässt auf ein signifikantes Maß an α -Clustering in der Kernstruktur des Lithiums schließen. [19] Experimente haben in diesem Zusammenhang gezeigt, dass der direkte α -Transfer des Prozesses $({}^7\text{Li}, t)$ stärker auftritt, als für $({}^6\text{Li}, d)$. Das bedeutet, dass α -Clustering in ${}^7\text{Li}$ ausgeprägter ist, als in ${}^6\text{Li}$ [3]. Der im Folgenden behandelte Kanal ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, p){}^{13}\text{B}$ läuft hingegen nicht über einen direkten ${}^6\text{He}$ -Transfer ab, sondern ist durch eine indirekte Fusion-Verdampfungs-Reaktion zu beschreiben. Dabei wird zunächst der Compound-Kern ${}^{14}\text{C}$ fusioniert und infolge dessen ein Proton abgedampft (Abbildung 2.3). Das bedeutet, dass ${}^7\text{Li}$ zwar eine Unterstruktur von α - bzw. t -Clustern, jedoch kein ${}^6\text{He}$ -Clustering ausbildet.

2.3. Exotische Kerne

Nuklide mit einem extremen Verhältnis von Neutronen- zu Protonenzahl N/Z , sowohl auf der neutronenreichen, als auch auf der neutronenarmen Seite, werden als exotische Kerne

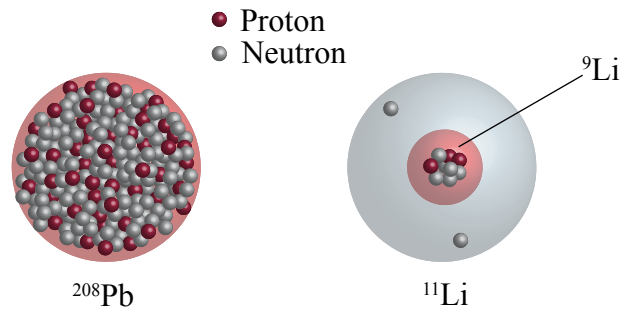


Abbildung 2.4.: Größenvergleich von ${}^{208}\text{Pb}$ und ${}^{11}\text{Li}$. Beide haben trotz extrem unterschiedlicher Massenzahlen einen Radius von $R \approx 7$ fm. Der Ladungsradius von ${}^{11}\text{Li}$ entspricht jedoch lediglich $r_c \approx 2,5$ fm (${}^9\text{Li}$).

bezeichnet. Der Zugang zu stark asymmetrischen Kernen, besonders auf der neutronenreichen Seite, ist interessant, da aus diesen schwach gebundenen System neue Informationen über kernphysikalische Vorgänge und Strukturen gewonnen werden können. So ist z. B. für Kerne um $Z = 126$ ein Bereich besonderer Stabilität und langer Lebensdauern vorhergesagt (*isle of stability*).

Ein Nuklid ist ein Vielkörpersystem aus Fermionen, das im Wesentlichen auf der starken Wechselwirkung basiert. Übliche Bahnen (Orbits) im Schalenmodell besitzen dabei niedrige Drehimpulse j . Da die fermionischen Nucleonen darin dem *Pauli*-Prinzip gehorchen, kann deshalb jeweils nur eine bestimmte Anzahl von Teilchen eine gegebene Schale besetzen. Fügt man diesem System neue Nucleonen hinzu, so geht dies folglich mit einer Besetzung höherer Schalen einher. Die starke Wechselwirkung ist sehr kurzreichweitig ($\sim 2,5$ fm) und reicht gerade aus, ein Deuteron zu binden. Die inneren Schalen von Nukliden, auf denen nur wenige Nucleon-Nucleon-Wechselwirkungen stattfinden, sind also vollständig gefüllt und die starke Wechselwirkung ist zu schwach um diese in die Valenzschale anzuheben. Die meisten Nucleon-Nucleon-Wechselwirkungen laufen also mit den Nucleonen des Valenzraums ab, welcher folglich die Ausbildung und Gestalt von nuklearen Strukturen bestimmt. Daraus wird ersichtlich, dass durch das Hinzufügen von Nucleonen bei exotischen Kernen ein neuer Valenzraum mit neuen Quantenzahlen n, l, j besetzt wird, woraus sich wiederum neue Strukturen, oder neue physikalische Phänomene ergeben können. [2]

2.3.1. Der Halokern ${}^{11}\text{Li}$

Einer der deutlichsten Belege für die Bildung neuer Strukturen ist das Auftreten sog. Halokerne weit abseits vom Tal der Stabilität.

Nimmt man das Kernpotential als Potentialtopf der Höhe V mit scharfen Wänden an, so klingt die Wellenfunktion der darin befindlichen Nucleonen (Energie E , Masse m) exponentiell mit $\sqrt{2m(E - V)}$ nach außen hin ab. Die Bindungsenergie von Teilchen in einem

üblichen Orbit beträgt dabei ca. 5-8 MeV und ihre Wellenfunktion ist in diesem Potential quasi völlig eingeschlossen. Daraus ergibt sich der übliche Kernradius von $R \sim r_0 A^{1/3}$. Die Valenznukleonen von exotischen Kernen sind hingegen nur schwach gebunden (~ 100 keV). $(E - V)$ ist deshalb so klein, dass sich die räumliche Verteilung ihrer Wellenfunktion zu großen Radien hin ausbreitet. Sie bildet dadurch einen sog. Halo, d. h. eine stark ausge dehnte und flache Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilung. Dies gilt besonders bei Neutronen, da für diese zusätzlich keine *Coulomb*-Barriere vorliegt, was zu einer Ausbreitung des Kerns von einigen fm führen kann. [2]

Der am häufigsten untersuchte Halokern ist ${}^{11}\text{Li}$ mit einem gebundenen Zustand bei ca. 300 keV. Wie in Abbildung 2.4 dargestellt, besteht dieser aus einem ${}^9\text{Li}$ Kern und einem Halo aus zwei Neutronen, der den Restkern umgibt. Es erreicht dabei einen Radius von etwa 7 fm, was der Größe eines ${}^{208}\text{Pb}$ -Kerns entspricht (siehe Abbildung 2.4). Die Schalenstruktur muss demnach bei ${}^{11}\text{Li}$ völlig aufgelöst sein. Erstaunlich ist daran außerdem, dass die starke Wechselwirkung weder ausreicht ein Neutron an ${}^9\text{Li}$ zu binden, noch um ein Dineutron zu erzeugen. Dennoch kann ${}^9\text{Li}$ mit zwei weiteren Neutronen einen gebundenen Zustand mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 8,4$ ms bilden. Um die Ursache dafür zu finden und zu bestimmen, ob die zusätzlichen Neutronen dabei einen signifikanten Einfluss auf den Ladungsradius des ${}^9\text{Li}$ -Kerns nehmen, wurden in [21] Berechnungen sog. Cluster-Modelle durchgeführt. Für Rechnungen unter Berücksichtigung intrinsischer Anregungen des Restkerns, d. h. Störung der Ladungsverteilung durch eine Wechselwirkung mit den Neutronen, wurde dabei mit $r_c = 2,52$ fm (Ladungsradius) eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten gefunden. Das Zustandekommen der Bindung ist demzufolge anhand einer Störung durch die Proton-Neutron-Wechselwirkung zu erklären.

Dass es sich dabei tatsächlich um ein Halo-Phänomen handelt und nicht um eine, durch die Neutronen hervorgerufene extreme Deformation des Kerns (charge deformation), was der geringe Ladungsradius schon andeutet, wurde anhand des Spins und des magnetischen Moments von ${}^{11}\text{Li}$ gezeigt. Diese beiden Eigenschaften wurden in [12] einem sphärischen $\pi p_{3/2}$ -Zustand zugeordnet, was eine extreme Deformation als Ursache für die große Ausdehnung ausschließt.

Die Neutronendichte fällt nach außen weitaus weniger schnell ab, als die Protonendichte. Dieser Effekt führt bei schweren Nukliden zu einer sog. Neutronenhaut; bei Halokernen ist er jedoch so stark ausgeprägt, dass der äußere Bereich als reine Neutronenmaterie aufgefasst werden kann. All das zeigt, dass die Untersuchung derartiger Kerne wichtige Erkenntnisse über neuartige physikalische Phänomene birgt.

2.3.2. ${}^{13}\text{B}$ und die Auflösung des $N=8$ Schalenabschlusses

Geht man auf der Nuklidkarte vom wohlverstandenen Tal der Stabilität Kern für Kern in Richtung eines Halokerns, so kann man die Prozesse studieren, die nach und nach eine Halo-Struktur entwickeln. Ausgehend vom doppelt magischen ${}^{16}\text{O}$ -Kern ($N = Z = 8$) gelangt man so durch das Entfernen von Protonen entlang der Neutronenzahl $N = 8$ zum oben besprochenen ${}^{11}\text{Li}$ -Kern.

Für die Struktur von ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{14}\text{C}$ findet man einen deutlichen p -Schalenabschluss. ${}^{12}\text{Be}$

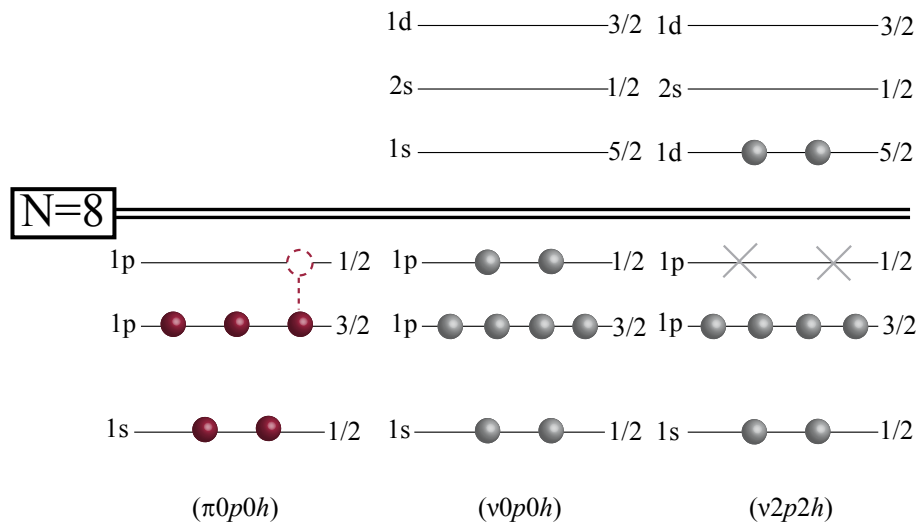


Abbildung 2.5.: Nukleonen-Konfiguration des ${}^{13}\text{B}$ Intruder-Zustands. Protonen sind hierbei in rot und Neutronen in grau eingezeichnet. Die beiden Kreuze deuten Neutronen-Löcher in der entsprechenden Schale an.

hingegen weist keinen derartigen Schalenabschluss mehr auf, sondern ist bereits dominiert durch eine sd -Schalen-Konfiguration [8]. Aus diesem Grund ist es interessant den Kern ${}^{13}\text{B}$ zu betrachten, da dieser eben zwischen ${}^{14}\text{C}$ und ${}^{12}\text{Be}$ liegt und daraus Erkenntnisse zur Entwicklung dieser drastischen Veränderung der Schalenstruktur zu erwarten sind.

In Abbildung 2.5 ist das Levelschema für Protonen und Neutronen in ${}^{13}\text{B}$ dargestellt. Sein Grundzustand hat Spin und Parität $J^\pi = 3/2^-$. Bei einem scharfen Abschluss der $N = 8$ Schale lägen die Neutronen wegen der großen Lücke zur sd -Schale stets in der $(\nu 0p0h)$ Konfiguration vor¹. Regt man den Kern an, wird unter anderem jedoch ein außergewöhnlicher 3,53 MeV Zustand mit einer Lebensdauer von 1,3 ps erzeugt. Dieser wurde in [8] eingehend untersucht. Es zeigt sich dabei, dass sich die Anregung nicht nur, wie anzunehmen wäre, durch Anheben eines Protons auf das $p_{1/2}$ -Niveau äußert, sondern dass dieser $(\pi 1p_{3/2})^{-1}$ Zustand zusätzlich eine Kopplung zur Neutronenkonfiguration $(\nu 2p2h)$ aufweist². Das bedeutet, dass die beiden Valenzneutronen in Zusammenhang mit der Proton-Neutron-Wechselwirkung von der p -Schale in die sd -Schale übergehen und in der darunter liegenden Schale zwei Löcher hinterlassen. Solch einen, mit dem gewöhnlichen Grundzustand konkurrierenden Zustand, bezeichnet man als Intruder-Zustand. Für eine derartige Veränderung der Konfiguration muss die Lücke des $N = 8$ Abschlusses überwunden werden. Der $(\nu 2p2h)$ Zustand taucht jedoch schon bei recht niedrigen An-

¹ $(\nu 0p0h)$: 0-particle-0-hole-Neutronenzustand

² $(\nu 2p2h)$: 2-particle-2-hole-Neutronenzustand

regungsenergien auf, was darauf schließen lässt, dass der betreffende Schalenabschluss in ¹³B aufgeweicht ist. Es ist folglich auch davon auszugehen, dass bereits der 3/2⁻ Grundzustand eine Mischung mit diesem Intruder-Zustand aufweist.

