Universität zu Köln Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

Gammaspektroskopie der Ausgangskanäle nach der Fusion-Verdampfungs-Reaktion von 12 C auf 208 Pb bei 64 MeV



Erstgutachter: Prof. Dr. Jan Jolie Zweitgutachter: Prof. Dr. Peter Reiter

Vorgelegt von:

Hanno Stinshoff Matrikelnummer 5578957 Köln im März 2017

Abstract

In der vorliegenden Bachelorarbeit wurden die Ausgangskanäle der Fusion-Verdampfungs-Reaktion von ¹²C auf ²⁰⁸Pb bei 64 MeV Strahlenergie gammaspektroskopisch untersucht. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Identifikation der resultierenden Isotope und ihrer Zustände mithilfe der Analyse koinzidenter γ -Strahlung. Die Ergebnisse sind im Anschluss für die Vorbereitung einer Lebensdauermessung besagter Zustände nützlich, weshalb ein Überblick zu den Verhältnissen bei der Reaktion eine sinnvolle Vorbereitung darstellt. Diese Bachelorarbeit ist für Physikstudenten interessant, die Fusion-Verdampfungs-Reaktionen oder die Methoden von Gammaspektroskopie studieren wollen, sei es aus reinem Interesse oder als Vorbereitung für die Teilnahme an einem vergleichbaren Experiment.

Inhaltsverzeichnis

Einfüh	irung	7
1.1	Kernphysik	7
	1.1.1 Atomkerne	7
1.2	Radioaktiver Zerfall	8
	1.2.1 Arten des Zerfalls	8
	1.2.2 Gammaspektrum	0
1.3	Kernreaktionen 1	0
	1.3.1 Fusion $\ldots \ldots \ldots$	0
	1.3.2 Spaltung	1
	1.3.3 Fusion-Verdampfung	1
	1.3.4 YRAST-Bande	2
	1.3.5 Wirkungsquerschnitt	3
1.4	Experimentelle Methoden der Gammaspektroskopie	4
	1.4.1 Interaktion mit Materie	4
	$1.4.2$ Koinzidenzen \ldots 1	6
	1.4.3 γ -Detektoren	8
1.5	Kernmodelle	9
	1.5.1 Schalenmodell	9
	1.5.2 Kollektive Modelle	1
	1.5.3 Fortschritt der Modelle	1
Experi	iment 22	2
2.1	Beschreibung	2
2.2	Experimenteller Aufbau	2
	2.2.1 Target	2
	2.2.2 Detektoren	3
2.3	Durchführung	3
2.4	Ziele und Aussichten	4
Daton	analyse 20	б
	Energiooichung 2	6
0.1 3.9	Efferienzoichung	6 6
J.⊿ 3 2	Theoretische Modellrechnung der Kernrecktionen	0 Q
ე.ე	2 2 1 CASCADE	o o
	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0 0
94	Commercelitrechenic 2	9 1
3.4	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	1 1
	$3.4.1$ ongespektrum \ldots 3	T

	3.4.2 $\gamma\gamma$ -Matrix	32
	3.4.3 $(\gamma_0) - \gamma \gamma$ -Matrizen	33
Ergebr	nisse	34
4.1	$\gamma\gamma$ -Analyse	34
	4.1.1 216 Ra	35
	4.1.2 Ra	36
	4.1.3 218 Ra	39
	4.1.4 214 Rn	42
	4.1.5 215 Rn	43
	$4.1.6 {}^{212}\text{Po} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	44
	$4.1.7 {}^{210}\text{Po} \dots \dots$	46
	4.1.8 Weitere Linien	48
	4.1.9 Probleme	50
4.2	$\gamma\gamma\gamma$ -Analyse	51
	4.2.1 Verfügbare Statistik	52
	4.2.2 Weitere Bestätigung der Zerfallsschemata	56
4.3	Vergleich mit den Theoretischen Reaktions-Modellrechnungen	57
	4.3.1 CASCADE	57
	4.3.2 PACE4	57
Zusam	menfassung und Ausblick	59
5.1	Zusammenfassung	59
5.2	Ausblick	60
Literat	ur	61
Abbild	ungsverzeichnis	65
Tabelle	enverzeichnis	66
Danksa	agungen	69
Eidesst	tattliche Erklärung	71

Einführung

1.1 Kernphysik

In der Kernphysik geht es grundsätzlich um die Struktur von und Reaktion zwischen Atomkernen. Dabei liegt der Fokus sowohl auf der Interaktion von einzelnen Nukleonen als auch von anderen Kernen mit dem Targetkern. Man bewegt sich im Femtometer-Bereich und untersucht die Lebensdauern von und Übergangsstärken zwischen Zuständen, Formen von Kernen und Reaktionskanäle.

Viele Anwendungen der Kernphysik wurden entwickelt (bspw. in der Medizin PET-Scans o.ä., in der Energiegewinnung mithilfe von Kernfusion und -spaltung, in der Kriminologie und Archäologie durch Altersbestimmung u. v. m.).

Es gibt verschiedene Methoden, welche in der Kernphysik genutzt werden, um Ergebnisse zu erlangen. Auch auf jene wird teilweise später eingegangen.

1.1.1 Atomkerne

1911 zeigte Ernest Rutherford in seinen Streuexperimenten, dass Atome aus einem sehr kleinen, positiv geladenen Kern und einer negativ geladenen Elektronenhülle bestehen müssen, wobei der Kern den Großteil der Masse beinhaltet[1]. Er besteht aus einer Vielzahl von Nukleonen (also Protonen und Neutronen), welche den Kern charakterisieren. Die Protonen des Kerns bestimmen zum einen die Ladung des Kerns und zum anderen durch die dazugehörigen Hüllenelektronen das Element des Atoms. In der Chemie unterscheidet man diese Elemente anhand ihrer Reaktionen mit anderen Stoffen, sodass die Anzahl der Elektronen jenes Kriterium ist, welches für den Aufbau des Periodensystems ausschlaggebend ist.

Die Neutronen sind für die Art des Elements uninteressant, es gibt keine (nennenswerten) chemischen Unterschiede zwischen zwei Atomkernen mit gleicher Protonenanzahl. Dennoch ist es physikalisch gesehen durchaus wichtig, sich diese verschiedenen Isotope anzusehen, weil es trotz gleicher chemischer Reaktionen einige Unterschiede zwischen ihnen gibt. Auf diese wird im Folgenden eingegangen.

1.2 Radioaktiver Zerfall

Ein Beispiel ist die Tatsache, dass die meisten Atomkerne dazu tendieren, früher oder später zu zerfallen. Sie sind nur bedingt stabil, weil bevorzugt energiearme Zustände bevölkert werden sollen, sodass es sich häufig anbietet, dass die Kerne einen Teil der Nukleonen abstoßen oder umwandeln, wodurch die Differenz der Bindungsenergien, welche Mutterund Tochterkern zusammen gehalten hatten, frei wird.

Hierbei gibt es verschiedene Arten von Strahlung, welche durch die Zerfälle entsteht:

1.2.1 Arten des Zerfalls

1. Alpha-Zerfall:

Hier gibt der Kern ein α -Teilchen ab, einen positiv geladenen ${}_{2}^{4}$ He₂-Kern, welcher einen Teil der durch den Zerfall frei werdenden Energie in Form von kinetischer Energie mitnimmt. Sie teilt sich so auf Tochterkern und α -Teilchen auf, dass die Impulserhaltung gewährleistet ist.

Im α -Zerfall gilt für ein Isotop mit Z Protonen, N Neutronen und A=Z+N Nukleonen:

$${}^{A}_{Z}X_{N} \quad \mapsto \quad {}^{A-4}_{Z-2}Y_{N-2} \ + \ {}^{4}_{2}He_{2} \tag{1.1}$$

2. Beta-Zerfall:

Unterläuft ein Kern dem β -Zerfall, so wandelt er ein Proton in ein Neutron (oder umgekehrt) um. Dabei entstehen außerdem abhängig von der Art des β -Zerfalls weitere Teilchen, welche abgestrahlt werden. Man unterscheidet zwischen Elektroneneinfang, β^+ - und β^- -Zerfall.

 β^{-} -Zerfall:

$${}^{A}_{Z}X_{N} \quad \mapsto \quad {}^{N}_{Z+1}Y_{N-1} + e^{-} + \overline{\nu_{e}}$$
(1.2)

 β^+ -Zerfall:

$${}^{A}_{Z}X_{N} \mapsto {}^{N}_{Z-1}Y_{N+1} + e^{+} + \nu_{e}$$
 (1.3)

Elektroneneinfang:

$${}^{A}_{Z}X_{N} + e^{-} \mapsto {}^{N}_{Z-1}Y_{N+1} + \nu_{e}$$

$$(1.4)$$



Abbildung 1: Beispielhaftes Zerfallsschema einer γ -Kaskade nach Kernreaktion. Die horizontalen Linien stellen Energieniveaus dar, angegeben mit Spin und Parität J^{π} , sofern bekannt. Die vertikalen Pfeile zeigen γ -Übergänge und deren Energien in keV

3. Gamma-Zerfall:

Nachdem ein Kern einen α - oder β -Zerfall durchlaufen hat oder eine andere Kernreaktion abgelaufen ist, bleibt der Tochterkern häufig angeregt zurück, das heißt, dass er nicht in den Grundzustand übergeht, sondern Restenergie und -drehimpuls hat und sich dann erst über γ -Strahlung (hochenergetische elektromagnetische Strahlung) abregen muss. Hierbei werden Photonen abgestrahlt, welche einen Teil der Energie und des Drehimpulses mitnehmen. Dabei kann der Kern in Kaskaden über verschiedene Zwischenzustände oder auch mit einem einzelnen Photon in den Grundzustand übergehen (Abb.1). Eine der γ -Strahlung alternative Art der Abregung ist die innere Konversion[2]; hier geht die Energie, welche beim Übergang frei wird, auf ein Hüllenelektron über (abzüglich der Bindungsenergie), welches dadurch aus dem Atom ausgestrahlt wird, sodass ein Ion zurück bleibt.

Im Gegensatz zur einfachen γ -Strahlung kann dieser Vorgang auch geschehen, wenn beide Zustände vorher und nachher einen Drehimpuls von $0\hbar$ haben. Bei γ -Strahlung ist dies verboten, da das Photon einen Drehimpuls von 1 hat und dies nicht mit der Drehimpulserhaltung und den beiden Zuständen des Kerns vereinbar wäre.

1.2.2 Gammaspektrum

Beim Abgeben von Energie über γ -Strahlung gibt es für jeden Kern feste Übergangsenergien, welche den Zustand des Kernes vor und nach dem Abstrahlen eindeutig definieren und charakterisieren. Dadurch kann man an einem Gammaspektrum (siehe Abschnitt 'Analyse', Abb.14 und 15), welches die Intensität detektierter Energien aufträgt, für einen vorliegenden Kern eindeutige Rückschlüsse erlangen, welches Isotop und auf welchen Energieniveaus es bevölkert wird (Abb.1).

Da es für einen Kern verschiedene Möglichkeiten gibt, seine Energie in Form von γ -Strahlung abzugeben, ergeben sich für die verschiedenen Kombinationen von Einzelübergängen diverse Verzweigungsverhältnisse, welche Aussagen über die Übergangswahrscheinlichkeit der unterschiedlichen Pfade ermöglicht.

Schließlich gestatten diese Informationen es, die theoretischen Modelle der Kerne zu überprüfen.

1.3 Kernreaktionen

1.3.1 Fusion

Eine mögliche Reaktion, die zwei Kerne durchführen können, wenn die Energiebilanz entsprechend vorteilhaft ist, ist die Kernfusion (Abb.2 und 3). Hier verschmelzen die ursprünglichen Fusionspartner, wodurch ein neuer Kern entsteht. Durch die Fusion befindet sich der entstandene Kern in einem angeregten Zustand. Die 'überschüssige' Energie wird anschließend häufig durch Spaltung, Verdampfung von einzelnen Teilchen oder γ -Quanten wieder abgegeben.

Fusion ist energetisch günstig für leichte Isotope, da hier ein Energiegewinn auftritt (Abb.2). Bei schweren Kernen muss die Fusion in der Regel durch entsprechende Energieeinwirkung induziert werden.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Fusion zweier Atomkerne ist vom Wirkungsquerschnitt der



Abbildung 2: Bindungsenergie pro Nukleon abhängig von Massenzahl A (vgl. [1], S.28)

Reaktion abhängig.

1.3.2 Spaltung

Umgekehrt zur Kernfusion, bei der zwei Kerne verschmelzen, kann sich ein (ausreichend schwerer) Kern mit entsprechendem Wirkungsquerschnitt in zwei oder mehr Spaltprodukte aufteilen (Abb.2). Auch hier wird Bindungsenergie frei.

1.3.3 Fusion-Verdampfung

Nach der Fusion zweier Teilchen besteht die Möglichkeit, dass der angeregte Compoundkern über Teilchenverdampfung Energie und Drehimpuls abgibt. Hier werden einzelne Protonen, Neutronen oder α -Teilchen mit hoher Energie und Drehimpuls emittiert. Danach ist es durchaus möglich, dass weitere Anregungsenergie vorhanden ist, die dann über γ -Strahlung gemildert wird.



Abbildung 3: Fusion-Verdampfung (unten) im Vergleich zur Fusion-Spaltung (oben)(vgl. [3])

Da nicht zwangsläufig nur eine Art der Verdampfung für einen Compoundkern möglich ist, bietet es sich an, bei einer solchen Reaktion direkt während des Strahls ('in-beam') eine Gammaspektrosopie durchzuführen, um festzustellen, welche Isotope und Zustände entstanden sind und in welchem Verhältnis sie vorliegen.

Liegt die Strahlenergie nur knapp über der Coulomb-Schwelle, werden Projektile, die nicht frontal auftreffen, oft gestreut. Für die übrigen Reaktionen ist der Drehimpuls des Systems durch den geringen Stoßparameter vergleichsweise gering, sodass die Möglichkeit besteht, dass der angeregte Compoundkern niedrige Drehimpuls-Zustände bevölkert.

Die Fusion-Verdampfung ist ein zur Fusion-Spaltung konkurrierender Ausgangskanal.

1.3.4 YRAST-Bande

Die YRAST-Bande beschreibt die Zustände eines Kernes, welche zu einem bestimmten Drehimpuls die vergleichsweise niedrigst mögliche Energie besitzen[4] (YRAST ist schwedisch und frei übersetzt der Superlativ von 'rotierend'). Die YRAST-Bande verbindet alle diese Zustände zu einer Linie, welche ein Kern bei Abregung typischerweise 'entlang schreitet', da eine Tendenz dazu besteht, möglichst viel Energie auf einmal abzugeben, und dann anschließend über die YRAST-Bande in Richtung des Grundzustands überzugehen (Abb.4).

Aufgrund dieses Umstandes ist es bei Fusion-Verdampfungs-Reaktionen schwerer, Zustände mit niedrigen Drehimpulsen und hohen Energien zu untersuchen. Um trotzdem solche Zustände zu detektieren, wird bei Experimenten mit Fusion-Verdampfungs-Reaktionen, die ein solches Ziel haben, versucht, einen frontalen Stoß zu erzwingen, bei dem sehr wenig



Abbildung 4: "YRAST-Linie in einem E-I-Zustandsdiagramm" ([2], S.225) für einen Kern im Massenbereich A ≈ 160

Drehimpuls des Compoundkerns vorliegt. Dies wird durch eine Strahlenergie knapp über der Coulombschwelle realisiert, wodurch leider auch der Wirkungsquerschnitt sinkt. Danach bevölkert die Kernreaktion zwar teilweise die YRAST-Bande, zum Teil aber auch Zustände mit hoher Energie und niedrigen Drehimpulsen, welche auch interessant sein können (Abb.4).

