

HZDR-038

PHOTOAKTIVIERUNG DES p-KERNS ^{92}Mo AM BREMSSTRAHLUNGSMESSPLATZ VON ELBE

Martin Andreas Erhard

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-038 · ISSN 2191-8708

WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE

hZDR



HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

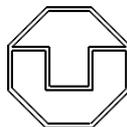
Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden

Photoaktivierung des p-Kerns ^{92}Mo am Bremsstrahlungsmessplatz von ELBE

Dissertation
zur Erlangung des akadem. Grades
Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Martin Andreas Erhard
geboren am 22. März 1974 in Kulmbach, Deutschland

DRESDEN 2009



Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden

Photoaktivierung des p-Kerns ^{92}Mo am Bremsstrahlungsmessplatz von ELBE

Dissertation
zur Erlangung des akadem. Grades
Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Martin Andreas Erhard
geboren am 22. März 1974 in Kulmbach, Deutschland

Eingereicht am 21. August 2009

Gutachter:

Prof. Dr. E. Grosse, Technische Universität Dresden

Prof. Dr. K.-T. Brinkmann, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Tag der mündlichen Prüfung und Verteidigung: 26. Februar 2010

Zusammenfassung

Die kosmische Nukleosynthese 35 protonenreicher stabiler Nuklide zwischen Selen und Blei kann nicht durch Neutroneneinfangprozesse erklärt werden. Es wird angenommen, dass diese Kerne in explosiven Szenarien, wie Supernova-Explosionen durch Protoneneinfang oder Photodesintegrationsprozesse, erzeugt werden, jedoch sind die solaren Häufigkeiten dieser sogenannten p-Kerne noch nicht verstanden. Der p-Kern mit der größten Isotopenhäufigkeit, ^{92}Mo , wird in Nukleosynthese-Netzwerkrechnungen deutlich unterproduziert.

Eine mögliche Ursache könnten unpräzise Reaktionswirkungsquerschnitte sein, da die meisten Wirkungsquerschnitte nur aus Modellrechnungen bekannt sind. Daher war es naheliegend, die Photodesintegrationswirkungsquerschnitte von ^{92}Mo mit der Methode der Photoaktivierung an der Strahlungsquelle ELBE im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf zu überprüfen.

Durch die hohe Intensität der Bremsstrahlung von bis zu $10^9 \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im Energiebereich bis zu 20 MeV konnten im Rahmen dieser Arbeit erstmals nicht nur die (γ, n) -, sondern auch die (γ, p) -Reaktionen an ^{92}Mo bei astrophysikalisch relevanten Energien untersucht werden. Durch die Messungen an zwei Bestrahlungsplätzen konnten systematische Unsicherheiten reduziert werden. Insbesondere wurde eine präzise Bestimmung der Photonenfluenz vorgenommen: Am Kernphysikmessplatz erfolgte die Bestimmung mittels Kernresonanzfluoreszenz an ^{11}B . Im Elektronenstrahlfänger wurde die Photodesintegrationsreaktion $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ zur Normierung der Photonenfluenz verwendet, nachdem sie zuvor am Kernphysikmessplatz überprüft wurde.

Die Reaktion $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91\text{m}}\text{Mo}$, mit einer Halbwertszeit des Endkerns von 65 s, war dank einer Rohrpost zugänglich, mit der die Proben in weniger als 10 s von der Bestrahlungsstation zum Zerfallsmessplatz transportiert werden können.

Die Messungen dieser Arbeit bestätigen im wesentlichen die Hauser-Feshbach-Modellrechnungen bezüglich der Photodesintegrationsreaktionen (γ, n) und (γ, p) . Die Unterproduktion der Mo- und Ru-Isotope ist daher nicht erklärbar durch ungenaue Wirkungsquerschnitte. Zur Nukleosynthese dieser Kerne müssen andere astrophysikalische Prozesse, z.B. neutrinoinduzierte Reaktionen beitragen.

Die gemessenen Photoaktivierungsausbeuten haben eine hohe Empfindlichkeit auf die Photonenstärkefunktion. Änderungen der Dipolriesenresonanzparameter wirken sich stärker auf berechnete Ausbeuten aus, als Änderungen der Kernniveaudichte oder der Parameter des optischen Modells. Durch gleichzeitige Messung der Photodesintegration am Kern ^{100}Mo konnten Unsicherheiten in der Normierung von Photoneutronenexperimentdaten aus der Positronenannihilation im Flug geklärt werden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Nukleosynthese und Photodesintegration	3
2.1 Nukleosynthese schwerer Kerne	3
2.2 Der p-Prozess	5
2.3 Netzwerkrechnungen	6
2.4 Isotopenhäufigkeiten im Sonnensystem	7
2.4.1 Überproduktionsfaktoren	7
2.4.2 Die Unterproduktion von $^{92,94}\text{Mo}$	7
2.5 Die Methode der Photoaktivierung	9
3 Der Photoaktivierungsmessplatz	12
3.1 Elektronenstrahlerzeugung an ELBE	12
3.2 Erzeugung und Definition der Bremsstrahlung	15
3.2.1 Der dünne Radiator und der Elektronenstrahlfänger	15
3.2.2 Bremsstrahlungshärter und Al-Kollimator	16
3.2.3 Das Deuteriumaufbruchexperiment	16
3.3 Der Bestrahlungsplatz im Kernphysiklabor	17
3.4 Der Zerfallsmessplatz	19
3.4.1 Die Abschirmung der Detektoren – die ‚Bleiburg‘	19
3.4.2 Der Cd-Absorber	22
3.4.3 Die Mess-Elektronik	24
3.5 Photoaktivierung im Elektronenstrahlfänger	26
3.6 Aktivierung mit der Rohrpost	28
3.6.1 Der Aufbau	28
3.6.2 Die besondere Probengeometrie	29
4 Auswertung und Datenanalyse	30
4.1 Die Bestimmung der Aktivierungsausbeute	31
4.1.1 Kalibration der Detektoreffektivität	34
4.1.2 Zerfallsschemata der aktivierten Isotope	37
4.1.3 Zählratenabhängige Korrekturterme	45
4.1.3.1 Totzeit- und Pile-up-Korrektur	46
4.1.3.2 Die Pulsermethode	47

4.1.4	Fehleranalyse der Aktivierungsausbeute	50
4.2	Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung	52
4.2.1	Quantenelektrodynamische Beschreibung	52
4.2.2	Monte-Carlo-Simulationen	54
4.3	Die Endpunktsenergie der Bremsstrahlung	54
4.3.1	Energiekalibrierung	55
4.3.1.1	Korrekturen der Energiekalibrierung	57
4.3.1.2	Rebinning der kalibrierten Spektren	62
4.3.2	Die Photodesintegration des Deuteriums	63
4.3.2.1	Simulation der Protonenspektren	64
4.3.2.2	Anpassung der Simulation an die gemessenen Protonenspektren	65
4.3.3	Fehleranalyse der Endpunktsenergie	67
4.4	Die Photonenflussmessung	69
4.4.1	Effektivität der HPGe-Detektoren	69
4.4.2	Photonenfluenzbestimmung mit ^{11}B	71
4.4.2.1	Zerfallsbreiten von ^{11}B	72
4.4.2.2	Winkelkorrelation	74
4.4.2.3	Intensität ‚fütternder‘ Übergänge	76
4.4.2.4	Korrektur der resonanten Selbstabsorption	78
4.4.2.5	Korrektur der atomaren Absorption	79
4.4.2.6	Zählratenabhängige Korrekturterme	80
4.4.3	Die Anpassungsfunktion (Der Fit)	84
4.4.4	Fehleranalyse der Photonenfluenz	86
5	Experimentelle Aktivierungsausbeuten	88
5.1	Gold als Photonenflussnormal	88
5.2	Photodesintegration von natürlichem Molybdän	92
6	Hauser-Feshbach-Modellrechnungen	99
6.1	Der Computercode TALYS	99
6.2	Der NON-SMOKER-Code	107
6.3	Astrophysikalische Erhöhungsfaktoren	109
7	Diskussion der Ergebnisse	116
8	Schlussfolgerung und Ausblick	118
A	Detektorausmaße	120
A.1	HPGe-Detektoren zur Bestimmung der Photonenfluenz	120
A.2	HPGe-Detektoren im Zerfallsmessplatz	120
A.3	Si-Detektoren zur Bestimmung der Endpunktsenergie	121
B	Effektivitätsbestimmung	122
B.1	Aktivitätsnormale	122
C	Photonenstreuung an ^{11}B	123

D Zerfalleigenschaften der Photodesintegrationstargets	126
Literaturverzeichnis	127
Erklärung	141

Abbildungsverzeichnis

2.1	Nukleosynthesepfade	4
2.2	s-, r- und p-Prozess	5
2.3	Normierte Überproduktionsfaktoren der p-Kerne.	8
2.4	Gamow-Fenster: Faltung der Plancksche Strahlungskurve mit dem Photodesintegrationsquerschnitt und Bremsstrahlungsverteilung	10
3.1	Der Elektronenbeschleuniger ELBE	13
3.2	Die Bremsstrahlungsanlage am ELBE-Beschleuniger	14
3.3	Das Deuteriumtarget und die Si-Detektoren	17
3.4	Aufbau des Zerfallsmessplatzes und Messelektronik	20
3.5	Untergroundspektrum des HPGe-Detektors außerhalb und innerhalb der Bleiburg	21
3.6	Effekt des Cd-Absorbers	24
3.7	Zerfallsspektrum mit Pulserlinie	26
3.8	Skizze des Elektronenstrahlfängers	27
3.9	Rohrpost-Schema	28
3.10	Foto der Rohrpostkassette	29
4.1	Zeitfaktoren	33
4.2	Photopeakeffektivität des Detektors im Zerfallsmessplatz	36
4.3	Totale Effektivität des Detektors im Zerfallsmessplatz	37
4.4	Aktivierungsschema von ^{197}Au	38
4.5	Zerfallsschema von ^{196}Au	39
4.6	Spektrum der bestrahlten Goldprobe	40
4.7	Aktivierungsschema von ^{92}Mo	41
4.8	Zerfallsschema von ^{91}Nb	42
4.9	Zerfallsschema von $^{91\text{m}}\text{Mo}$	43
4.10	Zerfallsspektrum von $^{\text{nat}}\text{Mo}$	44
4.11	Zerfallsspektrum von ^{88}Zr	45
4.12	Aktivierungsschema von ^{100}Mo	46
4.13	Totzeitkorrektur mit dem Pulser	48
4.14	Pile-up-Korrektur mit dem Pulser	49
4.15	Totzeit- und Pile-up-Korrektur mit dem Pulser	50
4.16	Vergleich der verschiedenen zählratenabhängigen Korrekturfaktoren	51
4.17	Theoretische Bremsstrahlungsquerschnitte	53
4.18	MCNP-Simulation der Bremsstrahlung im Elektronenstrahlfänger	54

4.19	Spektrum der $^{239}\text{Pu}^{241}\text{Am}^{244}\text{Cm}$ - α -Quelle und Anpassung der Peaks	57
4.20	Energiekalibrierung der Si-Detektoren	57
4.21	Verhältnis des nicht-elektronischen zum elektronischen Energieverlust	61
4.22	Experimentelles Spektrum der Si-Detektoren	63
4.23	Simulation des Protonenspektrums	65
4.24	Abweichung der bestimmten Endpunktsenergie der Bremsstrahlungsspektren	66
4.25	Energieunschärfe und Detektorauflösung: Faltung der Simulation mit einer Gaußfunktion	67
4.26	Anpassung der Simulation an experimentelles Spektrum	68
4.27	Absolute Photonenfluenz	69
4.28	Photopeakeffektivität eines HPGe-Detektors am Bestrahlungsplatz A	70
4.29	^{11}B -Spektrum	72
4.30	^{11}B -Termschema	73
4.31	Zerfallsbreite und Verzweigung	74
4.32	Korrektur der resonanten Selbstabsorption	79
4.33	Korrektur der atomaren Absorption	80
4.34	^{40}K -Zählrate	82
4.35	^{40}K -Untergrundzählrate mit unterschiedlichen Absorbern	83
4.36	Anpassung ^{11}B -Peak	86
5.1	Experimentelle Photodesintegrationsquerschnitte der $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ -Reaktion	90
5.2	Vergleich der Ausbeute von ^{197}Au mit früheren Experimenten	91
5.3	Erste Messung der Halbwertszeit von ^{91}Mo	92
5.4	Messung der Halbwertszeit von ^{91g}Mo an ELBE	92
5.5	Messung der Halbwertszeit von ^{91m}Mo mit der Rohrpost	94
5.6	$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ -Querschnitt früherer Experimente im Vergleich zu Modellrechnungen	95
5.7	Aktivierungsausbeuten der Photodesintegrationsreaktionen von ^{92}Mo	97
5.8	Aktivierungsausbeute und Photoneutronenquerschnitte der Photodesintegrationsreaktion von ^{100}Mo	98
6.1	TALYS Modellrechnungen für ^{92}Mo	101
6.2	TALYS Modellrechnungen für ^{100}Mo	102
6.3	TALYS Modellrechnungen für ^{197}Au	103
6.4	Vergleich der Photonenstärkefunktion verschiedener Modelle von ^{197}Au	106
6.5	Vergleich der integralen Ausbeute von TALYS und NON-SMOKER mit der normierten Ausbeute der $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ -Reaktion	108
6.6	Vergleich der integralen Ausbeute von TALYS und NON-SMOKER mit der normierten Ausbeute der $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ -Reaktion	110
6.7	Ratenintegrand von ^{92}Mo bei 2 und 3 GK	113

6.8 Ratenintegrand für unterschiedlichen Anregungszustände von ^{92}Mo 114

Tabellenverzeichnis

4.1	Statistische und systematische Fehler der Aktivierungsausbeute . . .	51
4.2	α -Energien und Intensitäten der Pu-Am-Cm-Mischquelle	56
4.3	Detektierte Energie bei verschiedenen Detektor- und Quellenneigungswinkeln	58
4.4	Statistische und systematische Fehler der Endpunktsenergie . . .	68
4.5	Mischungsverhältnisse von ^{11}B	76
4.6	Statistische und systematische Fehler der Photonenfluenz	86
6.1	Parametrisierungen der Riesenresonanz	104
6.2	Verhältnis der Bevölkerung der ersten fünf angeregten Zustände in ^{92}Mo nach Glg. 6.8.	112
6.3	Vergleich astrophysikalischer Reaktionsraten	115
A.1	Eigenschaften der HPGe-Detektoren am KRF-Messplatz	120
A.2	Eigenschaften der HPGe-Detektoren am Zerfallsmessplatz	121
A.3	Eigenschaften der Si-Detektoren	121
B.1	Quelleneigenschaften	122
C.1	Absolute Aktivierungsausbeuten mit der Rohrpost	123
C.2	Absorberdicken und Endpunktsenergien	124
C.3	Absolute Aktivierungsausbeuten bei manuellem Proben transfer . . .	125
D.1	Targetzerfallseigenschaften	126

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Ein fundamentales Bedürfnis des Menschen ist die Kenntnis, woraus wir und die Welt um uns herum bestehen und wie sie entstand, oder etwas markiger ausgedrückt: „Warum die Welt so ist, wie sie ist.“ Wir beobachten, dass die Materie an unterschiedlichen Orten im Universum unterschiedlich zusammengesetzt ist, aber solche Unterschiede - im Sonnensystem beispielsweise - sind plausibel, da wir wissen, dass z.B. bei der Entstehung von Planetensystemen bestimmte Entmischungsvorgänge auftreten. Auf den ersten Blick verwundert mehr, dass gerade auch benachbarte Elemente im gesamten Weltall mit höchst unterschiedlichen Häufigkeiten vorhanden sind.

Das Ziel dieser Arbeit ist ein Beitrag zum Verständnis der Elementsynthese. Die Frage ist, warum welches Element, bzw. Isotop mit welcher Häufigkeit im Sonnensystem auftritt. Ist der kosmologische Entstehungsort und das astrophysikalische Szenario (z.B. ein roter Riesenstern oder eine Supernovaexplosion) bekannt, so lassen sich Häufigkeiten aus sog. Netzwerkrechnungen gewinnen.

Die Netzwerkrechnungen umfassen praktisch den gesamten bekannten Bereich der Nuklidkarte und das sind die 112 z.Zt. bekannten chemischen Elemente mit ca. 2000 Nukliden und mehr als 20000 Reaktionen. Jedes Isotop kann nun mit bestimmten Wirkungsquerschnitten, abhängig von den physikalischen Randbedingungen, eine Vielzahl verschiedener Kernreaktionen eingehen. (Für die Bildung eines bestimmten Isotops spielen allerdings nur einige wichtige Schlüsselreaktionen eine entscheidende Rolle.)

Dabei werden alle möglichen physikalischen Reaktionen berücksichtigt, was wiederum *alle* kernphysikalischen Parameter *aller* beteiligten Isotope erfordert. Wo irgend möglich sollten natürlich experimentell bestimmte Größen verwendet werden. Wurden diese Größen aber noch nicht gemessen, müssen die Werte mit geeigneten theoretischen Modellen berechnet werden. Wenn aber die Modelle die Wirklichkeit nicht mehr hinreichend genau beschreiben, werden auch kernphysikalische Parameter wie z.B. Reaktionsraten von den wahren Werten abweichen und die Netzwerkrechnungen liefern mehr oder weniger falsche Ergebnisse. Zumindest kann dies *eine* Ursache für Abweichungen zwischen gemessener und berechneter Häufigkeit sein.