Grundzustand $|\nu_1\rangle$ und angeregter Zustand $|\nu_2\rangle$ der beiden äußeren Neutronen lassen sich dann durch folgende Linearkombinationen beschreiben:

$$|\nu_1\rangle = \alpha |(p)^2\rangle + \beta |(sd)^2\rangle \quad \text{bzw.} \quad |\nu_2\rangle = -\beta |(p)^2\rangle + \alpha |(sd)^2\rangle \quad (2.5)$$

Mit $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. $|(p)^2\rangle$ steht hierbei für den p -Schalen-Zustand³, welcher die $(\nu 0p0h)$ Konfiguration beschreibt und $|(sd)^2\rangle$ für den sd -Schalen-Zustand⁴, der die $(\nu 2p2h)$ Konfiguration wiedergibt. Sowohl der Grundzustand, als auch der angeregte Zustand setzen sich also aus einer Mischung dieser beiden Zustände zusammen. In Analogie dazu liegt das Proton dabei jeweils in einer Mischung der Zustände auf dem $p_{3/2}$ -Niveau und dem $p_{1/2}$ -Niveau vor. Die nachfolgenden Ausführungen beschränken sich jedoch ausschließlich auf die Betrachtung der Neutronen, da diese die für die Kernstruktur entscheidende Rolle spielen.

Die 3,53 MeV Linie entspricht dem Übergang $\langle \nu_1 | \mathcal{M}_{2,1} | \nu_2 \rangle$, mit dem Übergangsoperator $\mathcal{M}_{2,1}$. Wie groß der Überlapp der beiden Zustände ausfällt, wird durch die Koeffizienten α und β quantifiziert (maximal für $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$). Für die Zustände in ¹³B ergibt sich der Wert $\alpha^2 \sim 0,7-0,8$ und z. B. für ¹²Be $\alpha^2 \sim 0,3$. Die Anregungsenergie zur Erzeugung des Intruder-States und dessen Amplitude verändern sich bei diesen Kernen offensichtlich stark. Die gravierende Änderung der Nuklidstruktur (vgl. *Schmidt*-Werte in Abschnitt 3.1) vom scharfen Schalenbau (¹⁴C), über Intruder-States (¹³B) zur völligen Auflösung der $N = 8$ Schale (¹²Be) vollzieht sich durch entfernen jeweils nur eines Protons. Das unterstreicht die Wichtigkeit der im vorigen Abschnitt erwähnten Proton-Neutron-Wechselwirkung [8].

Je größer der Überlapp der angesprochenen Zustände ist, desto geringer ist die Unterdrückung der Übergangsstärke $B(\sigma L, |\nu_1\rangle \rightarrow |\nu_2\rangle)$, mit der Multipolordnung L . Diese erhält man aus einer Messung der Zerfallsbreite $T_{1 \rightarrow 2}^{(\sigma L)}$, bzw. der Lebensdauer des Zustands und der Gamma-Energie E_γ .

$$B(\sigma L, |\nu_1\rangle \rightarrow |\nu_2\rangle) = \frac{L [(2L+1)!!]^2}{8\pi(L+1)} \cdot T_{1 \rightarrow 2}^{(\sigma L)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^{2L+1} \quad (2.6)$$

Dabei ist $T_{1 \rightarrow 2}^{(\sigma L)} = \hbar/\tau$, mit der Lebensdauer τ [9]. Der Intruder-Zustand ließe sich folglich durch die Quantifizierung dieser Übergangswahrscheinlichkeit identifizieren.

³ zwei Neutronen befinden sich in der vollbesetzten $1p_{1/2}$ -Schale

⁴ zwei Neutronen befinden sich in der sd -Schale und das $1p_{1/2}$ -Niveau ist völlig leer

3. Theoretische Betrachtungen zum magnetischen Moment

Einen direkteren Zugang zur Kernstruktur, als die in Abschnitt 2.3.2 besprochene Unterdrückung der Übergangswahrscheinlichkeit, liefert die Messung des magnetischen Moments, bzw. des g -Faktors [4]. Diese Methode soll deshalb im folgenden Abschnitt besprochen werden.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit konnte leider keine Messung von magnetischen Momenten vorgenommen werden. Die nachfolgenden Betrachtungen sollen jedoch das prinzipielle Vorgehen für zukünftige geplante Messungen dieser Art vorbereiten und erläutern.

3.1. Magnetisches Moment und g -Faktor

Aus der folgenden Definition des magnetischen Dipolmoments $\vec{\mu}$ geht eine Proportionalität zum sog. *Landé*- oder Kern- g -Faktor hervor:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m_N c} \cdot g \cdot \vec{I} = \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot g \cdot \vec{I} \quad (3.1)$$

Dabei ist m_N die Nukleonenmasse ($m_n \simeq m_p$) und \vec{I} der Kernspin. Analog zum Bohrschen Magneton ($\mu_B = 5,79 \cdot 10^{-11} \text{ MeV T}^{-1}$) der Hülle, ist hier $\mu_K = 3,15 \cdot 10^{-14} \text{ MeV T}^{-1}$ das Kernmagneton. Veranschaulicht gibt der g -Faktor den Unterschied des Magnetischen Moments eines betrachteten Systems zu einer mit Drehimpuls $\vec{I}\hbar$ rotierenden homogenen Kugel wieder. Es reicht aus, im Folgenden nur das Dipolmoment zu betrachten, da wegen der definierten Parität des Operators $\vec{\mu}_{\text{op}}$ der Erwartungswert $\langle \psi_K | \vec{\mu}_{\text{op}} | \psi_K \rangle$, mit der Kernwellenfunktion ψ_K für Multipolmomente gerader Ordnung verschwindet. Außerdem ist schon das Oktupolmoment ($L=3$) und damit auch alle Momente höherer ungerader Ordnungen vernachlässigbar klein. [20]

Fasst man das magnetische Kernmoment als Summe der Spin- (\vec{s}) und Bahnbeiträge (\vec{l}) seiner Nukleonen auf (Tabelle 3.1), so ergibt sich dessen Operator zu

$$\vec{\mu}_{\text{op}} = \frac{\mu_K}{\hbar} \sum_{i=1}^A \left\{ \vec{l}_i g_l + \vec{s}_i g_s \right\} \quad (3.2)$$

In abgeschlossenen Schalen koppeln die Spins und Bahndrehimpulse der Nukleonen zu Null und der Landé-Faktor verschwindet. Für die folgenden Betrachtungen werden deshalb der Einfachheit halber ug-Kerne in Ein-Teilchen bzw. Ein-Loch-Zuständen ($1p1h$)

KAPITEL 3. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN ZUM MAGNETISCHEN
MOMENT

	Proton	Neutron
g_s	+ 5,5858	- 3,8261
g_l	1	0

Tabelle 3.1.: Magnetische Momente von Spin- und Bahnbewegung der freien Nukleonen.

betrachtet ($j = l \pm \frac{1}{2}$), d. h. Zustände, in denen sich entweder ein Nukleon außerhalb der geschlossenen Schalen befindet (Ein-Teilchen), oder ein Nukleon zum Schalenabschluss fehlt (Ein-Loch). Der Erwartungswert für das magnetische Kernmoment wird dann in diesem Fall ausschließlich durch den Beitrag dieses einen Nukleons, bzw. Lochs bestimmt:

$$\vec{\mu} = \langle \vec{\mu}_{\text{op}} \rangle = \frac{\mu_{\text{K}}}{\hbar} \langle \psi_{\text{K}} | g_l \vec{l} + g_s \vec{s} | \psi_{\text{K}} \rangle \quad (3.3)$$

Die Vektorgröße $\vec{\mu}_{\text{op}}$ ist wegen der unterschiedlich großen g -Faktoren g_l und g_s (siehe Tabelle 3.1) nicht parallel zu $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$, sondern präzediert um den Gesamtdrehimpuls. Das *Wigner-Eckart*-Theorem besagt jedoch, dass der Erwartungswert einer Vektorgröße dessen Projektion auf den Gesamtdrehimpuls \vec{J} , also in diesem Fall auf den Kernspin entspricht, also:

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_{\text{K}} \cdot \frac{\langle \vec{J} \rangle}{\hbar} \quad (3.4)$$

mit

$$g = \frac{\langle JM_J | g_l \vec{l} \vec{J} + g_s \vec{s} \vec{J} | JM_J \rangle}{\langle JM_J | \vec{J}^2 | JM_J \rangle} \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

Als gemessener Wert für das magnetische Moment wird definitionsgemäß der Wert bei maximaler Ausrichtung des Kernspins verwendet, also bei $|M_J| = J$. Für den Gesamtdrehimpuls gilt dann $\langle \vec{J} \rangle = J\hbar$ und es ergibt sich mit obiger Annahme eines Ein-Teilchen- bzw. Ein-Loch-Zustandes:

$$|\vec{\mu}| = g_{\text{Schmidt}} \cdot \mu_{\text{K}} \cdot J = \left(g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2l + 1} \right) \cdot \mu_{\text{K}} \cdot J \quad (3.7)$$

[15] Der Grundzustands- g -Faktor kann also mithilfe des sog. *Schmidt*-Wertes g_{Schmidt} des einzelnen ungepaarten Nukleons im ug-Kern aus Gleichung (3.7) ermittelt werden. Da allerdings in Wirklichkeit keine reine Einteilchen Konfiguration vorliegt, gilt dies nur näherungsweise.

Betrachtet man die Werte der g -Faktoren für die Nukleonen in Tabelle 3.1, so wird aufgrund des großen Unterschieds deutlich, weshalb der nach Gleichung (3.5) berechnete Kern- g -Faktor eine ausgeprägte Sensitivität für Konfiguration und Teilchencharakter des Kerns aufweist. [9]

Um anhand dessen für das oben behandelte ^{13}B eine quantitative Aussage zu treffen, kann man dafür zunächst vom einfacheren Fall eines ($\nu 1p1h$) Zustands ausgehen. In grober Näherung ergeben sich daraus die *Schmidt*-Werte für ($\nu 2p2h$) durch den Faktor 2. Für den Grundzustand ergibt sich mit dieser Annahme $g_{\text{Schmidt}}(2\nu_{s_{1/2}}) = -7,65$. Im angeregten Zustand erhält man je nach besetztem Orbit den Wert $g_{\text{Schmidt}}(2\nu_{p_{1/2}}) = -2,55$ bzw. $g_{\text{Schmidt}}(2\nu_{d_{5/2}}) = -1,53$. Die erheblichen Unterschiede können dabei als Hinweis für eine gravierende strukturelle Veränderung durch den Intruder-Zustand gedeutet werden. Es wird dadurch klar, dass man durch die Messung des g -Faktors einen direkten Zugang zur Kernstruktur erhält. Wie im Folgenden ausgeführt wird, ist diese Messung jedoch auch aufwändiger als die Bestimmung der oben erwähnten Übergangswahrscheinlichkeit anhand der Lebensdauer.

3.2. Das transiente Magnetfeld

Gamma-Strahlung aus angeregten Kernen weist eine, gemäß ihrer Multipolordnung charakteristische anisotrope Winkelverteilung $W(\theta)$ auf. Diese ist an die Orientierung des Kernspins \vec{I} gekoppelt. Durchquert ein Teilchen ein äußeres magnetisches Feld \vec{B} , so präzediert dessen Spin, was folglich gleichzeitig mit einer Drehung der Winkelverteilung $W'(\theta) = W(\theta \pm \Delta\theta)$ einhergeht (Abbildung 3.1). Diese Präzession wird durch die Larmorfrequenz ω beschrieben:

$$\omega = \frac{\Delta\theta}{t} = g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot B \quad (3.8)$$

mit dem Präzessionswinkel $\Delta\theta$. Der g -Faktor lässt sich somit über die Messung dieses Drehwinkels der Winkelverteilung messen. Dieser ist allerdings begrenzt durch die Dauer der Präzession t , welche ihrerseits durch die Lebensdauer τ des betrachteten Zustands gegeben ist. Die Messbarkeit einer Winkelverschiebung liegt dabei im besten Fall im Bereich von mrad. Dafür sind bei Kernen mit Lebensdauern in der Größenordnung von 10^{-12} s Magnetfelder von über 100 T erforderlich. Derartige Felder sind makroskopisch nicht realisierbar.