1.3.5 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion dient der Beschreibung der Wahrscheinlichkeit dafür, dass dieser Prozess stattfindet. Er ist in der Dimension m² und beschreibt anschaulich die Fläche, welche ein Target scheinbar für eine bestimmte Reaktion hat. Es gilt für die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses:

$$w = N_T \cdot \frac{\sigma}{A} \tag{1.5}$$

mit N_T der Anzahl der Targetteilchen, σ dem Wirkungsquerschnitt und damit der 'Scheinfläche' und A der echten (Querschnitts-)Fläche des Targets.

Wie man sieht, hängt die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses direkt vom Wirkungsquerschnitt ab. Aus diesem Grund ist es eine wichtige Information für Experimente, da man so im Voraus planen kann, womit bei einer Reaktion zu rechnen ist. Im Beispiel einer Fusion-Verdampfungs-Reaktion gibt es für verschiedene anschließende Zerfallswege des Compoundkerns unterschiedliche Wirkungsquerschnitte, die man mithilfe von Programmen wie CASCADE[5] oder PACE4[6] bestimmen und anschließend im Experiment überprüfen kann.

1.4 Experimentelle Methoden der Gammaspektroskopie

Es gibt diverse Methoden, um zu untersuchen, welche Reaktion vorliegt. Im Folgenden wird hauptsächlich auf Methoden der Gammaspektroskopie eingegangen, da diese im Fokus der vorliegenden Arbeit steht.

Bei der Gammaspektroskopie werden von Kernen ausgesandte γ -Quanten von Detektoren aufgefangen und der Energie nach sortiert, sodass man für den Kern charakteristische Peaksⁱ im Spektrum erhält (Für die Gammaspektroskopie verwendet man Halbleiterdetektoren und Szintillatoren, welche im Abschnitt 'Detektoren' noch genauer erläutert werden). Dabei kann zum Einen die zeitliche Abhängigkeit zweier Quanten den Schwerpunkt bilden, um Informationen über Zerfallsverzweigungsverhältnisse und Zustandslebensdauern zu erhalten. Zum Anderen ist der zeitliche Verlauf von Peaks einer Energie ein Mittel, um Übergangsstärken oder Aktivitäten von Quellen zu bestimmen.

Um γ -Quanten zu detektieren, müssen diese in irgendeiner Weise mit dem Detektor interagieren. Daher ist es wichtig, dass man sich zuvor damit beschäftigt, wie die Möglichkeiten der Interaktion allgemein aussehen.

1.4.1 Interaktion mit Materie

 γ -Quanten sind hochenergetische Photonen, die hauptsächlich auf dreierlei Arten mit Materie (und damit mit den Detektoren) wechselwirken[7],[1] (Abb.5):

1. Beim **Photoeffekt** trifft ein Photon auf ein gebundenes Elektron der Materie und wird dort absorbiert. Die Energie des Elektrons überschreitet die Bindungsenergie, sodass es sich aus dem Atom löst und mit $E_{kin} = h\nu - E_B$ herausbewegt (mit ν der Frequenz des Photons und E_B der Bindungsenergie). Diese Energie kann man anschließend messen.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist abhängig von der Energie des Photons

ⁱDer Begriff *Peak* wird im Folgenden für das Maximum einer (Gauss-)Kurve in einem Spektrum verwendet.



Abbildung 5: Wirkungsquerschnitte der Photonen für Wechselwirkung mit Materie am Beispiel Blei (Z=82) ([1], S.94)

und der Protonenanzahl Z. Es gilt im Allgemeinen:

$$\sigma_{Ph} \propto \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{3,5}} \tag{1.6}$$

Für sehr hohe Energien flacht der Zusammenhang ab, sodass in höheren Bereichen eher gilt:

$$\sigma_{Ph} \propto \frac{Z^5}{E_{\gamma}} \tag{1.7}$$

Nachdem das Elektron die Hülle des Atoms verlassen hat, wird der Platz durch ein höheres Hüllenelektron gefüllt, was charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt. Geschieht dies nicht im Detektor, sondern im Target, lassen sich diese Röntgenstrahlung-Peaks ebenfalls im Gammaspektrum beobachten.

 Der Comptoneffekt beruht auf der inelastischen Streuung des einfallenden Photons an dem Elektron. Abhängig vom Streuwinkel gibt das Photon einen Teil seiner Energie an das Elektron ab und hat schließlich einen anderen Impuls und eine andere Frequenz. Durch die Winkelabhängigkeit entsteht im Gammaspektrum ein Comptonuntergrund, da unterschiedlich viel Energie abhängig vom Winkel abgegeben wird. Das Maximum des Energieübertrags findet bei einem Streuwinkel von 180° statt, sodass hier eine Comptonkante zu sehen ist.

Für den Wirkungsquerschnitt des Comptoneffekts gilt eine Abhängigkeit der Form:

$$\sigma_{Comp} \propto \frac{Z}{E_{\gamma}} \tag{1.8}$$

3. Die Paarbildung beschreibt die Entstehung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares (meistens e^+e^-), wenn ein γ -Quant mindestens eine Energie äquivalent zur Ruhemasse beider Teilchen (also im Beispiel von e^+e^- wenigstens 1022 keV) besitzt. Positron und Elektron streuen, dann annihiliert das Positron mit einem Elektron des Detektormaterials unter Sendung zweier antilinear ausgerichteter Photonen mit je 511 keV, wobei es durchaus möglich ist, dass ein oder auch beide γ -Quanten nicht im Detektor registriert werden. In diesem Fall spricht man von Single- und Double-Escape-Peaks. Diese sind jeweils um 511 keV auf der Energieskala nach unten verschoben.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung beschreibt sich durch:

$$\sigma_{Paar} \propto Z^2 \ln(E_{\gamma}) \tag{1.9}$$

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte (Abb.5), so ist ersichtlich, dass der Photoeffekt im niedrigen Energiebereich (für Blei bis ca. 300 keV) und die Paarbildung im hohen Energiebereich (für Blei ab ca. 5 MeV) dominieren und dazwischen hauptsächlich der Comptoneffekt vorherrscht.

1.4.2 Koinzidenzen

Um ein Zerfallsschema wie das in Abb.1 aufzustellen, muss man die detektierten Zerfälle eines Kernes in einen Zusammenhang bringen. Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, bei Gammaspektroskopie Koinzidenzen zu überprüfen:

Wenn zwei γ -Quanten einer Probe koinzident gemessen werden, bedeutet dies, dass sie zeitlich nahe beieinander detektiert wurden. Zeitlich nah ist natürlich subjektiv und vom vorliegenden Fall abhängig, daher kann man in jeder Situation speziell für einen Detektor definieren, wie groß das sogenannte Koinzidenzfenster sein soll (Allerdings ist dies für einen Detektor begrenzt durch seine intrinsische Zeitauflösung. Für HPGe-Detektoren liegt diese



Abbildung 6: Beispielhafte Projektion einer $\gamma\gamma$ -Matrix mit Eventanzahlen gegen Energie in [keV] aufgetragen (siehe Text für Details)

typischerweise bei $\approx 10 {\rm ns}).$

Koinzidenz zweier γ -Quanten kann häufig bedeuten, dass sie aus demselben Zerfallsprozess eines Kerns stammen und daher zwei Übergänge auf dem Weg zur Abregung zum Grundzustand darstellen. Dies ist nicht selbstverständlich, da es häufig mehrere (verschiedene) Wege zur Abregung für den Kern gibt, sodass nicht alle γ -Quanten zueinander koinzident sind.

Auf diese Weise kann man die Wege der Abregung verfolgen und ein Schema aufstellen.

Ein beliebtes Werkzeug, um diese Koinzidenzen möglichst effizient zu untersuchen, ist die $\gamma\gamma$ -Matrix (Abb.6). Hierbei wird ebenfalls ein Spektrum aufgestellt, das Intensitäten gegen Energien aufträgt. Allerdings ist, anders als in einem Singlespektrum, diese Matrix an eine Vorbedingung geknüpft: Es werden nur solche Ereignisse aufgenommen, die zeitlich nahe zu einem anderen Ereignis geschehen sind. Aus diesem Grund ist eine $\gamma\gamma$ -Matrix im Allgemeinen symmetrisch, da, wenn γ_1 zu γ_2 koinzident ist und deswegen aufgenommen wird, dies andersherum demnach natürlich auch zutrifft.

Ist die $\gamma\gamma$ -Matrix erst einmal aufgestellt, kann man sogenannte Gatesⁱⁱ (Abb.7) auf einzel-

ⁱⁱDer Begriff *Gate/Cut* wird im Folgenden verwendet, um eine Koinzidenzbedingung für ein Spektrum zu beschreiben (siehe Abb.7). Dabei wird zwischen Peak- und Untergrund-Gate unterschieden.

Einführung



Abbildung 7: Cut (Gate) in Projektion mit Energie in [keV], mit Koinzidenzspektrum in der linken Ecke verkleinert abgebildet

ne Energiebereiche setzen, um dadurch ein Spektrum (Abb.7 oben links verkleinert dargestellt) zu erhalten, welches alle Events in einem Single-Spektrum anzeigt, die koinzident zu dieser Energiebedingung (Gate) aufgenommen wurden. Auf diese Weise lässt sich ein Zusammenhang zwischen den einzelnen Niveaus erkennen (und zudem auch direkt feststellen, wie wahrscheinlich die verschiedenen möglichen Wege befolgt werden).

1.4.3 γ -Detektoren

Halbleiterdetektoren

In einem Halbleiterdetektor werden Halbleitermaterialien verbaut, in welchen dann die einfallende Strahlung detektiert wird[8]. Man nutzt die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband, sodass man die Auflösung des Detektors teilweise manipulieren kann. Durch Kühlen lässt sich das Rauschen durch Temperatureinfluss minimieren und auch eine Dotierung mit Fremdatomen sorgt für eine veränderte Bandlücke.

Bei der Messung werden durch die Photonen Elektronen (und Löcher) erzeugt, welche durch eine angelegte Gleichspannung nach außen zu Elektroden wandern und dort als Strom messbar sind. Dabei ist die Anzahl proportional zur gemessenen Energie. Halbleiterdetektoren bieten sich vor allem an, wenn man eine hohe γ -Energieauflösung braucht (wie bei der Identifizierung von Isotopen). Zur Wahl des Detektors ist hier auch wichtig, welcher Energiebereich abgedeckt werden soll, da es viele verschiedene Halbleitermaterialien gibt, welche sich prinzipiell eignen (Germanium (High Purity Germanium Detektoren, im Folgenden kurz HPGe-Detektoren), Silizium, auch in dotierten Formen wie Ge(Li) oder Si(Li) u. v. m.).

In dem vorliegenden Experiment wurden HPGe-Detektoren verwendet.

Szintillatoren

Bei einem Szintillator erzeugt die einfallende ionisierende Strahlung Lichtblitze in den Kristallen des Detektoren, welche in ihrer Intensität und Häufigkeit dann Rückschlüsse auf die Energie und Anzahl der Photonen zulassen[9].

Vorteil eines Szintillatordetektors ist (neben den im Allgemeinen geringeren Kosten) vor allem die schnelle Ansprechzeit, welche bspw. genutzt werden kann, um Spektrometrie oder Lebensdauermessungen durchzuführen, welche darauf angewiesen ist, dass man den Zeitpunkt eines Events gut ermitteln kann. Beispiel dafür ist die 'fast-timing' Lebensdauermessung, bei der im Allgemeinen LaBr_3 -Detektoren verwendet werden, um den Zeitunterschied zweier Signale zu detektieren. Da die Energieauflösung eines solchen Detektors aber deutlich schlechter als die von bspw. einem HPGe-Detektors ist, werden normalerweise zusätzlich noch solche verwendet, um für eine gute Auflösung zu sorgen.

Auch bei Szintillatoren gibt es diverse Varianten (bspw. NaI, Zinksulfid, $LaBr_3$, Letzteres wird im weiteren Verlauf nur noch als LaBr-Detektor bezeichnet).

1.5 Kernmodelle

Kernmodelle werden verwendet, um einen Kern näherungsweise zu beschreiben. Diese werden anschließend genutzt, um Aussagen über erwartbare Ergebnisse von Experimenten treffen zu können.

Verschiedene Modelle stehen zur Verfügung, um einen Kern zu beschreiben.

Eines der wichtigsten Modelle ist das Schalenmodell, welches es ermöglicht, die magischen Zahlen der Kerne zu erklären.

1.5.1 Schalenmodell

Das Schalenmodell wurde analog zum Schalenmodell der Atomphysik/Chemie erstellt, in dem die Elektronenhüllen eines Atoms modelliert werden. In der Kernphysik beschreibt es, wie Nukleonen im Kern (Protonen und Neutronen) ebenfalls Schalen auffüllen[10]. Auch

Einführung

hier gibt es, ähnlich wie in der Chemie, Anzahlen an Nukleonen, bei denen Schalenabschlüsse vorliegen. Diese Zahlen nennt man magische Zahlen und sie markieren besonders stabile (magische) Kerne (dies ist z. B. an der Separationsenergie für einzelne Nukleonen oder der relativen Häufigkeit bestimmter Isotope in der Natur identifizierbar). Auch dieses Analogon findet man in der Chemie in Form der Edelgase wieder.

Grundsätzlich sorgt für den Schalenaufbau das Pauli-Prinzip, welches besagt, dass Fermionen (also auch Protonen und Neutronen) antisymmetrische Wellenfunktionen haben müssen. Außerdem spielt auch die Spin-Bahn-Kopplung eine Rolle, da hierdurch die charakteristischen magischen Zahlen entstehen, welche man so aus der Chemie noch nicht kannte. Die Spin-Bahn-Kopplung, welche berücksichtigt, dass Spin- und Bahndrehimpuls eines Nukleons konstruktiv oder destruktiv miteinander interagieren können, sorgt dafür, dass Schalenabschlüsse zu anderen Anzahlen von Nukleonen stattfinden, als man dies aus dem Schalenmodell der Chemie erwartet hätte (Abb.8).

Mithilfe des Schalenmodells lassen sich heutzutage Drehimpulse und Energieniveaus von Kernen in bestimmten Zuständen voraussagen.



Abbildung 8: Schalenmodell der Kernphysik([1], S.144) mit magischen Zahlen (rechts)

1.5.2 Kollektive Modelle

Da das Schalenmodell auf einem mittleren Potential für einzelne Nukleonen basiert, ist es vor allem zur Beschreibung für Kerne nützlich, bei denen Grundzustand oder einfache Anregungen vorliegen, die von nur wenigen angeregten Nukleonen beschrieben werden können[2]. Für manche angeregten Zustände müssen aber mehr Nukleonen zur Anregung beitragen. Beispielsweise kann eine Rotation oder Vibration häufig nicht durch die Position der diversen Nukleonen in einem solchen Potential beschrieben werden, was dazu führt, dass man auf kollektive Modelle zurückgreift. Hier spielt die kombinierte Anregung mehrerer Nukleonen eine größere Rolle, was auf verschiedene Weise in ein Modell einfließt. Beispielsweise wird die Vibration des Kerns dann unter Umständen als Schwingung des ganzen Kerns oder der Oberfläche statt der einzelnen Nukleonen gesehen.