In Kapitel 2 werden zunächst die Aspekte der Nukleosynthese schwerer Kerne und die Besonderheiten des p-Prozesses kurz skizziert. Anschließend werden

die Aussagen der Netzwerkrechnungen in Bezug auf die Problemstellung der Arbeit analysiert: insbesondere die Häufigkeiten der Isotope $^{92,94}\text{Mo}$ und $^{96,98}\text{Ru}$ im Sonnensystem werden stark unterschätzt. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit weiterer experimenteller Daten, da die Querschnitte der Photodesintegrationsreaktionen dieser Kerne bei den astrophysikalisch interessanten Energien bisher nur aus Modellrechnungen bekannt waren. An der Strahlungsquelle ELBE im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf bietet sich die Möglichkeit, die Photodesintegrationsquerschnitte mittels Bremsstrahlung und der Methode der Photoaktivierung (Abschnitt 2.5) zu untersuchen. Insbesondere können außer (γ, n) auch die wesentlich selteneren Prozesse (γ, p) und (γ, α) untersucht werden, da der Energie- und Intensitätsbereich von ELBE dafür groß genug ist.

Die Erzeugung des Elektronenstrahls und die Umwandlung in Bremsstrahlung, sowie die Bestrahlungs- und Zerfallsmessplätze, einschließlich der Messung der Endpunktsenergie und der Photonenfluenz werden in Kap. 3 vorgestellt. Ebenso die Rohrpost zur Untersuchung kurzlebiger Isotope.

Die Auswertung und Datenanalyse (Kap. 4) erfolgt in mehreren Schritten: die eigentliche Messgröße ist die Aktivierungsausbeute (Abschn. 4.1), ihr geht eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors voraus und es müssen Korrekturen der Zählrate und für jeden Reaktionsendzustand individuelle Zerfallsschemata berücksichtigt werden.

Der Reaktionsquerschnitt kann mit der Aktivierungsausbeute nur verglichen werden, wenn er mit der absoluten Verteilung der Bremsstrahlung gefaltet wird. Daher ist es nötig, eine genaue Kenntnis der Form des Spektrums (Beschreibung mit Modellen und Monte-Carlo-Simulationen, Abschn. 4.2), der Endpunktsenergie (indirekte Messung über die Protonenenergieverteilung des Deuteriumaufbruchs, Abschn. 4.3), sowie die absolute Fluenz (Messung mittels Kernresonanzabsorption an ^{11}B , Abschn. 4.4) zu erlangen.

Ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Aktivierungsausbeuten mit der integralen Ausbeute resultierend aus Reaktionsquerschnitten früherer Experimente erfolgt in Kap. 5. Anschließend erfolgt ein Vergleich mit den Hauser-Feshbach-Modellrechnungen der Programme TALYS und NON-SMOKER (Kap. 6). In Kap. 7 werden die Konsequenzen der Messung für die astrophysikalischen Netzwerkrechnungen und mögliche alternative Erklärungen für die Unterproduktion von ^{92}Mo diskutiert. Eine Zusammenfassung und Schlussfolgerungen folgen in Kap. 8.

Kapitel 2

Nukleosynthese und Photodesintegration

Nach dem heutigen Verständnis wurden kurz nach dem Urknall, nachdem sich Quarks zu Hadronen kondensiert hatten, nur die Isotope der Elemente Wasserstoff, Helium, sowie geringe Mengen von Lithium in nennenswerten Anteilen erzeugt. Alle schwereren Elemente konnten erst viele Millionen Jahre später im Inneren von Sternen schrittweise durch verschiedene Fusionsprozesse erzeugt werden (Abb. 2.1, roter Pfeil). Dies ist jedoch nur möglich, solange die Differenz der Bindungsenergien pro Nukleon positiv ist, andernfalls wird die Fusionsreaktion endotherm und die Fusion kommt zum Erliegen, weil die Temperatur absinkt. Der Kern mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon ist ^{56}Ni , der in massereichen Sternen exotherm erzeugt werden kann.

2.1 Nukleosynthese schwerer Kerne

Mit dem wachsenden Verständnis der Sternentwicklung wurde bald klar, dass die Elemente im wesentlichen durch Neutroneneinfangprozesse gebildet werden mussten [Burb57]. Während der Fusionsphase werden durch die beiden Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ Neutronen erzeugt. Wenn diese Reaktionen in einer der äußeren Schalen ablaufen, und im Inneren bereits Eisen erzeugt worden ist, können die Eisenkerne mittels (n, γ) -Reaktionen so viele Neutronen einfangen bis ein radioaktiver Kern mit einer entsprechend kurzen Halbwertszeit (HWZ) entsteht (^{59}Fe , $T_{1/2} = 44,5 \text{ d}$) und sich durch β^- -Zerfall in das stabile ^{59}Co umwandelt (siehe Abb. 2.2), das wieder ein Neutron einfangen kann. Die durchschnittliche Dauer zwischen zwei Neutroneneinfängen ist etwa 100 Jahre.

Betrachtet man diesen sog. s-Prozess (slow neutron capture) in der Nuklidkarte (grüner Pfeil in Abb. 2.1), so kann man sagen, dass er entlang dem „Tal der Stabilität“ verläuft. Etwa die Hälfte aller Kerne zwischen Eisen und Blei/Wismut wurde auf diese Weise erzeugt.

Die durch den s-Prozess erzeugten Isotopenhäufigkeiten waren aber in den meisten Fällen im Verhältnis zur beobachteten Häufigkeit im Sonnensystem noch zu gering. Außerdem kann die Existenz der Elemente Thorium und Uran mit

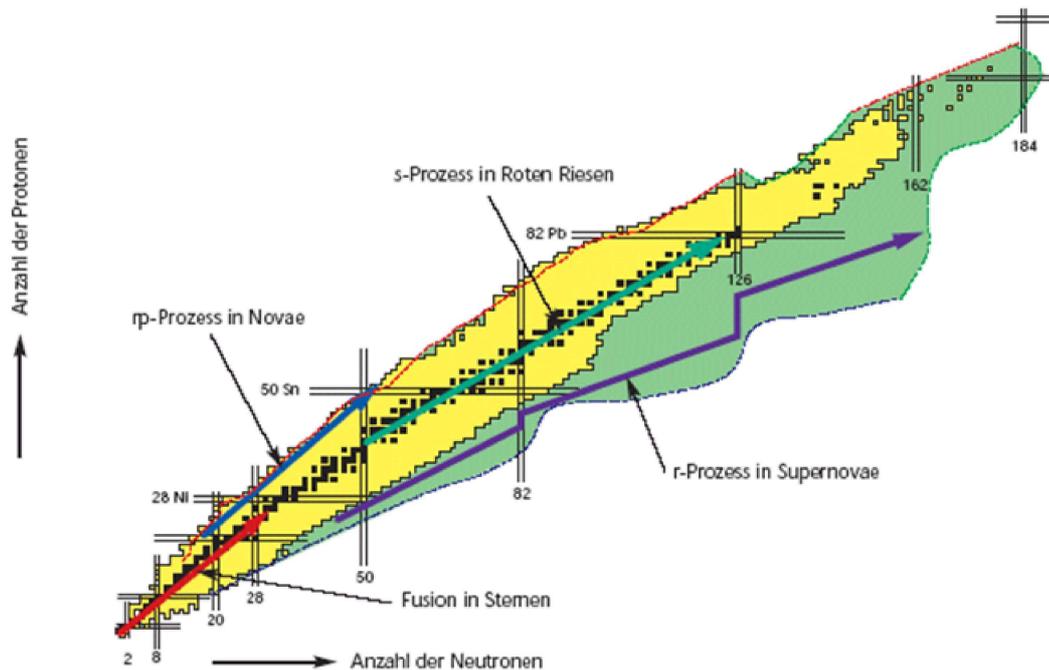


Abbildung 2.1: Verschiedene Pfade der Nukleosynthese auf der Nuklidkarte. Stabile Isotope sind als schwarze Quadrate dargestellt. Der Bereich bekannter Isotope ist in gelber Farbe dargestellt, hypothetische Kerne in grün. (aus: [KHuK03])

dem langsamen Neutroneneinfang gar nicht erklärt werden, da die meisten Isotope zwischen ^{209}Bi und ^{232}Th viel zu kurze Halbwertszeiten haben um einen s-Prozesspfad zu ermöglichen. Erst als eine gewisse Einsicht in den Ablauf einer Supernovaexplosion gewonnen war, konnte auch die Herkunft der anderen Hälfte aller schweren Kerne entsprechend ihrer beobachteten Häufigkeit erklärt werden.

Bei einer Supernova vom Typ II handelt es sich um einen Kernkollaps eines massereichen Sterns. Durch die bei der Kontraktion entstehenden sehr hohen Temperaturen photodesintegrieren Neutronen aus den Eisenkernen und durch den hohen Druck wird der Elektroneneinfang der Protonen begünstigt. Es kommt zur Bildung eines Neutronensterns. An der Oberfläche des Neutronensterns verbliebene Fe-Kerne fangen in Bruchteilen einer Sekunde so viele Neutronen ein, bis der Kern die Neutronenabbruchkante erreicht und die Neutroneneinfangreaktion endotherm wird. Erst jetzt zerfällt der Kern in das nächsthöhere Element, das wiederum sofort einige Neutronen einfangen kann, usw. In Abb. 2.1 ist der r-Prozess (rapid neutron capture), durch den auch die schwersten stabilen Isotope erzeugt werden können, durch einen violetten Pfeil gekennzeichnet.

Durch die Reflektion der Stoßwelle an der Oberfläche des Neutronensterns wird die Materie ins interstellare Medium ausgeworfen und die Nukleosynthese endet abrupt. Die Kerne zerfallen nun über den β^- -Zerfall zu den isobaren stabilen Isotopen (Abb. 2.2). Dabei können auch einige stabile neutronenreiche Isotope erzeugt werden, die vom s-Prozess nicht erreicht werden. In Netzwerkrechnungen mit geeigneten astrophysikalischen Szenarien können die Häufigkeiten der meisten

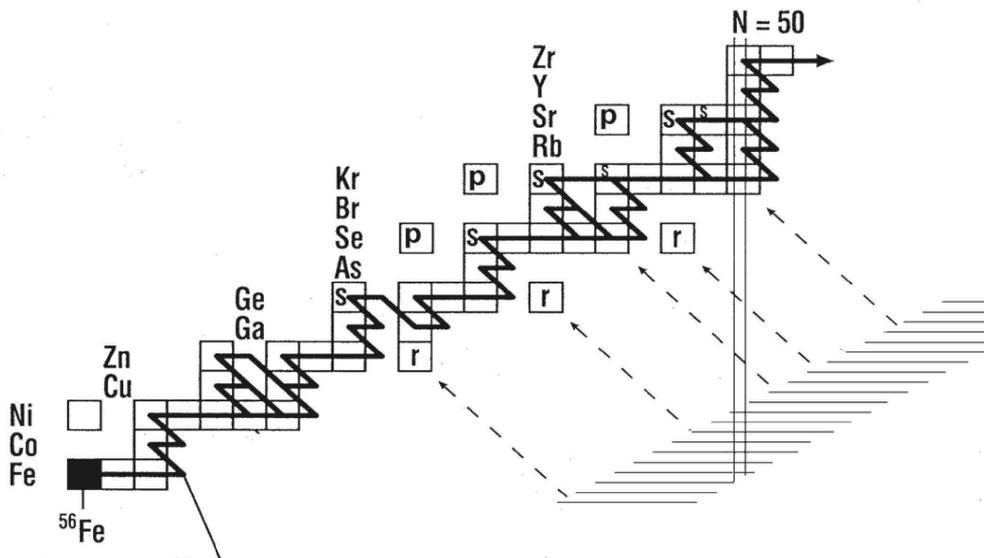


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des s-, r- und p-Prozesses (aus [Kaep06]).

Isotope schwerer als ^{56}Fe durch die beiden Neutroneneinfangprozesse sehr genau vorhergesagt werden [Arno03].

2.2 Nukleosynthese durch Photodesintegration – der p-Prozess

Es gibt allerdings 35 protonenreiche¹ Isotope von ^{74}Se bis ^{196}Hg , die durch keinen der beiden Neutroneneinfangprozesse erzeugt werden können² [Lamb92, Arno03].

Wie aus Abb. 2.2 ersichtlich, werden sie vom s-Prozess umgangen und vom r-Prozess sind sie durch stabile Isobare niedrigerer Ordnungszahl abgeschirmt. Eine Zeit lang nach Entdeckung der Neutroneneinfangprozesse war deren Entstehung völlig unklar. Eine erste Vermutung, dass diese Kerne durch Protoneneinfang (weshalb sie den Namen „p-Kerne“ bekamen) erzeugt wurden, erwies sich als nicht haltbar, da bis heute kein Ort im Universum bekannt ist, an dem die Protonen genügend hohe Energie haben, um die Coulombbarriere zu überwinden. Lediglich in bestimmten Doppelsternsystemen, sog. Binaries, in denen ein massereicher, kompakter Stern (meist ein weißer Zwerg) die Wasserstoffhülle eines roten Riesensterns absaugt, werden die Wasserstoffkerne so stark beschleunigt,

¹Die Formulierung ist etwas unglücklich gewählt, da alle stabilen Isotope, die schwerer als ^{40}Ca sind, mehr Neutronen als Protonen enthalten. Auch die Bezeichnung neutronenarm ist daher eigentlich nicht zutreffend. Es handelt sich um die ein oder zwei leichtesten Isotope einiger Elemente.

²Der Kern ^{58}Ni ist zwar schwerer als ^{56}Fe und ebenso abgeschirmt von s- und r-Prozess, kann aber durch den sog. e-Prozess (Gleichgewichtsprozess von engl.: equilibrium) erzeugt werden. Siehe: [Burb57].

dass sie von den in der Akkretionsscheibe des massereicheren Sterns vorhandenen schweren Kernen absorbiert werden können³. Dieser sog. rp-Prozess (rapid proton capture) kann aber nur einen Teil der Häufigkeit der leichteren p-Kerne erklären und endet in der Massengegend um ^{100}Sn .

Durch Netzwerkrechnungen hatte sich herausgestellt, dass bei Temperaturen von 2 bis 3 GK gemäß der Planckverteilung genügend Photonen mit Energien oberhalb der Bindungs-, bzw. Separationsenergien von Protonen oder Neutronen vorhanden sind, so dass die p-Kerne durch Photodesintegrationsreaktionen (γ, n), (γ, p) und (γ, α) schwererer Isotope und Elemente erzeugt werden können. Da diese photoneninduzierten Reaktionen durch γ -Quanten ausgelöst werden, ist die Bezeichnung γ -Prozess treffender. Die schwereren ‚Saatkerne‘ müssen allerdings vorher bereits vorhanden sein und können zuvor durch den s- und evtl. auch durch den r-Prozess erzeugt worden sein.

2.3 Simulation der stellaren Nukleosynthese – Netzwerkrechnungen

Um die elementaren und Isotopenhäufigkeiten durch die verschiedenen Prozesse in einem astrophysikalischen Szenario (z.B. einer Supernovaexplosion) vorherzusagen zu können, ist bereits aus der Nuklidkarte ersichtlich, dass umfangreiche Rechnungen durchgeführt werden müssen, die aus einem Netzwerk aller vom Reaktionsfluss betroffenen Isotope bestehen. Ein Bestandteil der Rechnungen ist der materielle Aufbau des Ausgangssterns (im Falle einer Supernovaexplosion ist dies ein roter Überriese). Es werden Informationen, wie die radiale Zusammensetzung, der Druck und die Temperatur als Funktion des Radius, aber auch das Magnetfeld und andere Eigenschaften benötigt, die größtenteils aus astronomischen Beobachtungen stammen. Einige Eigenschaften, wie die (Hydro-)Dynamik müssen aus Modellen entnommen werden. Dazu zählt beispielsweise wie der Stern kollabiert und explodiert.

Um den Ablauf und Reaktionsfluss korrekt beschreiben zu können, sind kernphysikalische Eigenschaften wie Massen und Bindungsenergien von über 2000 bekannten Isotopen und die Querschnitte von über 20000 Reaktionen nötig, die unter den gegebenen Bedingungen auftreten können. Während bei den Massen auf umfangreiche Tabellen zugegriffen werden kann (z.B. [Waps03, Audi03]), ist nur ein kleiner Teil der benötigten Reaktionsquerschnitte bisher experimentell gemessen worden und muss durch separate Modellrechnungen vorher bestimmt werden. Diese basieren auf dem Hauser-Feshbach-Modell, das im Rahmen des Vergleichs mit den in dieser Arbeit experimentell gewonnenen Daten in Kapitel 6 vorgestellt wird.

Es sei bereits an dieser Stelle eigens darauf hingewiesen, dass Laborquerschnitte fast ausschließlich für Kerne im Grundzustand gewonnen werden können. Bei den Temperaturen der explosiven astrophysikalischen Szenarien von über 2

³Wenn der kleinere Stern eine bestimmte Masse vom größeren Stern aufgenommen hat, kollabiert er und explodiert als Supernova vom Typ Ia.