1966 wurden jedoch erstmals bei Ionen, die sich durch einen Ferromagneten bewegen, die Existenz so starker Magnetfelder auf mikroskopischer Ebene nachgewiesen (Borchers et al.) [7]. Solche sog. transienten Magnetfelder werden durch magnetische Hyperfeinfelder ungepaarter Hüllenelektronen erzeugt, welche die Wechselwirkung des Kerns mit den Momenten der ihn umgebenden Elektronen der Hülle wiedergeben [11]. Um diese nutzen zu können, müssen im Ion ungepaarte ns -Elektronen vorliegen. Die Anzahl und Konfiguration der Elektronen, die ein Ion in einem Festkörper verliert, ist nach dem sog. Bohrkriterium abhängig von dessen Geschwindigkeit. Dieses besagt, dass Elektronen der Atomhülle,

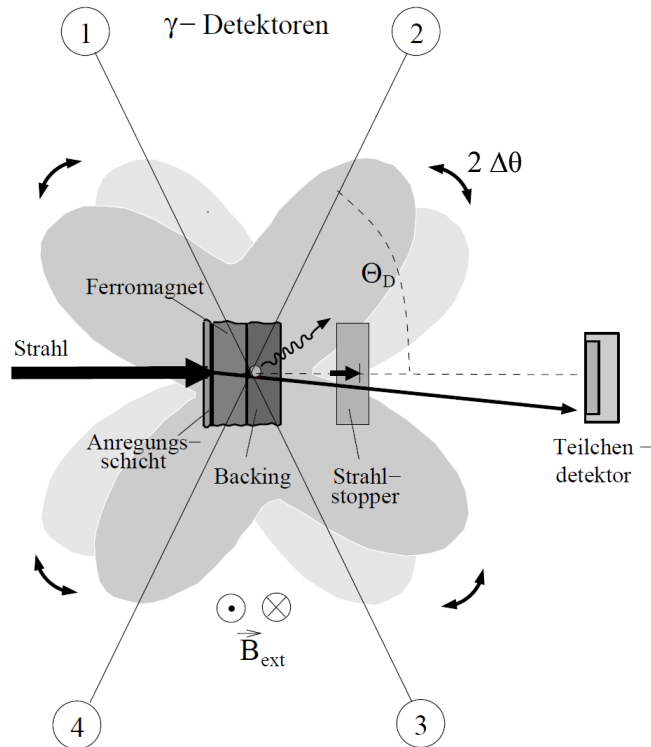


Abbildung 3.1.: Drehung der Winkelverteilung von Gamma-Strahlung in transientem Magnetfeld (aus [9]).

deren Orbitalgeschwindigkeit unter der Transversalgeschwindigkeit des Ions liegt, abgestreift werden. Die Wahrscheinlichkeit q_{ns} , solch ein ungepaartes ns -Elektron zu erhalten, ist folglich maximal, wenn die Ionengeschwindigkeit gerade dessen Orbitalgeschwindigkeit entspricht ($q_{ns} \simeq 0.5$).

Das so erzeugte transiente Magnetfeld B_{TF} berechnet man wie folgt:

$$B_{TF} = \sum_n \{q_{ns} \cdot p_{ns} \cdot B_{ns}\} \quad (3.9)$$

Dabei ist p_{ns} der Polarisationsgrad des ungepaarten Elektrons und B_{ns} dessen sog. *Fermi*-Kontaktfeld. Dieses *Fermi*-Kontaktfeld beschreibt den Anteil der Wellenfunktion des ns -Elektrons am Kernort und die damit verbundene magnetische Wechselwirkung. B_{ns} hat zunächst allerdings im Mittel keine ausgezeichnete Richtung. Darum wird als Festkörperumgebung des Ions ein magnetisierter Ferromagnet gewählt. Darin werden die Elektronen und folglich auch das transiente Magnetfeld entlang des äußeren \vec{B} -Feldes polarisiert. Da der Polarisierungsgrad p_{ns} experimentell allgemein nicht zugänglich ist, wird für B_{TF} häufig eine empirische lineare Parametrisierung B_{TF}^{lin} verwendet:

$$B_{\text{TF}}^{\text{lin}} = \frac{a\hbar}{e^2} \cdot Z_{\text{Ion}} \cdot v_{\text{Ion}} \quad (3.10)$$

mit dem Stärkeparameter a des Ferromagneten; für Eisen gilt dabei $a \hat{=} a_{\text{Fe}} = 12 \text{ T}$. Es ergibt sich also eine lineare Proportionalität zur Kernladungszahl Z_{Ion} des Ions und dessen Geschwindigkeit v_{Ion} . [9]

3.3. Die PAC-Methode

Die PAC-Methode bezeichnet die Methode der gestörten Teilchen- γ -Winkelkorrelation (Perturbed Angular Correlation) zur Messung des g -Faktors. Diese wurde bereits im vorigen Abschnitt kurz angesprochen und soll im Folgenden genauer dargestellt werden. Diese Methode nutzt das transiente Magnetfeld um die anisotrope Winkelverteilung der Gamma-Strahlung, wie in der schematischen Skizze 3.1, zu drehen. Der Drehwinkel $\Delta\theta$ ist dabei gegeben durch

$$\Delta\theta = \frac{g \cdot \mu_{\text{K}}}{\hbar} \int_0^T B_{\text{TF}} [v_{\text{Ion}}(t)] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (3.11)$$

T bezeichnet hier die Dauer der Wechselwirkung und τ die Lebensdauer des Zustands. Da das Ion beim Durchqueren des Ferromagneten Energie verliert, ändert sich dessen Geschwindigkeit und damit ist nach Gleichung (3.11) auch die Stärke des transienten Magnetfeldes B_{TF} zeitabhängig. Der Faktor $e^{-\frac{t}{\tau}}$ berücksichtigt, dass bereits im Ferromagneten die Bevölkerung des gemessenen Zustandes abnimmt. Die gestörte Winkelverteilung ergibt sich daraus zu $W'(\theta \pm \Delta\theta)$.

Mit Gleichung (3.11) bietet die PAC-Methode also bei Kenntnis der anderen beiden Werte einen Zugang entweder zum g -Faktor, zum transienten Magnetfeld B_{TF} , oder zur Lebensdauer τ . [1]

4. Messung von γ -Spektren mit dem MINIBALL-Detektorsystem am MLL

Aufgrund der niedrigen Strahlintensitäten bei der Untersuchung von γ -Strahlung exotischer Kerne fernab der Stabilität, ist ein γ -Detektor mit besonders hoher Nachweiseffizienz erforderlich. Wegen der auftretenden *Doppler*-Verschiebung der Linien wird außerdem eine hohe Energie- und Winkelauflösung benötigt[22]. Für derartige Messungen wurden in der vorliegenden Arbeit vier Ge-Detektoren des MINIBALL-Arrays am Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) in Garching bei München verwendet.

4.1. Detektion von γ -Quanten mittels Ge-Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren sind im Prinzip PIN-Dioden, an die eine Sperrspannung angelegt wird, um darin eine Verarmungszone, also einen Bereich ohne freie Ladungsträger zu erzeugen. Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit einem Halbleiterkristall findet über drei Prozesse statt: Photoeffekt, *Compton*-Effekt und oberhalb der Schwelle von 1022 keV Elektron-Positron-Paarzeugung.

Jeder dieser Prozesse erzeugt zunächst in der Verarmungszone ein, oder mehrere hochenergetische Elektronen, bzw. im Fall der Paarzeugung Elektron-Positron-Paare. Solche sog. Primärelektronen geben ihre Energie daraufhin gemäß der *Bethe-Bloch*-Formel für Elektronen durch Stoßionisation, d. h. Bildung von Phononen (Gitterschwingungen) und Elektron-Loch-Paaren, an das Detektormaterial ab. Die erforderliche Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares beträgt für Germanium im Mittel 2,96 eV, bei einer Bandlücke von 0,746 eV. Aufgrund der niedrigen Bandlücke des Germaniums werden für jedes γ -Event viele Elektron-Loch-Paare gebildet. D. h. man erhält daraus eine hohe Statistik und damit eine sehr gute Energieauflösung. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, driften die Elektronen und Löcher aufgrund der angelegten Spannung entlang des elektrischen Feldes entsprechend ihrer Ladung zu den beiden Kontakten. An den Kontakten wird dann die gesamte vom γ -Quant erzeugte Ladung gemessen. Diese ist direkt proportional zur Gesamtenergie, die vom γ -Quant im Detektor deponiert wurde.[24]

4.2. Das MINIBALL-Spektrometer

Das MINIBALL-Spektrometer besteht im Wesentlichen aus 24 sechsfach segmentierten Ge-Einkristallen, von denen je drei in einem Kryostaten zusammengefasst sind und so 8 Triple-Cluster bilden (Abbildung 4.2).

KAPITEL 4. MESSUNG VON γ -SPEKTREN MIT DEM MINIBALL-DETEKTORSYSTEM AM MLL

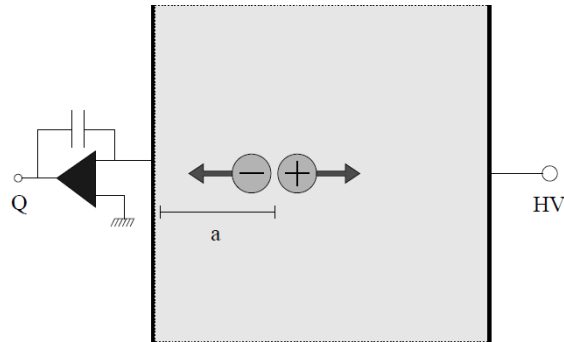


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Bewegung von erzeugten Elektron-Loch-Paaren im Detektormaterial, bei einer in Sperrrichtung angelegten Spannung HV. Die Ladung Q der Elektronen wird am positiven Kontakt abgenommen und ist direkt proportional zur im Detektor deponierten Energie (aus [9]).

Die Messung der Anisotropie einer Winkelverteilung im Zuge einer g -Factor-Messung bedarf einer möglichst exakten Winkelbestimmung. Außerdem trägt die Verwendung vieler unterschiedlicher Winkel zum Verständnis systematischer Effekte in des Experiments bei. Desweiteren wird für die vorliegenden Untersuchungen eine hohe Granularität benötigt, um die Verbreiterung und Verschiebung der γ -Linien durch den *Doppler*-Effekt zu minimieren und zu korrigieren [17]. Das MINIBALL-Spektrometer erfüllt somit die Hauptanforderungen an einen Detektor: hohe Granularität durch die sechsfache Segmentierung der Halbleiterkristalle und gleichzeitig hohe Effizienz bei niedrigen Intensitäten. Um dies zu erreichen wurden an 4π -Detektoren wie EUROBALL oder GAMMASPHERE viele Detektoren in erheblichem Abstand zum Target verwendet. Anders wurde für MINIBALL zwar die quasizylindrische, hexagonal zulaufende Form der Kristalle des EUROBALL-Detektors übernommen, aber durch die Segmentierung der Ge-Kristalle erweitert, weshalb damit weniger Detektormaterial erforderlich ist und gleichzeitig eine höhere Granularität, d. h. räumliches Auflösungsvermögen, als bei den anderen genannten Spektrometern erzielt wird. [23]

Um die Segmente getrennt auslesen zu können, müssen diese gegeneinander isoliert sein. Dazu wurden im Herstellungsprozess bei der Bor-Implantierung des äußeren Kontakts (p-Dotierung) Trennlinien von ca. $100 \mu\text{m}$ zwischen den Segmenten nicht kontaktiert. Im Inneren des Kristalls befindet sich zusätzlich eine Core-Bohrung mit einem Durchmesser von 10 mm, in die ein Lithium-diffundierter Mittelkontakt eingebracht ist. Damit kann die Core-Information, also die Gesamtenergie der sechs umgebenden Segmente ausgelesen werden. Die so segmentierten und kontaktierten Einkristalle sind in 0,7 mm dickem Aluminium gekapselt und dort bei ständiger Kühlung mit LN_2 von einem Vakuum von 10^{-6} bar umgeben; dieses ist getrennt vom Kryostatenvakuum für das Kühlsystem im Dewar (LN_2), das die mechanischen Elemente, Verkabelung und Vorverstärkerelektronik enthält. Diese Separierung erleichtert gegenüber ungekapselten Systemen z. B. das Ausheizen von neutroneninduzierten Kristallschäden. Die dauerhafte Kühlung der Ge-Kristalle ist nötig, um

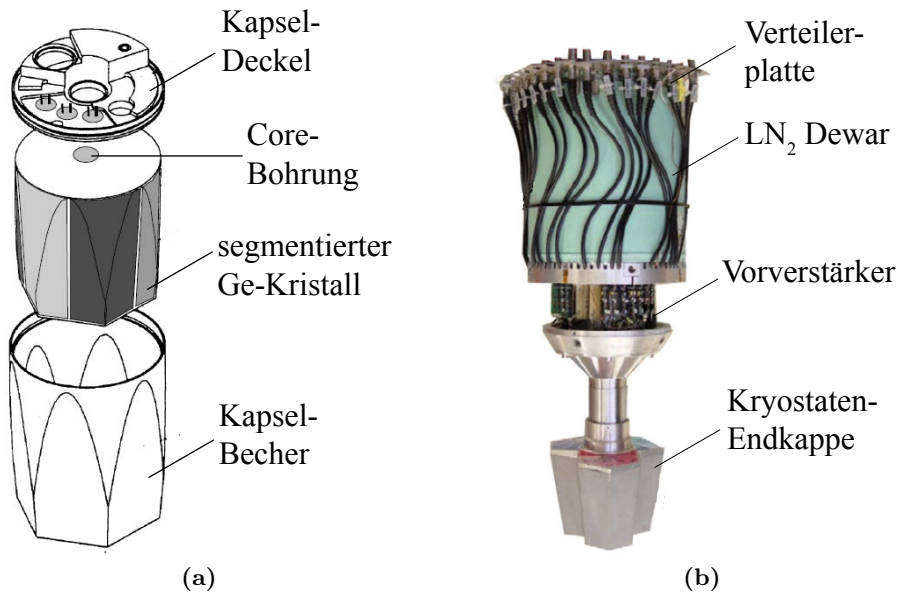


Abbildung 4.2.: (a) Explosionszeichnung eines sechsfach segmentierten gekapselten Ge-Detektors von MINIBALL (aus [24]). (b) MINIBALL-Triple-Kryostat mit geöffneter Vorverstärker-Elektronik (aus [23]).