1.5.3 Fortschritt der Modelle

Es gibt eine große Menge an Informationen zu den meisten Kernen. Viele verschiedene Reaktionen mit diversen Isotopen sind in den letzten Jahren experimentell untersucht worden, sodass Eigenschaften wie die Übergangsenergien, Drehimpulse, Paritäten und Lebensdauern von vielen Kernen bereits (unterschiedlich genau) bekannt sind. In Datenbanken abgespeichert kann die Weltbevölkerung auf diese Informationen zugreifen.

Dennoch gibt es auch heutzutage noch Vieles, was man tun kann, um neue Informationen zu gewinnen oder alte zu präzisieren (oder auch nur zu bestätigen). Die Daten werden ständig aktualisiert und verbessert, sodass es in der Kernphysik einige Gründe gibt, derartige Experimente durchzuführen, um weitere und bessere Informationen über die Beschaffenheit von Atomkernen zu erhalten.

Beispiele für neue Messungen sind Lebensdauermessungen von Zuständen, die noch nicht häufig bevölkert wurden, genauere Messungen von Energieniveaus und vieles mehr.

Experiment

2.1 Beschreibung

Die Daten der vorliegenden Arbeit stammen von einer Messreihe aus dem Jahr 2014 am Plungeraufbau des Kölner Tandembeschleunigers. Ursprünglich lag der Fokus des Experiments auf der Reaktion ²⁰⁸Pb(¹²C, ⁸Be)²¹²Po, um so niederenergetische Zustände in ²¹²Po zu bevölkern[11]. Dafür wurde eine Strahlenergie von 62 MeV knapp unterhalb der Coulombbarriere gewählt, sodass möglichst wenig hochenergetischen Zustände erreicht würden. Zusätzlich wurde außerdem für einige Stunden Messungen bei 64 MeV Strahlenergie knapp über der Coulombgrenze durchgeführt, welche in der vorliegenden Arbeit untersucht werden. Dabei ging es vor allem darum herauszufinden, welche Isotope und Zustände durch Fusion-Verdampfungs-Reaktion bevölkert werden und in welchem Verhältnis und welcher Menge diese auftreten. Zunächst sollten die Daten der 'in-beam' Gammaspektroskopie ausgewertet werden, die einzelnen Zustände identifiziert und anschließend miteinander in Anzahl/Intensität verglichen werden.

2.2 Experimenteller Aufbau

2.2.1 Target

Das Target war eine $10 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dicke Bleifolie, die aus verschiedenen Blei-Isotopen zusammengesetzt war, welche in Tabelle 1 angegeben sind[12]. Weitere Verunreinigungen waren unter anderem Zink (<0,2%) und Wolfram (<0,05%). Andere Elemente lagen ebenfalls zu weniger als 0,05% vor.

Diese Isotope sind die hauptsächlichen Targetkerne der Reaktion. In erster Linie sollte sie nur mit ²⁰⁸Pb durchgeführt werden, jedoch ist es nur begrenzt möglich, dies frei von Verunreinigungen herzustellen.

Isotop	Anteil [%]
$^{208}\mathrm{Pb}$	$99,14 \pm 0,1$
$^{207}\mathrm{Pb}$	$0{,}69\pm0{,}05$
$^{206}\mathrm{Pb}$	$0{,}17\pm0{,}05$
$^{204}\mathrm{Pb}$	< 0.05

Tabelle 1: Bleibestandteile des Targets

2.2.2 Detektoren

Das Experiment fand im Plungeraufbau des Kölner Tandembeschleunigers statt[11]. Um eine Gammaspektroskopie durchführen zu können, lagen im Versuch 12 HPGe-Detektoren vor (Abb.9), die in drei Ringen zu verschiedenen Winkeln um die Probe verteilt waren. Die ersten fünf Detektoren lagen bei 142° rückwärtig zur Strahlrichtung, die nächsten sechs bei 35° in Richtung des Strahls und ein letzter bei 0°.

Für Gammaspektroskopie sollte uninteressante Strahlung möglichst herausgefiltert werden, daher wurden vor die HPGe-Detektoren Abschirmkappen aus Pb und Cu gesetzt, welche die niedrig liegenden Röntgenstrahlen des Blei-Targets absorbieren sollten. Dies sorgte allerdings generell auch für eine schlechtere Detektoreffizienz im niedrigen Energiebereich. Da ursprünglich vor allem der Ausgangskanal ²¹²Po untersucht werden sollte, befanden sich im Aufbau außerdem noch 6 Solarzellen in einem Winkelbereich zwischen 116,8 ° und 167,2 °, welche als Teilchendetektoren fungieren sollten. In der vorliegenden Auswertung wurden die Solarzellen nicht beachtet, da keines der entstehenden Isotope bevorzugt werden sollte.

2.3 Durchführung

Am 19.09.2014 wurden zunächst einige letzte Justierungsmaßnahmen ergriffen, bevor es schließlich am Nachmittag mit den richtigen Messungen losging. Zwischendurch wurden immer wieder Veränderungen vorgenommen (wie bspw. auch die Erhöhung der Strahlenergie, deren Daten hier ausgewertet wurden).

Die für diese Arbeit relevanten Messabschnitte Run 31 und 32 mit Strahlenergie 64 MeV fanden vom 23.09. um ca. 17 Uhr bis zum 24.09. um 9 Uhr statt. Dabei bestand Run 31 aus 89 Subruns (über 14,5 h), welche relativ viel Statistik versprachen, wohingegen Run 32 nur einige wenige Subruns (1,3 h) enthielt.



Abbildung 9: HPGe-Detektoren mit Abschirm-Kappen um Targetplatz (Mitte) des Plunger-Aufbaus der Uni Köln[13]. Der Strahl kommt von rechts.

Später stellte sich außerdem heraus, dass zwischen Run 31 und 32 die Absorberkappe eines Detektors rejustiert worden war (allerdings ergaben Prüfungen, dass dies das Spektrum nicht nennenswert änderte).

Es gab über Run 31 und 32 hinaus noch ein paar weitere Runs (29, 30 und 33) mit Strahlenergie 64 MeV, allerdings fielen diese aus verschiedenen Gründen heraus. Teilweise waren die Runs nicht aussagekräftig, weil es einen technischen Defekt während der Messung gegeben hatte, teilweise hatte man die Messbedingungen für die Detektoren geändert, sodass die verschiedenen Runs nicht untereinander kompatibel waren.

Nach Run 33 wurde die Strahlenergie wieder auf 62 MeV gesetzt und die Messung fortgeführt, bis sie schließlich bei Run 61 am 28.09. um ca. 13 Uhr beendet wurde.

2.4 Ziele und Aussichten

Ziel der Auswertung war es, die verschiedenen Zustände, welche bevölkert wurden, zunächst zu identifizieren und anschließend auch zu überprüfen, wie viel Statistik eine Messung einer solchen Reaktion für eine Analyse dreifacher Koinzidenz bereitstellen könne; der Grund dafür liegt darin, dass ein möglicher Schritt in der Zukunft sein könnte, die Lebensdauer der bekannten niederenergetischen Zustände zu messen. Dafür wäre es nötig, aus den Messungen von HPGe- und LaBr-Detektoren eine $\gamma\gamma$ -Matrix aufzustellen, welche bereits eine Vorbedingung in Form einer Koinzidenz zu γ_0 erfüllt. Dies ist notwendig, da die LaBr-Detektoren zwar für fast-timing Lebensdauermessungen unerlässlich sind, selbst aber schlechte Energieauflösung haben, sodass mithilfe einer zuvor gesetzten Koinzidenzbedingung im HPGe-Detektor für ein möglichst klares Spektrum gesorgt wird. Daher entspricht die Statistik, welche man bei einer $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse erhält, ungefähr jener, welche einem dann in einer Lebensdauermessung zur Verfügung stünde.

Datenanalyse

3.1 Energieeichung

Um die vorliegenden Daten effektiv analysieren zu können, wurde zunächst eine Energieeichung durchgeführt. Dabei wurde mithilfe einer Eichquelle ein Zusammenhang zwischen den Aufnahme-Kanälen und den zugehörigen Energiewerten erstellt. Hierfür wurde eine ²²⁶Ra-Quelle verwendet, die mehrfach vor, während und nach der Hauptmessung zur Eichung eingemessen wurde. Da die Eichung nicht über beliebige Zeiträume konstant bleibt, wurde eine Eichmessung verwendet, die direkt vor Beginn der Hauptruns durchgeführt wurde. Die zeitliche Nähe zur hier behandelten Messung war dafür das ausschlaggebende Argument.

Es wurden die (Kanal-)Positionen prägnanter Peaks (mit bekannten Energien[14]) aufgenommen und anschließend mit den dazugehörigen Literaturangaben gefittet.

Durch dieses Verfahren entstand schließlich ein Satz Parameter (einer quadratischen Eichfunktion) für jeden Detektor, welche anschließend in der Analyse der eigentlichen Messdaten verwendet wurden (Abb.10a).

3.2 Effizienzeichung

Eine weitere Vorbehandlung war nötig, weil die HPGe-Detektoren nicht alle γ -Energien gleich gut detektieren. Aus diesem Grund führt man eine Effizienzeichung durch: Mithilfe der Literaturangabe von relativen Intensitäten der Eichquelle[14] wird eine Effizienzfunktion bestimmt. Nur so lassen sich die Intensitäten untereinander vergleichen. Es gilt:

$$\epsilon_{rel}(E_{\gamma}) = \frac{N(E_{\gamma})}{I_{Lit,rel}} \tag{3.1}$$

Die Wertepaare für Energien prägnanter Peaks im summierten Spektrum wurden gefittet, wobei diverse Funktionen grundsätzlich infrage kamen. Letztendlich trafen zwei Funktionen am ehesten zu; eine stammt aus dem *Radware*-Paket von David Radford[15] (3.2), die andere basiert auf einer Angabe in der Doktorarbeit von Dr. Ingo Wiedenhöver[16] (3.3). Man erhält so

$$\epsilon_1(x) = \exp\left[\left(\left(A + B \ln\left(\frac{x}{100}\right)\right)^{-F} + \left(C + D \ln\left(\frac{x}{1000}\right) + E \ln^2\left(\frac{x}{1000}\right)\right)^{-F}\right)^{\left(-\frac{1}{F}\right)}\right] \quad (3.2)$$

und

$$\epsilon_2(x) = A \, \exp\left[-B \, \ln\left(x - C + D \, \exp\left(-E \, x\right)\right)\right] \tag{3.3}$$

mit x der γ -Energie und den in Tabelle 2 angegebenen Parametern:

Funktion	А	В	С	D	Ε	F
Radware (3.6)	8,605469	2,630922	9,963923	-0,5427661	-0,08633773	20
Wiedenhöver (3.7)	12613210	0,8654207	-601,0112	47093,19	0,02282235	/

Tabelle 2: Fitparameter der beiden zur Effizienzkorrektur genutzten Funktionen

In Abb.10b kann man gut den Verlauf der Effizienz beobachten. Auch wenn die beiden Kurven fast überall identisch sind, lagen im Bereich bis 200 keV nicht genug Messpunkte vor, um eine der zwei Kurven der anderen vorzuziehen.

In der später folgenden Auswertung wurde also für beide Effizienzkurven eine dazugehörige Nominalintensität bestimmt und anschließend gemittelt. Der Fehler wurde so gewählt,



tren der 12 HPGe-Detektoren

(b) Effizienzkurven für Summenspektrum

Abbildung 10: Diagramme für Energie- und Effizienzeichung durchgeführt für die vorliegenden Daten mit Energie in [keV]

dass er beide Extremwerte mit einschließt.

3.3 Theoretische Modellrechnung der Kernreaktionen

Mithilfe von CASCADE[5] und PACE4[6] war es möglich, die Wirkungsquerschnitte verschiedener Kernreaktionen im Voraus zu bestimmen, sodass bereits ein kleiner Ausblick darüber, was im Experiment selbst zu erwarten war, vorlag.



(a) CASCADE

(b) PACE4 bei 64MeV

Abbildung 11: Ergebnisse der Modellrechnungen beispielhaft für das Target-Isotop²⁰⁸Pb, integriert über die Eindringtiefe

3.3.1 CASCADE

CASCADE ermittelt die Wirkungsquerschnitte der angegebenen Reaktion mithilfe der Strahlenergie. Dabei wurden für die vorliegende Rechnung Werte von 62 bis 66 MeV in 1 MeV-Schritten verwendet und dies für die vier Blei-Isotope durchgeführt, die das Target ausmachen. Anschließend wurden mithilfe der Isotop-Mengenverhältnisse die verrechneten Wirkungsquerschnitte für alle daraus resultierenden Reaktionsmöglichkeiten erstellt.

Die für CASCADE geltende Coulombgrenze ist in Abb.11a (exemplarisch für 208 Pb) gestrichelt eingezeichnet und liegt dort bei 62,53 MeV, welche in der vorliegenden Auswertung überschritten wurde.

Wie man in Tabelle 3 sehen kann, wird nach CASCADE vor allem ²¹⁷Ra und dicht gefolgt ²¹⁸Ra erwartet. ²¹⁶Ra und ²¹⁹Ra liegen mit ihren Wirkungsquerschnitten bereits in der Dimension 10^2 µb. Außerdem fällt auf (siehe Abb.11a), dass laut CASCADE der Spaltungskanal stark bevorzugt wird. Die Wirkungsquerschnitte von Fusion und Spaltung sind

Isotop	220 Ra	219 Ra	218 Ra	217 Ra	216 Ra	215 Ra	214 Ra	213 Ra	210 Rn	
σ in μb	$0,\!99$	$19,\!83$	158,75	$6207,\!2$	$56,\!33$	$10,\!55$	0,33	$5,\!95$	< 0,04	

Tabelle 3: Verrechnete Wirkungsquerschnitte dieses Experiments mit CASCADE bei
 $64\,\mathrm{MeV}$

Radium-Isotope	219 Ra	218 Ra	217 Ra	216 Ra	215 Ra	214 Ra	213 Ra
σ in μ b	1,26	3093	92715	633	91,8	$0,\!18$	10,95
Francium-Isotope	218 Fr	217 Fr	216 Fr	215 Fr	214 Fr	213 Fr	
σ in μ b	$15,\!07$	7,78	$0,\!14$	$0,\!05$	0,02	$0,\!13$	
Radon-Isotope	216 Rn	215 Rn	214 Rn	213 Rn	212 Rn	211 Rn	210 Rn
σ in µb	1,26	508, 59	1660	$22,\!45$	20,08	$1,\!3$	4,6
Polonium-Isotope	²¹² Po	²¹¹ Po	²¹⁰ Po	²⁰⁹ Po	²⁰⁸ Po	²⁰⁷ Po	
σ in μb	6,3	8,81	$2,\!44$	$0,\!15$	0,02	0,02	
Astat-Isotope	$^{213}\mathrm{At}$	211 At	210 At				
σ in µb	< 0,01	$<\!0,\!01$	$0,\!01$				

Tabelle 4: Verrechnete Wirkungsquerschnitte dieses Experiments mit PACE4 bei
 $64\,\mathrm{MeV}$

fast identisch und deutlich größer als der der anschließenden Verdampfung von Nukleonen. ²¹⁰Rn ist das einzige von CASCADE vorhergesagte Isotop, welches nicht dem Element Radium angehört. Es handelt sich also bei fast allen vorhergesagten Isotopen um reine Neutronenverdampfung.

Ausgehend vom deutlichen Unterschied in den Wirkungsquerschnitten legt die CASCADE-Berechnung also nahe, die Daten in der Analyse insbesondere auf 217 Ra und 218 Ra zu untersuchen.