GK sind aber gemäß der Boltzmannverteilung ein Großteil der Kerne in angeregten Zuständen, wodurch sich die Anregungsfunktion zu niedrigeren Energien verschiebt und die astrophysikalischen Reaktionsraten im Vergleich zu Grundzustandsfunktionen verstärkt sind. Die Problematik dieser Verstärkungsfaktoren (*engl.*: enhancement factors) wird eigens in Abschnitt 6.3 diskutiert.

2.4 Vergleich mit gemessenen Isotopenhäufigkeiten im Sonnensystem

Wie bereits eingangs erwähnt, ist das eigentliche Ziel der Netzwerkrechnungen, die beobachteten Häufigkeiten der Elemente und Isotope in einem astrophysikalischen Szenario zu beschreiben. Auf der Erde können nur die relativen Isotopenhäufigkeiten gewonnen werden, da sich die Elementhäufigkeiten bei der Bildung des Planetensystems und durch dynamische Vorgänge auf der Erdoberfläche entmischt haben [Ande89, Daup05].

In Meteoriten, insbesondere in C1-Chondriten (“Presolar grains”) ist die ursprüngliche Element- und Isotopenhäufigkeiten jedoch noch weitgehend erhalten geblieben, so dass diese als Maß für die ursprüngliche Zusammensetzung der Materie des Sonnensystems herangezogen werden können [Ande89]. Die solaren Häufigkeiten der p-Kerne und insbesondere auch die in den Netzwerkrechnungen unterproduzierten Mo- und Ru-Isotope wurden von Dauphas et al. an verschiedenen Meteoriten systematisch untersucht [Daup02a, Daup02b, Daup03, Daup04].

Auch die Spektroskopie der Sonne liefert wichtige Information über die Elementhäufigkeiten. Die Absorptionslinien der Elemente in Photosphäre und Korona erlauben eine direkte Bestimmung der solaren Isotopenhäufigkeit.

2.4.1 Überproduktionsfaktoren

Die p-Prozess-Häufigkeiten sind in Abb. 2.3 in Form von normierten Überproduktionsfaktoren $\langle F_i \rangle (M)/F_0(M)$ dargestellt [Arno03]. Der mittlere Überproduktionsfaktor $\langle F_i \rangle (M)$ eines Sterns mit der Masse M ist definiert als die totale Masse des p-Nuklids i , produziert in den p-Prozess-Schichten, dividiert durch die entsprechende Masse entsprechend einer solaren Zusammensetzung. Der Normierungsfaktor $F_0(M)$ ist der mittlere Überproduktionsfaktor, gemittelt über die 35 p-Kerne (siehe Tabelle 1 in [Arno03]):

$$F_0 = \frac{1}{35} \sum F(N, Z) \quad (2.1)$$

Mit diesen Definitionen wären alle normierten Überproduktionsfaktoren gleich eins, wenn die abgeleitete Häufigkeitsverteilung solar wäre.

2.4.2 Die Unterproduktion von $^{92,94}\text{Mo}$

Im vorhergehenden Abschnitt wurde bereits darauf hingewiesen, dass nur ein kleiner Teil der benötigten Reaktionsquerschnitte bisher experimentell bestimmt

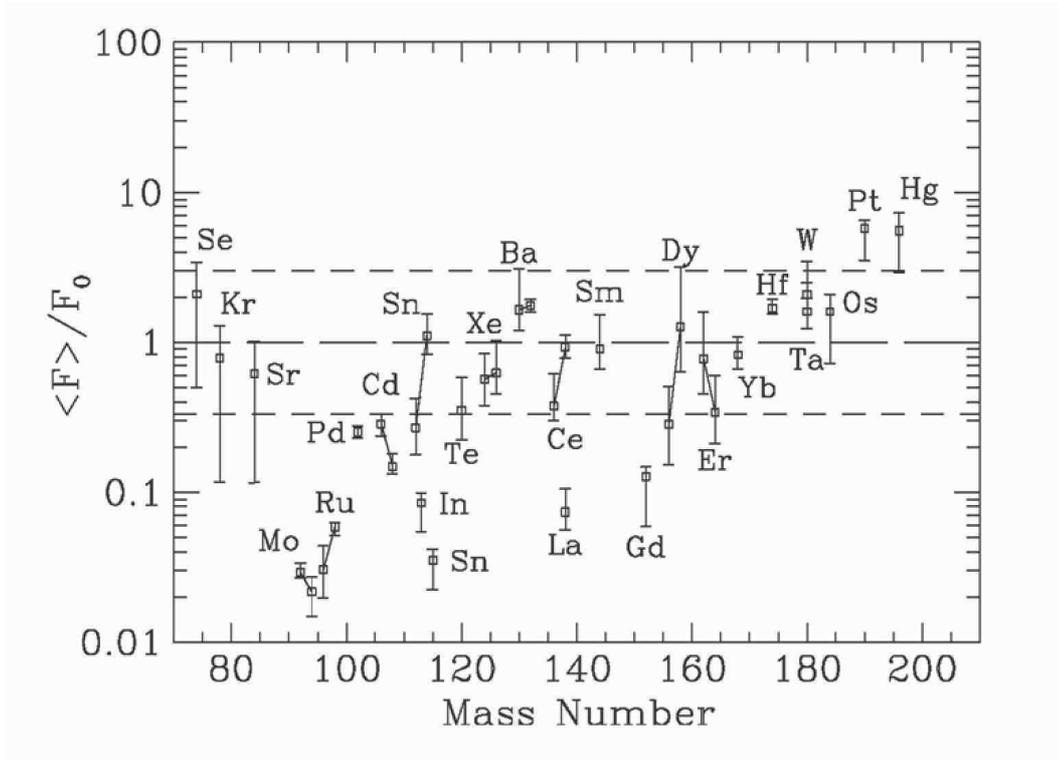


Abbildung 2.3: Normierte Überproduktionsfaktoren der p-Kerne für individuelle Supernovaexplosionen vom Typ II (SNII) von Sternen mit solarer Metallizität und mit 13 bis 25 Sonnenmassen, dargestellt durch die vertikalen Balken ([Arno03], Abb. 31.). Diese Werte wurden in einer „Ursprungsmassenfunktion“ (*engl.*: initial mass function (IMF)) gemittelt und sind als offene Quadrate dargestellt. Die diagonalen Linien verbinden p-Kerne desselben Elements.

wurden. Insbesondere Querschnitte der Photodesintegrationsreaktionen, die meist von photonuklearen Messungen stammen, sind auf stabile Ausgangskerne beschränkt. Ohne Extrapolation mit geeigneten theoretischen Modellrechnungen wären die Netzwerkrechnungen nicht sinnvoll durchführbar. Die Modelle sind i.d.R. an die experimentellen Werte meist global angepasst, d.h. sie folgen einem Trend möglichst über den gesamten Massenbereich. Dadurch ergeben sich zwangsläufig lokale Abweichungen. Aber auch wenn diese berücksichtigt werden, lässt sich beispielsweise nicht ausschließen, dass in Massenbereichen weitab vom Tal der Stabilität unbekannte Effekte auftreten.

Sind die experimentellen Daten ungenau, verursacht dies automatisch eine größere Unsicherheit in den Querschnitten der Modellrechnungen, die sich auch auf die Netzwerkrechnungen auswirken kann. Dies heißt nicht zwangsläufig, dass die Experimente selbst ungenau sein müssen. Häufig liegt der astrophysikalisch interessante Energiebereich viel niedriger als die gemessenen Querschnitte, im Falle der photoneninduzierten Reaktionen dicht über der Separationsenergie, wo die Querschnitte insbesondere bei geladenen Teilchen im Ausgangskanal wegen der Coulombbarriere sehr klein sind.

Es erklärt sich daher von selbst, dass eine Überprüfung der Querschnitte im Experiment die einzige verlässliche Methode ist, die Ergebnisse der Netzwerkrechnungen zu präzisieren [Mohr07]. Das garantiert aber nicht, dass die berechneten und gemessenen Häufigkeiten dann übereinstimmen. Nur wenn die astrophysikalischen Bedingungen korrekt gewählt sind, lässt sich die Häufigkeit richtig abbilden. Eine große Unsicherheit liegt auch in der Dynamik explosiver Ereignisse. Allerdings wirken sich Unsicherheiten hierin eher global aus.

Motivation für die Aufgabenstellung dieser Arbeit ist die starke Unterproduktion der p-Kerne ^{92}Mo und ^{94}Mo , sowie ^{96}Ru und ^{98}Ru , siehe Abb. 2.3. Die in der Abb. dargestellten Überproduktionsfaktoren wurden mit einem SNII-Modell von [Raye95] berechnet. Die vier p-Kerne mit den Massen 92 bis 98 werden alle deutlich unterproduziert. Es ist nun denkbar, dass entweder die Reaktionsquerschnitte die zur Bildung der Isotope führen durch die Hauser-Feshbach-Modellrechnungen systematisch als zu klein, oder Vernichtungsquerschnitte als zu groß angenommen werden. Laut Rapp et al. [Rapp06] hängen die Häufigkeiten der Kerne ^{78}Kr , ^{92}Mo und ^{96}Ru empfindlich von der (γ, p) -Photodesintegrationsquerschnitten ab.

2.5 Die Methode der Photoaktivierung

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten die Querschnitte von Photodesintegrationsreaktionen zu untersuchen. Zunächst scheint es am einfachsten, die Photonenflussverteilung und die Photoneutronen, bzw. -protonen direkt zu messen. Aber gerade die Messung letzterer ist problematisch.

Da Neutronen elektrisch neutral sind, wechselwirken sie mit der Materie nur schwach. Es ist daher schwierig sie zu detektieren und ihre Energie zu messen. Plastikszintillatoren haben eine mäßige Nachweiswahrscheinlichkeit, aber die Energie von Neutronen kann nur in Flugzeitexperimenten bestimmt werden. Um eine ausreichende Energieauflösung zu erhalten ist ein großer Abstand zwischen Probe und Detektor nötig. Dies wiederum führt zu einem kleinen Öffnungswinkel.

Geladene Teilchen wie Protonen erfahren andererseits einen beträchtlichen Energieverlust und Selbstabsorption in der Probe, solange diese nicht extrem dünn ist, was wiederum die Ausbeute zu stark reduziert. Außerdem sind Si-Detektoren, die sich für den Nachweis eignen, zu empfindlich auf den enormen Untergrund gestreuter Bremsstrahlung.

Mit der Methode der Photoaktivierung lassen sich diese Probleme umgehen. Die Nuklidkarte zeigt, dass durch photoneninduzierte Reaktionen mit stabilen Kernen zum Teil radioaktive Nuklide gebildet werden. Diese radioaktiven Kerne können durch Gammaspektroskopie genau identifiziert werden. Wenn die Halbwertszeit in einem zugänglichen Bereich ist, die Photoreaktionsquerschnitte nicht zu klein sind und Gammaquanten mit genügend hoher Photonenemissionswahrscheinlichkeit gebildet werden, kann die Photoaktivierungsausbeute, also die Anzahl der aktivierten Kerne, bestimmt werden. Zudem bietet diese Methode den Vorteil, dass keine angereicherten Proben verwendet werden müssen, da die γ -Strahlen gewöhnlich bezüglich ihrer Energie dem emittierenden Isotop meist eindeutig zugeordnet werden können.

Bei (γ, n) -Reaktionen steigt der Querschnitt ab der Separationsenergie zunächst recht steil an und erreicht ein Maximum mit der Dipolriesenresonanz (GDR, *engl.*: Giant Dipol Resonance) die bei mittelschweren Kernen im Energiebereich um 15 MeV liegt (schwarze Kurve in Abb. 2.4).

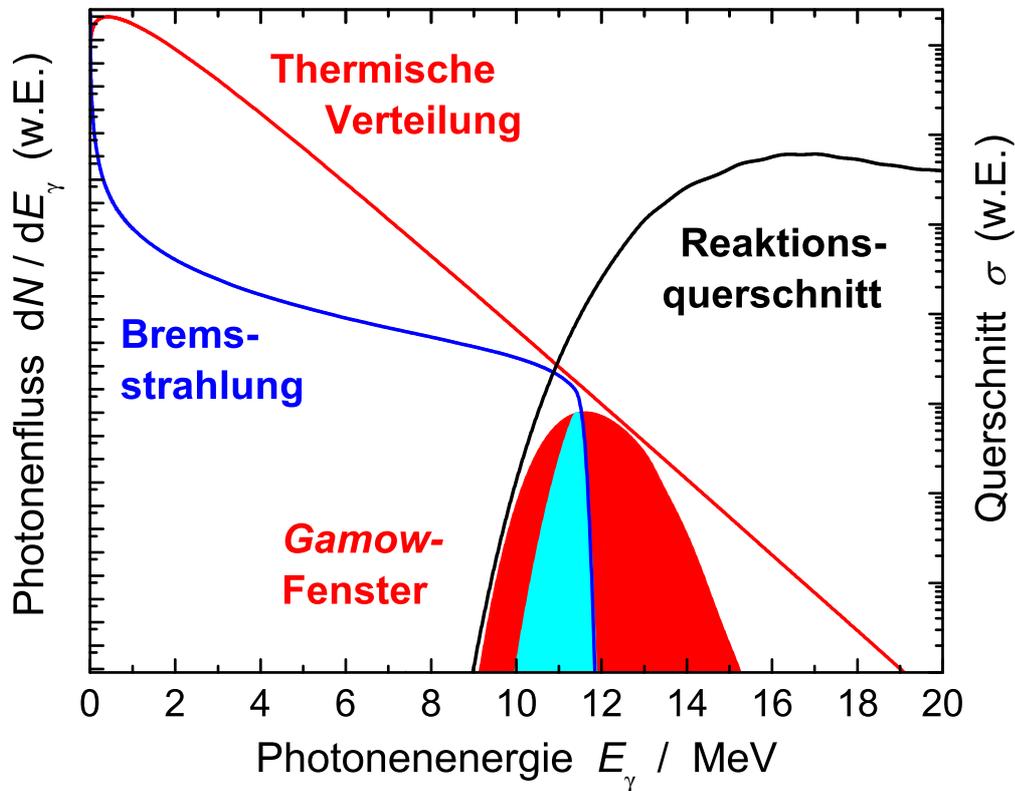


Abbildung 2.4: Abtastung des Gamow-Fensters mittels Bremsstrahlung. Dargestellt ist die Plancksche Strahlungskurve (rote Linie) und beispielhaft der Querschnitt für eine Photodesintegrationsreaktion (schwarze Linie), die gefaltet das sog. Gamow-Fenster (rote Fläche) ergeben. Durch Photoaktivierung mit Bremsstrahlung (spektrale Verteilung = blaue Kurve) lässt sich der Reaktionsquerschnitt in diesem Bereich mit Variation der Endpunktsenergie überprüfen.

Bei (γ, p) - oder (γ, α) -Reaktionen ist der Verlauf des Querschnitts ab der Separationsenergie bzw. dem Q -Wert wegen der Coulombbarriere wesentlich flacher.

Die spektrale Verteilung der γ -Quanten in einem Stern entspricht in guter Näherung der Schwarzkörperstrahlung und wird durch die Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben (rote Kurve in Abb. 2.4). Die Plancksche Kurve ist gekennzeichnet durch einen exponentiellen Abfall über viele Größenordnungen. Die astrophysikalische Rate für photoneninduzierte Reaktionen ergibt sich aus der Faltung der Planckschen Verteilung mit dem Querschnitt, die als rote Fläche in Abb. 2.4 eingezeichnet ist. Dieser schmale Überlappbereich oberhalb der Separationsenergie wird in Analogie zu Reaktion mit geladenen Teilchen im Eingangskanal Gamow-Fenster⁴ genannt. Gewöhnlich reicht es etwa 5 bis 10 MeV über die

⁴George Gamow, 1904–1968

Separationsenergie hinaus, die ihrerseits je nach Isotop zwischen 5 und 15 MeV liegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit Bremsstrahlung bei Endpunktsenergien zwischen 10,5 und 16,2 MeV im Kernphysikmessplatz an ELBE durchgeführt.

Durch die Temperaturabhängigkeit der Planckschen Strahlungskurve kann die Lage und Breite das Gamow-Fensters schwanken. Außerdem kann sich in Abhängigkeit von der Temperatur ein Teil der Kerne in angeregten Zuständen befinden. Dadurch verschiebt sich das Gamow-Fenster zu niedrigeren Anregungsenergien, bei denen die Photonendichte einige Größenordnungen ansteigt. Angeregte Kerne lassen sich im Labor nicht untersuchen, aber in Hauser-Feshbach-Modellrechnungen lassen sich Querschnitte auch für angeregte Kerne berechnen, wie in Kapitel 6 für den Kern ^{92}Mo gezeigt wird.

Kapitel 3

Der Photoaktivierungsmessplatz am Elektronenbeschleuniger ELBE

Die Experimente wurden am supraleitenden Elektronenbeschleuniger ELBE (ElektronenLinearbeschleuniger mit hoher Brillanz und niedriger Emittanz) am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (FZD) durchgeführt. ELBE fungiert als hervorragende Bremsstrahlungsanlage mit intensiven Photonenstrahlen, die mit Elektronenergien zwischen 5 und 20 MeV erzeugt werden. Diese Strahlparameter liefern die besten Bedingungen um photoneninduzierte Reaktionen zu erforschen [Nair08b, Erha09], sowie Studien zur Photonenstreuung [Ruse06a, Ruse06b, Ruse06c, Ruse08, Schw07, Wagn08].