Eigenschaft	Wert
Relative Effizienz (ein Kristall)	60 %
Energieauflösung ΔE_γ	$\leq 2,3$ keV
Zählrate (pro Detektor)	> 10 kHz
Betriebstemperatur	100 K

Tabelle 4.1.: Ausgewählte technische Daten des MINIBALL-Spektrometers für γ -Energien von $E_\gamma = 1,3$ MeV. [17]

die thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren aufgrund der kleinen Bandlücke zu verhindern. Die Wichtigsten technischen Daten des MINIBALL-Spektrometers sind kurz in Tabelle 4.1 zusammengefasst [24].

4.3. Experimenteller Aufbau am MLL

Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ${}^7\text{Li}$ -Ionenstrahl verwendet, der vom Tandem-Van-de-Graaf-Beschleuniger des MLL mit einer Terminalspannung von ca. 3,8 MV auf eine Strahlenergie von 12 MeV beschleunigt und auf ein ${}^7\text{LiF}$ -Target geleitet wurde. Für die Datennahme wurde dafür Strahlzeit von 64 h zur Verfügung gestellt.

Wie in Abbildung 4.3 zu sehen, wurden zur Detektion der γ -Strahlung nur vier Cluster des MINIBALL-Arrays verwendet. Diese sind in einer horizontalen Ebene um das Target

KAPITEL 4. MESSUNG VON γ -SPEKTREN MIT DEM MINIBALL-DETEKTORSYSTEM AM MLL

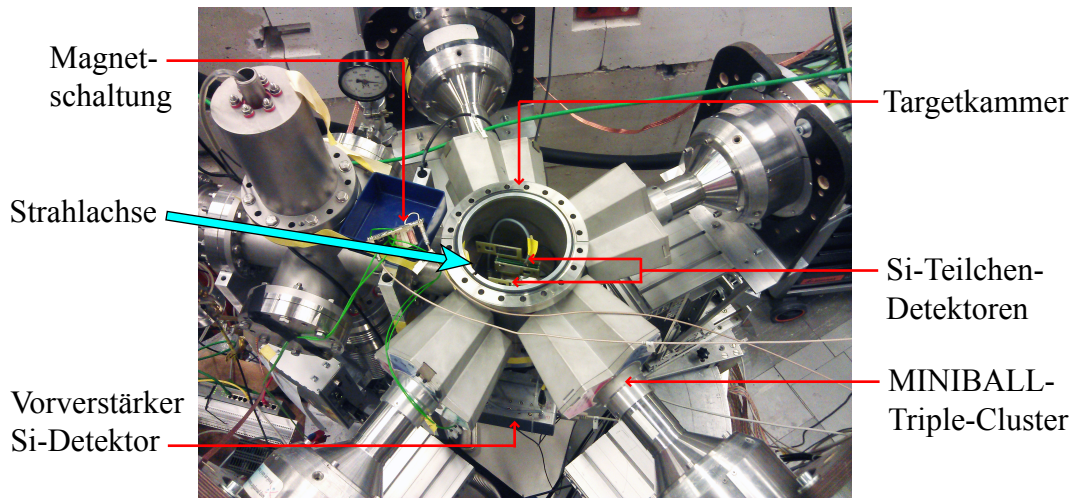


Abbildung 4.3.: Experimenteller Aufbau bei geöffneter Targetkammer am MLL in Garching (19. - 22. April 2013).

angeordnet und haben einen Abstand von 76 mm zum Target und decken dabei etwa 33,2% des Raumes ab [16]. Beim verwendeten Strahlstrom von ca. 3 nA lag die Auslese-rate der DAQ (Data Acquisition) der Ge-Detektoren zwischen 300 und 750 Hz.

Zusätzlich zu den γ -Detektoren wurden in die evakuierte Targetkammer zwei Silizium-Teilchendetektoren (Höhe 70 mm, Breite 30 mm) eingebracht, um bei der Datenauswertung Koinzidenzen aus Teilchen- und Gamma-Signalen, sowie Identität und Energie der emittierten Teilchen ermitteln und verwenden zu können. Damit ist es möglich, die verschiedenen Reaktionskanäle einzeln zu identifizieren. Die verwendeten Teilchendetektoren sind jeweils aus einem 52 μm dünnen ΔE und einem dahinter befindlichen 997 μm dicken E_{Rest} Detektor aufgebaut. Der Energieverlust von Teilchen im Detektormaterial ist nach der *Bethe-Bloch*-Gleichung proportional zu Z^2 . Durch die kombinierte Messung des Energieverlusts von Teilchen im ΔE mit der deponierten Restenergie im E_{Rest} können also Teilchen identifiziert und gleichzeitig ihre Energie gemessen werden. [5]

Der Aufbau der Targetkammer ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Es wurde das vollständige experimentelle Setup für die Messung magnetischer Momente verwendet (Abbildung 4.4). Um, wie in Abschnitt 3 erläutert, für solche Messungen Informationen zur Drehung der Winkelverteilung von emittierter Gamma-Strahlung sammeln zu können, ist im Deckel der Targetkammer eine in Edelstahl eingefasste Spule eingebracht, die das dazu erforderliche äußere Magnetfeld erzeugt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Relais-Schaltung gefertigt und außerhalb der Targetkammer angebracht, welche die Magnetspule alle 20 s umpolt. Um das Spulensignal in der späteren Auswertung verwenden zu können, wurde an das Relais ein Spannungsteiler angefügt, der die Information der Magnetfeldrichtung als verwertbares Signal an einen ADC leitet. An der Spule ist ein hufeisenförmiges Joch befestigt, welches das erzeugte Magnetfeld nach unten in die Kammer führt. Des Weiteren ist das LiF-Target auf ^{56}Fe aufgebracht, welches ebenfalls für das transientem Magnetfeld

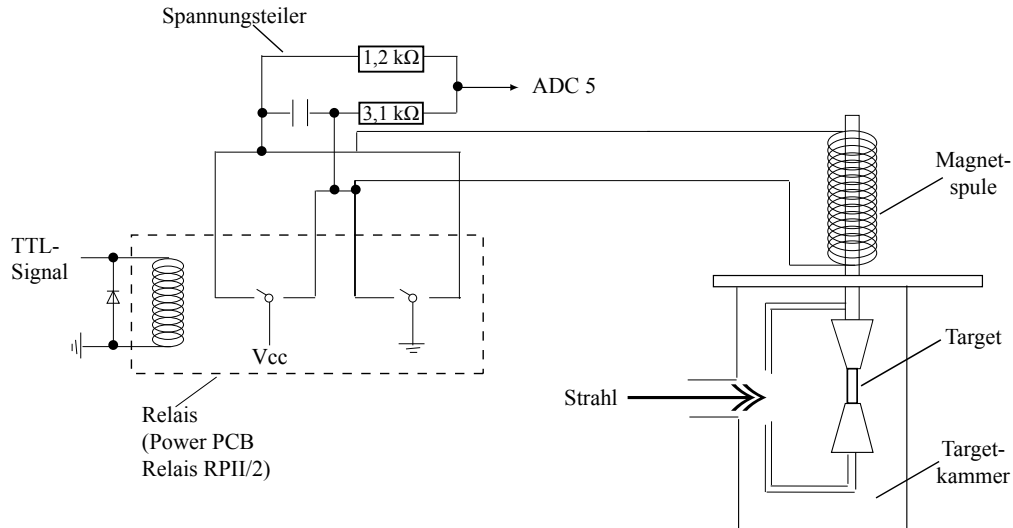


Abbildung 4.4.: Schematische Skizze des verwendeten experimentellen Setups zur Messung magnetischer Momente, mit Magnetspule (rechts) und Schaltung zur periodischen Umpolung des Magnetfeldes (links).

bei einer g -Faktor-Messungen erforderlich ist.

4.4. Ausleseelektronik

In Abbildung 4.5 ist eine schematische Zeichnung der Ausleseelektronik des verwendeten experimentellen Aufbaus zu sehen. Es wird hier exemplarisch nur ein MINIBALL-Cluster beschrieben, da alle weiteren analog dazu mit jeweils eigenen ADCs verwendet wurden. Die Vorverstärkerelektronik ist direkt am Kryostaten angebracht, um lange Kabelwege und damit verbundenes Rauschen zu vermeiden; die restlichen Module wurden vom Detektor getrennt aufgebaut. Für diese Arbeit wurden lediglich die Core-Signale verwendet. Deshalb wird hier auf die Verarbeitung der Segment-Signale nicht näher eingegangen. Die analogen Signale der MINIBALL-Cores werden separat zunächst im Vorverstärker verstärkt und in ein MSCF-16 Modul (Shaper und Verstärker mit 16 Kanälen) weitergeleitet. Dieses Modul prüft zunächst, ob die Signale über der Trigger-Schwelle liegen. Ist dies der Fall, so werden die langen exponentiellen Eingangssignale in kürzere umgewandelt (Shaper) und verstärkt. Dann werden die Signale in einen schnellen Zweig für die Zeitinformation und einen langsamen Zweig für die Energieinformation geteilt. Die Zeitsignale werden in einem TTL-NIM Modul in ein digitales Signal konvertiert. Dieses wird im Folgenden als Trigger für das Energiesignal verwendet, dabei werden jeweils die drei Cores eines Clusters durch eine Oder-Schaltung zu einem Trigger-Signal zusammengefasst.

KAPITEL 4. MESSUNG VON γ -SPEKTREN MIT DEM MINIBALL-DETEKTORSYSTEM AM MLL

Durch diesen Trigger erzeugt der MADC-32 (Analog-Digital-Wandler) ein Gate, d. h. ein begrenztes Zeitfenster für eingehende Signale, um in diesem Fenster die Energiesignale des langsamen Zweigs zu akzeptieren und zu digitalisieren. Das Triggersignal läuft dabei durch eine Quad Logic Einheit, welche vom MADC-32 ein Veto-Signal („Busy“) erhalten kann um den Trigger zu stoppen. Dadurch wird verhindert, dass der MADC-32 erneut Daten wegschreibt, wenn der vorherige Konvertierungsprozess noch nicht abgeschlossen ist. Das Vorgehen bei den Si-Detektoren (Particle) kann wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, prinzipiell analog dazu mit eigenem ADC betrachtet werden. Somit wurden insgesamt sowohl fünf ADC's, als auch fünf Trigger-Signale verwendet. Die drei Core-Informationen, sowie die zugehörigen 18 Segment-Informationen der vier Gamma-Detektoren wurden jeweils in ADC 1-4 in separate Kanäle geleitet. ADC 5 wurde von den beiden Silizium-Detektoren gespeist. Die ΔE_1 -, bzw. ΔE_2 -Signale wurden dabei auf Kanal 0 bzw. 1 und die x- und y-Ortsinformationen der E_{Rest} -Detektoren separat auf die Kanäle 4-11 gelegt. Außerdem wurde das Signal der Magnetspule auf Kanal 16 dieses ADC's gelegt um jedem Event eine Magnetfeldpolung zuordnen zu können. Es ist zu beachten, dass die Verarmungszone der Ge-Kristalle größer ist, als die der dünneren Si-Detektoren. Deshalb dauert das Einsammeln der elektrischen Ladungen beim Ge-Detektor länger. Um auf beide Signale sinnvoll triggern zu können, werden diesen deshalb globale Zeitmarken zugeordnet (Time-stamping), die bei der Betrachtung von Koinzidenzen verwendet werden können.