3.3.2 PACE4

In PACE4 wurde nicht nur der Strahlenergiewert von 64 MeV, sondern auch die Präzision der Monte-Carlo-Simulation angegeben. Für diese Arbeit wurden Durchgänge von 100000 Schritten erstellt (Abb.11b), erneut mit den Blei-Isotopenverhältnissen verrechnet und dann verglichen (siehe Tabelle 4). Die Coulomb-Barriere liegt hier bei ca. 59 MeV. Auch diese wurde mit 64 MeV-Strahlenergie überschritten.

Man sieht schnell, dass PACE4 deutlich mehr Möglichkeiten als CASCADE errechnet hat.

Darüber hinaus sind es bei PACE4 auch nicht fast ausschließlich nur Radium-Isotope. Insgesamt werden bis zu fünf Elemente in verschiedenen Ausführungen vorhergesagt (Ra, Rn, Po, Fr, At).

Es fällt auf, dass die Isotope ²¹⁷Ra, ²¹⁸Ra, ²¹⁴Rn, ²¹⁶Ra und ²¹⁵Rn die größten Wirkungsquerschnitte haben ($10^3 \mu b$). Außerdem sind diese auch deutlich größer als jene, welche man durch CASCADE erhält. In beiden Fällen wurden für die 3 n-Verdampfungs-Reaktionskanäle die größten Wirkungsquerschnitte errechnet.

Für die darauf folgende Analyse lag es nun also nahe, zuerst auf diese prägnanten Isotope zu testen und anschließend festzustellen, ob es weitere Koinzidenzen gebe, welche noch nicht unter die Strahlung besagter Kerne fallen.

Desweiteren erhält man bei PACE4 Informationen über den Wirkungsquerschnitt abhängig vom Spin des entstehenden Compoundkerns. Dadurch ist es mit Abb.12 möglich, eine Veranschaulichung des Effektes zu erzielen, dass bei der vorliegenden Fusion-Verdampfungs-Reaktion mit Strahlenergie von 64 MeV relativ niedrige Drehimpuls-Zustände bevölkert werden.



Abbildung 12: Wirkungsquerschnitt in [mb] gegen den Spin des Compoundkerns aufgetragen, berechnet von PACE4 bei 64 MeV für die verrechneten Targetbestandteile

3.4 Gammaspektroskopie

Zunächst wurden mithilfe des Programms *Soco2* die Events der Runs 31 und 32 zu einem Singlespektrum zusammengefasst, um dieses zu untersuchen.

3.4.1 Singlespektrum

Dabei ergab sich das Spektrum in Abb.13. Hier fielen bereits bei der ersten Ansicht vor



Abbildung 13: Komplettes Singlespektrum der ausgewerteten Daten mit Energie in [keV]

allem die Peaks in Höhe von 511 und 539 keV ins Auge. Der starke Ausschlag bei 511 keV ist zu erwarten gewesen, da dies die Ruheenergie eines Elektrons ist (in dem Fall wäre eine mögliche Erklärung also die e^+e^- -Annihilationsquanten), 539 keV jedoch kommt von einem der zwei Grundzustandsübergänge von ²¹⁷Ra, sodass hier bereits ein Indiz vorliegt, dass dieses Isotop in der Reaktion produziert wurde.

Zur Analyse wurden die Energien, Breiten (FWHM) und Volumina der Peaks (alle incl. Fehler) aufgenommen. Die effizienzkorrigierte relative Intensität (relativ zu einer Maßstabslinie I_0) ergab sich mit

$$I_{rel}(E_{\gamma}) = \frac{N(E_{\gamma})}{\epsilon_{E_{\gamma}}} \cdot I_0 \qquad (3.4)$$

sodass sich die Intensitäten anschließend gut untereinander vergleichen ließen.

Leider fiel schnell auf, dass es einige Doppelpeaks gab, welche sich im Singlespektrum nicht gut differenzieren ließen, sodass schließlich die Entscheidung fiel, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen zu analysieren.

3.4.2 $\gamma\gamma$ -Matrix

Nach einer erneuten Sortierung mithilfe von *Soco2* wurde nun die $\gamma\gamma$ -Matrix erstellt. Hierbei ergab sich zunächst ein Projektionsspektrum, das man anschließend noch mit Gates versehen konnte (siehe Abb.14).

Auch hier fielen die bereits erwähnten starken Peaks auf, jedoch sieht dieses Spektrum



Abbildung 14: Projektion der sortierten $\gamma\gamma$ -Matrix der hier ausgewerteten Daten im Energiebereich bis ca. 1100 keV

nun anders aus als zuvor (vgl. Abb.13 und 14).

Nun wurden Gates auf die Peaks gesetzt, welche den Übergängen der erwarteten Isotope in den Grundzustand entsprechen, um die dazugehörigen Koinzidenzen zu untersuchen. Darüber hinaus wurden alle weiteren prägnanten Linien noch überprüft, um eventuell zusätzliche, von der theoretischen Berechnung ausgenommene Isotope zu entdecken.

Leider stellte sich nach der ersten Analyse heraus, dass aufgrund einer veralteten Soco2-Version und suboptimaler Sortier-Parameter die dort bestimmten Intensitäten nur innerhalb eines Isotops vergleichbar waren. Dies lag daran, dass Soco2 die Events verschiedener Reaktionskanäle nicht gleichermaßen sortiert hatte: Eigentlich sollte die Bedingung überprüft werden, dass 2-5 Koinzidenzen innerhalb der Germaniumdetektoren vorliegen und die Solarzellen gar nicht berücksichtigt werden, da sie für diese Analyse nicht relevant sind. Tatsächlich hatte das Programm aber jegliche Events, in denen eine Solarzelle ein Ereignis koinzident vermessen hatte, verworfen, was dafür sorgte, dass Isotope, bei denen ein evaporiertes Teilchen detektiert wurde, eine geringere Intensität in der $\gamma\gamma$ -Matrix aufwiesen als tatsächlich eigentlich vorliegen müsste. Aus diesem Grund sind nur Ereignisse aus demselben Reaktionskanal bzw. aus einem Reaktionskanal mit derselben Detektierwahrscheinlichkeit für Teilchen untereinander vergleichbar[17]. Eine neue Sortierung mit den richtigen Parametern ergab, dass innerhalb eines Gates für ein bestimmtes Isotop die $I_{\gamma,rel}$ unverändert blieben, dies aber für den Vergleich zwischen zwei Isotopen nicht mehr zwingend gegeben war.

Nichtsdestotrotz gab auch dies bereits einige Auskünfte über die Bevölkerung von Zuständen innerhalb eines Isotops, worauf später noch eingegangen wird.

3.4.3 (γ_0) - $\gamma\gamma$ -Matrizen

Im Anschluss an die Analyse der $\gamma\gamma$ -Matrix wurden noch einige exemplarische $\gamma\gamma$ -Matrizen (nun mit den richtigen Programmparametern) mit einer zuvor festgelegten Koinzidenz zu einem Übergang γ_0 als Grundbedingung aufgestellt und überprüft, um genauere Informationen über die Zerfallswege bei Doppelpeaks zu erhalten und Aussagen über die Statistik einer solchen Matrix treffen zu können.

Da ein fortführendes Experiment als Folge dieser Auswertung sein könnte, die Lebensdauer der detektierten Zustände durch fast-timing Messungen mit LaBr zu bestimmen, ergab es Sinn, exemplarisch für Run 31 (ca. 14,5 h) solche $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrizen aufzustellen, da dort eine ähnlich große Statistik vorliegt wie in einer Lebensdauermessung mit HPGe- und LaBr-Detektoren.

Desweiteren war eine solche $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse nützlich, um grobe Aussagen über die Verhältnisse der Intensitäten zwischen verschiedenen Isotopen abgeben zu können, da bei dieser Sortierung nun dafür gesorgt wurde, dass der Fehler bzgl. der Sortierparameter behoben wurde. Allerdings ist auch dieses Ergebnis nur eine grobe Anschauung, da in einer (γ_0) - $\gamma\gamma$ -Matrix jene Isotope stärker hervorgehoben werden, die viele γ -Übergänge besitzen, da die Bedingung von drei Koinzidenzen für eine solche Matrix für eine Kaskade mit vielen Zwischenschritten einfacher erfüllt wird als für eine mit nur ein oder zwei Zwischenniveaus.

Ergebnisse

4.1 $\gamma\gamma$ -Analyse

Insgesamt wurden sieben verschiedene Isotope durch die Fusion-Verdampfungs-Reaktion aus dem in Abb.15 dargestellten Massenzahl-Bereich detektiert, welche im Folgenden aufgelistet werden.

Die folgenden Werte für E_{γ} sind nur maximal bis zur zweiten Nachkommastelle genau angegeben, da die Energieeichung einen Offset-Fehler von 0,1 keV hat, sodass selbst bei genaueren Angaben der Volumina der Peaks die Intensitäten und Positionen nicht sicherer werden.

Für die Darstellung der Zerfallsschemata wurde das *Radware*-Paket verwendet[18]. Dabei wurden nur Übergänge eingezeichnet, die in dieser Auswertung selbst aufgenommen wurden (Ausnahmen werden im Abschnitt 'Probleme' besprochen). Die Zusammenhänge basieren auf den Schemata der Literatur[19], die Intensitäten und Energien sind der Auswertung entnommen.

Es wurden nur Intensitäten der γ -Übergänge ausgewertet, die Elektronenkonversions-Raten sind nicht berücksichtigt.



Abbildung 15: Hier relevanter Nuklidkartenausschnitt

4.1.1 ²¹⁶Ra

Im vorliegenden Experiment entstand ²¹⁶Ra vorrangig durch die Fusion-Verdampfungs-Reaktion mit dem ²⁰⁷Pb-Anteil des Targets, wobei der Compoundkern ²¹⁹Ra dort drei Neutronen verdampfte.

Die Ergebnisse der Auswertung sind in Tabelle 5 dargestellt, dadurch kann man einen Vergleich zu Zerfallsschemata der Literatur[19] ziehen (Abb.16).



Abbildung 16: ²¹⁶Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.5)

Probleme bereiteten hier vor allem die Ungewissheit, ob beide 344 keV-Peaks von 216 Ra detektiert werden, und die Tatsache, dass der Grundzustandsübergang 688,2 keV sehr nahe an einem Übergang im Bereich 686 keV von 189 Au liegt, sodass zunächst irrtümlicherweise

	$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen	
	203,5(1)	8^+	6^+	203,8(2)	6(5)		
	343,5(1)	6^{+}	4^{+}	343,4(2)	34(9)	$\mathrm{Doppelpeak}^{a}$	
	475,9(2)	4^{+}	2^{+}	475,4(1)	51(10)		
	688,2(2)	2^{+}	0^+	$687,\!6(1)$	100(8)		
^a 344 g	gibt es doppelt in 216 F	Ra					

Tabelle 5: ²¹⁶Ra Übergänge mit Literaturangaben [19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

darauf ein Gate gesetzt wurde (siehe auch Abschnitt 'Weitere Linien').

Außerdem lag sehr wenig Statistik für dieses Isotop vor, sodass gerade bei der $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix keine Analyse möglich war, welche die Ergebnisse hätte unterstützen können. Dies lag zum Teil an der geringen Anzahl verschiedener Übergänge (siehe Abschnitt 'Probleme').

4.1.2 ²¹⁷Ra

 $^{217}{\rm Ra}$ entstand in der Fusion-Verdampfungs-Reaktion vor allem, wenn der Compoundkern $^{220}{\rm Ra}$ (aus der eigentlich geplanten Reaktion) drei Neutronen verdampfte.

Um dieses Isotop zu untersuchen, wurden unter anderem Gates auf die Grundzustandsübergänge 539,6 und 330,8 keV gelegt. Nun wurden die damit koinzidenten Peaks mit den aus der Literatur bekannten Übergängen von ²¹⁷Ra verglichen[19].

Durch die zwei möglichen Grundzustandsübergänge (Abb.17) ist eine Analyse der Übergänge, denen 539,6 und 330,8 keV folgen können, erheblich aufwändiger. Aus diesem Grund wurden aus der Literatur[19] mithilfe der relativen Intensitäten die γ -Verzweigungsanteile b(213,0), b(330,0), b(335,6), b(406,4), b(600,3) und b(391,2) bestimmt, um daraus mit

$$I_{mess} = I_{wahr} \cdot b_{Kaskade} \tag{4.1}$$

aus der gemessenen relativen Intensität eines γ -Übergangs des gegateten Spektrums die wahre relative Intensität zu erhalten. Für 391,2 keV konnte dies nicht der Literatur entnommen werden, da keine Angabe dazu existierte, daher wurde im Rahmen dieser Arbeit für I_{γ ,rel} ein γ -Verzweigunsanteil zwischen 391,2 und 600,3 keV bestimmt. Hierbei ergab sich eine Quote von 4,53:100, was einem Prozentanteil von $b(391, 2) = \frac{4,53}{100+4,53} = 4,33\%$ entspricht. Allerdings wurde ein Fehler von 6,65% bestimmt, sodass dieses Ergebnis zu unsicher ist, als dass dies ohne genauere Messung übernommen werden könnte.

Mithilfe dieser γ -Verzweigungsanteile ließen sich die Intensitäten von Übergängen bei 228,9, 330, 335,6, 335,7, 404,7 und 406,4 keV bestimmen. Für $I_{\gamma,rel}(335,7)$ wurde außerdem das Verhältnis des Gesamtpeaks von 335 und von 539,6 keV im Singlespektrum verwendet und anschließend $I_{\gamma,rel}(335,6)$ abgezogen. Die auf diese Weise bestimmten Intensitäten sind in Tabelle 6 mit * markiert.

Durch die zwei unterschiedlichen Grundzustandsübergänge war es darüber hinaus notwendig, auch die Intensitäten von 330,8, 539,6, 462,3 und 600,3 keV im Single-Spektrum zu bestimmen, um das Verhältnis der beiden Kaskadenausgänge zu identifizieren und beide einheitlich in Relation zu den Peaks in den Koinzidenzspektren angeben zu können. In Tabelle 6 sind die resultierenden Werte angegeben.



Abbildung 17: ²¹⁷Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.6)

Zusätzlich zu jenen Peaks wurden zu 600,3 und 406,4 keV koinzident noch Übergänge mit einer Energie von 395 keV detektiert. Da diese jedoch der Literatur nach unbekannt sind und zudem keinen Grundzustandsübergang besäßen (da sie nicht zu 539,6 oder 330,8 keV koinzident waren), liegt die Vermutung nahe, dass dieser Übergang aus einem anderen Kern stammt, welcher hier nicht identifiziert werden konnte.

Für 365,5 keV stellt sich ein ähnliches Problem dar. Die Übergänge sind koinzident zu 330,8, nicht jedoch zu 600,3 keV. Es ist also möglich, dass ein weiterer Übergang zum Niveau 330,8 keV existiert, der parallel zum Übergang 600,3 keV verläuft. Dabei ist nicht klar, ob vorher der Übergang 119,1 keV durchlaufen wird oder nicht. Auch ein Übergang aus einem anderen Isotop ist nicht auszuschließen, daher wurde dieser Übergang nicht in das Zerfallsschema eingezeichnet.

Desweiteren ist der Übergang mit 287,3 keV kurz zu beleuchten: Hier folgt im Anschluss in der γ -Kaskade laut Literatur ebenfalls der Übergang mit 119,1 keV, der jedoch nicht oder kaum detektiert wurde. Es lässt sich dazu anmerken, dass es gut möglich ist, dass der Übergang durch die Detektorabschirmung unterdrückt wurde, weil er so niederenergetisch ist. Dasselbe gilt analog auch für die Übergänge mit 171,1 und 126,6 keV, die auf Übergänge folgen, welche eine deutlich höhere Intensität haben. Aus diesem Grund basiert das vorliegende Zerfallsschema auf dieser Interpretation (siehe auch $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse) und ist, was diese Intensitäten angeht, nicht genau.