In diesem Kapitel soll der experimentelle Aufbau dargestellt werden. Es wird zunächst auf die Elektronenstrahlerzeugung und -beschleunigung eingegangen. Anschließend werden Erzeugung und Definition der Bremsstrahlung, sowie die Bestrahlungseinheiten beschrieben und der Zerfallsmessplatz, sowie die Rohrpost kurz skizziert.

3.1 Elektronenstrahlerzeugung an ELBE

Die Elektronen werden aus einer thermionischen Elektronenkanone emittiert und in einem Potential von 250 keV vorbeschleunigt [Gabr00]. Ein Mikrostrahlkompressor unterteilt den kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Wiederholrate von 13 MHz in Pakete (*engl.*: bunch) von 2 ps Länge [Teic03]. Die maximale Bunchladung beträgt 77 pC. Mit einer Mikropulswiederholrate von 13 MHz wird ein maximaler mittlerer Strahlstrom von 1 mA erreicht. Im ersten Beschleunigungsmodul (“linac 1” in Abb. 3.1) von ELBE werden die Elektronen mit einer stehenden Hochfrequenzwelle bei 1,3 GHz und einer Leistung 10 kW in zwei ultrareinen Niobkavitäten beschleunigt. Die Kavitäten, die am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg für das TTF-Projekt (TESLA Test Facility, TESLA steht für TeraElectronvolt Superconducting Linear Accelerator) entwickelt wurden, bestehen aus neun Zellen und werden mit flüssigem Helium auf

eine Temperatur von 1,8 Kelvin gekühlt.

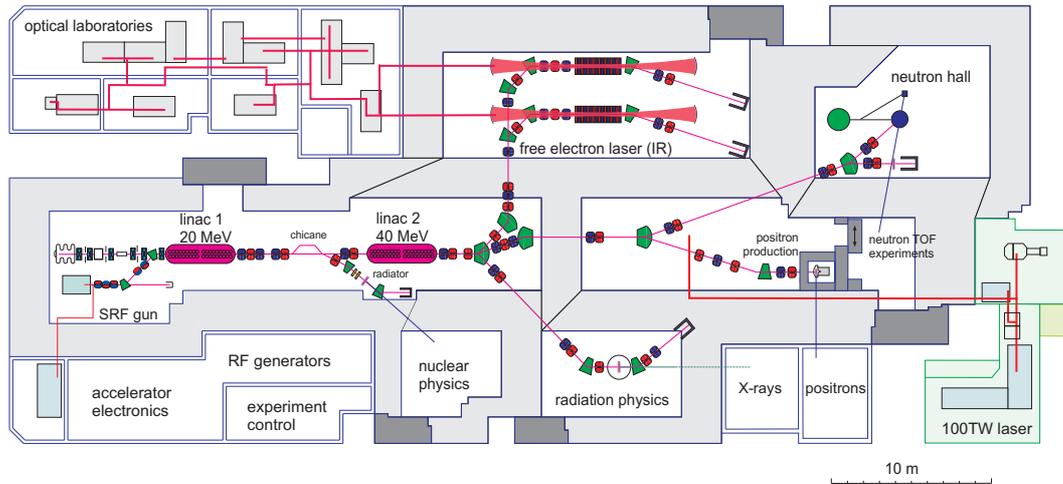


Abbildung 3.1: Der Elektronenlinearbeschleuniger mit hoher Brillanz und niedriger Emittanz (ELBE). Die Photoaktivierungsexperimente wurden im Kernphysikabzweig durchgeführt (“nuclear physics [cave]”). Dieser befindet sich zwischen der Schikane und dem zweiten Linac. Verwendet wurde die thermionische Elektronenkanone auf der Strahlachse der beiden Linacs auf der linken Seite der Beschleunigerhalle. Die Elektronik für die Kernresonanzfluoreszenzexperimente befindet sich im Experimentkontrollraum (“experiment control”), die abgeschirmten Detektoren für die Zerfallsmessung und die Rohrpostanlage befinden sich auf dem Gang gegenüber dem Eingangstor zum Kernphysiklabor (dunkelgrau gekennzeichnet).

Der Kernphysikabzweig befindet sich vor dem zweiten Beschleunigermodul, indem die Elektronen auf max. 40 MeV weiterbeschleunigt werden können. Diese können dann für Experimente zur Erzeugung von Sekundärstrahlung verwendet werden:

- Im Bereich der Strahlungsphysik (“radiation physics”) werden Experimente mit Channelingstrahlung (quasimonochromatische Röntgenstrahlen) durchgeführt.
- Mit der Produktion von Positronen sollen Experimente zur Materialuntersuchung durchgeführt werden.
- In einem Flüssigbleikreislauf erfolgt die Produktion von Neutronen, mit denen Flugzeitexperimente zur Transmutation, bzw. zur Fusionsforschung durchgeführt werden. Zusätzlich steht noch eine Neutronenquelle mit einem Deuterium-Tritium-Generator zur Verfügung.
- Die beiden Freie-Elektronen-Laser dienen zur Erzeugung von kohärenter, intensiver Infrarot-Laserstrahlung, mit der verschiedene Experimente in den optischen Laboren durchgeführt werden. Außerdem kann die IR-Laserstrahlung auch zum Hochfeldmagnetlabor weitergeführt werden.

Der Gradient jeder dieser ein Meter langen Kavitäten erreicht bis zu 15 MV/m. Dadurch erscheint eine Elektronenenergie von mehr als 20 MeV möglich. Die Elektronen haben am Eingang der ersten Kavität eine Energie von 250 keV. Das entspricht nur 75% der Lichtgeschwindigkeit. Daher können die Elektronen während der Passage durch die erste Kavität nicht die volle Energie der elektromagnetischen Welle aufnehmen. Außerdem ist die Phase der Hochfrequenzwelle in den beiden Kavitäten nicht die gleiche, so dass sich die Elektronenenergie am Ausgang des zweiten Moduls nicht einfach durch Addition der Gradienten ausrechnen lässt. Selbst eine korrekte quantenmechanische Berechnung liefert keine Resultate mit ausreichender Präzision. Für aussagekräftige Aktivierungsmessungen sind Unsicherheiten von höchstens 100 keV erforderlich.

Vor 2006 wurde die Elektronenenergie über den Magnetstrom des ersten Ablenkmagnet (LA1-MD.04) vorgenommen, der gleichzeitig der letzte Magnet der Schikane ist, einem Quartett aus Dipolmagneten [Buec01b, Lehn01]. Die Schikane wird in erster Linie zur Bunchkompression eingesetzt. Dies ist für andere Experimente an ELBE notwendig, z.B. für den Freie-Elektronen-Laser (FEL) der einen Elektronenstrahl mit einer exzellenten Zeitstruktur erfordert.

Der Elektronenstrahl wird durch Dublett aus zwei $22,5^\circ$ Dipolmagneten in Richtung des Kernphysikmessplatzes abgelenkt (siehe Abb. 3.2). Inclusive dreier Quadrupolmagnete [Schi03b] verhält sich dieses Dublett achromatisch, um den Elektronenstrahl stets auf die Mitte des Radiators zu fokussieren. Die Akzeptanz dieses Dipolpaares erlaubt es Elektronen eines bestimmten Energiebereiches das System zu passieren, auch wenn die Energie nicht gut definiert ist. Die Remanenz des Dipolmagneten ist eine weitere Quelle in der Unsicherheit der Energiebestimmung.

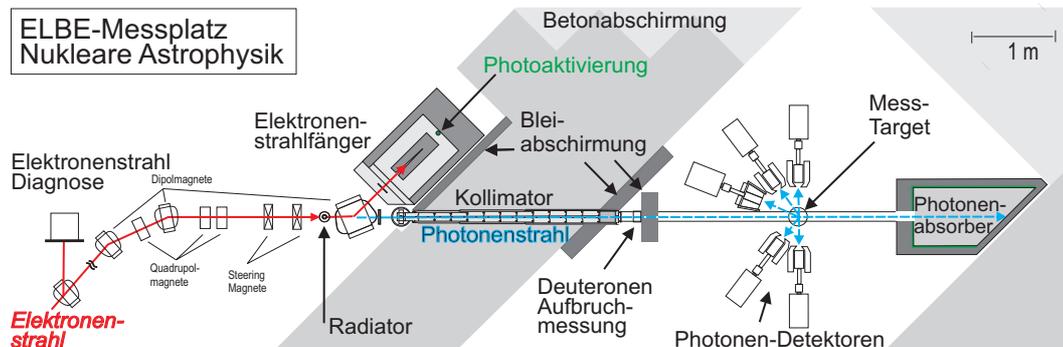


Abbildung 3.2: Die Bremsstrahlungsanlage am ELBE-Beschleuniger. Die Aktivierungsproben wurden zusammen mit ^{11}B -Proben in der Targetposition im Photonenstreuungsaufbau bestrahlt. Die von ^{11}B gestreuten Photonen wurden mit vier 100%-HPGe-Detektoren mit BGO-Anti-Compton-Abschirmungen gemessen, von denen zwei vertikal montiert sind (senkrecht zur Zeichenebene). Die Endpunktsenergie der Bremsstrahlung wurde aus dem Protonenspektrum der Deuteriumaufbruchsreaktion bestimmt.

Während einer Strahlzeitpause in der ersten Hälfte von 2007 wurde eine NMR-Sonde (Nucleo-Magnetic Resonance, *dtsh.*: Kernspinresonanz) im ersten

Dipolmagnet der Schikane eingebaut, um den absoluten Wert der magnetischen Feldstärke des Magneten zu messen [Nair09]. Die magnetische Flußdichte dieses Magneten wurde genau vermessen und zusammen mit dem Ablenkwinkel, der auf einem OTR-Schirm [Buec01a] (Optical Transition Radiation, *dtsh.*: optische Übergangsstrahlung) gemessen wird, kann die Energie der Elektronen berechnet werden.

Während des Strahlbetriebes wird die Strahllage ständig mit Beam-Position-Monitoren überwacht [Evtu01a, Evtu01b]. Eine Energiestabilisierungsregelung [Just07] sorgt dafür, dass Schwankungen der Elektronenenergie, die nach dem Einschalten des Beschleunigers durch thermische Effekte in den Kavitäten verursacht werden, ausgeglichen werden.

3.2 Erzeugung und Definition der Bremsstrahlung

Die Aktivierungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, fanden an zwei verschiedenen Bestrahlungsplätzen statt. Die erste Möglichkeit bestand in der Bestrahlung am Kernphysikmessplatz (Bestrahlungsplatz A) mit der Möglichkeit der gleichzeitigen Messung der Photonenfluenz mittels Kernresonanzfluoreszenz an ^{11}B . Bestrahlungsplatz B befindet sich in der Abschirmung hinter dem Elektronenstrahlfänger.

3.2.1 Der dünne Radiator und der Elektronenstrahlfänger

Der Radiator besteht aus einer Leiter mehrerer Niobfolien mit einer Dicke zwischen $2,0$ und $12\ \mu\text{m}$, bzw. einer Flächendichte von $1,7$ bis $10,6\ \text{mg}/\text{cm}^2$ [Schi03a, Schw05]. Dies entspricht $1,6 \cdot 10^{-4}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen, um zu garantieren, dass ausschließlich eine Wechselwirkung pro Elektron für die Erzeugung der Bremsstrahlung auftritt - eine Bedingung für die Erzeugung polarisierter Strahlung, die jedoch für die Photoaktivierung nicht benötigt wird. Die Radiatordicke betrug bei allen Aktivierungsexperimenten $7\ \mu\text{m}$, bzw. $6,0\ \text{mg}/\text{cm}^2$. Nach der Passage des Radiator wird der Elektronenstrahl mit einem 45° „Reinigungsmagnet“ in den Elektronenstrahlfänger abgelenkt [Schi03c] und passiert ein Berylliumfenster, welches das Beschleunigervakuum vom Strahlfänger trennt.

Der Strahlfänger (Abb. 3.8) selbst besteht aus einem $30\ \text{cm}$ langen Graphitzylinder mit einem Durchmesser von $10\ \text{cm}$. Um den Elektronenstrahl und damit den Wärmeeintrag über eine große Oberfläche zu verteilen, trifft der Strahl auf zwei konzentrische, konische Bohrungen mit unterschiedlichem Öffnungswinkel. Der Graphitzylinder steht auf drei elektrisch isolierenden Keramikfüßen um eine Strahlstrommessung zu ermöglichen. Die deponierte Energie wird ausschließlich über Wärmestrahlung an den wassergekühlten Edeltank abgegeben. Dieser ist mit einer Gusseisenabschirmung umgeben, die an den Seiten $10\ \text{cm}$ und an der

Rückseite 20 cm dick ist, um die Strahlung abzuschirmen. Dazwischen befindet sich ein Luftspalt von etwa 5 cm, der zur Photoaktivierung genutzt wurde.

3.2.2 Bremsstrahlungshärter und Aluminiumkollimator

Nach dem Reinigungsmagnet passiert die Bremsstrahlungskeule zuerst ein Quartzfenster, welches das Beschleunigervakuum vom Vakuum des Bremsstrahlungsmessplatzes trennt. Hinter dem Quartzfenster befindet sich der Strahlverschluss/-härter (BSH: Beam shutter and hardener [Schi02b]). Er besteht aus einer vertikalen zylindrischen Kammer, in der sich drei zylindrische Absorber mit einer Länge und einem Durchmesser von jeweils 10 cm auf einem fahrbaren Gestell befinden. Ein Zylinder besteht aus TRIAMET¹, einer Legierung aus 95% W, sowie 5% Ni und Cu, welche durch die hohe Dichte den γ -Strahl vollständig stoppen soll und somit als Strahlverschluss dient, um den Zugang zum Kernphysikmessplatz sicher zu gewährleisten, während der Beschleuniger in Betrieb ist. Ein weiterer Zylinder besteht aus Aluminium und dient zur Unterdrückung des niederenergetischen Teils des Bremsstrahlungsspektrums, um in den Detektoren unnötige Totzeit zu vermeiden. Wenn man ein Spektrum ‚härtet‘, verschiebt man seinen Schwerpunkt zu höheren Energien. Daher wird der Al-Zylinder auch (Beam-) Hardener genannt. Die Zylinder können auch vollständig aus dem Strahl herausgefahren werden, um unabgeschwächt messen zu können. Bei den Aktivierungsexperimenten wurde ausschließlich der Al-Härter benutzt.

Eine 1,5 m dicke Wand aus Schwerbeton (Hauptbestandteil: das Eisenerz Hämatit) schirmt den untergrundarmen KRF-Messplatz (Kernresonanzfluoreszenz) vom massiven elektronenstrahlinduzierten Untergrund der Beschleunigerhalle ab. Der zentrale Teil des Bremsstrahlungskonus durchquert die Wand unter einem Winkel von 45° in einem 2,6 m langen Aluminiumkollimator [Schi02a].

3.2.3 Das Deuteriumaufbruchexperiment

Am Ende des Aluminiumkollimators befindet sich der sog. Polarisationsmonitor. Dieser wurde installiert, um die Polarisation des Strahls zu messen und dient gleichzeitig zur Bestimmung der Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums mittels Photodesintegration des Deuterons. Er besteht aus einer dünnen Folie aus deuteriertem Polyethylen, die parallel zum Strahl unter einem Azimutwinkel von 45° gespannt ist und vier Siliziumdetektoren unter Azimutwinkeln von 0°, 90°, 180° und 270°, mit denen die Energie der Protonen aus dem Deuteriumaufbruch gemessen wird (siehe Abb. 3.3).

Eine relative Messung der Strahlintensität war nicht möglich, da der niederenergetische Teil des Spektrums durch den hohen Untergrund gestreuter Photonen dominiert wird.

¹Bayerische Metallwerke GmbH, Leitenweg 5, D-85221 Dachau

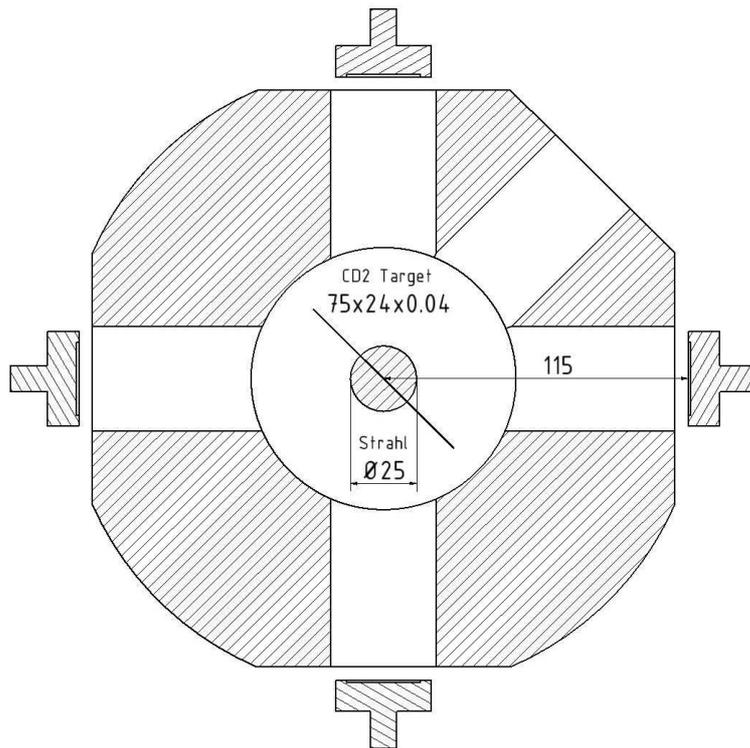


Abbildung 3.3: Zeichnung der Kammer mit dem Deuteriumtarget und den Si-Detektoren. Die Strahlachse verläuft senkrecht zur Zeichenebene. Die deuterierte Polyethylenfolie ist parallel zum Strahl unter einem Azimutwinkel von 45° gespannt. Dadurch ist die Kinematik bei allen vier Si-Detektoren identisch. Die Deuteriumfolie befindet sich einschließlich der Siliziumdetektoren im Vakuum, wie die gesamte Strahlführung. Die Vakuumflansche sind der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet.