Die Triggersignale aus den vier Ge- und dem Si-Detektor werden außerdem verwendet um die Auslesung (Readout) des MADC-32 durch die DAQ (Data Acquisition) zu koordinieren. Während eines Ausleseprozesses können gleichzeitig neue Daten gesammelt werden, es darf jedoch kein weiterer Ausleseprozess gestartet werden, da sonst das System kollabiert. Ziel ist es deshalb, die zeitintensive Auslesung möglichst selten zu starten, ohne dabei jedoch die ADCs zu überfüllen. Dazu werden die fünf Triggersignale aller fünf MSCF-16 in einen Rate Divider gegeben, der erst nach einer bestimmten Anzahl an eingegangenen Triggern ein Signal an einen Logic Fan (Logikeinheit) abgibt. Dieses wird weitergeleitet und löst den Readout der DAQ aus. Um, wie oben erwähnt, keine neue Auslese der Daten zu beginnen, solange ein laufender Ausleseprozess noch nicht abgeschlossen ist, sendet die DAQ dabei ein „Busy“-Signal an einen Gate Generator. Dieses stoppt von dort aus die Weitergabe von Signalen aus dem Rate Divider und verhindert so ein erneutes Readout-Signal. Ist der Readout abgeschlossen, gibt die DAQ ein „Gobit“-Signal ab, welches ebenfalls über den Gategenerator läuft und die zuvor generierten Vetos aufhebt und damit die weitere Datenaufnahme freigibt. [16]

KAPITEL 4. MESSUNG VON γ -SPEKTREN MIT DEM
MINIBALL-DETEKTORSYSTEM AM MLL

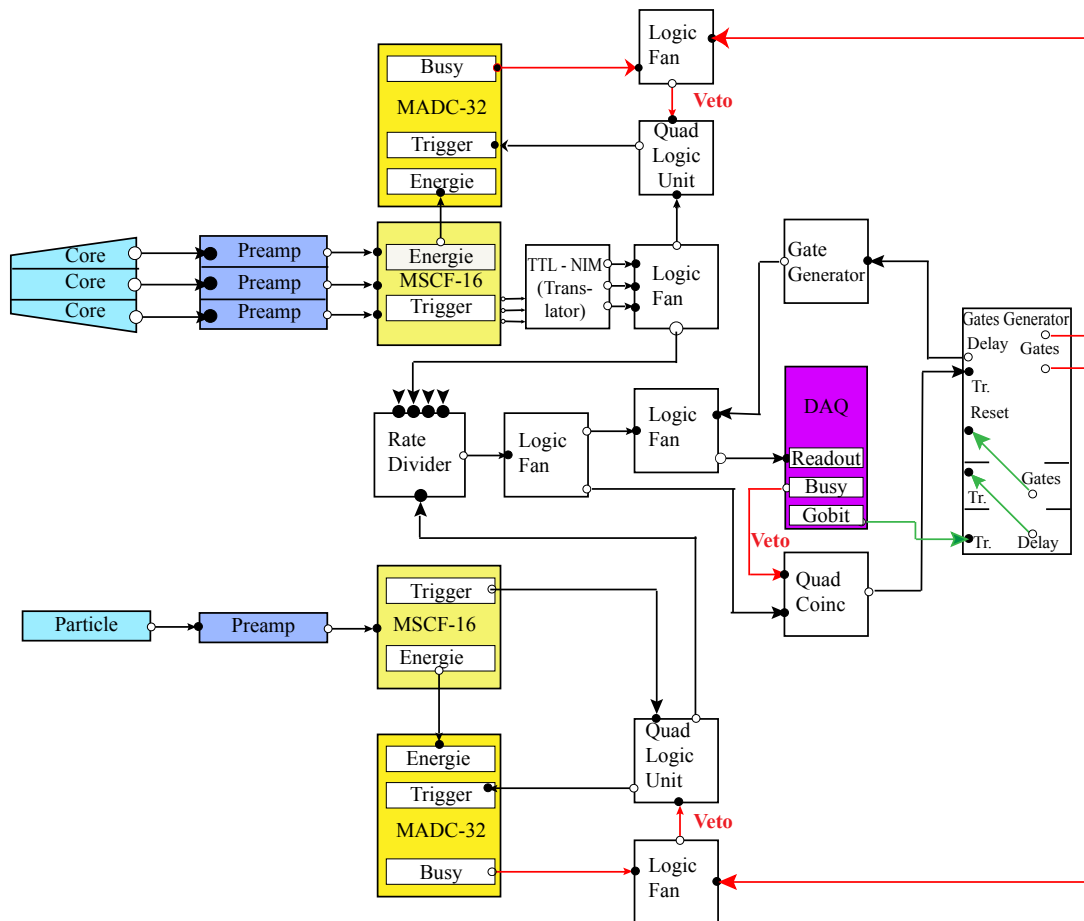


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung der Datenaufnahme. Dabei ist die Schaltung für einen Teilchendetektor (Particle) und exemplarisch für 3 Cores in einem der 4 MINIBALL-Detektoren dargestellt. In rot dargestellte Pfeile beziehen sich auf „Busy“-Signale, welche durch Vetos die Trigger-Signale stoppen. In grün ist der Verlauf des „Gobit“-Signals dargestellt, welcher das Veto der DAQ aufhebt und das Trigger-Signal wieder freigibt.

5. Analyse und Ergebnisse des Experiments

Für die Datenanalyse im Rahmen dieser Arbeit wurde ein in C++ implementierter Sortiercode mit der am CERN entwickelten Software ROOT verwendet und den Anforderungen entsprechend angepasst und erweitert. Die im Folgenden dargestellten Histogramme wurden mithilfe des ROOT-basierten Programms HistPresent erstellt und ausgewertet.

5.1. Eichung

Wird ein γ -Quant im Germanium detektiert, wird dessen Energieinformation einer bestimmten fortlaufenden Kanalnummer zugeordnet. Um die Spektren auswerten zu können, müssen sie deshalb zunächst geeicht werden, d. h. es muss den jeweiligen Kanälen wieder der korrekte entsprechende Energiewert [keV] zugeordnet werden.

Zu diesem Zweck wurde eine ^{152}Eu -Quelle an der Targetposition in die Targetkammer eingebracht und damit eine Eichmessung durchgeführt. Die Energielinien des ^{152}Eu -Spektrums sind wohlbekannt (Tabelle A.1a). Um die entsprechende Kanalnummer zu bestimmen, wurde mithilfe des Programms Autocal eine *Gauß*-Funktion durch die Messpunkte gelegt (sog. Fitting) und deren Maximum bestimmt. Gain (Skalierung) und Offset (Verschiebung des Nullpunkts) wurden im Sortiercode daraufhin entsprechend angepasst.

Die Gamma-Energien von ^{152}Eu reichen nur bis 1408 keV. Zu höheren Energien divergiert diese Eichung deshalb relativ stark. Da z. B. für ^{13}B Photonenenergien von über 4 MeV erwartet werden, wurde eine zweite Eichung anhand des Spektrums selbst durchgeführt, um höhere Energien besser zu kalibrieren. Die verwendeten Linien wurden in Tabelle 5.2 rot markiert. Um die Position der Peaks zu bestimmen wurde hier und auch für alle späteren Untersuchungen im HistPresent ein gaußförmiger Fit durch die Messwerte gelegt. Der Mittelwert des *Gauß*-Fits wurde schließlich als Peakposition verwendet. Die γ -Energien wurden anschließend für jeden MINIBALL-Core gegen die entsprechende Kanalnummer aufgetragen und eine Ausgleichsgerade durch die Messpunkte gelegt (Abbildung 5.1). Die aus der Geradengleichung erhaltenen Gain (Steigung) und Offset (y-Achsenabschnitt) wurden daraufhin in die Kalibrierungsdatei des Sortiercodes eingefügt. Die Abweichungen zu den Realwerten wurde in den Spektren so auch bei hohen Energien auf ± 1 keV verringert.

5.2. Identifikation und Untersuchung der γ -Linien

Für die vorliegende Arbeit wurde primär die symmetrische Kernreaktion $^7\text{Li}+^7\text{Li}$ untersucht. Um die Wirkungsquerschnitte und die zu erwartenden Reaktionsprodukte aus

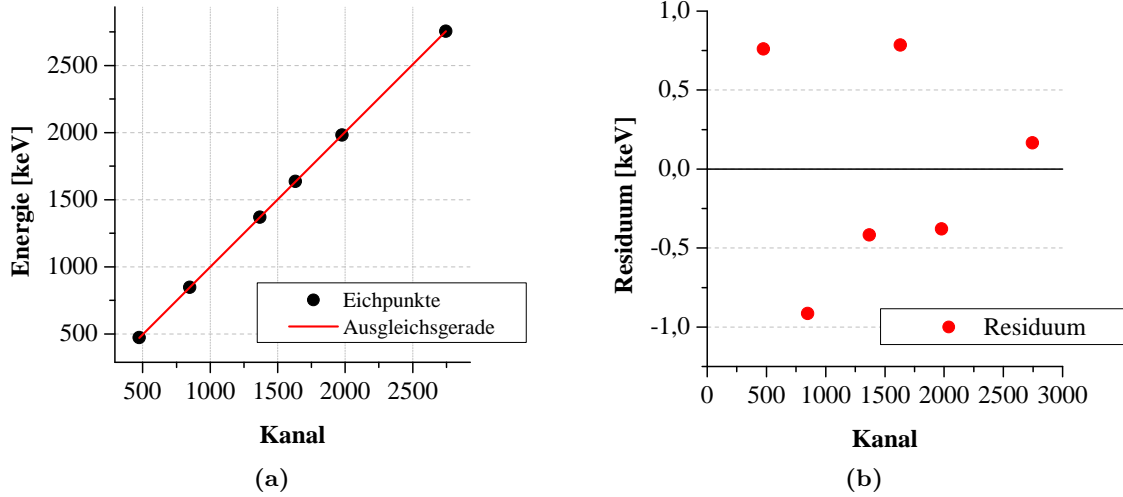


Abbildung 5.1.: (a) Ausgleichsgerade zur Energie-Eichung eines MINIBALL-Cores. (b) Residuum der linearen Regression.

dieser Reaktion zu bestimmen, wurde zunächst mit PACE4 eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Die Ergebnisse sind im Anhang in Tabelle A.2 aufgetragen. Es ist zu beachten, dass ein LiF-Target verwendet wurde; d. h. es ist ein großer Untergrund durch die Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^{19}\text{F}$ zu erwarten. Die Fusionsbarriere von ${}^7\text{Li}$ auf ${}^{19}\text{F}$ liegt bei 4,42 MeV. Um mit der Strahlenergie unterhalb dieser Barriere zu bleiben und so den Untergrund aus dieser Reaktion zu unterdrücken, hätte die Terminalspannung unter 1,2 MV liegen müssen. Derart niedrige Werte waren jedoch nicht realisierbar.

Nach einer Fusions- oder Transferreaktion ist der resultierende Kern angeregt und emittiert γ -Quanten, die ein Signal im Germanium erzeugen. Durch den oben erläuterten Aufbau können gleichzeitig im Si-Detektor die Reaktionsprodukte selbst detektiert werden. Betrachtet man das ΔE - E_{Rest} -Spektrum des Teilchendetektors (Abbildung 5.3), so erkennt man deutlich Signaturen für bestimmte Teilchen.