$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J^{\pi}_{i,Lit}$ $J^{\pi}_{f,Lit}$	$E_{\gamma}~[\rm keV]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen
126,6(2)	$\left(\frac{15}{2}^{-}\right) \left(\frac{13}{2}^{+}\right)$	126,3(1)	4(3)	
156,8(5)	$(23/2^{-})$ $(21/2^{+})$	156,1(2)	1,8(12)	a
171,1(5)	$(19/2^{-})$ $(17/2^{+})$	171,3(4)	2,4(18)	
213,0(5)	$(23/2^+)$ $(21/2^+)$	212,9(1)	$2,\!6(8)$	
228,9(2)	$(27/2^+)$ $(23/2^+)$	228,8(1)	$14(4)^*$	
281,4(2)	$(21/2^+)$ $(17/2^+)$	281,2(1)	11,0(13)	$\operatorname{Doppelpeak}^{b}$
287,3(5)	$(19/2^+)$?	287,4(1)	2,7(3)	С
330,0(2)	$(23/2^+)$ $(19/2^+)$	329,9(3)	$22(4)^*$	$\operatorname{Doppelpeak}^d$
330,8(2)	$(11/2^+)$ $(9/2^+)$	330,6(1)	45(7)	$\operatorname{Doppelpeak}^d$
$335,\!6(5)$	$(19/2^+)$ $(17/2^+)$	335,6(2)	$13(3)^{*}$	$\operatorname{Doppelpeak}^{e}$
335,7(2)	$(17/2^+)$ $(13/2^+)$	335,5(1)	$10(3)^{*}$	$\operatorname{Doppelpeak}^{e}$
360,1	? $(^{23}/_2)$	359,9(2)	1,7(3)	f
365, 5(5)	???	365,0(1)	7,3(4)	g
391,2	$(15/2^+)$ $(13/2^+)$	391,4(2)	1,7(3)	
404,7(2)	$(29/2^+)$ $(27/2^+)$	404,6(1)	$20(4)^{*}$	$\operatorname{Doppelpeak}^h$
406,4(2)	$(19/2^+)$ $(15/2^+)$	407,1(4)	$27(8)^*$	$\operatorname{Doppelpeak}^h$
418,5(5)	$(27/2^{-})$ $(23/2^{-})$	418,4(1)	9,9(9)	
438,2(5)	$(23/2^{-})$ $(19/2^{-})$	438,1(2)	13(3)	$\operatorname{Doppelpeak}^{i}$
452,5(2)	$(21/2^+)$ $(17/2^+)$	452,3(1)	14,7(13)	
462,3(2)	$(17/2^+)$ $(13/2^+)$	462,4(1)	19(3)	
491,6(5)	$(31/2^{-})$ $(27/2^{-})$	491,5(2)	1,1(3)	
506,8(2)	$(19/2^{-})$ $(15/2^{-})$	506,7(1)	31(3)	
539,6(2)	$(13/2^+)$ $(9/2^+)$	539,6(1)	100,0(1)	
600,3(2)	$(15/2^+)$ $(11/2^+)$	600,2(1)	29,6(8)	

Unsicher. Wurde nur in Koinzidenz zu 452,5 gemessen, allerdings auch sehr schwacher Peak b281 gibt es auch in $^{218}\mathrm{Ra}$ und $^{214}\mathrm{Rn}$

^cDer darauffolgende Übergang ist vermutlich aufgrund geringer Energie von der Detektorabschirmung absorbiert worden. Geht von Niveau 1337,5 zu 1050,2 keV

 ${}^{d}330$ gibt es doppelt in 217 Ra ${}^{e}335$ gibt es doppelt in 217 Ra

 $^f\mathrm{Geht}$ von Niveau 1971 zu 1611,2 keV

 g Unsicher. Nur in Koinzidenz mit 330,8, nicht mit 600,3 detektiert. Geht von Niveau 1415,7 zu 1050,2 keV h405 gibt es in 217 Ra, 218 Ra und 212 Po i438 gibt es doppelt in 217 Ra

Tabelle 6: ²¹⁷Ra Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

Ein weiteres Problem ist außerdem, dass die ermittelte relative Intensität des Übergangs mit 404,6 keV nur unter Berücksichtigung der Fehlerbereiche kleiner ist als die des Übergangs mit 228,8 keV, was eigentlich bei einem Übergang oberhalb zu erwarten wäre.

Zuletzt ist noch wichtig zu erwähnen, dass es einige Doppelpeaks gab, welche es erschwerten, eindeutige Aussagen über die Intensitäten zu geben (insbesondere da sie teilweise untereinander koinzident waren). Dies gilt hier für Peaks in Höhe von 330, 335, 405/406 (auch in ²¹⁸Ra und ²¹²Po) und 438 keV. Dies kann auch eine Erklärung für das genannte Problem mit dem Übergang bei 404,6 keV sein, da hier ein schlechter Fit für eine zu hohe γ -Intensität des Peaks bei 404,6 keV gesorgt haben könnte.

In 217 Ra wurden bei weitem mehr Zustände als in den anderen Isotopen (abgesehen von 218 Ra) bevölkert. Insgesamt wurden hier bis zu 24 Übergänge detektiert.

4.1.3 ²¹⁸Ra

 $^{\mathbf{218}}\mathbf{Ra}$ entstand, wenn der Compoundkern $^{220}\mathbf{Ra}$ nur 2 Neutronen evaporierte.

Im Fall dieses Isotops war die γ -Analyse etwas einfacher, da es nur einen Grundzustandsübergang bei 388,9 keV gibt.

Durch den Vergleich mit den Literaturangaben[19] ergab sich das Zerfallsschema in Abb.18. Die ausgewerteten Intensitäten sind in Tabelle 7 angegeben.

Hier sind vor allem die Übergänge bei 585 und 734 keV hervorzuheben, welche nur in einer Quelle als möglicherweise existent angegeben worden waren[20]. Es sind Übergänge von angeregtem (0_2^+) und (4_2^+) , sodass hier also auch tatsächlich Zustände mit geringen Spins vorliegen. Auffällig ist dort allerdings, dass gerade für 585 keV eine gewissen Unsicherheit vorliegt, da dies auch einer der detektierten Übergänge von ²⁰⁸Pb ist. Durch die Literaturangabe der einen Quelle und die Koinzidenzen zu den anderen beobachteten Übergängen aus ²¹⁸Ra wurde hier allerdings trotzdem ein zusätzlicher Übergang interpretiert.

Außerdem gibt es auch hier manche Peaks mit ähnlicher oder identischer Energie, sodass z. B. bei 415,0 keV nicht klar ist, welcher der zwei Übergänge tatsächlich vorliegt (Da der Übergang immer auftauchte, unabhängig davon, wo das Gate gesetzt wurde, und auch die $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse nicht zu einem anderweitigen Ergebnis führte, wurden hier beide Übergänge im Schema angegeben).

Insgesamt wurden für $^{218}\mathrm{Ra}$ ebenfalls bis zu 25 Übergänge detektiert.



Abbildung 18: ²¹⁸Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.7)

Auch hier gab es wieder einige Doppelpeaks, welche schwer zu differenzieren waren. 404,3 und 281,4 keV liegen ähnlich in ²¹⁷Ra vor, allerdings ließ sich dieses Problem durch die $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix mit Gate auf $\gamma_0 = 389 \text{ keV}$ lösen. 147,5 keV jedoch bereitete starke Probleme, da hier zum einen ein Doppelpeak *innerhalb* des Isotops vorlag und die Energie des Übergangs zudem auch so niedrig war, dass er sehr wenig detektiert wurde.

Eine weitere Auffälligkeit stellt der 417,0 keV-Übergang dar. Die hier ermittelte Intensität ist nicht mit denen der 440,0 und 422,4 keV-Übergänge darunter kompatibel. Dies könnte unter Umständen bedeuten, dass die Übergänge in einer anderen Reihenfolge geschehen als in der Literatur angegeben.

Desweiteren musste bei der Bestimmung der relativen Intensität für den Peak, auf den das Gate gelegt wurde, und jenen, auf den dann innerhalb normiert wurde, die Intensität aus dem Singlespektrum entnommen werden; hier stellte sich das Problem, dass der Grund-

	$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma}~[\rm keV]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen
-	147,5(2)	9^{-}	8^+			$\mathrm{Doppelpeak}^{a}$
	147,5(2)	11^{-}	10^+			$\mathrm{Doppelpeak}^{a}$
	205,8(2)	8^+	7^{-}	205,8(2)	17(6)	
	218,8(1)	7^{-}	6^+	218,6(1)	26(7)	
	267,3(2)	10^{+}	9^{-}	267,0(1)	12(2)	
	281,4(2)	12^{+}	11^{-}	281,1(2)	7,7(16)	
	297,3(2)	5^{-}	4^{+}	297,0(2)	14(3)	
	299,3(2)	14^{+}	13^{-}	298,7(5)	3,7(18)	
	310,6(2)	(12^{-})	11^{-}	310,4(2)	3,0(9)	
	350,1(2)	?	8^+	350,1(3)	9(2)	b
	352,2(1)	4^{+}	2^{+}	352,1(1)	83(11)	
	353,6(2)	9^{-}	7^{-}	$353,\!5(3)$	14(7)	
	380,9(2)	6^+	4^{+}	380, 8(4)	67(7)	
	388,9(1)	2^+	0^+	389,2(1)	100(2)	$\mathrm{Doppelpeak}^{c}$
	404,3(2)	3^{-}	2^{+}	404,4(3)	5(2)	$\operatorname{Doppelpeak}^d$
	415,0(2)	10^+	8^+			$\mathrm{Doppelpeak}^{e}$
	415,0(2)	11^{-}	9^{-}			$\mathrm{Doppelpeak}^{e}$
	417,0	19^{-}	17^{-}	416,8(2)	13(3)	Zu hohe Intensit $\ddot{a}t^{f}$
	424,6(2)	8^+	6^+	424,3(1)	21(3)	
	429,3(2)	12^{+}	10^{+}	428,9(3)	2,9(10)	
	440,0(2)	15^{-}	13^{-}	439,5(2)	4,8(10)	
	440,8(2)	(14^{-})	13^{-}	441,2(2)	2,5(8)	
	459,7	16^+	14^{+}	459,7(3)	3,0(10)	
_	547,3(2)	(14^{-})	(12^{-})	547,0(2)	5,8(13)	
	585	(0_2^+)	(2^{+})	584,9(1)	20(3)	Neuer Übergang $[20]^g$
	734	(4_2^+)	(2^{+})	$733,\!5(3)$	4,3(13)	Neuer Übergang $[20]^h$

 a147,5 gibt es doppelt in $^{218}\mathrm{Ra},$ außerdem sehr geringe Energie

 $^b {\rm Geht}$ von Niveau 1896,8 zu 1546,7 keV

 $^c\mathrm{Im}$ Singlespektrum schwer von 387 aus $^{215}\mathrm{Rn}$ zu unterscheiden

 d 404 und ähnliche Übergänge gibt es in 217 Ra und 212 Po e 415 gibt es doppelt in 218 Ra

^fSiehe Text

^gUnbekannter Übergang! Dieser Peak ist selber koinzident zu 2614, dem Blei-Grundzustandsübergang ^{*h*}Unbekannter Übergang!

Tabelle 7: ²¹⁸Ra Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

zustandsübergang 388,9 keV nah an dem Peak bei 387,2 keV von 215 Rn liegt, sodass diese Angabe dadurch sehr viel unsicherer wurde.

4.1.4 ²¹⁴Rn

Durch Verdampfen von einem α -Teilchen und zwei Neutronen entstand aus dem Compoundkern der Hauptreaktion das Isotop ²¹⁴**Rn**.

Auch hier gibt es nur einen Grundzustandsübergang (bei 694,7 keV), dessen Gate genutzt wurde, um die aufgetretenen Koinzidenzen mit der Literatur[19] zu vergleichen (Abb.19).



Abbildung 19: ²¹⁴Rn Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.8)

Es wurden deutlich weniger Niveaus bevölkert. Problematisch bei der Auswertung waren vor allem der Doppelpeak bei 301,5 keV und der niederenergetische Übergang bei 182,4 keV, dessen Auftreten der Literatur nach auch stark von innerer Konversion dominiert wird.

Ansonsten ließen sich nicht viele Auffälligkeiten an diesem Isotop feststellen.

Insgesamt wurden 10 Übergänge detektiert. In Tabelle 8 sind die Ergebnisse dargestellt.

4.1. $\gamma\gamma$ -Analyse

$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma} \; [\rm keV]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen
182,4	8^+	6^+	182,4(2)	2,0(8)	a
281,5	13^{-}	11^{-}	281,4(3)	0,9(3)	
301,5	6^+	4^+	301,1(2)	7,5(6)	$\mathrm{Doppelpeak}^{b}$
302,9	10^{+}	8^+	302,6(2)	5,5(10)	$\operatorname{Doppelpeak}^b$
319,8	?	8^+	319,7(4)	0,9(3)	С
446,5	4^{+}	2^+	446,4(2)	17,3(13)	$\operatorname{Doppelpeak}^d$
466,7	11^{-}	10^{+}	466,9(3)	1,9(4)	
629,1	?	10^+	630,4(4)	0,9(3)	е
637,0	?	2^+	637, 3(2)	1,3(3)	f
694,7	2^{+}	0^+	694, 6(1)	100,0(4)	

 c Sehr unsicher. Geht von Niveau 1944,9 zu 1625,1 keV

 $^d\mathrm{Im}$ Singlespektrum schwer von 446 aus $^{215}\mathrm{Rn}$ zu unterscheiden $^e\mathrm{Sehr}$ unsicher. Geht von Niveau 2557,1 zu 1928 keV

 f Geht von Niveau 1331,7 zu 694,7 keV

Tabelle 8: ²¹⁴Rn Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

4.1.5 ²¹⁵Rn

 215 Rn entstand durch die Evaporation von einem α -Teilchen und einem Neutron aus dem Compoundkern $^{\rm 220} {\rm Ra}$ der Hauptreaktion.

Von diesem Isotop wurde nur einer der möglichen Grundzustandsübergänge detektiert (570,2 keV). Man erhielt zufriedenstellende Statistik, allerdings für wenige verschiedene Übergänge, die man in Abb.20 dann mit einem Zerfallsschema der Literatur[19] vergleichen konnte.



Abbildung 20: ²¹⁵Rn Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.9)

In 215 Rn sind ebenfalls deutlich weniger Zustände (siehe Tabelle 9) bevölkert. Lediglich vier Übergänge ließen sich identifizieren, von denen zumindest 446,2 keV auch nicht besonders genau zu bestimmen war, weil es in einem Doppelpeak im Singlespektrum lag.