3.3 Photoaktivierung im separierten Photonenstrahl – Der Bestrahlungsplatz im Kernphysiklabor

Nach dem Polarisationsmonitor trifft der Photonenstrahl auf das KRF-Target, das mit einem Probenhalter in ein undurchsichtiges Polyethylenrohr eingesetzt wird. Nach dem Verschluss des Rohres wird dieses evakuiert, um Streuung an Luft zu unterdrücken. Es hat sich auch gezeigt, dass das PE-Rohr 20% weniger indirekte Streustrahlung erzeugt als ein Al-Rohr [Ruse06c].

Die vom KRF-Target gestreuten Photonen können von vier mit flüssigem Stickstoff gekühlten HPGe-Detektoren mit einer Effektivität von 100% relativ zu einem ($3'' \times 3''$)-NaI-Detektor detektiert werden. Die coaxialen Ge-Detektoren (n-Typ) sind Halbleiterdioden aus Ge-Einkristallen, die in Sperrrichtung betrieben werden [Knol89].

Zwei der Detektoren (ORTEC², siehe Tab. A.1) befinden sich in der horizontalen Ebene und können unter einem Polarwinkel von 90° oder 127° zum Strahl ausgerichtet werden. Der erste Winkel wird für Polarisierungsexperimente benötigt. Für die KRF- und Aktivierungsexperimente wurde der zweite Winkel verwendet. Die beiden vertikalen Detektoren (CANBERRA (vormals EURISYS)³, Tab. A.1) sind segmentiert und stehen unter einem Winkel von 90° zum Strahl [Schw05]. Damit lassen sich durch Bremsstrahlung angeregte Übergänge unterschiedlicher Multipolarität unterscheiden.

Zwischen der KRF-Probe und den HPGe-Detektoren befindet sich jeweils ein 10 cm dicker Bleikollimator mit einer konischen Bohrung, die garantieren soll, dass möglichst nur direkt vom Target gestreute γ -Quanten den Detektor erreichen und indirekt am Strahlrohr gestreute Photonen unterdrückt werden. Die HPGe-Detektoren sind nach vorne und zur Seite mit einer 3 cm dicken sog. Anticompton- oder Anticosmic-Abschirmung umgeben, die aus einem Szintillationsdetektor aus Wismutgermanat ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$, kurz BGO, Typ: Crismatec Scintiflex⁴) besteht. Lediglich die Öffnung des Kollimators ist beim BGO ausgespart. Ein Teil des Untergrundes in den Spektren der HPGe-Detektoren resultiert aus Photonen, die nach Comptonstreuung den Detektor verlassen und somit nur ein Teil der Photonenenergie als Untergrund registriert wird. Der BGO-Detektor besitzt zwar eine schlechtere Energieauflösung, hat aber eine wesentlich höhere Nachweiswahrscheinlichkeit und kann in Antikoinzidenz mit dem HPGe-Detektoren den Compton-Untergrund deutlich reduzieren. Der Single-Escape-Peak von 5 MeV γ -Quanten wird um einen Faktor 7 bei eingeschaltetem BGO unterdrückt [Schw05]. Auch störender Untergrund durch die minimal ionisierende kosmische Strahlung wird durch die Anti-Compton-Abschirmung reduziert. Zusätzlich ist der BGO noch von einem 2 cm dicken Zylinder aus Pb-Bleichen umgeben. Dies schwächt die 511-keV- γ -Quanten um einen Faktor 50 ab.

Ein weiteres Element zur Unterdrückung des strahlinduzierten Untergrundes ist der Photonenstrahlfänger am Ende des Strahlrohres im Kernphysiklabor. Er besteht aus einem $60 \times 60 \times 100 \text{ cm}^3$ großen Polyethylenblock, der den Strahl auffächern sollen und von einer Schicht von 10 (Seiten), bzw. 20 cm (Front zu den Detektoren) Pb umgeben ist.

Das Datenaufnahmesystem ist in der Dissertation von G. Rusev [Ruse06c] ausführlich beschrieben. Es besteht aus den separaten Einheiten für die Verarbeitung der Signale der HPGe-, BGO- und Si-Detektoren. Das Signal der HPGe-Detektoren wird zunächst durch einen Vorverstärker verarbeitet, der nahe am Kristall sitzt und zur Rauschunterdrückung ebenfalls mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Das Signal wird durch ein 40 m langes abgeschirmtes Koaxialkabel (RS223) in einen separaten klimatisierten Raum mit der Messelektronik geführt. Anschließend wird das Signal durch ein spektroskopischen Hauptverstärker (Main Amplifier, ORTEC⁵ 671 MA) verstärkt und geformt und von einem 14 bit Analog-

²<http://www.ortec-online.com>

³<http://www.canberra.com>

⁴<http://www.detectors.saint-gobain.com>

⁵ORTEC, 801 South Illinois Avenue, Oak Ridge, TN 37839, U.S.A.

zu-Digitalwandler (SILENA⁶ 7423 UHS-S ADC) digitalisiert. Die digitale Nummer entspricht der Adresse in einem gepufferten 24 bit Histogrammspeicher (sog. Giesen-Karte, Swisstec⁷ L&S) mit der Länge 16K, in der der Wert der Speicheradresseinheit inkrementiert wird.

Das Zeitsignal wird durch einen schnellen Verstärker (Timing Filter Amplifier, ORTEC 474 TFA) verarbeitet. Ein Constant-Fraction-Diskriminator (ORTEC 584 CFD) wandelt die Signale in logische Pulse um. Die logischen Impulse von allen Detektoren werden an eine Koinzidenzeinheit (LeCroy⁸ 4516) gesendet, die ein Gate-Signal für den Pufferspeicher erzeugt, wenn kein Veto des entsprechenden BGO vorliegt.

Jede BGO-Abschirmung besteht aus acht Kristallen mit eigenen Sekundärelektronenvervielfachern (*engl.*: Photomultiplier tube, PMT) und Vorverstärkern. Die analogen Signale der Kristalle einer BGO-Abschirmung werden aufsummiert und in den Elektronikraum mit abgeschirmten 50-Ω-Kabeln geleitet. Die logischen Signale werden von einem Leading-Edge-Diskriminator (LeCroy 4608C) erzeugt und an die Koinzidenzeinheit gesendet.

Die Signale der Si-Detektoren werden vorverstärkt (CANBERRA⁹ 2003BT) und in den Elektronikraum transportiert. Dort werden sie verstärkt (SILENA 761F) und digitalisiert (ORTEC AD413A). Die Signale der ORTEC-AD413A-ADCs werden über einen FERA-Bus (**F**ast **E**ncoded **R**eadout **A**DC) an einen Pufferspeicher (ORTEC HM413) übertragen und inkrementieren diesen.

Die Hochspannungen der HPGe-Detektoren und der PMTs wird von einem Vielkanalstromversorgungssystem (CAEN¹⁰ SY527) geliefert. Eine vierfach-Versorgungseinheit (ORTEC 710) liefert die Spannung von 25 V der 300 μm dicken Si-Detektoren.

3.4 Der Zerfallsmessplatz

Der Zerfallsmessplatz (Abb. 3.4) besteht aus zwei mit Blei abgeschirmten HPGe-Detektoren und der Messelektronik.

3.4.1 Die Abschirmung der Detektoren – die ‚Bleiburg‘

Die Reduzierung des Untergrundes in Ge-Detektoren ist nicht nur für Messungen mit Bremsstrahlung unerlässlich. Insbesondere für die Aktivierungsmethode, bei der nur einige Impulse pro Minute erwartet werden (im Falle des Übergangs bei 1205 keV beim Zerfall von ^{91m}Nb), ist der durch die natürliche Radioaktivität verursachte Untergrund in einem unabgeschirmten HPGe-Detektor viel zu hoch.

Die Reduktion des Untergrundes des HPGe-Detektors mit einer Effektivität von 60% relativ zu (3"×3")-NaI-Detektor ist in Abb. 3.5 dargestellt. Das rote Spektrum wurde aufgenommen, während der HPGe-Detektor neben der Bleiburg

⁶SILENA, Via Firenze 3, 20063 Cernusco s/Naviglio, Italien.

⁷Swisstec GmbH, Graue-Burg-Straße 24-26, 53332 Bornheim, Deutschland

⁸LeCroy, 700 Chestnut Ridge Road, Chestnut Ridge, NY 10977-6499, U.S.A.

⁹CANBERRA Industries Inc., 800 Research Parkway, Meriden, Connecticut 06450, U.S.A.

¹⁰CAEN S.p.A., Via Vetraila 11, 55049 Viareggio (LU), Italien

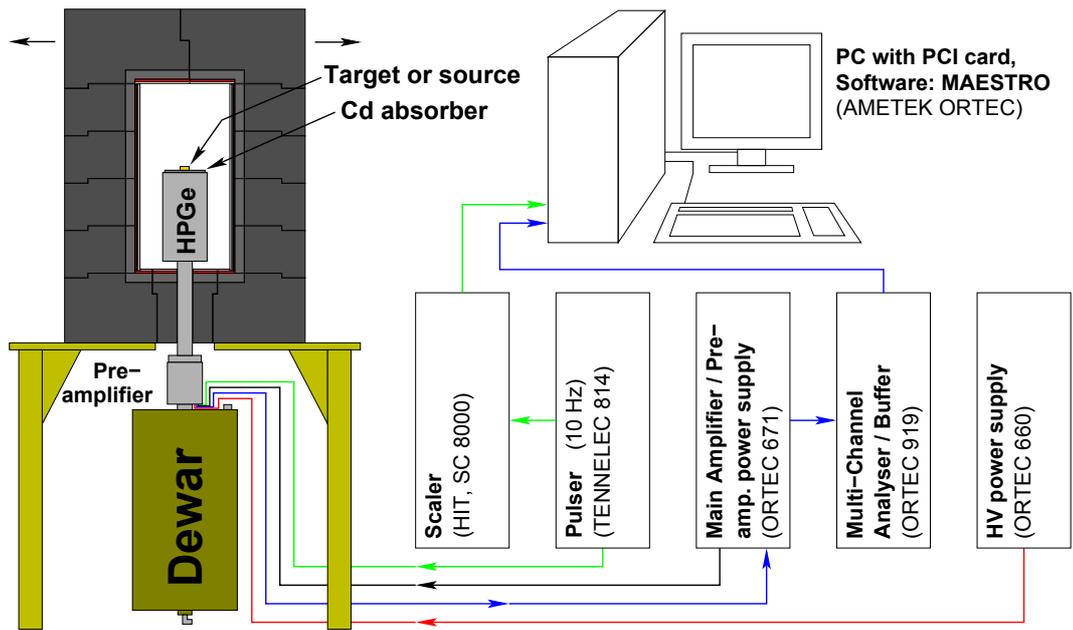


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau des abgeschirmten Zerfallsmessplatzes und Schema der Messelektronik [Erha05b]. Detaillierte Beschreibung siehe Text.

stand, also ohne jegliche Abschirmung, und das blaue Spektrum nach dem Einbau in die Bleiburg. Zum Einbau können die zwei halbkreisförmigen Zylindersegmente, die den Kühlfinger zwischen dem Vorverstärker (*engl.*: Preamplifier) und dem Detektorkopf (in Abb. 3.4 unter dem Schriftzug ‚HPGe‘) umschließen, herausgenommen werden¹¹.

Für die Aktivierungsmessungen wurden zwei Bleiburgen (mit 15 bzw. 10 cm dicker Bleiabschirmung, Hersteller: Von Gahlen¹²) aufgebaut.

Zunächst wurde der 100%-HPGe-Detektor aus dem KRF-Experiment in der dickeren Bleiburg für die Zerfallsmessungen verwendet, später wurde er durch einen 60%-HPGe-Detektor ersetzt (ebenfalls ein n-Typ Detektor von der Firma ORTEC, siehe Tab. A.2). In der kleineren Bleiburg wurde ein 90%-p-Typ-HPGe-Detektor (CANBERRA) eingebaut. Sie dient als Messstation für die Rohrpost. Das Fahrrohr der Rohrpost verläuft durch einen Ring oberhalb des Detektors. Für konventionelle Messungen kann der Detektor abgesenkt werden.

Die Abschirmung der Bleiburgen besteht aus einer äußeren Schicht aus aktivitätsarmen Pb mit einer Aktivität von weniger als 50 Bq/kg mit einer Dicke von 10 cm (bzw. 7 cm bei der kleineren Bleiburg). Der innere Teil der Pb-Abschirmung besteht aus Pb mit noch niedrigerer Aktivität (10 Bq/kg, 3 bzw. 2 cm). Die natürlich terrestrische Untergrundstrahlung aus den Uran- und Thoriumzerfallsreihen wird (zumindest in der größeren Bleiburg) damit nahezu vollständig abgeschirmt. Unterhalb der Röntgenabsorptionskanten von Pb ist dessen Absorpti-

¹¹Der Kühlfinger und die Standbeine der Bleiburg sind in Wirklichkeit etwas länger als in der Skizze dargestellt.

¹²Von Gahlen Nederland BV, Kelvinstraat 9, 6902 PW ZEVENAAR, Niederlande, <http://www.vongahlen.nl/>

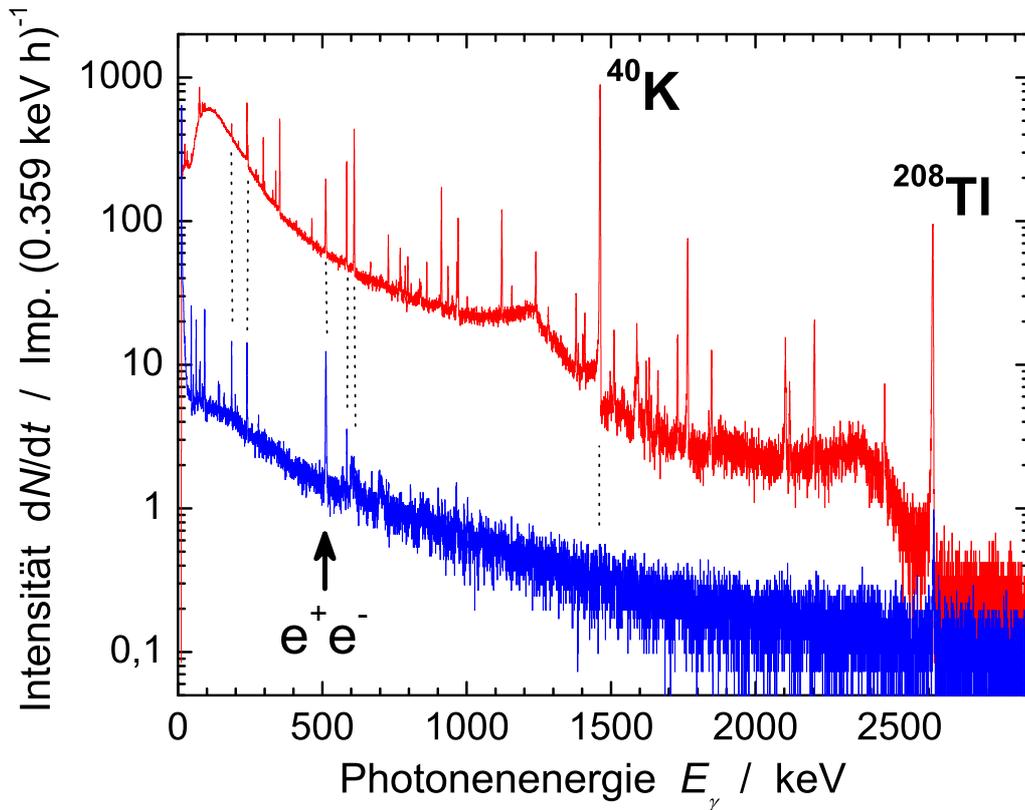


Abbildung 3.5: Untergrundspektrum des HPGe-Detektors (60% Eff. rel. zu $(3'' \times 3'')$ -NaI-Det.) außerhalb (rotes Spektrum, Messdauer: 12 h, Gesamtzählrate: 127 s^{-1}) und innerhalb (blaues Spektrum, 41 h, 2.9 s^{-1}) der großen Bleiburg ([Erha05b], Dicke 15 cm Pb). Weitere Einzelheiten siehe Text.

onsquerschnitt jedoch um mehrere Größenordnungen reduziert. Durch eine 5 bzw. 3 mm dicke Schicht aus elektrolytisch gereinigtem Kupfer werden die Röntgenquanten aus dem Pb größtenteils absorbiert, da die Absorptionskanten in Kupfer bei wesentlich niedrigeren Energien liegen. Die große Bleiburg enthält zusätzlich noch einen Plexiglaszylinder, der wiederum die Röntgenquanten von Kupfer effektiv reduziert. (Bei der kleineren Bleiburg konnte auf diese Abschirmung verzichtet werden, da der p-Typ Detektor wegen dem dickeren äußeren p-Kontakt ohnehin nicht so sensitiv ist für niederenergetische Röntgenquanten wie der n-Typ-Detektor.