Ein Teilchen durchquert zunächst mit der Geschwindigkeit $v(x) = \beta(x) \cdot c$ den dünnen ΔE -Detektor und verliert dort gemäß der *Bethe-Bloch*-Formel

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n_{\text{Si}} Z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_{\text{Si}} \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (5.1)$$

einen charakteristischen Energiebetrag, wobei n_{Si} die Elektronendichte von Silizium und I_{Si} dessen mittleres Anregungspotential ist. Die verbliebene Restenergie wird anschließend im dickeren E_{Rest} -Detektor deponiert. Je stärker ein Teilchen das Silizium ionisiert, desto höher liegt dessen Energieverlust im ΔE . Einzelne Protonen sind schwach ionisierende Teilchen, sie liegen folglich im ΔE niedrig und deponieren fast ihre gesamte Energie erst im E_{Rest} . Deshalb wird die unterste Linie in Abbildung 5.3 den Protonen zugeordnet. Fügt man diesen ein, bzw. zwei Neutronen hinzu, so steigt dE/dx leicht an. Folglich entsprechen

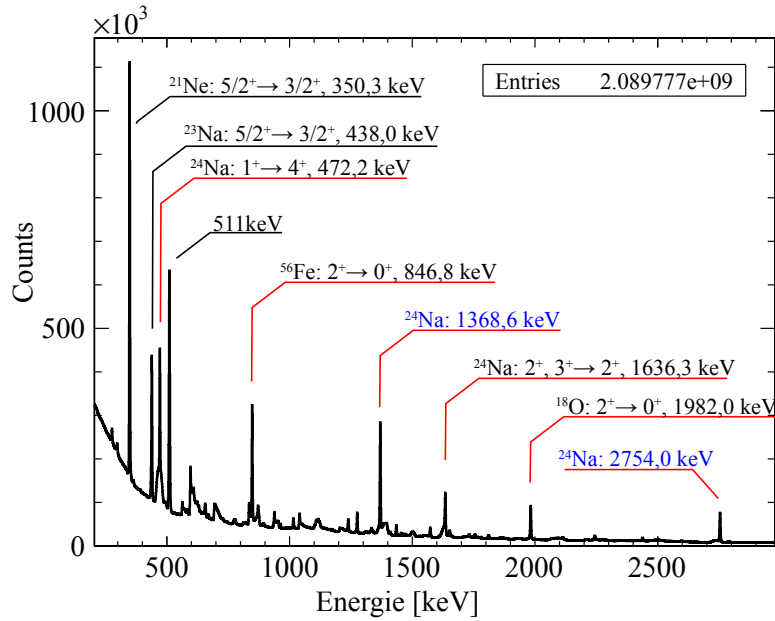


Abbildung 5.2.: Gamma-Spektrum eines geeichten MINIBALL-Cores bei gesamter Statistik. Zusätzlich sind die zu den Peaks gehörigen Energien und Kene eingetragen. Die zur zweiten Eichung verwendeten Linien sind rot unterstrichen, Linien aus einem β^- -Zerfall sind blau beschriftet.

die beiden darüber liegenden Linien der Signatur von Deuteronen bzw. Tritonen. Alpha-Teilchen hingegen deponieren aufgrund ihrer Kernladungszahl $Z = 2$ bis zu 3-4 MeV im ΔE . Die meisten α -Teilchen werden somit im ΔE -Detektor gestoppt. Diejenigen mit sehr hoher Energie erzeugen allerdings noch ein Signal mit bis zu 3 MeV im E_{Rest} -Detektor. Die starke Linie bei $E_{\text{Rest}} = 0$ MeV entstammt den Teilchen, die den dünnen Detektor nicht passieren können; das sind niederenergetische oder schwerere Teilchen. Einer Reaktion folgen also nicht nur charakteristische Gamma-Linien, sondern auch eine bestimmte ΔE - E_{Rest} -Signatur. Diese sind für die ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ -Reaktionen in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Teilchen- und γ -Events werden bei der Datenaufnahme neben der Energie auch Zeitmarken zugeordnet. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verarbeitungsdauer lassen

${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$		
Reaktion	Prozess	ΔE - E_{Rest} -Signatur
${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$	t -Transfer	α
${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{11}\text{B}$	α -Transfer	t
${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, d){}^{12}\text{B}$	Fusion-Verdampfung(d)	d
${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, p){}^{13}\text{B}$	Fusion-Verdampfung(p)	p

Tabelle 5.1.: Reaktionen und zugehörige ΔE - E_{Rest} -Signatur

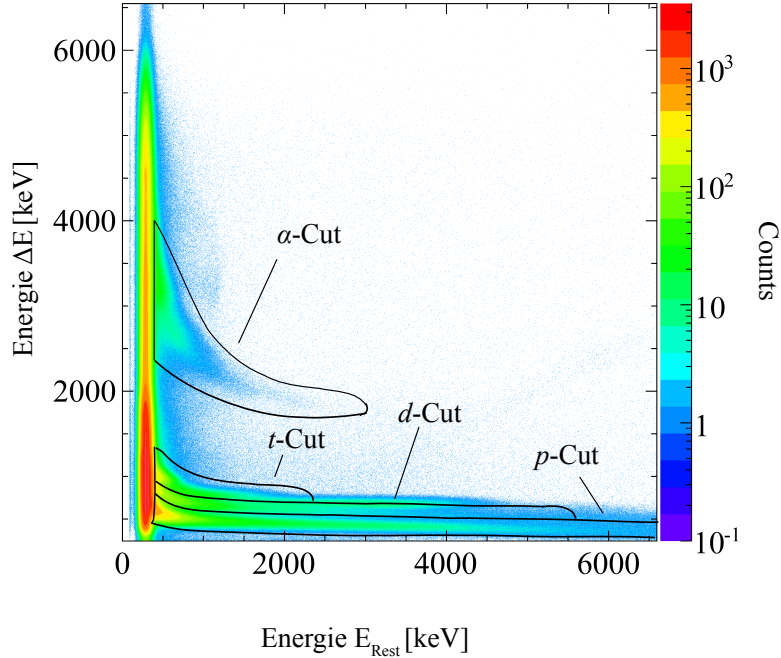


Abbildung 5.3.: Teilchenspektrum ΔE gegen E_{Rest} . Auf der z-Achse ist die Count-Zahl aufgetragen.

sich so Koinzidenzen zwischen den beiden Signalen bestimmen. Im Sortiercode wurde dafür die Bedingung eingefügt, dass für ein Teilchen-Event koinzidente γ -Events selektiert werden können. Zu diesem Zweck wurden sog. Cuts erstellt. Dabei handelt es sich um Bereiche (Vektorobjekte), die ausgewählte Events im ΔE - E_{Rest} -Spektrum umfassen. Liegen Particle-Events innerhalb eines Cuts, werden dazu koinzidente Gamma-Signale in entsprechende Histogramme gefüllt. Einige der verwendeten Cuts sind in Abbildung 5.3 eingetragen. Die aus diesen Cuts resultierende Selektion und Untergrundunterdrückung für Photonen aus bestimmten Reaktion ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Durch die Cuts werden zwar die pro Histogramm verwendeten Ereignisse und von $2 \cdot 10^9$ auf bis zu $2 \cdot 10^6$ stark reduziert und damit auch die enthaltene Statistik, jedoch das Peak-Untergrund-Verhältnis erheblich verbessert. Es sind nur die Linien bei niedrigeren Energien bis 3 MeV dargestellt, da hier der Effekt am deutlichsten zu sehen ist. Die hervortretenden Linien entstammen dabei hauptsächlich der Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^{19}\text{F}$, da die Wirkungsquerschnitte hierbei weit höher liegen als für ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ (vgl. Tabelle A.2 im Anhang). Das ${}^{22}\text{Ne}$ kann dabei dem Triton-Transfer ${}^7\text{Li}({}^{19}\text{F}, \alpha){}^{22}\text{Ne}$ (Alpha-Cut) zugeordnet werden. Außerdem ist deutlich die Linie aus dem Alpha-Transfer ${}^7\text{Li}({}^{19}\text{F}, t){}^{23}\text{Na}$ (Triton-Cut) zu sehen.

Aus der Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ tritt im Cut auf Deuteronen eine ${}^{12}\text{B}$ -Linie bei 953 keV hervor. Weitere daraus erwartete Linien liegen jedoch über dem in 5.4 dargestellten Energiebe-

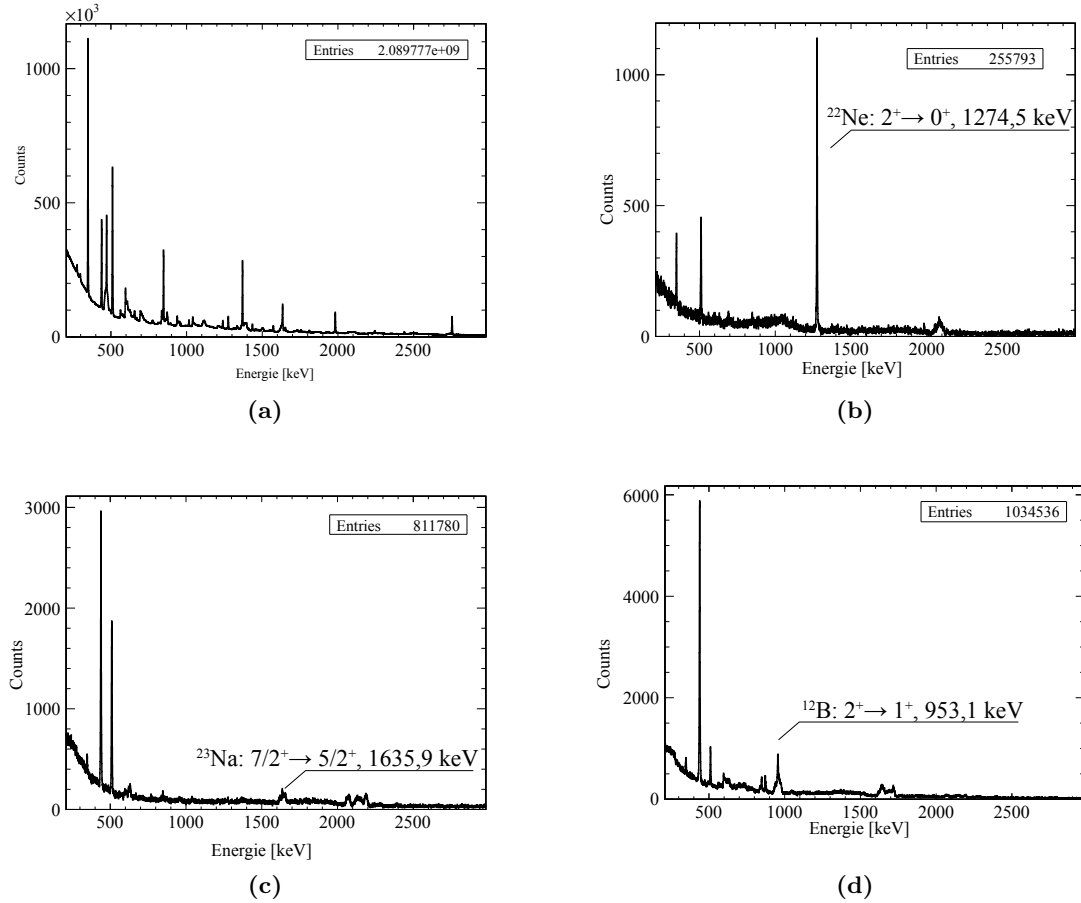


Abbildung 5.4.: Gamma-Spektren nach dem Setzen von von Teilchen-Cuts und dem Sortieren der koinzidenten γ -Quanten. (a) Spektrum ohne Teilchen-Cut, (b) Alpha-Cut, (c) Triton-Cut und (d) Deuteron-Cut.

reich. Außerdem sind ihre Intensitäten viel geringer.

Bisher wurde stets die gesamte Statistik aus allen MINIBALL-Cores betrachtet. Für Zustände mit sehr kurzer Lebensdauer führt die Emission von γ -Quanten bei sehr hohen Geschwindigkeiten zu einer starken *Doppler*-Verschiebung der Energien. Wird über alle Cores unter verschiedenen Winkeln summiert, so erscheinen die Linien im Histogramm über einen weiten Energiebereich verschmiert. Die verschobene γ -Energie im Laborsystem E_{γ}^{obs} ergibt dabei sich aus der Ruheenergie E_{γ}^{rest} im Schwerpunktsystem über

$$E_{\gamma}^{\text{rest}} = E_{\gamma}^{\text{obs}} \cdot \gamma [1 - \beta \cos \alpha] \quad (5.2)$$

Wobei γ der Lorentzfaktor, β die Geschwindigkeit des emittierenden Kerns und α der Zwischenwinkel von Photon und Kern ist. Dabei kann man in guter Näherung annehmen,

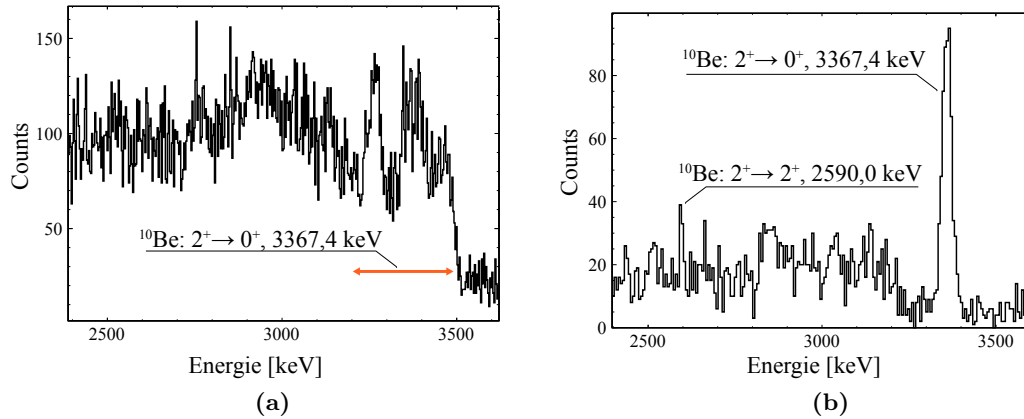


Abbildung 5.5.: Doppler-Verschiebung von γ -Linien am Beispiel von ^{10}Be in einem Spektrum nach Alpha-Cut. (a) Summenspektrum aller MINIBALL-Cores. (b) Spektrum eines Cores (Core B aus Cluster 2 unter 284°).

dass sich der emittierende Kern entlang der Strahlachse bewegt. So sieht man daran, dass die Verschiebung für Cores unter 90° zur Strahlachse am geringsten ist. In Abbildung 5.5 ist der Effekt der Doppler-Verbreiterung anhand zweier Zustände von ^{10}Be gezeigt. Das Summenspektrum aller MINIBALL-Cores zeigt deutlich die Verschiebung der Linie 3367,4 keV um ± 100 keV, so dass sich eine Struktur von drei Peaks ergibt. Die schwache Linie bei 2590 keV ist im Summenspektrum wegen der Verschiebung nicht mehr zu identifizieren. Um im Folgenden die Linien der Zustände von ^{10}Be und $^{11,12,13}\text{B}$ sichtbar zu machen, ohne dafür eine Doppler-Korrektur vornehmen zu müssen, wurden deshalb die Cores gesondert betrachtet.