	$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J^{\pi}_{i,Lit}$ $J^{\pi}_{f,Lit}$	$E_{\gamma} \; [\rm keV]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen		
	203,9(2)	$({}^{23}\!/{}^{2^+})$ $({}^{21}\!/{}^{2^+})$	203,8(3)	4(3)			
	387,2(2)	$({}^{21}\!/{}^{2^+})$ $({}^{17}\!/{}^{2^+})$	387,2(2)	10(3)			
	446,2(2)	$(17/2^+)$ $(13/2^+)$	446,0(2)	15(4)	a		
	570,2(2)	$(13/2^+) 9/2^+$	569,8(1)	100,0(2)			
a Im Singlespektrum schwer von 446 aus 214 Rn zu unterscheiden							

Tabelle 9: ²¹⁵Rn Übergänge mit Literaturangaben
[19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

4.1.6 ²¹²Po

In diesem Experiment könnte ²¹²Po theoretisch auf verschiedenen Wegen entstanden sein. So kann bspw. der Compoundkern der Hauptreaktion zwei α -Teilchen evaporieren. Sehr viel wahrscheinlicher ist jedoch, dass hier keine Fusion-Verdampfungs-Reaktion, sondern ein α -Transfer vorlag. Dies war auch das Ziel des ursprünglichen Experiments[11]. Aus diesem Grund ist es auch nicht verwunderlich, dass ²¹²Po trotz eines vergleichsweise

niedrigen berechneten Wirkungsquerschnittes sehr viel häufiger detektiert wurde. Auch hier wurde nur ein Grundzustandsübergang bei 727,33 keV beobachtet. Wird auf diese Energie ein Gate gesetzt, lassen sich die resultierenden Werte mit der Literatur[19] vergleichen (Abb.21).



Abbildung 21: ²¹²Po Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.10)

Hier ist vor allem der Peak bei 634,5 keV hervorzuheben. Er ist in keiner Quelle angegeben und nach $\gamma\gamma$ -Analyse auch nur zu 727,33 und 868,3 keV koinzident. Er könnte aus einem anderen Kern mit ähnlichen Übergangsenergien stammen oder ein neuer, tiefliegender Übergang sein. Für Ersteres spräche die mangelnde Koinzidenz zu den anderen detektierten Übergängen von ²¹²Po, was den Übergang parallel zu ihnen bedingen müsste, für Letzteres die Tatsache, dass auch die $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix mit entsprechendem Pregate auf 727 und Gate auf 405 noch einen Peak bei 634,6 keV aufweist (siehe entsprechender Abschnitt). Da der Peak jedoch nicht aus der Literatur bekannt ist und die Koinzidenz zu 405 keV ausschließlich in der $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix darauf hindeuten könnte, das der Peak hier unter Umständen durch suboptimalen Untergrundabzug im Spektrum erschien (405 keV ist ein Peak, der in einigen Zerfallskaskaden von Isotopen existiert, die hier ausgewertet wurden), wurde der Übergang nicht mit in das Zerfallsschema aufgenommen.

	•
Hrmo	hniddo
гдуе	DITISSE
150	OTTODO.
()	

$E_{\gamma,Lit}~[\rm keV]$	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma}~[\rm keV]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen
223,0(1)	6^+	4^+	222,8(1)	3,8(14)	
357,5(1)	10^{+}	8^+	357,5(3)	1,8(7)	a
405,2(1)	4^{+}	2^{+}	405,1(1)	22(6)	$\operatorname{Doppelpeak}^{b}$
$634,\!5$?	?	634, 6(2)	7(3)	Unbekannter Übergang c
727,330(9)	2^+	0^+	727,4(1)	100,0(7)	
868, 3(1)	?	10^+	868,5(6)	2,8(12)	d
809,5(1)	?	2^{+}	809,9(2)	3,5(11)	e
952, 120(11)	2^+	2^+	951,9(4)	1,3(6)	f

 a Nächster Übergang (mit 120 keV zu $6^+)$ wurde nicht detektiert, hat aber auch sehr niedrige Energie b405 und ähnliche Übergänge gibt es in 217 Ra und 218 Ra

 c Unsicher. Koinzident zu 727, 868 und nach $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse auch zu 405

 d Geht von Niveau 2702,2 zu 1833,9 keV

 $^e\mathrm{Breiter}$ Peak, verdeckt evtl. Koinzidenzen bei 813,3 (unwahrscheinlich), Geht von Niveau 1536,8 zu $_{\star}$ 727,3 keV

^fSehr schwach, allerdings dominiert hier auch die innere Konversion

Tabelle 10: 212 Po Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-
stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

Für 357,5 keV wurde der laut Literatur folgende Übergang nicht detektiert, was bedeuten würde, dass keine Anbindung zum Grundzustand bestehen würde. Da besagter Übergang aber in einem sehr niedrigen Energiebereich liegt, war hier vermutlich die Absorberkappe der Detektoren für die fehlende Detektion verantwortlich.

Es wurden für ²¹²Po bis zu acht verschiedene Übergänge detektiert.

4.1.7 ²¹⁰Po

Schließlich ließen sich noch Linien von ²¹⁰Po finden (Abb.22). Analog zu ²¹²Po ist es wahrscheinlich, dass hier eher ein α -Transfer an ²⁰⁶Pb vorlag, welches ebenfalls Bestandteil des Targets war.



Abbildung 22: ²¹⁰Po Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.11)

Für ²¹⁰Po waren fast gar keine Niveaus detektierbar. Nur der Grundzustandsübergang und ein weiterer Peak bei 245,3 keV in Koinzidenz dazu lagen tatsächlich vor. Da sowieso der theoretischen Vorhersage nach nicht erwartet wurde, dass ²¹⁰Po in großen Mengen vorlag und dieses Isotop vermutlich eher dem α -Transfer entspringt, der auf dem kleinen Anteil von ²⁰⁶Pb im Target beruht, ist die geringe Statistik nicht weiter verwunderlich. Auch die Tatsache, dass nur zwei verschiedene Übergänge detektiert wurden, spricht dafür (siehe Abschnitt 'Probleme').

$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	$I_{\gamma,rel}~[\%]$	Anmerkungen
245,31(1)	4^{+}	2^+	245,4(1)	46(7)	
$1181,\!39(1)$	2^{+}	0^+	1181,4(1)	100(1)	

Tabelle 11: 210 Po Übergänge mit Literaturangaben
[19] und den in dieser Arbeit bestimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

$E_{\gamma,Lit}$ [keV]	$J_{i,Lit}^{\pi}$	$J_{f,Lit}^{\pi}$	$E_{\gamma} \; [\text{keV}]$	$I_{\gamma,rel}$ [%]	Anmerkungen
510,74(5)	5^{-}	5^{-}	511,4(4)	10,3(15)	
583,187(2)	5^{-}	3^{-}	583,1(5)	54(3)	$\mathrm{Doppelpeak}^{a}$
722,252(8)	6^{-}	5^{-}	721,5(3)	2,0(6)	
839,734(9)	7^{-}	5^{-}	839,3(3)	$3,\!8(9)$	
860,557(4)	4^{-}	3^{-}	859,9(4)	3,0(8)	
1126, 236(13)	4^{+}	5^{-}	1126,3(1)	6,8(10)	
1225, 916(13)	6^{+}	5^{-}	1226,0(2)	7,6(12)	
1413,026(13)	8^+	5^{-}	1412,8(2)	8,7(12)	
2614,511(10)	3^{-}	0^+	2614, 6(1)	100,0(2)	
^a Der unbekannte Übergang	g aus 218 R	a hat eine	e sehr ähnliche E	Energie	

Tabelle 12: 208 Pb Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-
stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten

4.1.8 Weitere Linien

Eine weitere Quelle für γ -Strahlung waren Coulomb-Anregungen von ²⁰⁸Pb, dem hauptsächlichen Blei-Target (Vermutlich fand eine Anregung auch mit den anderen Anteilen an Blei-Isotopen statt, jedoch war die Menge so gering, dass sich dies hier nicht im γ -Spektrum bemerkbar machte). Auch hier wurden einzelne Übergänge ermittelt, welche im Folgenden mit ihren relativen Intensitäten in Tabelle 12 dargestellt sind.

Desweiteren lagen vereinzelt Linien vor, die nicht eindeutig einem Isotop zuzuordnen waren. In der Regel waren es einzelne Peaks, die nur in der $\gamma\gamma$ -Matrix auftauchten, weil sie zu der 511-Linie der e^+e^- -Annihilation koinzident waren.

Zwei besondere Fälle sind allerdings hervorzuheben; zum einen waren 730, 435 und 650 keV, zum anderen 775, 830 und 862 keV zueinander koinzident und zunächst nicht zu identifizieren.

Um möglichst viele Informationen zu erhalten, wurden die drei gegateten Spektren jeweils summiert, um eventuell weitere schwache Koinzidenzen zu finden. Diese Werte sind in Tabelle 13 angegeben.

$E_{\gamma} \; [\mathrm{keV}]$	Volumen	Wahrscheinliche Herkunft
	[im Summenspektrum]	
434,3(1)	1079(54)	$^{189}\mathrm{Au}$
507,0(2)	88(33)	
650,0(1)	886(47)	
730,1(1)	1217(51)	
793,2(2)	263(34)	
1038,8(2)	113(24)	
774,7(2)	210(26)	72 Se
829,6(2)	160(25)	
861,8(2)	233(26)	

Tabelle 13: Unbekannte Koinzidenzen (siehe Text für weitere Diskussion)

Dabei ist zu beachten, dass das Volumen nicht Efficiency-korrigiert ist.

Der Grund für diese unbekannten Linien ist mit größter Wahrscheinlichkeit, dass das Target nicht ausschließlich aus Blei besteht. Andere Elemente wie z. B. Zink und Wolfram reagieren ebenfalls mit dem ¹²C-Strahl und erzeugen so Isotope wie ⁷²Se und ¹⁸⁹Au, deren Linien man hier vermutlich beobachten kann. Anzumerken ist dabei auch, dass die Volumina der Peaks teilweise relativ gering sind (man beachte, dass in Tabelle 13 drei Spektren addiert wurden), sodass wahrscheinlich einige Peaks von bspw. ¹⁹⁸Au gar nicht von dem Untergrund zu unterscheiden waren. Auffällig wurde dies, als eine weitere Linie (686 keV) durch ihre Nähe zum Grundzustandsübergang von ²¹⁶Ra für Scheinkoinzidenzen in jenem ebenfalls schwachen Spektrum sorgte.

Weitere bemerkenswerte Linien sind im höheren Energiebereich bis ca. 1100 keV zu finden. Wie in Abb.14 zu sehen ist, liegen dort einige Peaks (609, 832, 847, 1038, 1115 keV) vor, die zunächst nicht durch Fusion-Verdampfung erklärbar sind. Diese Peaks stammen höchstwahrscheinlich aus der Untergrund-Zerfallskette von ²³⁸Uran durch ²¹⁴Po, welches aus dem β^+ -Zerfall von ²¹⁴Bi entsteht.

4.1.9 Probleme

Abgesehen von den bereits genannten überschüssigen Linien, die sich nicht eindeutig zuordnen ließen, bereiteten einige Energien auch insofern Probleme, als dort auch in der $\gamma\gamma$ -Matrix Doppelpeaks vorlagen, sodass es schwierig war, für einen Übergang eine eindeutige Position und Volumen zu bestimmen. Beispiele hierfür sind die Linien bei 335 in ²¹⁷Ra, 405/404 von ²¹⁸Ra/²¹⁷Ra oder 302/303 keV von ²¹⁴Rn.

In den hier präsentierten Zerfallsschemata sind die Intensitäten jener unbestimmbaren Peaks mithilfe von gestrichelten, unausgedehnten Pfeilen als unsicher angegeben. Die Energien sind eingeklammert. Hier war es nicht möglich, eindeutige Aussagen über die Übergänge zu treffen.

Darüber hinaus gab es einige Energieniveaus, die zwar offenbar bevölkert, deren Übergänge aber durch die Absorberkappe vor den Detektoren nicht detektiert wurden, weil die Übergangsenergie zu niedrig war. Dadurch sind einige Ergebnisse später darauf basierend interpretiert und dementsprechend nicht ganz sicher. Auch diese Übergänge sind gestrichelt, unausgedehnt und mit eingeklammerten Energien markiert.

Schließlich ist noch anzumerken, dass die Menge an Statistik durch die Vorbedingungen teilweise sehr stark dezimiert wurde. Sowohl bei der Messung selber in Form der Messtrigger als auch während der $\gamma\gamma$ - und $\gamma\gamma\gamma$ -Analysen wird eine Koinzidenz zwischen Ereignissen vorausgesetzt, um im Spektrum zu erscheinen. Dadurch sind Isotope, die zwar viel bevölkert werden, aber nur wenige Zustände besetzen, in der Detektionswahrscheinlichkeit deutlich benachteiligt. Dies macht sich vor allem in ²¹⁶Ra und ²¹⁰Po, bei dreifachen Koinzidenzen auch bei ²¹⁵Rn bemerkbar.



Abbildung 23: Ausschnitt der Projektion einer beispielhaften (γ_0) - $\gamma\gamma$ -Matrix mit Pregate $\gamma_0 = 331 \text{ keV}$ aus den vorliegenden Messdaten bis ca. 2000 keV



Abbildung 24: Ausschnitt des Gate-Spektrums von 600 keV der (γ_0) - $\gamma\gamma$ -Matrix mit 331 keV-Pregate aus Abb23

In Abb.23 ist beispielhaft die Projektion der $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix mit Pregate bei 331 keV und in Abb.24 ein dazugehöriges gegatetes Spektrum dargestellt.

4.2.1 Verfügbare Statistik

Exemplarisch wurden einige $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrizen für die Events eines Runs ausgewertet, um einen Eindruck zu erhalten, wie viel Statistik nach zwei Gates vorliegt.

Wie man in Tabelle 14 sehen kann, liegen nach den 14,5 h von Run 31 tatsächlich zum Großteil der Isotope Statistiken vor, die implizieren, dass eine Messung über bspw. ein bis zwei Wochen genug Events hervorbringen würde, um eine fast-timing Lebensdauermessung prinzipiell durchzuführen. Das Volumen der Peaks im Gate-Spektrum ist häufig im zweistelligen Bereich, sodass man bei ca. 10-20 solcher Runs schon in einem Bereich wäre, der für eine fast-timing Lebensdauermessung genügen würde. Wichtig ist dabei allerdings auch, in welchem Bereich die zu bestimmende Lebensdauer liegt, da fast-timing nur für Zustände funktioniert, die eine Lebensdauer ≥ 10 ps haben.

Anhand der ausgewerteten Daten liegt für ²¹⁶Ra, ²¹⁵Rn und ²¹⁰Po grundsätzlich nicht genug Statistik vor.

Besonders hervorzuheben ist jedoch ²¹⁶Ra, welches sogar in der normalen $\gamma\gamma$ -Matrix bereits so wenig Statistik vorliegen hatte, dass es nicht auffiel und nur knapp vom Untergrund zu differenzieren war. Eine $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse war bei Volumengrößen im Bereich einiger Counts praktisch unmöglich, sodass auch für eine längere Messung dieser Art die Vermutung nahe liegt, dass für dieses spezielle Isotop mit einem solchen Aufbau eine fast-timing Messung derartig nicht möglich sein wird.

In Tabelle 15 ist eine Auswahl von Zuständen im ausgewerteten Massenbereich aufgelistet, welche Lebensdauern im Nano-/Subnanosekunden-Bereich aufweisen.

Für ²¹⁶**Ra** wäre eine Änderung des Target- oder Strahl-Isotops notwendig, um ausreichende Datensätze zu erhalten. Bei ¹²C-Strahl und einem ²⁰⁷Pb-Target würde dieses Isotop deutlich mehr bevölkert werden. Somit wäre also auch eine fast-timing Messung für Zustände in ²¹⁶Ra prinzipiell möglich.