Durch den Vergleich der beiden Spektren des unabgeschirmten und abgeschirmten Detektors ist zu erkennen, dass der signifikant größte Teil des Untergrundes ohne Abschirmung vom Zerfall der Isotope ^{40}K und ^{208}Tl , dem letzten aktiven Isotop aus der Zerfallskette der Thorium-Zerfallsreihe, stammt. Auf dem kontinuierlichen Compton-Untergrund beider Übergänge befinden sich noch eine Reihe weiterer Zerfallslinien aus der Thorium-, Uran-Radium und Uran-Actinium-Zerfallsreihe.

Dieser Untergrund unterhalb 2,5 MeV kommt im Wesentlichen aus dem

Beton [Theo96, Debe01] (Boden, Wänden) und ist durch die Bleiabschirmung nahezu vollständig unterdrückt. Der verbleibende kontinuierliche Anteil, der von etwa 7 Impulsen pro Kanal und Stunde bei ca. 100 keV bis auf 0,15 bei 2,5 MeV absinkt, wird durch die kosmische Strahlung minimal ionisierender Teilchen ausgelöst. Diese besteht aus Myonen, die bei der Kollision hochenergetischer Teilchen der kosmischen Strahlung in der oberen Atmosphäre erzeugt werden. Die Myonen erreichen wegen ihrer relativ langen Lebensdauer (einige μs) den Erdboden mit einer relativ konstanten, homogenen Energieverteilung und geben im Detektor ihre Energie in kleinen Quanten in Form von Stößen ab (daher minimal ionisierend). Der Verlauf ist im wesentlichen durch die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gegeben.

Übrig bleiben neben dem Peak der Positron-Elektron-Paarvernichtung (in der Abb. mit e^+e^- bezeichnet) bei 511 keV einige Linien unterhalb von 250 keV aus dem Zerfall von ^{210}Pb . Isotope können generell chemisch nicht separiert werden. Aus der Thorium- und den beiden Uran-Zerfallsreihen, die in den Bleierzen vorkommen, verbleiben die vier radioaktiven Bleisotope $^{210}, ^{211}, ^{212}\text{Pb}$ und ^{214}Pb in der Schmelze. Während die drei schwersten Isotope nur Minuten- oder Stunden-Halbwertszeiten (HWZ) haben und daher inklusive ihrer Zerfallsprodukte nach einigen Tagen vollständig in die stabilen Isotope ^{207}Pb und ^{208}Pb , bzw. in ^{210}Pb zerfallen sind, sorgt letzteres mit einer HWZ von 23 Jahren für eine permanente Eigenaktivität der Abschirmung. Diese lässt sich mehr oder weniger durch die Verwendung sehr alten Bleis¹³ vermeiden, das allerdings rar und damit sehr teuer ist.

3.4.2 Der Cd-Absorber

Bei den Voruntersuchungen zur Photoaktivierung von Au zeigte sich, dass sich Summenpeaks aus gleichzeitig detektiertem γ - (z.B. der Übergang bei 333 keV) und Röntgenquant (Multiplets von einigen 10 bis 100 keV) desselben Betazerfalls bilden, die mit höherenergetischen Gammalinien (z.B. 356 keV) überlappen und deren Intensitätsanalyse nahezu unmöglich machen. Es wurde daher ein Absorber gesucht, der die Röntgenquanten (stärkste Emissionslinie bei 70 keV) möglichst stark und die γ -Quanten möglichst wenig absorbiert und daher möglichst dünn sein sollte.

Das Abschwächungsgesetz [Knol89] für Strahlung, die eine homogene Schicht Material in normaler Richtung durchdringt, lautet für die Anzahl transmittierter Photonen N :

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (3.1)$$

mit der ursprünglichen (unabgeschwächten) Strahlintensität N_0 , dem totalen, li-

¹³Bereits die Römer beherrschten die Bleiherstellung und statteten die Kiele ihrer Schiffe mit Blei aus, das heute nahezu vollständig aktivitätsfrei ist und für Experimente mit höchsten Anforderungen an Untergrundfreiheit verwendet wird [Heus93, Arpe96, Theo96, Debe01].

nearen Abschwächungskoeffizienten¹⁴ μ und der Schichtdicke d . Gewöhnlich wird der lineare durch den Massenabschwächungskoeffizienten μ/ρ und die Dicke durch die Masse pro Einheitsfläche ($d \cdot \rho$) mit der Dichte ρ ausgedrückt [LeoW87].

Will man das Verhältnis der Abschwächung bei zwei Energien (z.B. E_γ und E_X) betrachten, so ergibt sich für ein bestimmtes Material das Verhältnis der transmittierten Photonen N_γ/N_X eine Dicke

$$d = \frac{\ln(N_\gamma/N_X)}{(\mu/\rho)_X - (\mu/\rho)_\gamma} \frac{1}{\rho}. \quad (3.2)$$

Mit dem Programm XCOM¹⁵ des National Institute of Standards and Technology (NIST) lassen sich die Massenabschwächungskoeffizienten für viele Elemente, Verbindungen und Legierungen im Internet berechnen. Unter Berücksichtigung der Lage der Röntgenabsorptionskanten lag das Optimum bei der Ordnungszahl 70 (Seltene Erden; $N_\gamma(350 \text{ keV})/N_0 = 15\%$). Bei den preisgünstigeren Elementen im Bereich $Z = 50$ ist die Absorption der γ -Quanten mit 20% nicht wesentlich schlechter.

Von der TU Dresden wurden für diesen Zweck einige 0,5 mm dicke Cd-Bleche zur Verfügung gestellt, die in drei Lagen, also mit einer Dicke von insgesamt 1,5 mm, verwendet wurden. Für ^{48}Cd beträgt der Massenabschwächungskoeffizienten $(\mu/\rho)_X = 0,130 \text{ cm}^2/\text{g}$ bei 70 keV und $(\mu/\rho)_\gamma = 3,94 \text{ cm}^2/\text{g}$ bei 350 keV. Daraus ergibt sich ein Abschwächungsverhältnis von $N_\gamma/N_X = 140$ für eine Dicke von 1,5 mm ($1,3 \text{ g/cm}^2$). Dies ist ausreichend wie Abb. 3.6 zeigt.

Mit nur einem Cd-Blech (0,5 mm, rote Kurve) sind die Röntgenübergänge im Energiebereich unter 100 keV noch dominierend und bilden Summenlinien mit den γ -Übergängen in ^{196}Pt (333 und 356 keV), welche den Übergang in ^{196}Hg (426 keV) überlagern und die Auswertung unmöglich machen. Mit bereits drei Lagen aus Cd-Blechen (1,5 mm, blaue Kurve), sind die Röntgenpeaks über dem Compton-Untergrund der γ -Linien fast vollständig verschwunden und die Intensität aller drei Zerfallslinien von ^{196}Au lässt sich eindeutig bestimmen. Außerdem sichtbar ist der Übergang in ^{198}Hg bei 412 keV, der dem β^- -Zerfall von ^{198}Au folgt, welches durch Neutroneneinfang gebildet wird.

Die beiden Übergänge in Platin folgen einander in Kaskade aus dem Niveau bei 689 keV. Die Photonenemissionswahrscheinlichkeit des Grundzustandsübergangs beträgt nur $6,1 \cdot 10^{-5}$. Daher stammt die Linie bei 689 keV von der registrierten Summe der beiden Übergänge und es zeigt sich, dass ein Summenkorrektur bei der Linien erforderlich ist (siehe Kap. 4.1.2). Der Übergang in ^{198}Hg hat zwar eine wesentlich kleinere Photonenemissionswahrscheinlichkeit und einen größeren Fehler, unterliegt aber keiner Summation. Daher war die Auswertung dieser Linie wichtig für die Kontrolle der Ausbeute.

Neben der Summenlinie bei 689 keV zeigen sich noch Pile-up-Linien bei 712 keV ($2 \times 356 \text{ keV}$), 782 keV ($356 \text{ keV} + 426 \text{ keV}$) und schwächer bei 666 keV ($2 \times 333 \text{ keV}$). Ein Indiz, dass auch eine Aufstockungskorrektur nicht ver-

¹⁴Unter Berücksichtigung der Abschwächung durch photoelektrische Absorption, Comptonstreuung und Paarbildung.

¹⁵<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>

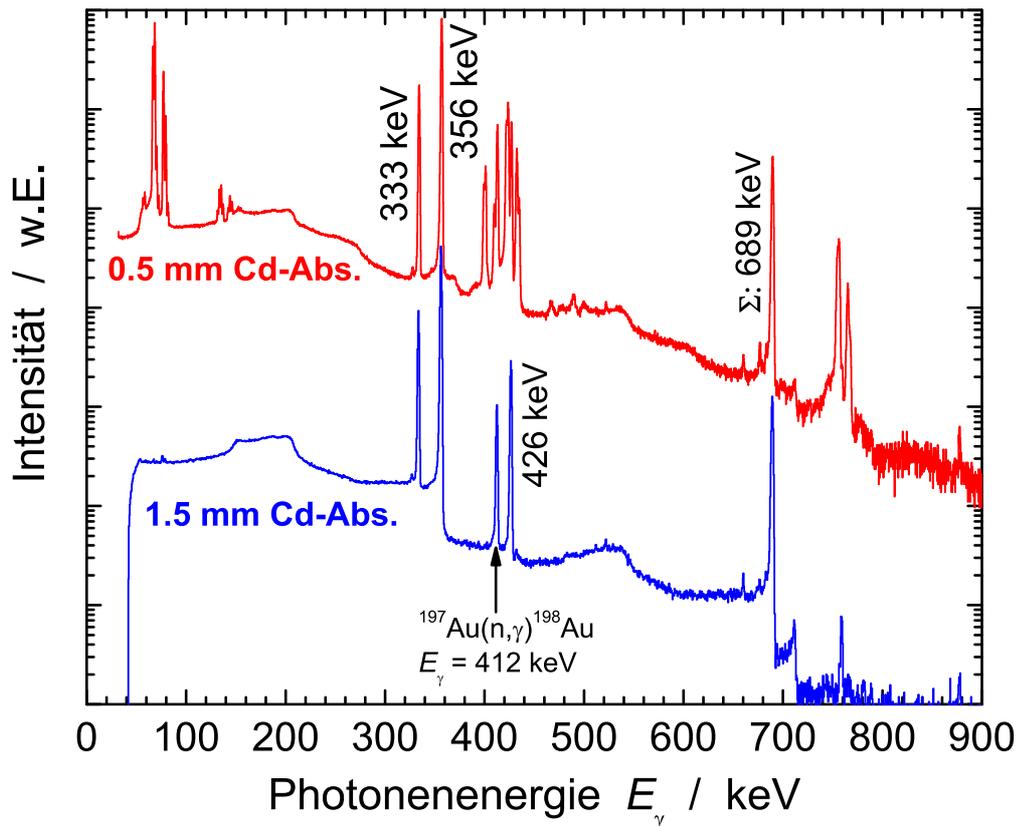


Abbildung 3.6: Vermeidung der Summenlinienbildung mit Röntgenlinien durch den Cd-Absorber. Die obere, rote Kurve wurde mit einer im Elektronenstrahl fänger aktivierten Au-Probe auf nur einem Cd-Blech (0,5 mm) gemessen. Die untere, blaue Kurve stammt von derselben Probe im Anschluss an die erste Messung, aber mit drei Cd-Blechen (1,5 mm). Die Normierung der beiden Messungen erfolgte willkürlich, um die Strukturen besser darstellen zu können. Die Übergänge bei 333 und 356 keV stammen vom Zerfall angeregter Niveaus in ^{196}Pt die dem Elektroneneinfang von ^{196}Au folgen, der Übergang bei 426 keV folgt dem β^- -Zerfall in ^{196}Hg .

nachlässigt werden kann. Dies wurde mit der Pulsermethode berücksichtigt (siehe Kap. 4.1.3.1).

3.4.3 Die Mess-Elektronik

Wie bereits in Abschn. 3.3 erwähnt, wird der HPGe-Detektor als HL-Diode in Sperrrichtung betrieben. Wird ein Photon im Detektor von einem Elektron absorbiert, erzeugt dieses wiederum eine Reihe Elektron-Loch-Paare, die durch die angelegte Spannung zu den entsprechenden Elektroden driften und einen Stromimpuls am Kondensator auslösen. Die Ladung Q des Stromimpulses ($Q = \int I dt \sim \Delta E_\gamma$) ist proportional zur im Detektor deponierten Energie und wird durch den Vorverstärker in einen Spannungsimpuls (Die Ausgangsspannung

des Vorverstärkers ist proportional zum Quotienten aus Ladung und Kapazität: $U_a^{\text{Preamp}} \sim Q/C_f$ umgewandelt. Der Vorverstärker befindet sich am Kühlfinger des Detektors und ist zur Rauschunterdrückung ebenfalls auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt.

Das Signal des Vorverstärkers hat eine relativ steile Anstiegsflanke, fällt aber nur sehr langsam zur Nulllinie zurück. Der spektroskopische Hauptverstärker (ORTEC-NIM-Modul 671) wandelt das Signal in einen gaußförmigen Impuls um. Je kürzer die Pulsformungsdauer, desto weniger Totzeit tritt auf. Gleichzeitig verschlechtert sich aber die Auflösung durch das Rauschen. Eine Pulsformungszeit (Shaping-Time) von $3 \mu\text{s}$ stellte sich als akzeptabler Kompromiss heraus.

Im folgenden wird die Pulshöhe des Signals durch einen Analog-zu-Digital-Wandler (ADC, Analog-to Digital Converter) gemessen und digitalisiert. Im Zerfallsmessplatz geschieht dies im sog. Multichannel-Buffer (ORTEC, MCB Ether-NIM, Modell 919E¹⁶), der die Daten über Ethernet an einen PC überträgt. Die Spektren konnten online mit dem Datenaufnahmeprogramm MAESTRO von ORTEC betrachtet und im ASCII-Format abgespeichert werden.

Zur Totzeit- und Pile-Up-Bestimmung (siehe Kap. 4.1.3.2) wurde ein Pulsgenerator (TENNELEC TC 814, bzw. BNC PB-5¹⁷) mit einer Rate von 10 Hz auf den Testeingang des HPGe-Vorverstärkers gegeben. Die wahre Impulsrate (Triggerausgang des Pulsgenerators) wurde mit einem digitalen Scaler (HIT SC-8000) gemessen.

In Abb. 3.7 wurde zur Demonstration der Korrektur mit dem Pulser (TENNELEC TC 814) das Spektrum mit der höchsten Totzeit gewählt. Typischerweise war die Totzeit viel kleiner um den Fehler durch die Korrektur zu reduzieren. Die mit den Mo-Proben gleichzeitig bestrahlten Au-Proben hatten trotz viel kleinerer Masse eine wesentlich höhere Aktivität, so dass diese meist erst ein oder zwei Wochen nach der Aktivierung gemessen wurden (HWZ von Au: $T_{1/2} \approx 6,2 \text{ d}$).

Die Frequenz des Pulsgenerators sollte möglichst gering sein, um nicht zu viel Totzeit durch den Pulser selbst zu erzeugen und gleichzeitig hoch genug, eine hinreichende Präzision bei der Korrektur zu erhalten. Ein Wert von 10 Hz zeigte sich hierbei als ausreichend. Zur Auswertung siehe Kap. 4.1.3.

Wichtig bei der Wahl der Amplitude des Pulsersignals ist, dass diese deutlich oberhalb der Ausläufer des γ -Spektrums liegt, um die Korrektur nicht durch etwaigen Untergrund zu verfälschen. In Abb. 3.7 zeigt sich, dass diese Bedingung mit der verwendeten Einstellung gut erfüllt ist. Der Verstärkungsfaktor (*engl.*: gain) betrug ca. zwei, so dass Kanal 2000 in etwa einem MeV entspricht.

Im Ausschnitt ist die Pulserlinie gezeigt und das schmale Fenster zur Bestimmung der Anzahl der Ereignisse, bei denen ausschließlich der Pulser registriert wurde. Bei der Auswertung wurde noch der meist sehr geringe Untergrund abgezogen.

¹⁶bei den ersten Messungen wurde der ORTEC Spectrum-MASTER, Modell 919 verwendet, der bis auf die fehlende Ethernet-Übertragungsmöglichkeit (Übertrag mittels Parallelkabel an eine PC-Karte) baugleich ist.