Ein Photon trägt bei einer Abregung einen Drehimpuls von $1\hbar$ fort. Ist für einen Übergang eine Änderung um $n\hbar$ erforderlich, so werden dabei n Photonen emittiert, d. h. diese haben Multiplizität n . Bei den ^{13}B -Linien handelt es sich ausschließlich um Grundzustands-Übergänge mit der Multiplizität 1, das bedeutet, es treten keine weiteren dazu koinzidenten γ -Quanten aus dem selben Übergang auf. Um schließlich die ^{13}B Linien möglichst gut im Spektrum sichtbar zu machen, wurde deshalb der Sortiercode um einen γ -Multiplicity-Cut erweitert. Dabei handelt es sich um eine zusätzliche Bedingung, die γ -Events nach ihrer Multiplizität selektiert. Dadurch wird auch der Compton-Untergrund unterdrückt. So konnten die in Abbildung 5.6 dargestellten Übergänge bei 3,48 MeV, 3,53 MeV, 3,68 MeV, 3,71 MeV und 4,13 MeV in ^{13}B identifiziert

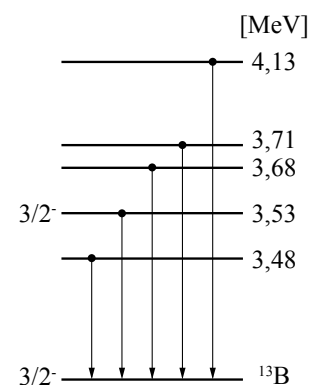


Abbildung 5.6.: Termschema identifizierter ^{13}B -Linien.

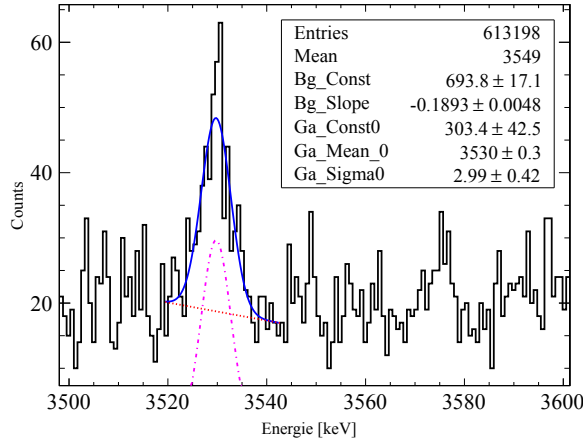


Abbildung 5.7.: Spektrallinie des 3530 keV Intruder-States von ^{13}B . Gezeigt ist nur Core B in Cluster 0 unter 96° . Es wurde hierfür sowohl der Teilchen Cut auf die Protonen gesetzt, als auch der Multiplicity-Cut für Multiplizität = 1. Die aus der in blau eingezeichneten *Gauß*-Fitfunktion erhaltenen Werte sind im Kasten eingetragen. Dabei bezeichnet Ga_Mean_0 die Peak-Position des Fits.

ziert werden. Eine Zusammenfassung aller identifizierter Kerne und Spektrallinien aus der Reaktion $^7\text{Li}+^7\text{Li}$ findet sich in Tabelle 6.1 im nächsten Kapitel. In Abbildung 5.7 ist die Spektrallinie des Intruder-States bei 3,53 MeV nach Proton- und Multiplicity-Cut gezeigt.

5.3. Aktueller Stand und weiteres Vorgehen in der Analyse

Für das weitere Vorgehen zur Messung magnetischer Momente muss zunächst die Anisotropie der Winkelverteilung bestimmt werden. Die Statistik der vorliegenden Daten reicht dabei aus, solch eine Anisotropiebestimmung vorzunehmen. Dennoch war im begrenzten zeitlichen Rahmen dieser Arbeit dies leider noch nicht erfolgreich, da dafür eine sorgfältige Messung der unterschiedlichen Winkel, sowie der Effizienzen der einzelnen Cores nötig ist. Außerdem müssen zusätzlich Totzeitkorrekturen vorgenommen werden.

Um schließlich den g -Faktor anhand der in Abschnitt 3.3 erläuterten PAC-Methode messen zu können, muss die Information über die Polung des äußeren Magnetfeldes bzw. der Magnetspule in die Analyse integriert werden. Das entsprechende Spulensignal („up“ bzw. „down“) konnte dafür gemäß der Schaltung in Abbildung 4.4 Kanal 16 in ADC 5 entnommen und erfolgreich in den Sortiercode implementiert werden. D. h. die detektierten γ -Ereignisse lassen sich im Folgenden gemäß der Richtung des äußeren Magnetfelds in jeweils eigenen Histogrammen selektieren. So kann die Drehung der Winkelverteilung $\Delta\theta$ im transienten Magnetfeld bestimmt werden.

Abbildung 5.8 zeigt am Beispiel von drei Cores unter verschiedenen Winkeln und der

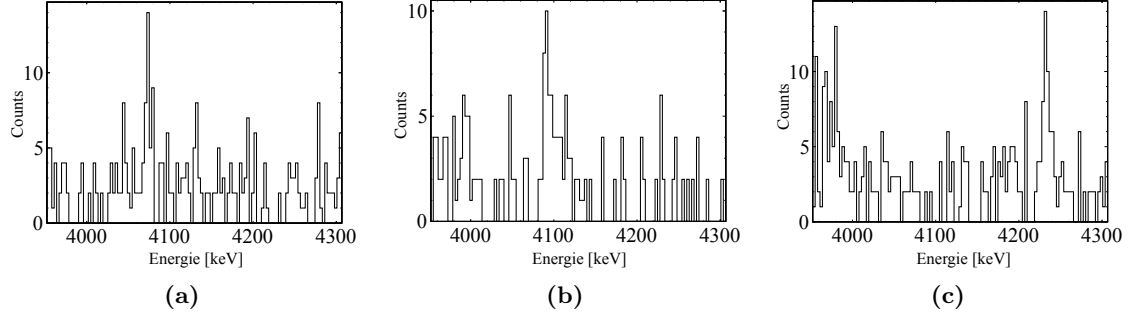


Abbildung 5.8.: Verschiebung der 4,13 MeV Linie in Cores unter verschiedenen Winkeln. Die Spektren wurden Cores unter (a) 106° , (b) 96° und (c) 21° zur Strahlrichtung entnommen. Die Energie der 4,13 MeV Linie ergibt sich durch *Gauß*-Fits in den entsprechenden Spektren zu (a) 4,06 MeV, (b) 4,09 MeV bzw. (c) 4,23 MeV.

γ -Linie aus ^{13}B bei 4,13 MeV die auftretende *Doppler*-Verschiebung. Mithilfe der sog. DSAM (Doppler Shift Attenuation Method), lässt sich daraus die Lebensdauer der entsprechenden Zustände ermitteln. Kinematischen Überlegungen zufolge bewegen sich die zu untersuchenden Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung, d. h. in Strahlrichtung. Dabei werden sie im Ferromagneten abgebremst. Emittiert ein so verlangsamer Kern ein γ -Quant unter einem bestimmten Winkel α , so ist dessen gemessene Energie E_γ^{obs} [6]:

$$E_\gamma^{\text{obs}} \stackrel{v \ll c}{\approx} E_\gamma^{\text{rest}} (1 + \beta(t) \cos \alpha) \quad (5.3)$$

Wobei $\beta(t) = |\vec{v}(t)|/c$ und E_γ^{rest} die unverschobene γ -Energie ist. Die γ -Emission erfolgt nachdem der Kern eine bestimmte Abbremsung erfahren hat. Somit besteht ein Peak aus einer Komponente bei konstanter Geschwindigkeit nach Durchlaufen des Ferromagneten und einer sog. Line-Shape aufgrund einer Emission bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten während des Abbremsprozesses. Folglich kann anhand der Line-Shape und der Verschiebung des Peaks, wie sie in Abbildung 5.8 zu sehen sind, der Zerfall eines angeregten Zustands während und nach dem Durchqueren des ^{56}Fe quantifiziert werden. Die Aktivität der angeregten Kerne ist dabei analog zum radioaktiven Zerfall proportional zu $\exp[-(1/\tau)]$ [5]. Somit lassen sich dadurch die Lebensdauern τ der Zustände von ^{13}B überprüfen. Außerdem können mithilfe der DSAM so erstmals die Lebensdauern der Zustände bei 3,48 MeV und 3,68 MeV in ^{13}B ermittelt werden.

Für die letztendliche Messung von Lebensdauern oder magnetischen Momenten reicht die im vorliegenden Fall verwendete Statistik nicht aus. Es müssen folglich weitere Messungen durchgeführt werden, um dies zu verbessern. Um dabei den Untergrund zu minimieren sollte die Strahlenergie unter der Fusionsbarriere des ^{19}F von 4,42 MeV liegen. Dann kann auch mit höherer ^7Li -Strahlintensität gearbeitet werden. Wird außerdem eine größere Raumabdeckung durch die Teilchendetektoren geschaffen, so gehen weniger Teilchen-Events als Trigger verloren und die Effizienz der Messung nimmt dadurch ebenfalls zu.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, durch experimentelle Untersuchungen festzustellen, ob der am MLL in Garching verwendete Aufbau mit MINIBALL- γ -Detektoren geeignet ist, um mit der Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ bei 12 MeV exotische, neutronenreiche Zustände in Richtung des Halokerns ${}^{11}\text{Li}$ zu populieren. Die γ -spektroskopische Untersuchung der angeregten Zustände sollte dabei zu einer Messung von magnetische Kernmomenten hinführen. Mithilfe der Kombination aus Ge- γ -Detektoren und Si-Teilchendetektoren konnten verschiedene Reaktionsprodukte und γ -Signale einander durch Koinzidenzmessungen zugeordnet werden. Im Experiment wurde so der t -Transfer ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$, der α -Transfer ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{11}\text{B}$, sowie die Fusion-Verdampfung-Reaktionen ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, d){}^{12}\text{B}$ und ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, p){}^{13}\text{B}$ eindeutig nachgewiesen. Es konnten dabei außerdem mehrere angeregte Zustände dieser Kerne identifiziert werden. Die erzeugten Kerne und die dabei populierten Zustände sind abschließend explizit in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Besonderes Ziel war es das Nuklid ${}^{13}\text{B}$ zu erzeugen. Durch seine Intruder-State-Konfiguration kommt diesem Kern eine besondere Stellung in der Nuklidkarte zwischen der festen Schalenstruktur und einem exotischen Halo-Zustand zu. Eine Messung des magnetischen Moments von ${}^{13}\text{B}$ verspricht deshalb neue Erkenntnisse über nukleare Strukturen und physikalische Eigenschaften von Kernen und Nukleonen. Außerdem sind Erkenntnisse über strukturelle Veränderungen und die Rolle der Proton-Neutron-Wechselwirkung bei der Auflösung der Schalenstruktur zu erwarten. Die Bevölkerung des 3530 keV Intruder-Zustandes von ${}^{13}\text{B}$ soll deshalb hier nochmals hervorgehoben werden. Das Experiment verlief demnach erfolgreich.

Eine Messung des magnetischen Moments war im beschränkten zeitlichen Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich. Um die Anisotropie der Winkelverteilung präzise genug bestimmen zu können, muss zunächst noch eine *Doppler*-Korrektur vorgenommen werden. Außerdem müssen weitere Messungen durchgeführt werden, um ausreichende Statistik zur Verwendung der einzelnen MINIBALL-Segmente zu erhalten. Es wurde jedoch bereits die erforderliche Magnetspule erfolgreich verwendet und das Signal der Spulenpolung konnte bereits in den Sortiercode implementiert und damit die Datenanalyse für weitere Messungen dieser Art vorbereitet werden.