4.2. $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse

Kern	$Pregate \ [keV]$	Gate $[\text{keV}]$	$E_{\gamma} \; [\mathrm{keV}]$	FWHM	Volumen
216 Ra	688	475^{a}	163,7(17)	0(7)	4(39)
			202,8(13)	1(2)	0,6(16)
			315,5(6)	0,6(7)	1,5(19)
			$343,8(2)^{b}$	1,04(34)	8,9(31)
217 Ra	539	462	228,9(4)	2,70(79)	25,0(67)
			281,7(2)	1,66(31)	27,8(60)
			452,6(2)	1,97(32)	48,3(77)
			600,9(3)	1,43(55)	9,5(37)
	331	600	228,7(2)	1,59(32)	36,1(73)
			328,0(25)	2,39(35)	10(12)
			330,5(3)	2,39(35)	118(20)
			404,2(3)	1,77(16)	28,2(78)
			406, 4(1)	1,77(16)	125(13)
218 Ra	389	352	147,6(3)	1,15(43)	20,0(71)
			218,5(2)	2,23(31)	88(12)
			281,4(2)	1,74(36)	36,7(80)
			380,8(1)	2,22(17)	148(13)
214 Rn	694	447	182,8(2)	1,13(32)	11,5(34)
			301,0(2)	1,34(20)	36,0(78)
			302,4(3)	1,34(20)	27,3(71)
			466, 8(4)	1,86(62)	7,8(31)
215 Rn	570	446 ^a	385,7(6)	1,8(12)	5,3(31)
²¹⁰ Po	1181	245^a	510,0(5)	0,81(43)	2,6(18)
²¹² Po	727	405	$121,1(3)^{c}$	1,35(29)	9,8(31)
			222,8(2)	1,39(21)	$26,\!6(55)$
			357,5(3)	1,38(26)	9,1(31)

^aZu wenig Statistik

^bEvtl. Doppelpeak

^cTrotz schlechter Effizienz durch die Detektorabschirmung konnte man den Peak in der Matrix für die Dreifach-Koinzidenzen sogar identifizieren

^dUnbekannter Peak ist auch hier immer noch sichtbar

Tabelle 14: Exemplarische Auswertung von Peaks in Dreifach-Koinzidenz-Matrizen,
Statistik für einen Run mit ca. 14,5 h Länge

Ergebnisse

Kern	Niveau [keV]	J^{π}	$T_{\frac{1}{2}}$
216 Ra	$1507,\!6(3)$	6^+	$< 0,2\mathrm{ns}$
	1711,1(4)	8^+	$1,42(20){ m ns}$
	2026,0(4)	10^+	$0,\!6(1)\mathrm{ns}$
	2679,4(4)	13^{-}	$0{,}96(20)\mathrm{ns}$
217 Ra	1896,4(5)	$(\frac{27}{2}^+)$	$0,\!29(14)\mathrm{ns}$
	2301,1(5)	$\left(\frac{29}{2}^+\right)$	$0,\!30(14)\mathrm{ns}$
218 Ra	388,90(10)	2^{+}	$29,8(28)\mathrm{ps}$
	741,10(14)	4^{+}	$19,4(35){ m ps}$
	1122,04(20)	6^+	$13,2(28)\mathrm{ps}$
	3388, 8(4)	17^{-}	$<\!\!13\mathrm{ps}$
214 Rn	694,7	2^+	$< 1,4\mathrm{ns}$
	1141,2	4^{+}	$< 1,4\mathrm{ns}$
	1442,7	6^+	$0,\!69(21)\mathrm{ns}$
	1625,1	8^+	$6{,}5(30)\mathrm{ns}$
	1928,0	10^{+}	$0,90(21)\mathrm{ns}$
	2394,7	11 ⁻	$< 1,4\mathrm{ns}$
	2676,2	13^{-}	$3,7(3)\mathrm{ns}$
²¹² Po	1355, 53(15)	6^+	$0,76(21)\mathrm{ns}$
	1476, 43(18)	8^+	$17,1\mathrm{ns}$
	1833,9(2)	10^+	$0,55(14)\mathrm{ns}$

 Tabelle 15: Auswahl von Zuständen mit ns/ps-Halbwertzeit und vergleichsweise niedrigen Spins im ausgewerteten Massenbereich mit Literaturangaben[19], siehe Text für Details

In ²¹⁶Ra sind aktuell Lebensdauern zu den in Tabelle 15 angegebenen Niveaus bekannt[19]. Sie liegen im Nanosekunden-/Subnanosekunden-Bereich (>10 ps), wurden hauptsächlich mit zwei kleinen Germanium-Detektoren gemessen[21] und haben daher Unsicherheiten,

die vermuten lassen, dass eine fast-timing Lebensdauermessung mit LaBr diese deutlich verbessern könnte.

 217 Ra wird bereits in dem in dieser Auswertung beschriebenen Reaktionskanal bevölkert, sodass hier keine Änderung vorzunehmen wäre.

Bekannte Lebensdauern sind jene der $\frac{27}{2}^+$ und $\frac{29}{2}^+$ Niveaus[19]. Sie liegen ebenfalls im Subnanosekunden-Bereich und wurden genauso mit jenen kleinen Germanium-Detektoren gemessen[21]. Sie besitzen einen relativen Fehler von ca. 50 %, sodass auch hier eine deutliche Verbesserung möglich wäre.

Die für ²¹⁸Ra bekannten Lebensdauern liegen im zwei- bis einstelligen Picosekunden-Bereich[19]. Außerdem sind die Unsicherheiten deutlich geringer als in den zuerst genannten Isotopen, da hier zum Teil eine Doppler-Shift Recoil Distance Messung durchgeführt wurde, um die Lebensdauer zu bestimmen[22]. Beides führt dazu, dass es sehr unwahrscheinlich ist, dass eine fast-timing Lebensdauermessung mit LaBr Ergebnisse erzielen würde, die diese Werte verbessern können. Allerdings ist es für einzelne Niveaus eventuell möglich, diese noch etwas kleiner einzugrenzen, wenn der relative Fehler vergleichsweise groß und die Lebensdauer zumindest >10 ps ist. Diese sind in Tabelle 15 ebenfalls angegeben.

Auch in ²¹⁴**Rn** wurden die in der Literatur angegebenen Lebensdauern im Nanosekunden-/Subnanosekunden-Bereich im Allgemeinen mit kleinen Germanium-Detektoren gemessen[19]. Der relative Fehler liegt für die in Tabelle 15 angegebenen Zustände meistens zwischen 20 und 50%, wodurch eine fast-timing Messung mit LaBr für diese Werte vermutlich ebenfalls eine Verbesserung bringen würde.

Für ²¹⁵**Rn** ist für die meisten Zustände aktuell keine Lebensdauer bekannt[19], sodass hier ohne weiteres keine Angabe getroffen werden kann, ob sich eine fast-timing Lebensdauermessung mit LaBr hier lohnen würde. Eventuell kann man allerdings Prognosen mithilfe eines Vergleichs zu Nachbarkernen oder bekannten Übergangsstärken stellen, die es interessant machen könnten, in diesem Isotop Lebensdauern mit fast-timing zu bestimmen.

Um ²¹⁰Po zu bevölkern, müsste wahrscheinlich genau wie für ²¹⁶Ra eine Änderung am Target- oder Strahl-Isotop vorgenommen werden. Mit ²⁰⁶Pb als Target wäre der α -Transfer geeignet, um ²¹⁰Po in ähnlicher Weise zu bevölkern, wie dies in vorliegender Auswertung bei ²¹²Po detektiert wurde.

Es sind vereinzelt Lebensdauern zu den Niveaus in ²¹⁰Po bekannt[19], von denen teilweise auch solche >10 ps existieren. Allerdings sind die relativen Unsicherheiten dieser Werte hier bereits so gering (<5%), dass hier nicht erwartet werden kann, starke Verbesserungen durch eine fast-timing Lebensdauermessung mit LaBr zu erreichen. In ²¹²Po sind laut Literatur[19] ebenfalls nur wenige Lebensdauern bekannt. Jene mit entsprechender Dimension wurden in Tabelle 15 angegeben. Für das 8⁺-Niveau ist die Lebensdauer ebenfalls bereits zu genau bestimmt (relativer Fehler <2%), als dass eine fast-timing Lebensdauermessung mit LaBr Verbesserungen bieten würde. Für 6⁺ und 10⁺ jedoch (relativer Fehler >25%) wäre dies unter Umständen möglich. Allerdings wurde im April 2016 bereits eine fast-timing Messung am IKP durchgeführt mit dem Ziel, die Lebensdauer des 4⁺-Zustandes zu bestimmen. Das Target war identisch zum im hier ausgewerteten Experiment verwendeten und die Strahlenergie mit 62 MeV leicht tiefer. Die Daten werden zur Zeit in der TU Darmstadt ausgewertet und geben unter Umständen bereits die gesuchten Informationen.

Darüber hinaus sind viele Lebensdauern der Zustände in den genannten Isotopen nicht genau bestimmt[19]. Eventuell können also einige Lebensdauern ebenfalls im Nanosekunden-/Subnanosekunden-Bereich liegen, ohne dass dies vorher bekannt wäre. Außer Prognosen mithilfe einer eventuell bekannten Übergangsstärke oder einem Vergleich zum Nachbarkern ist dementsprechend eine Option, diese Lebensdauern mit einer fasttiming Messung mit LaBr zu überprüfen, ohne dass zuvor schon Literaturwerte bekannt sind.

4.2.2 Weitere Bestätigung der Zerfallsschemata

Ein weiterer Vorteil der (γ_0) - $\gamma\gamma$ -Matrizen lag darin, dass einige Linien, die man in der $\gamma\gamma$ -Matrix nur schwach detektiert hatte, erneut gefunden werden konnten, sodass dies die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass hier keine Fehlinterpretation vorlag. Beispielsweise wurde in ²¹²Po erneut 634,5 keV koinzident zu 727,33 und auch 405,2 keV detektiert, sodass dies ein weiteres Indiz für das im entsprechenden Abschnitt dargestellte Zerfallsschema ist.

Einige Linien wurden bei der $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse nicht mehr entdeckt, dies kann durch das doppelte Setzen der Koinzidenzbedingung verursacht worden sein, wodurch die Statistik so gering wurde, dass der Übergang nicht mehr über dem Untergrund wahrgenommen wird.

Teilweise wurden auch sehr schwach weitere bekannte Linien der Isotope detektiert, die in der $\gamma\gamma$ -Matrix nicht aus dem Untergrund hervorstachen, welche man nun eventuell den bereits entdeckten Isotopen zuordnen könnte. Dazu gehören 119, 275, nochmal 438, 501 und 517 keV in ²¹⁷Ra (letzteres gibt überdies auch das Indiz, dass auch der 438,2 keV Peak eigentlich ein Doppelpeak gewesen sein könnte), 422 keV in ²¹⁸Ra, 155 keV aus ²¹⁴Rn, 318 keV in ²¹⁵Rn und 121 und 433 keV in ²¹²Po. Allerdings waren die Linien in der Regel so schwach, dass sie nicht mit in das endgültige Zerfallsschema der Isotope aufgenommen wurden.

Im speziellen Fall von ²¹⁶Ra und ²¹⁰Po ließen sich leider keine weiteren Informationen über das Zerfallsschema durch eine $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse aufdecken, sodass diese nur auf Basis zweifacher Koinzidenz ausgewertet wurden. Aus diesem Grund ist es dort viel wahrscheinlicher, dass eine Fehlinterpretation durchgeführt wurde (z. B. im Falle des möglichen Doppelpeaks bei 343,5 keV in ²¹⁶Ra).

4.3 Vergleich mit den Theoretischen Reaktions-Modellrechnungen

4.3.1 CASCADE

Da CASCADE[5] außer ²¹⁰Rn nur Radium-Isotope vorhergesagt hatte, fällt hier direkt auf, dass die Ergebnisse der Arbeit deutlich davon abweichen.

Es wurden Polonium- und Radon-Isotope entdeckt (allerdings sind Erstere vermutlich auch Ergebnis eines α -Transfers, welche CASCADE nicht berücksichtigt). Außerdem beinhalteten die Radon-Isotope, welche detektiert wurden, kein ²¹⁰Rn, das heißt, es wurden sowohl Isotope gefunden, die nicht erwartet wurden (²¹⁴Rn, ²¹⁵Rn, ²¹⁰Po, ²¹²Po), als auch Isotope vorhergesagt, die nicht detektiert werden konnten (²²⁰Ra, ²¹⁹Ra, ²¹⁵Ra, ²¹⁴Ra, ²¹³Ra, ²¹⁰Rn). Außerdem entspricht das Mengenverhältnis der Events von ²¹⁶Ra und ²¹⁸Ra nicht der theoretischen Berechnung der jeweiligen Wirkungsquerschnitte. Dies hängt allerdings auch damit zusammen, dass Wirkungsquerschnitt der Reaktion und Volumen des Peaks nicht zwangsläufig direkt zusammenhängen, da die Isotope aufgrund der Menge der bevölkerten Level unterschiedlich stark im Spektrum gewichtet waren (Siehe Abschnitt 'Probleme').

Insgesamt hat CASCADE die markantesten beiden Isotope (²¹⁷Ra und ²¹⁸Ra) vorhergesagt, möglicherweise aber zu viel Spaltungsanteile und dadurch die anderen Reaktionskanäle zu wenig berücksichtigt.

4.3.2 PACE4

In dieser Auswertung wurde festgestellt, dass für diese Messreihe vor allem für die Isotope ²¹⁷Ra, ²¹⁸Ra, ²¹⁴Rn und ²¹⁵Rn zufriedenstellende Statistik vorliegt, was mit der Vorhersage von PACE4[6] übereinstimmt, denn diese gehörten ja zu den fünf besonders prominenten Isotopen, welche durch ihren hohen Wirkungsquerschnitt auffielen.

²¹⁶Ra war trotz des vergleichsweise hohen berechneten Wirkungsquerschnittes wenig im Spektrum präsent (siehe Abschnitt 'Probleme'). In Kontrast dazu konnte man ²¹²Po und

²¹⁰Po, deren Wirkungsquerschnitte berechnet beide um den Faktor 10^{-2} kleiner als der von ²¹⁶Ra waren, deutlich besser als erwartet im Spektrum ausmachen. Allerdings wird dies wieder relativiert, wenn man beachtet, dass die beiden Isotope vermutlich nicht durch eine Fusion-Verdampfungs-Reaktion, sondern durch einen α -Transfer entstanden sind, welcher von PACE4 nicht berücksichtigt wird, da hier nur Wirkungsquerschnitte für Fusion-Verdampfungs-Reaktionen berechnet werden.

Desweiteren wurden keine Francium- oder Astat-Isotope detektiert. Dies ist allerdings aufgrund des geringen berechneten Wirkungsquerschnittes nicht verwunderlich, außerdem muss das Fehlen der Peaks im Spektrum nicht heißen, dass keine Francium- oder Astat-Isotope vorlagen, denn es könnte andere Gründe geben, warum sie nicht detektiert werden konnten. Bspw. haben ²¹⁹Fr und ²¹⁶Fr energetisch sehr geringe Grundzustandsübergänge, welche im vorliegenden Aufbau aufgrund der Absorberkappen der Detektoren wahrscheinlich gar nicht detektiert werden konnten. Auch eine geringe Anzahl von bevölkerten Niveaus ähnlich wie in ²¹⁰Po und ²¹⁶Ra können Ursachen sein.

Alle Umstände berücksichtigend hatte man durch PACE4 trotzdem eine genauere Vorstellung davon, welche Isotope im vorliegenden Spektrum vertreten sein könnten.

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mithilfe von Gammaspektroskopie untersucht, welche Isotope bei der Fusion-Verdampfungs-Reaktion von 12 C auf 208 Pb bei 64 MeV entstehen und welche Zustände jeweils bevölkert werden.

Es wurde eine Energie- und Effizienzeichung durchgeführt und eine theoretische Vorhersage mithilfe von CASCADE und PACE4 angefertigt, anschließend wurden das Singlespektrum und eine $\gamma\gamma$ -Matrix ausgewertet und schließlich noch exemplarisch verschiedene $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrizen mit vorbedingten Gates untersucht, um Aussagen darüber treffen zu können, wie viel Statistik durch solch ein Experiment verfügbar wird, um daraus folgend eine Lebensdauermessung planen zu können.