¹⁷Berkeley Nucleonics Corporation, 2955 Kerner Blvd., San Rafael, CA 94901, USA, www.berkeley-nucleonics.com

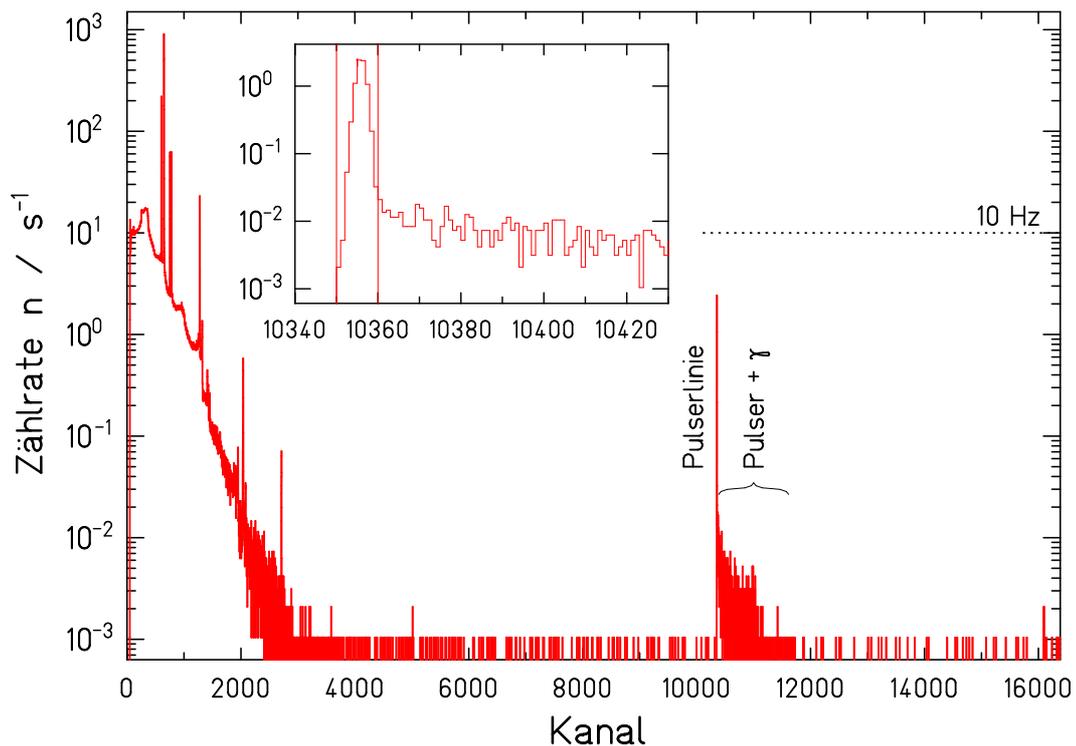


Abbildung 3.7: Zerfallsspektrum einer aktivierten Au-Probe mit hoher Totzeit und Pulserlinie (Pulser: TENNELEC TC 814). Das mit dem 60%-HPGe-Detektor aufgenommene Spektrum der 67 mg schweren im Elektronenstrahlfänger aktivierten Goldfolie wurde 958,5 s lang mit einer durchschnittlichen Zählrate von etwa $13 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ gemessen. Dabei betrug die Pulsformungsdauer (Shaping-time) des Hauptverstärkers (ORTEC 671) $3 \mu\text{s}$. Die Totzeit betrug laut Messelektronik 214,3 s (22,36%), der mit der Pulserlinie und dem Pulszähler bestimmte kombinierte Totzeit- und Pile-up-Korrekturfaktor beträgt $0,743 \pm 0,004$ (entsprechend 25,7% Totzeit- und Pile-up-Verlusten). Die Pulsfrequenz betrug 10,17 Hz. Der Ausschnitt zeigt die Pulserlinie und die Ereignisse, bei denen gleichzeitig der Pulser und γ -Quanten registriert wurden.

3.5 Photoaktivierung im Elektronenstrahlfänger

Nachdem die Elektronen den Radiator passiert haben, werden sie durch einen Dipolmagnet („Reinigungsmagnet“) 45° in die Richtung des Elektronenstrahlfängers (siehe Abb. 3.8) abgelenkt. Der Strahl wird durch einen 60 cm langen Zylinder aus Reinstgraphit gestoppt. Der Zylinder hat einen Durchmesser von 20 cm und zwei koaxiale konische Bohrungen mit unterschiedlichem Öffnungswinkel, um den Elektronenstrahl inklusive Halo auf eine möglichst große Fläche auftreffen zu lassen, siehe Abb. 3.8. Die Bohrung ist etwa 20 cm kürzer als die volle Länge des Zylinders, um zu gewährleisten, dass die Elektronen vollständig gestoppt werden.

Der Graphitzylinder steht elektrisch isoliert auf drei Keramikfüßen in einem

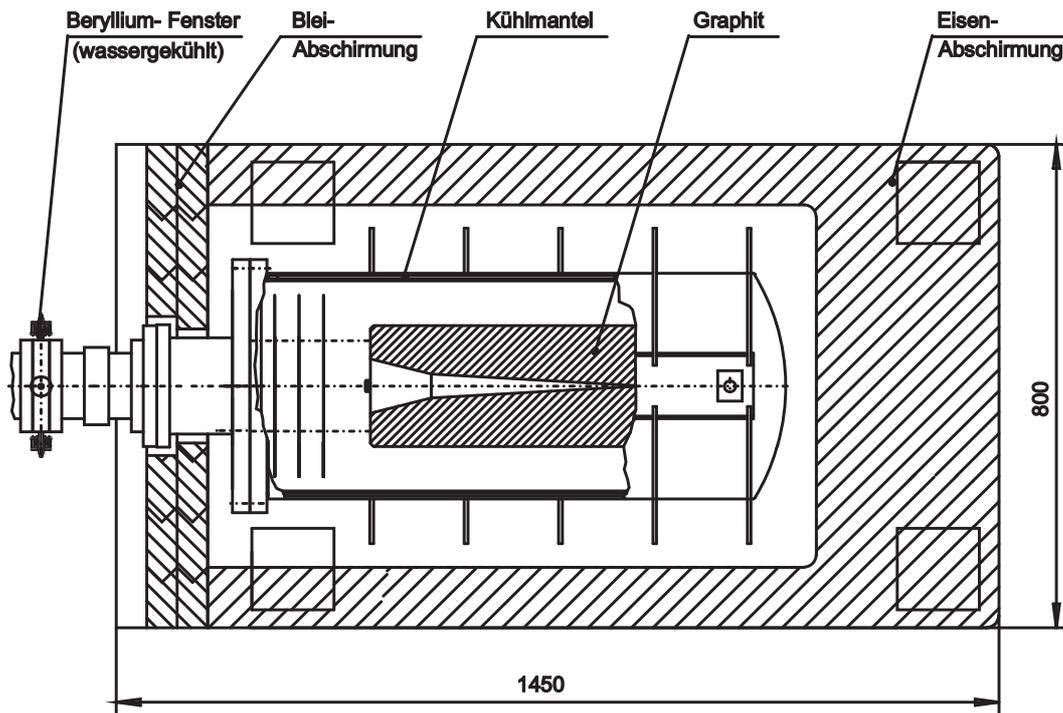


Abbildung 3.8: Skizze des Elektronenstrahlfängers (aus [Naum02a]). Der Bestrahlungsplatz befindet sich auf der Strahlachse zwischen Kühlmantel und Eisenabschirmung.

wassergekühlten Edeltank im Hochvakuum. Dieses ist vom Ultrahochvakuum der Elektronenstrahlführung durch ein Beryllium-Fenster getrennt, welches ebenfalls wassergekühlt ist. Das Be-Fenster ist notwendig, da der Graphitzylinder durch den Energieeintrag weißglühend ist und das Beschleunigervakuum verschlechtern würde, was wiederum durch Streuung eine unerwünschte Strahlaufweitung und damit Strahlverlust mit sich führen würde. Die deponierte Energie wird ausschließlich durch Wärmestrahlung an den Edeltank abgegeben, der zusätzlich zur Wasserkühlung mit Kühlrippen ausgestattet ist, wie in der Skizze ersichtlich. Der Kühlmantel besteht aus zwei 4 mm dicken, nichtrostenden Edeltankwänden, die durch eine 5 mm dicke Schicht Kühlwasser getrennt sind. Um den Strahlungsuntergrund im Beschleunigerraum zu minimieren, befindet sich der Edeltank in einem Gehäuse aus Gusseisen, das an den Seitenwänden 10 und an der Rückwand 20 cm dick ist. Die Frontfläche ist durch bewegliche Bleisteine mit Schwalbenschwanzprofil abgeschirmt um den Zugang zu ermöglichen.

Die Elektronen-, Photonen- und Neutronenfluenzen wurden in umfangreichen Simulationen mit dem Teilchentransport-Programm FLUKA [Fass00, Naum02a] berechnet. Da der Elektronenstrahlfänger sich wie ein dicker Radiator für Photonen verhält, war zu erwarten, dass der Photonenfluss innerhalb der Eisenabschirmung des Elektronenstrahlfängers um ein vielfaches höher ist, als die mit dem dünnen Radiator erzeugte Bremsstrahlung im Kernphysiklabor.

Der Raum zwischen dem Edeltank und der Gusseisenabschirmung ist

nicht vollständig ausgefüllt. Der Abstand beträgt auf der Strahlachse etwa 5 cm. An dieser Stelle ist der zu erwartende Photonenfluss am größten [Naum02a, Naum02b]. Um diesen Platz für die Bestrahlung zu nutzen, wurde von oben ein Loch mit einem Durchmesser von ca. 4,5 cm in die Eisenabschirmung gebohrt. Um zu verhindern, dass Proben versehentlich innerhalb der Eisenabschirmung herunterfallen, wurde ein passgenaues Aluminiumrohr, dessen unteres Ende verschlossen ist, eingeschoben. Während des Strahlbetriebes wurde das Al-Rohr mit einem Eisenpfropfen verschlossen, der auf der Innenseite ein Gewinde für den Probenhalter besitzt. Der Probenhalter besteht aus einem Stab aus Aluminium an dessen Ende sich eine Al-Dose befindet, in welche die Proben eingesetzt wurden. Die Länge des Stabes wurde so gewählt, dass sich der Mittelpunkt der Proben auf der Strahlachse befindet.

3.6 Aktivierung mit der Rohrpost

Um kurzlebige Nuklide mit Halbwertszeiten unter 10 min untersuchen zu können, wurde ein Rohrpostanlage installiert, die es erlaubt, die aktivierten Proben innerhalb etwa 5 s vom Elektronenstrahlfänger in den gut abgeschirmten Niedrigniveaumessplatz zu befördern [Wagn07]. Das gesamte System ist hermetisch abgeschlossen, um das Freisetzen von aktivierter Luft zu verhindern.

3.6.1 Der Aufbau

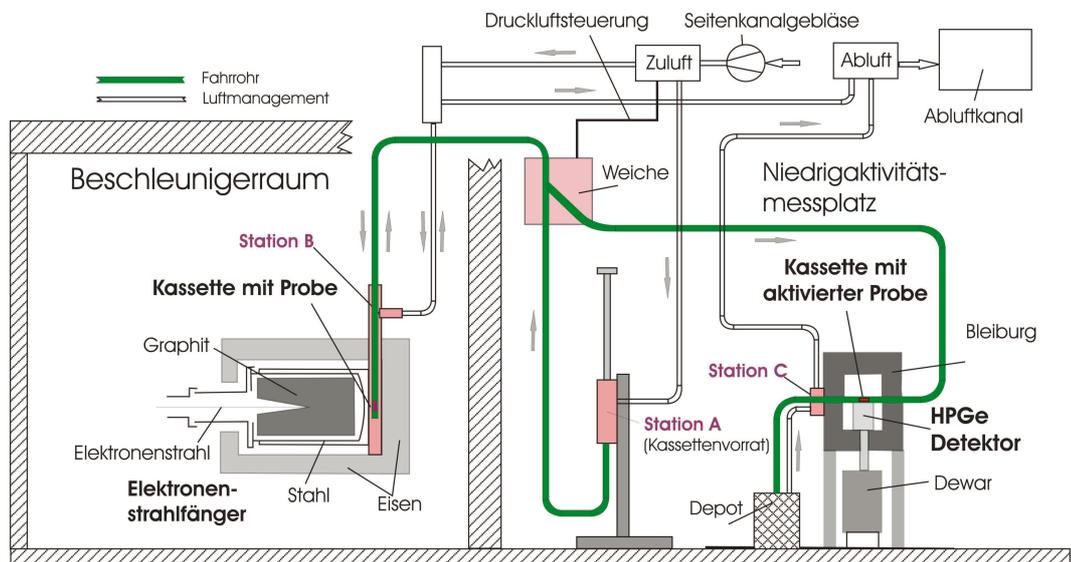


Abbildung 3.9: Schema der Rohrpostanlage. Die Startstation, der abgeschirmte Zerfallsmessplatz und das Depot befinden sich in der ELBE-Halle vor dem Kernphysikmesslabor. Die Bestrahlung findet in einer Aussparung der Gusseisenabschirmung des Elektronenstrahlfängers im Beschleunigerlabor statt. Ablaufbeschreibung siehe Text.

Die Rohrpost besteht aus einem verwindungssteifen Polyamidschlauch, durch den die Rohrpostkassetten mit Druckluft aus einem Seitenkanalgebläse von der Startstation A (siehe Abb. 3.9) über die Weiche in Bestrahlungsposition B im Elektronenstrahlfänger geschossen werden. Am Ende der Bestrahlung werden die Weiche und die Ventile der Zu- und Abluft umgestellt und die Kassette mit der Probe wird in weniger als 10s direkt in den Zerfallsmessplatz (Station C) befördert. Ein Positionierstab schiebt die Kassette etwas zurück, dass diese exakt über dem Detektor zum Liegen kommt. Anschließend wird der Positionierstab wieder herausgefahren und nach der Messung wird die Kassette weiter in einen mit Pb abgeschirmten Sammler (Depot) befördert, um die Umgebung von der Reststrahlung zu schützen.

Die Elektronik ist so programmiert, dass gleichzeitig Proben bestrahlt und gemessen werden können. Der Aufbau und die Mess- und Steuerelektronik [Faut07] der Rohrpost wurde bereits in der Dissertation von C. Nair beschrieben [Nair09].

3.6.2 Die besondere Probengeometrie

Da sich die Rohrpostkassetten im Rohr beliebig drehen können, ist es wichtig, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors nicht von der Geometrie der Proben abhängt, was am besten durch die Zylindersymmetrie erreicht wird. Daher wurden die Proben bestehend aus dünnen Goldfolien oder Molybdänblechen um die Gewindestange der Rohrpostkassette gewickelt (siehe Abb. 3.10).

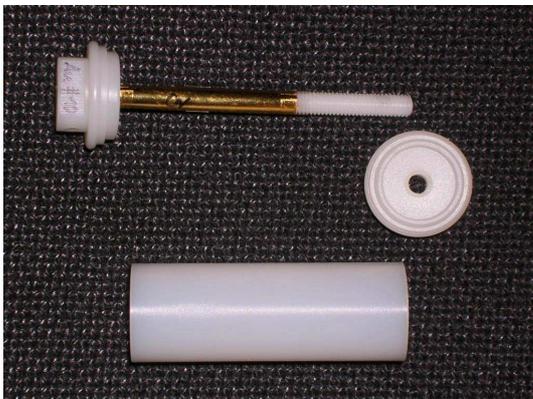


Abbildung 3.10: Rohrpostkassette mit Au-Probe. Die Au-Folie wurde mehrfach um die Gewindestange gewickelt und mit Tesafilm fixiert. Durch die Zylindergeometrie ist die Messung der Aktivierungsausbeute unabhängig von der Lage bezüglich der Rotationsachse.

Kapitel 4

Auswertung und Datenanalyse

Im Folgenden werden die Auswertung der Daten und Analysemethoden beschrieben. Das Photoaktivierungsexperiment ist im Prinzip zweigliedrig. Der erste Teil ist die Bestrahlung der Gold-, bzw. Molybdänprobe und im Anschluss daran erfolgt die Messung der Ausbeute über den radioaktiven Zerfall. In Abschnitt 4.1 werden die Observablen des Zerfalls der aktivierten Proben diskutiert und die Auswertung der Zerfallsmessungen sowohl für den Aufbau bei manuellen Proben-transport, als auch für die Aktivierung mit der Rohrpost beschrieben.

Um die experimentell gewonnenen Daten mit früheren Experimenten und Modellrechnungen vergleichen zu können, ist es notwendig, diese auf den absoluten Wert der Photonenfluenz bei einer bestimmten Energie zu normieren.