${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ bei 12 MeV					
Kern	Übergang (J^π)	γ mult.	Lebensdauer	E_γ [keV]	Fit-Wert [keV]
${}^{10}\text{Be}$	$2^+ \rightarrow 2^+$	M1	< 55 fs	2589	$2594 \pm 1,0$
	$2^+ \rightarrow 0^+$	E2	125 fs	3367	$3359 \pm 0,8$
${}^{11}\text{B}$	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	M1	0,117 eV	2124	$2131 \pm 1,2$
	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	M1+E2	0,55 eV	4444	$4467 \pm 1,5$
	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$	M1+E2	1,97 eV	5018	$5020 \pm 2,1$
${}^{12}\text{B}$	$2^+ \rightarrow 1^+$	M1	180 fs	953	$953,4 \pm 0,9$
	$2^- \rightarrow 1^+$	E1	< 35 fs	1667	$1672 \pm 1,3$
${}^{13}\text{B}$	(unb.) $\rightarrow 3/2^-$	(unb.)	(unb.)	3482	$3471 \pm 1,7$
	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$	M1+E2	> 0,2 ps	3530	$3530 \pm 0,3$
	(unb.) $\rightarrow 3/2^-$	(unb.)	(unb.)	3680	$3674 \pm 8,9$
	(unb.) $\rightarrow 3/2^-$	(unb.)	< 0,27 ps	3713	$3697 \pm 4,4$
	(unb.) $\rightarrow 3/2^-$	(unb.)	0,043 ps	4131	$4096 \pm 4,8$

Tabelle 6.1.: Identifizierte γ -Linien aus der Reaktion ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ bei einer Stahlenergie von 12 MeV. Die Fit-Werte wurden *Gauß*-Fits in Spektren unter 96° (Core B in Cluster 0) entnommen. Unbekannte Werte wurden mit „(unb.)“ gekennzeichnet. [13], [8]

A. Anhang

ANHANG A. ANHANG

1. Eichung	
Kern	Energie [keV]
^{152}Eu	121,78
	244,70
	344,28
	778,91
	964,08
	1085,8
	1112,1
	1408,0

(a)

2. Eichung	
Kern	Energie [keV]
^{24}Na	472,21
^{56}Fe	846,76
^{24}Na	1368,6
^{24}Na	1635,3
^{18}O	1982,1
^{24}Na	2754,0

(b)

Tabelle A.1.: Verwendete Energielinien (E_γ) bei (a) der ersten Eichung mit ^{152}Eu und (b) der zweiten Eichung zur Verbesserung bei höheren Energien anhand des Spektrums selbst.

Kern	Prozent	Wirkungsquerschnitt [mb]
^{25}Mg	4.6	36.9
^{25}Na	2.8	22.4
^{24}Mg	27.6	221
^{24}Ne	18	144
^{24}Ne	0.4	3.2
^{23}Na	4	32
^{22}Ne	0.7	5.61
^{21}Ne	37	296
^{21}F	0.2	1.6
^{20}Ne	0.1	0.801
^{18}O	3.3	26.4
^{17}O	1.3	10.4

(a) Reaktion $^7\text{Li}(\text{gs } 3/2^-) + ^{19}\text{F}(\text{gs } 1/2^+)$ mit dem Compoundkern ^{26}Mg .

Kern	Prozent	Wirkungsquerschnitt [mb]
^{13}C	22	95.7
^{13}B	1	4.35
^{12}C	54.8	238
^9Be	21.9	95.2

(b) Reaktion $^7\text{Li}(\text{gs } 3/2^-) + ^7\text{Li}(\text{gs } 3/2^-)$ mit dem Compoundkern ^{14}C . Hierbei entfallen noch 0.3 % auf Spaltung.

Tabelle A.2.: Berechnete Reaktionsprodukte bei 12 MeV Strahlenergie, auf Grundlage einer Monte-Carlo-Simulation (quantenmechanisch) mit PACE4.

Literaturverzeichnis

- [1] BENCZER-KOLLER, N., M. HASS und J. SAK: *Transient magnetic fields at swift ions traversing ferromagnetic media and application to measurements of nuclear moments*. Ann. Rev., 30, 1980.
- [2] CASTEN, R. F.: *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Second Edition. Oxford University Press, 2000.
- [3] COBERN, M. E., D. J. PISANO und P. D. PARKER: *Alpha-transfer reactions in light nuclei. III. (${}^7\text{Li}, t$) stripping reaction*. Phys. Rev. C, 14, 1976.
- [4] GLAUDEMANS, P. W. M., M. J. A. DE VOIGT und E. F. M. STEFFENS: *Shell-model calculations on the nickel isotopes*. Nucl. Phys, A 198.
- [5] HERLITZIUS, C.: *The Doppler Shift Attenuation Method Facility: Its Design, Setup and Commissioning with the ${}^{32}\text{S}({}^3\text{He}, {}^4\text{He}){}^{31}\text{S}$ Reaction*. Dissertation, Physik-Department der Technischen Universität München, Institut für Experimentalphysik E12, 2013.
- [6] HERLITZIUS, C., S. BISHOP, P. LUDWIG, G. RUGEL und J. FIEHL: *Doppler Shift Attenuation Method. Lifetime measurements of astrophysical interest*. http://www.uni-mainz.de/Organisationen/vistars/talks_russbach2012/russb12_herlitzius.pdf, 2012. Lecture, TU München (E12).
- [7] HUBLER, G. K., H.W. KUGLER und D. E. MURNICK: *Nuclear magnetic moments of very short-lived states via transient-field implantation perturbed-angular-correlation technique*. Phys. Rev., C 9.
- [8] IWASAKI, H., A. DEWALD, C. FRANSEN, A. GELBERG, M. HACKSTEIN, J. JOLIE, P. PETKOV, T. PISSULLA, W. ROTHER und K. O. ZELL: *Low-Lying Neutron Intruder State in ${}^{13}\text{B}$ and the Fading of the $N=8$ Shell Closure*. Phys. Rev. Let., 102, 2009.
- [9] KENN, O.: *Magnetische Momente und $B(E2)$ -Werte zur Strukturbestimmung von Nickel- und Zink-Isotopen*. Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2002.
- [10] KIRSEBOM, O. S. und B. DAVIS: *One fewer solution to the cosmological lithium problem*. Astro-Ph., 2, 2011.

- [11] MANZHUR, Y.: *Untersuchung magnetischer Eigenschaften von Ni-Einkristalloberflächen, Ni-Dünnschichtoberflächen und Ni/Pd-Grenzflächen mit der PAC-Methode*. Dissertation, Fachbereich Physik der Freien Universität Berlin, Hahn-Meitner-Institut, 2005.
- [12] NEUGART, R., D. L. BALABANSKI, K. BLAUM, D. BORREMANS, P. HIMPE, M. KOWALSKA, P. LIEVENS, S. MALLIAN, G. NEYENS, N. VERMEULEN und D. T. YORDANOV: *Precision Measurement of ^{11}Li Moments: Influence of Halo Neutrons on the ^9Li Core*. Phys. Rev. Lett., 101, 2008.
- [13] NNDC, NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER: *Evaluated Nuclear Data File (ENSDF)*. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>, September 2013.
- [14] PARKAR, V. V., V. JHA, S. SANTRA, B. J. ROY, K. RAMACHANDRAN, A. SHRIVASTAVA, K. MAHATA, A. CHATTERJEE und S. KAILAS: *Reaction mechanism study of $^7\text{Li}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$ reaction at above Coulomb barrier energies*. Pramana - journal of physics, 72, 2009.
- [15] POVH, B., K. RITH, C. SCHOLZ und F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Achte Auflage. Springer-Verlag, 2009.
- [16] REICHERT, S.: *Study of K X-ray Multiplicities of Evaporation Residues in Heavy Fusion Systems using the MINIBALL spectrometer*. Master Arbeit, Physik Department der Technischen Universität München, Institut für Experimentalphysik E12, 2013. Noch zu veröffentlichen.
- [17] REITER, P., J. EBERTH, H. FAUST, S. FRANCHO, J. GERL, C. GUND, D. HABS, M. HUYSE, A. JUNGCLAUS, K. P. LIEB, H. SCHEIT, D. SCHWALM, H. G. THOMAS, P. VAN DUPPEN und D. WEISSHAAR: *The MINIBALL array*. Nuclear Physics A, 701, 2002.
- [18] RESAG, JÖRG: *Zeitpfad. Die Geschichte unseres Universums und unseres Planeten*. <http://www.joergresag.privat.t-online.de/mybk4htm/chap24.htm>, September 2013. Kapitel 1.3.
- [19] ROSENTHAL, P., H. FREISELEBEN, B. GEHRMANN, I. GOTZHEIN und K. W. POTT-HAST: *Direct nuclear reactions in Lithium-Lithium systems: $^7\text{Li}+^7\text{Li}$ at $E_{\text{lab}} = 2-16$ MeV*. Acta Physica Polonica B, 41, 2010.
- [20] SCHMEIDUCH, H.: *Eine Methode zur Messung magnetischer Momente von Atomkernen im fs-Bereich*. Diplomarbeit, Physik-Department der Technischen Universität München, Institut für Experimentalphysik E12, 2012.
- [21] SÁNCHEZ, R., W. NÖRTERHÄUSER, G. EWALD, D. ALBERS, J. BEHR, P. BRICAULT, B. A. BUSHAW, A. DAX, J. DILLING, M. DOMBSKY, G. W. F. DRANKE, S. GÖTTE, R. KIRCHNER, H.-J. KLUGE, TH. KÜHL, J. LASSEN, C. D. P. LEVY, M. R. PEARSON, E. J. PRIME, V. RYJKOV, A. WOJTASZEK, Z.-C. YAN und C. ZIMMERMANN:

- Nuclear Charge Radii of $^9,^{11}\text{Li}$: The Influence of Halo Neutrons.* Phys. Rev. Let., 96, 2006.
- [22] WARR, N., J. EBEBERT, G. PASCOVIVI, H. G. THOMAS, D. WEISSHAAR und THE MINIBALL COLLABORATION: *MINIBALL: The first gamma-ray spectrometer using segmented, encapsulated germanium detectors for studies with radioactive beams.* Eur. Phys. J. A, 20, 2004.
- [23] WARR, N., J. VAN DE WALLE, M. ALBERS, F. AMES, B. BASTIN, C. BAUER, V. BILDSTEIN, A. BLAZHEV, S. BÖNIG, N. BREE, B. BRUYNEEL, P.A. BUTLER, J. CEDERKÄLL, E. CLÉMENT, T. E. COCOLIOS, T. DAVINSON, H. DE WITTE, P. DELAHAYE, D. D. DIJULIO, J. DIRIKEN, J. EBERTH, A. EKSTRÖM, J. ELSEVIERS, S. EMHOFER, D. V. FEDOROV, V. N. FEDOSSEEV, S. FRANCHOO, C. FRANSEN, L. P. GAFFNEY, J. GERL, G. GEORGIEV, R. GERNHÄUSER, T. GRAHN, D. HABS, H. HESS, A. M. HURST, M. HUYSE, O. IVANOV, J. IWANICKI, D. G. JENKINS, J. JOLIE, N. KESTELOOT, O. KESTER, U. KÖSTER, M. KRAUTH, T. KRÖLL, R. KRÜCKEN, M. LAUER, J. LESKE, K. P. LIEB, R. LUTTER, L. MAIER, B.A. MARSH, D. MÜCHER, M. MÜNCH, O. NIEDERMAIER, J. PAKARINEN, M. PANTEA, G. PASCOVICI, N. PATRONIS, D. PAUWELS, A. PETTS, N. PIETRALLA, R. RAABE, E. RAPISARDA, P. REITER, A. RICHTER, O. SCHAILE, M. SCHECK, H. SCHEIT, G. SCHRIEDER, D. SCHWALM, M. SEIDLITZ, M. SELIVERSTOV, T. SIEBER, H. SIMON, K.-H. SPEIDEL, C. STAHL, I. STEFANESCU, P. G. THIROLF, H.-G. THOMAS, M. THÜRAUF, P. VAN DUPPEN, D. VOULOT, R. WADSWORTH, G. WALTER, D. WEISSHAAR, F. WENANDER, A. WIENS, K. WIMMER, B.H. WOLF, P.J. WOODS, K. WRZOSEK-LIPSKA und K.O. ZELL: *The MINIBALL spectrometer.* Eur. Phys. J. A, 49, 2013.
- [24] WEISSHAAR, D. W.: *MINIBALL - Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren.* Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität zu Köln, 2003.

C. Danksagung

Zum Schluß danke ich einigen Personen, die mich bei der Arbeit am MLL und am Lehrstuhl E12 unterstützt und mich bei der Entwicklung dieser Arbeit begleitet haben:

- Prof. Dr. Walter F. Henning, als Themensteller und Leiter des Lehrstuhls, der diese Arbeit ermöglicht hat.
- Dr. Dennis Mücher für die Planung, Betreuung und tatkräftige Unterstützung während des gesamten Experiments und der Analyse, sowie für die Geduld bei der Einführung in das wissenschaftliche Arbeiten.
- Katharina Nowak und Stefanie Hellgartner für die Unterstützung bei der Datenanalyse und dem Umgang mit ROOT.
- Sebastian Reichert für die Einführung in die Datenanalyse und Hilfestellungen während meiner Arbeit.
- Allen weiteren Bachelor- und Masterstudenten für die gute Arbeitsatmosphäre.
- Allen anderen, die diese Arbeit durch kleinere und größere Hilfestellungen vorangebracht haben.