Die Analyse zeigte, dass in diesem Experiment 7 verschiedene Isotope in dem entsprechenden Massenbereich um A=208 messbar erzeugt wurden, wobei vermutlich wenigstens 5 durch die Verdampfung verschiedener Teilchen nach Fusion entstanden sind, welche in unterschiedlichem Maße auch vorhergesagt waren. Es wurden mannigfaltig Zustände bevölkert, welche meistens mithilfe von Literaturwerten gut identifizierbar waren, sodass eine große Anzahl von möglichen Zuständen für eine Lebensdauermessung prinzipiell zur Verfügung stände (siehe auch Tab.15).

Für einige Kerne wurden bis dahin teilweise oder sogar vollständig unbekannte Übergänge entdeckt (395 keV in ²¹⁷Ra oder einem anderen, unbekannten Kern, 585 und 734 keV in ²¹⁸Ra, 634,5 keV in ²¹²Po), welche man bei einer erneuten Messung unter Umständen genauer untersuchen sollte.

Desweiteren war es (unter Vorbehalten) möglich, in ²¹⁷Ra eine relative Intensität für den 391,2 keV-Übergang zu bestimmen und daraus einen γ -Verzweigungsanteil zwischen diesem und dem 600,3 keV-Übergang von b(391,2)=(4, 33 ± 6, 65)% zu erstellen. Auch dies ist aktuell eine der Literatur unbekannte Information.

Schließlich konnte (auch mit der $\gamma\gamma\gamma$ -Analyse) eine Einschätzung gegeben werden, wie groß die Menge an Statistik ist, welche man mit einer 14,5 h langen Messung für dreifache Koinzidenzen erhalten kann. Es stellte sich heraus, dass für die meisten Isotope bei ca.

einer Woche Messung für die vorliegende Reaktion eine Eventanzahl im dreistelligen Bereich vorliegt, welche als Mindestgröße angepeilt wurde, um in Zukunft mit diesem Aufbau Lebensdauermessungen mit LaBr an diesen Isotopen durchzuführen.

5.2 Ausblick

Mithilfe der Ergebnisse dieser Arbeit liegt nun eine Zusammenfassung vor, welche Zustände welcher Isotope nach der beschriebenen Reaktion in welchem Verhältnis vorliegen, sodass man Informationen darüber hat, welche Niveaus überhaupt untersuchbar sind. Durch die $(\gamma_0) - \gamma \gamma$ -Matrizen hat man außerdem einen Richtwert, wie viele Events durchschnittlich für bestimmte $\gamma \gamma \gamma$ -Ereignisse nach einem Run vorliegen, sodass man nun hochrechnen kann, wie lange eine Messung gehen müsste, um bspw. mit LaBr-Detektoren durch fast-timing Lebensdauern zu bestimmen, für die man eine solche Matrix benötigen würde. Außerdem besteht nun die Möglichkeit, die neu entdeckten Zustände und den γ -Verzweigungsanteil von 391,2 keV in ²¹⁷Ra mit genaueren Messungen weiter zu untersuchen, um dort eindeutigere Ergebnisse mit kleineren Fehlern zu erlangen.

Eine weitere Option ist die Ermittlung von Übergangsstärken, die mithilfe der bestimmbaren Lebensdauer, der Multipolarität des Übergangs und E_{γ} berechnet werden kann. Allerdings wäre es unter Umständen nötig, mithilfe einer Winkelverteilungsmessung bzw. Winkelkorrelationsmessung jene Multipolaritäten zu bestimmen, soweit diese nicht bereits bekannt sind.

Generell könnte man die vorhandenen Daten weiter auswerten, um b
spw. weitere unbekannte γ -Verzweigungsanteile zu bestimmen oder die Nive
auschemata der Literatur grundsätzlich zu überprüfen. Dies ist jedoch mit den Daten eines eventuell nachfolgenden Experiments viel besser zu tun, da gezielt viel mehr Statistik dafür zu sammeln wäre.

Literatur

- W. Demtröder: "Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik". 3. Edition. Springer Spektrum (2009). (siehe S. 7, 11, 14–15, 20).
- [2] T. Mayer-Kuckuk: "Kernphysik Eine Einführung". 6. Edition. Teubner (1994). (siehe S. 10, 13, 21).
- M. Riley und C. Hesher: "GAMMASPHERE Online Booklet Homepage". URL: http://nucalf.physics.fsu.edu/~riley/gamma/ (aufgerufen am 16.03.2017). (siehe S. 12).
- [4] Ulrich Kilian (Hrsg.) und Christine Weber (Hrsg.): "Lexikon der Physik". Spektrum Akademischer Verlag (1998).
 URL: http://www.spektrum.de/lexikon/physik/yrast-linie/15739 (aufgerufen am 16.03.2017). (siehe S. 12).
- [5] F. Pühlhofer: "On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions". Nuclear Physics A 280 (1977).
 URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947477903086?via=ihub (aufgerufen am 16.03.2017). (Siehe S. 14, 28, 57).
- [6] O.B. Tarasov und D. Bazin: "Development of the program LISE: application to fusion-evaporation". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 204 (2003).
 URL: http://lise.nscl.msu.edu/pace4.html (aufgerufen am 15.03.2017). (Siehe S. 14, 28, 57).
- [7] "Bachelor-Praktikum Anleitung Versuch Nr. K2 Gammaspektroskopie mit einem HPGe-Detektor". Universität zu Köln.
 URL: https://www.ikp.uni-koeln.de/students/fp/download/V4_final.pdf (aufgerufen am 17.03.2017). (siehe S. 14).
- [8] M. Krammer: "4. Halbleiterdetektoren". Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien, Schülerlabor Skript.
 URL: http://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-4-Halbleiterdetektoren.pdf (aufgerufen am 15.03.2017). (siehe S. 18).

- M. Krammer: "5. Szintillatoren". Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien, Schülerlabor Skript.
 URL: http://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-5-Szintillatoren.pdf (aufgerufen am 15.03.2017). (siehe S. 19).
- [10] K.S. Krane: "Introductory Nuclear Physics". 3. Edition. John Wiley & Sons (1987). (siehe S. 19).
- [11] D. Kocheva, G. Rainovski, J. Jolie, N. Pietralla, C. Stahl, P. Petkov, A. Blazhev, A. Hennig, A. Astier, T. Braunroth, M. L. Cortés, A. Dewald, M. Djongolov, C. Fransen, K. Gladnishki, V. Karayonchev, J. Litzinger, C. Müller-Gatermann, M. Scheck, P. Scholz, R. Stegmann, P. Thöle, V. Werner, W. Witt, D. Wölk und P. Van Isacker: *"Low-lying isovector* 2⁺ *valence-shell excitations of* ²¹²Po". *Physical Review C93*, 011303(R) (2016).
 URL: http://journals.aps.org/prc/pdf/10.1103/PhysRevC.93.011303 (aufgerufen am 15.03.2017). (Siehe S. 22–23, 44).
- [12] Persönliches Gespräch mit Andrey Blazhev. 2016. (siehe S. 22).
- [13] A. Blazhev: Foto vom Plunger-Aufbau. 2015. (siehe S. 24).
- M.A. Farouk und A.M. Al-Soraya: "²²⁶Ra as a standard source for efficiency calibration of Ge(Li) detectors". Nuclear Instruments and Methods, 200 (1982).
 URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508782904902 (aufgerufen am 15.03. 2017). (Siehe S. 26).
- [15] D.C. Radford: "Notes on the use of the program gf3" (2000).
 URL: http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html (aufgerufen am 15.03.2017). (Siehe S. 26).
- [16] I. Wiedenhöver: "*Vollständige Gamma-Spektroskopie des Kerns*¹²⁷Xe". Diss. Universität zu Köln, Math.Nat.-Fakultät, 1994. (siehe S. 26).
- [17] Persönliches Gespräch mit Nima Saed-Samii. 2016. (siehe S. 33).
- [18] D.C. Radford: Radware-Package. Oak Ridge National Laboratory. URL: http://radware.phy.ornl.gov/ (aufgerufen am 15.03.2017). (siehe S. 34).
- [19] NNDC: ENSDF.
 URL: https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/ (aufgerufen am 15.03.2017). (siehe S. 34–36, 38–39, 41–48, 54–56).
- [20] M. Gai, J. F. Ennis, M. Ruscev, E. C. Schloemer, B. Shivakumar, S. M. Sterbenz, N. Tsoupas und D. A. Bromley: "Molecular Alpha-Particle Clustering in ²¹⁸Ra; Dipole

Collectivity in the Vicinity of Nuclear Shell Closures". Phys. Review Letters, Vol.51, Num.8 (1983). URL: http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.51.646 (aufgerufen am 15.03.2017). (Siehe S. 39, 41).

- [21] G.D. Dracoulis, F. Riess, A.M. Baxter und A.E. Stuchbery: "Lifetimes in ²¹⁶Ra and ²¹⁷Ra; development of collectivity in trans-lead nuclei". Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 17.12 (1991).
 URL: http://stacks.iop.org/0954-3899/17/i=12/a=003 (aufgerufen am 20.03.2017). (Siehe S. 54–55).
- M. Gai, J.F. Ennis, D.A. Bromley, H. Emling, F. Azgui, E. Grosse, H.J. Wollersheim, C. Mittag und F. Riess: *"Enhanced E1 deexcitations in ²¹⁸Ra and the evolution of reflection asymmetry at moderate spins". Physics Letters B* 215.2 (1988). URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938891427X (aufgerufen am 21.03. 2017). (Siehe S. 55).

Abbildungsverzeichnis

1	Beispielhaftes Zerfallsschema einer γ -Kaskade nach Kernreaktion. Die hori-
	zontalen Linien stellen Energieniveaus dar, angegeben mit Spin und Pari-
	tat J, sofern bekannt. Die vertikalen Pfeile zeigen γ -Ubergange und deren
-	Energien in keV
2	Bindungsenergie pro Nukleon abhängig von Massenzahl A (vgl. [1], S.28) . 11
3	Fusion-Verdampfung (unten) im Vergleich zur Fusion-Spaltung (oben)(vgl.
	$[3]) \ldots \ldots$
4	"YRAST-Linie in einem E-I-Zustandsdiagramm"([2], S.225) für einen Kern
	im Massenbereich A \approx 160
5	Wirkungsquerschnitte der Photonen für Wechselwirkung mit Materie am
	Beispiel Blei $(Z=82)$ ([1], S.94)
6	Beispielhafte Projektion einer $\gamma\gamma$ -Matrix mit Eventanzahlen gegen Energie
	in [keV] aufgetragen (siehe Text für Details) 17
7	Cut (Gate) in Projektion mit Energie in [keV], mit Koinzidenzspektrum in
	der linken Ecke verkleinert abgebildet
8	Schalenmodell der Kernphysik $([1], S.144)$ mit magischen Zahlen (rechts) 20
9	HPGe-Detektoren mit Abschirm-Kappen um Targetplatz (Mitte) des
	Plunger-Aufbaus der Uni Köln[13]. Der Strahl kommt von rechts 24
10	Diagramme für Energie- und Effizienzeichung durchgeführt für die vorlie-
	genden Daten mit Energie in [keV] 27
11	Ergebnisse der Modellrechnungen beispielhaft für das Target-Isotop ²⁰⁸ Pb,
	integriert über die Eindringtiefe 28
12	Wirkungsquerschnitt in [mb] gegen den Spin des Compoundkerns
	aufgetragen, berechnet von PACE4 bei 64 MeV für die verrechneten
	Targetbestandteile
13	Komplettes Singlespektrum der ausgewerteten Daten mit Energie in [keV] . 31
14	Projektion der sortierten $\gamma\gamma$ -Matrix der hier ausgewerteten Daten im Ener-
	giebereich bis ca. 1100 keV $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 32$
15	Hier relevanter Nuklidkartenausschnitt
16	²¹⁶ Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.5)
17	²¹⁷ Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.6)
18	²¹⁸ Ra Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.7) 40 $$

19	²¹⁴ Rn Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten	
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.8)	42
20	²¹⁵ Rn Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten	
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.9)	44
21	²¹² Po Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten	
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.10)	45
22	²¹⁰ Po Zerfallsschema nach Kernreaktion mit experimentell beobachteten	
	Übergängen in [keV] und relative Intensitäten (siehe Tab.11)	47
23	Ausschnitt der Projektion einer beispielhaften $(\gamma_0) - \gamma\gamma$ -Matrix mit Pregate	
	$\gamma_0=331{\rm keV}$ aus den vorliegenden Messdaten bis ca. 2000 ke V $~$	51
24	Ausschnitt des Gate-Spektrums von 600 keV der $(\gamma_0) - \gamma \gamma$ -Matrix mit	
	331 keV-Pregate aus Abb23	51

Tabellenverzeichnis

1	Bleibestandteile des Targets	23					
2	Fitparameter der beiden zur Effizienzkorrektur genutzten Funktionen 27						
3 Verrechnete Wirkungsquerschnitte dieses Experiments mit CASCADE be							
	64 MeV	29					
4	Verrechnete Wirkungsquerschnitte dieses Experiments mit PACE4 bei 64 MeV	29					
5	²¹⁶ Ra Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	35					
6	²¹⁷ Ra Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	38					
7	²¹⁸ Ra Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	41					
8	²¹⁴ Rn Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	43					
9	²¹⁵ Rn Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	44					
10	²¹² Po Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	46					
11	²¹⁰ Po Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten	47					
12	²⁰⁸ Pb Übergänge mit Literaturangaben[19] und den in dieser Arbeit be-						
	stimmten γ -Energien und relativen Intensitäten $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	48					
13	Unbekannte Koinzidenzen (siehe Text für weitere Diskussion)	49					
14	Exemplarische Auswertung von Peaks in Dreifach-Koinzidenz-Matrizen,						
	Statistik für einen Run mit ca. 14,5 h Länge	53					
15	Auswahl von Zuständen mit ns/ps-Halbwertzeit und vergleichsweise						
	niedrigen Spins im ausgewerteten Massenbereich mit Literaturangaben[19],						
	siehe Text für Details	54					

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich jenen Leuten danken, deren verschiedene Arten der Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich Herrn Professor Dr. Jan Jolie danken, der meine Anfrage zum Schreiben einer Bachelorarbeit angenommen, ein interessantes Thema vorgeschlagen und mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat.

Herrn Professor Dr. Peter Reiter danke ich für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Andrey Blazhev, der mich fach- und zeitlich sehr unterstützt hat. Gerade weil die Arbeit einen großen Zeitraum umfasst hat, weiß ich sehr zu schätzen, dass ich mich bei Fragen sowohl inhaltlicher als auch technischer Art immer an ihn wenden konnte.

Auch möchte ich mich bei ihm und Dr. Nigel Warr für das angenehme Arbeitsklima im Büro bedanken. Es war eine lockere und dadurch für mich arbeitsfördernde Atmosphäre.

Allgemein gilt mein Dank der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jolie, dass ich mich jederzeit an alle wenden konnte und freundlich empfangen wurde.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern, die mich finanziell und auch emotional immer während des Studiums und auch jetzt während der Arbeit unterstützt haben, bedanken. Außerdem bedanke ich mich bei meinen Freunden, die sowohl Interesse, wenn ich mich über Physik aussprechen musste, als auch Geduld gezeigt haben, wenn ich diese selbst nicht hatte.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die von mir vorgelegte Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Köln, den 22. März 2017

Hanno Stinshoff