Für die Berechnung der integralen Ausbeute aus einem experimentellen oder theoretischen Querschnitt ist die Kenntnis des gesamten Verlaufs des Bremsstrahlungsspektrums von der Reaktionsschwelle bis zur Endpunktsenergie erforderlich. Für einen bestimmten experimentellen Aufbau hängt diese in erster Linie von der Dicke und dem Material des Radiators ab, aber auch von der Endpunktsenergie. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zwar bei allen Aktivierungen am Bestrahlungsplatz A ein $7\ \mu\text{m}$ dicker Nb-Radiator verwendet, aber es ist nicht möglich die spektrale Verteilung mit hinreichender Genauigkeit direkt zu messen. Insbesondere nahe der Endpunktsenergie reicht die Statistik i.d.R. nicht aus und es gibt nur wenige Isotope mit genügend starken Resonanzzuständen im Energiebereich oberhalb von $8\ \text{MeV}$. Daher muss auf Modelle zurückgegriffen werden, welche den Prozess Bremsstrahlungserzeugung beschreiben. Um der Geometrie gerecht zu werden, eignet sich am besten eine Monte-Carlo-Simulation. Wichtig ist auch der Strahlungstransport in einem dicken Target. Das gilt nicht nur für den Elektronenstrahlfänger, sondern auch für den Strahlhärter. Modelle und Simulation werden in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Die Bestimmung der Endpunktsenergie erfolgte wie im Aufbau skizziert aus der parallel laufenden Messung der Protonenspektren aus dem Deuteriumaufbruch mittels Si-Detektoren. Dies wird in Abschnitt 4.3 ausgeführt. Mit Form und Endpunkt ist der relative Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums festgelegt, die absolute Normierung erfolgt durch die Kernresonanzfluoreszenzmessung der stärksten Übergänge des Isotops ^{11}B am Bremsstrahlungsmessplatz (Aktivierungsplatz A), beschrieben in Abschnitt 4.4, und durch den Vergleich mit der Aktivierungsaus-

beute von $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ am Elektronenstrahlfänger (Bestrahlungsplatz B).

4.1 Die Bestimmung der Aktivierungsausbeute

Ziel der Arbeit ist es, die Querschnitte der Photodesintegrationsreaktionen $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$, (γ, p) und (γ, α) aus den Modellrechnungen experimentell zu überprüfen. Der Vorteil der Photoaktivierungsmethode wurde bereits im Abschnitt 2.5 erläutert. Um die Photoaktivierungsausbeute zu messen, gibt es theoretisch mehrere Möglichkeiten: man könnte versuchen den β -Zerfall direkt zu messen, birgt aber den großen Nachteil, dass eine Absolutmessung u.a. wegen der Selbstabsorption der Elektronen in der Probe und der Absorption in Luft nur sehr ungenau ist. Da das β -Spektrum kontinuierlich ist, lassen sich verschiedene Endzustände und verschiedene Isotope (bei natürlicher Zusammensetzung der Probe) nur sehr schwer unterscheiden. Denkbar wäre auch eine Analyse der Röntgenquanten, die jedem β -Zerfall wegen der Umordnung der Elektronenschale folgen. Nachteilig ist aber, dass diese in Gruppen auftreten und sich dabei größtenteils überlagern. Dadurch wird eine Intensitätsbestimmung nahezu unmöglich, zumal die verschiedenen Röntgenlinien (i.d.R. $< 100\text{ keV}$) teilweise in Kaskade auftreten und komplizierte Summenkorrekturen nötig wären. Häufig befinden sich die Röntgenlinien auf einem hohen Untergrund, der von der Bremsstrahlung der absorbierten β -Teilchen und Comptongestreuter Gammaquanten herrührt. Letztere haben diese Probleme nicht, da sie bei viel höheren Energie (bis etwa 2 MeV) liegen und meist (mit den verwendeten HPGe-Detektoren) als getrennte Linien auftreten. Photonemissionswahrscheinlichkeit sind mit wesentlich höherer Genauigkeit bekannt, Summenkorrekturen sind häufig einfacher zu berechnen und die (Selbst-)Absorption ist viel niedriger.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte daher die Photoaktivierungsausbeute mittels Gammaskopie gemessen werden. Allerdings schränkt dies die Zahl der möglichen zu untersuchenden Kerne auf diejenigen ein, die zusätzlich zum Betazerfall noch einen Gammazerfall mit genügend hoher Photonemissionswahrscheinlichkeit aufweisen.

Allen Zerfallsmessungen mit manueller Probenentnahme gemein ist die Beschränkung auf nicht zu kurze ($> 15\text{ min}$) oder zu lange (wenige Jahre) Halbwertszeiten (HWZ). Die Methode der Rohrpostaktivierung ermöglicht die Ausdehnung in Bereiche bis zu wenigen Sekunden und für HWZ ab mehreren Jahren muss entweder auf spezielle Niederniveaumessplätze wie das Felsenkellerlabor des VKTA in Dresden [Nair08a] zurückgegriffen werden, oder die Ausbeute muss mittels Beschleunigermassenspektroskopie (AMS, *engl.*: Accelerator Mass Spectroscopy) wie im Fall von ^{64}Ni bestimmt werden [Walt08].

Die Aktivierungsausbeute (*engl.*: activation yield) Y_{act} ist gleich der Anzahl der aktivierten Kerne N_{act} , dividiert durch die Anzahl der Kerne in der Probe (*engl.*: target) N_{tar} :

$$Y_{\text{act}} = \frac{N_{\text{act}}}{N_{\text{tar}}}. \quad (4.1)$$

Die Anzahl der aktivierten Kerne lässt sich aus dem radioaktiven Zerfall der γ -Linie berechnen:

$$N_{\text{act}} = \frac{N_{\text{peak}}(E_\gamma) \cdot \kappa}{c_{\text{d\&p}} \cdot c_{\text{sum}} \cdot \varepsilon_{\text{fep}}(E_\gamma) \cdot p(E_\gamma)}. \quad (4.2)$$

Im Histogramm entspricht die Fläche unter der Gaußkurve eines Peaks (einschließlich eines eventuellen Tails) der Intensität der Linie, oder anders ausgedrückt, der Anzahl der während der Messung mit dem Detektor registrierten Ereignisse $N_{\text{peak}}(E_\gamma)$, bei denen die volle Energie E_γ der γ -Quanten mit der Nachweiswahrscheinlichkeit (oder Effektivität, *engl.*: efficiency) $\varepsilon_{\text{fep}}(E_\gamma)$ detektiert wurde. Um auf die tatsächliche Anzahl der im Detektor absorbierten γ -Quanten zu kommen, müssen noch Verluste während der Totzeit und durch Pile-up ($c_{\text{d\&p}}$), sowie durch Summenpeakbildung (c_{sum}) korrigiert werden. Nach Berücksichtigung der Photonenemissionswahrscheinlichkeit $p(E_\gamma)$ erhält man die während der Messdauer zerfallenen Kerne. Der Zeitfaktor κ setzt diese in Beziehung zur Anzahl der aktivierten Kerne:

$$\kappa = f_{\text{meas}} \cdot f_{\text{loss}} \cdot f_{\text{irr}}. \quad (4.3)$$

Dies ist in Abb. 4.1 veranschaulicht. Der Messzeitfaktor f_{meas} ist das Verhältnis der während der Messzeit t_{meas} zerfallenen Kernen zur Anzahl der aktiven Kerne zu Beginn der Messung:

$$f_{\text{meas}} = \frac{1}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{\text{meas}}}}; \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{\tau}. \quad (4.4)$$

In das exponentielle Zerfallsgesetz geht die Halbwertszeit $T_{1/2}$ (HWZ), bzw. daraus abgeleitet die Zerfallskonstante λ (oder die Lebensdauer τ) ein, welche als bekannt vorausgesetzt werden muss.

Es ist praktisch nicht möglich, mit der Zerfallsmessung sofort nach dem Ende der Bestrahlung zu beginnen, da die Probe vom Bestrahlungs- zum Zerfallsmessplatz transportiert werden muss. Der zweite Zeitfaktor f_{loss} berücksichtigt den Zerfallsverlust während dieser sog. Verlustzeit t_{loss} :

$$f_{\text{loss}} = \frac{1}{e^{-\lambda \cdot t_{\text{loss}}}}. \quad (4.5)$$

Wenn die HWZ nicht sehr groß gegenüber der Bestrahlungsdauer ist, muss zusätzlich der Zerfall während der Bestrahlung korrigiert werden. Bei der Lösung dieses Problems ist zu beachten, dass gleichzeitig radioaktive Kerne erzeugt werden und zerfallen. Es handelt sich um eine inhomogene, lineare Differentialgleichung erster Ordnung, die sich mit der Methode der Variation der Konstanten lösen lässt ([Walt96, Vogt00, Vogt02]). Unter Annahme einer konstanten Produktionsrate ergibt für Bestrahlungsverlustzeitfaktor f_{irr} :

$$f_{\text{irr}} = \frac{\lambda \cdot t_{\text{irr}}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{\text{irr}}}}. \quad (4.6)$$

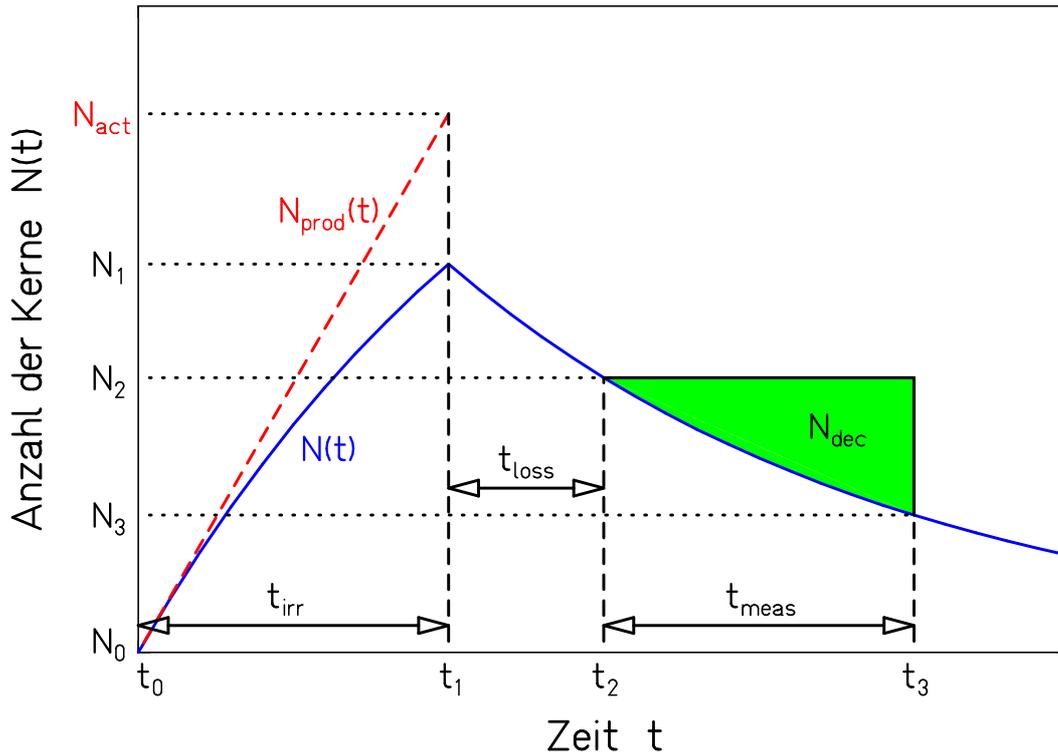


Abbildung 4.1: Veranschaulichung und Definition der Zeitfaktoren am Beispiel eines Isotopes mit einer Halbwertszeit $T_{1/2}$ gleich der Bestrahlungsdauer t_{irr} . Der Messzeitfaktor f_{meas} rechnet von der Anzahl der während der Messdauer $t_{\text{meas}} = t_3 - t_2$ zerfallenen Kerne $N_{\text{dec}} = N_2 - N_3$ zurück auf die Anzahl der aktiven Kerne zu Beginn der Messung. Der Verlustfaktor f_{loss} berücksichtigt den Zerfall im Zeitraum $t_{\text{loss}} = t_2 - t_1$ zwischen Ende der Bestrahlung und Beginn der Zerfallsmessung und ergibt die Anzahl der aktiven Kerne N_1 . Der Bestrahlungszeitfaktor f_{irr} letztendlich korrigiert die Zerfälle während der Bestrahlung (unter Annahme einer konstanten Produktionsrate), um schließlich die Anzahl der aktivierten (nicht der aktiven!) Kerne N_{act} zu erhalten.

Diese Annahme ist im allgemeinen recht gut erfüllt, da eine Energiestabilisierung (3.1) dafür sorgt, dass die Strahlenergie konstant bleibt. Der Verlauf des Strahlstroms wurde in Spektren überwacht. Nur wenige Datenpunkte mussten korrigiert werden. Die Schwankung beträgt nur wenige % über die gesamte Bestrahlungsdauer.

Die experimentell bestimmte Aktivierungsausbeute Y_{act} (*engl.*: activation yield) kann nun mit der integralen Ausbeute Y_{int} verglichen werden, d.h. der Photodesintegrationsquerschnitt $\sigma_{(\gamma,x)}$ gefaltet mit der Photonenfluenz Φ , d.h. der Bremsstrahlungsflussverteilung integriert über die gesamte Messdauer t_{meas} ($\Phi = \int \phi(t) dt$):

$$Y_{\text{act}} \stackrel{!}{=} Y_{\text{int}} \equiv \int_{S_x}^{E_0} \sigma_{(\gamma,x)}(E_\gamma) \cdot \Phi(E_\gamma, E_0) dE \quad (4.7)$$

Da die Ausbeute von der Intensität und Dauer der Bestrahlung abhängt, kann diese am Bremsstrahlungsmessplatz (A) auf die gemessene Photonenfluenz Φ_γ^{exp} , also den zeitlich integrierten Photonenfluss Φ_γ eines bestimmten Übergangs in ^{11}B normiert (siehe Abschnitt 4.4.2) werden, um die Messungen bei verschiedenen Endpunktsenergien E_0 vergleichen zu können. Am Bestrahlungsplatz B (Elektronenstrahlfänger) besteht diese Möglichkeit nicht. Dort erfolgt die Absolutnormierung immer nur relativ zum Querschnitt $\sigma[^{197}\text{Au}(\gamma, n)]$.

Wie bereits im letzten Kapitel beschrieben, wird die Simulation der Verteilung der Photonenfluenz $\Phi_\gamma^{\text{sim}}(E_\gamma, E_0)$ in Photonen pro Energieintervall (MeV), pro Fläche und pro auf den Radiator einfallendes Elektron angegeben. Damit könnte der simulierte Photonenfluss direkt auf den Elektronenstrom normiert werden. Bei der Beschreibung des Aufbaus wurde aber bereits angedeutet, dass die Absolutmessung des Elektronenstroms mit großen Unsicherheiten verbunden ist, weshalb der experimentelle Photonenfluss, bzw. die Fluenz mittels KRF festgelegt werden muss. Außerdem ist der Strahl aufgeweitet und die Position entlang des C-Strahlfängers nicht genau bekannt. Die tatsächliche Photonenfluenzverteilung $\Phi_\gamma(E_\gamma, E_0)$ lässt sich also schreiben als

$$\Phi_\gamma(E_\gamma, E_0) = \frac{\Phi_\gamma^{\text{exp}}(E_\gamma^{\text{norm}}, E_0)}{\Phi_\gamma^{\text{sim}}(E_\gamma^{\text{norm}}, E_0)} \Phi_\gamma^{\text{sim}}(E_\gamma, E_0). \quad (4.8)$$

Die gemessene Photonenfluenz ist für eine Messung mit einer Elektronenstrahlenergie eine Konstante und lässt sich damit aus der integralen Ausbeute (4.7) herausziehen.

4.1.1 Kalibration der Detektoreffektivität

Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit oder Effektivität des HPGe-Detektors im Zerfallsmessplatz für den Photopeak wurde mit verschiedenen kalibrierten Quellen der PTB¹ und von Amersham² im Energiebereich von 0,12 bis 1,9 MeV bestimmt [Nair08b]. Dabei wurden die punktförmigen Quellen im gleichen Abstand wie die bestrahlten Proben gemessen. Die absolute Effektivität wurde für eine realistische Geometrie mit dem Monte-Carlo-Code GEANT3 [GEAN93] simuliert und an die gemessenen Daten angepasst.

Für alle zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendeten Quellen gilt, dass die Messdauer kurz ist $t_{\text{meas}} \ll T_{1/2}$ gegenüber der Halbwertszeit (HWZ). (Kürzeste HWZ: $T_{1/2}(^{65}\text{Zn}) = 106,6 \text{ d}$. Längste Messdauer im Zerfallsmessplatz etwa 5,5 h. Zu den Quelleneigenschaften siehe Tab. B.1 im Anhang.) Eine Korrektur des Zerfalls während der Messung war daher nicht notwendig. Die Aktivität $A = \frac{dN}{dt}$ kann als konstant angenommen werden und berechnet sich nach dem Zerfallsgesetz

$$A_1 = A_0 \cdot e^{-\lambda(t_1 - t_0)} \quad (4.9)$$

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Fachbereich 6.1, Bundesallee 100, D-38116 Braunschweig; http://www.ptb.de/de/org/6/_index.htm

²ISOTRAK AEA Technology QSA, Gieselweg 1, D-38110 Braunschweig

mit der Aktivität A_0 zum Zeitpunkt t_0 laut Zertifikat. Ähnlich wie bei der Berechnung der Aktivierungsausbeute Glg. 4.2 verhält sich die Anzahl der Zerfälle (decays) $N_{\text{dec}} = A_1 \cdot t_{\text{real}}$ zur Anzahl der Ereignisse im Photopeak N_{peak} und aufgelöst nach der “full-energy-peak efficiency” ergibt sich:

$$\varepsilon_{\text{fep}}(E_\gamma) = \frac{N_{\text{peak}}(E_\gamma)/N_{\text{dec}}}{c_{\text{d\&p}} \cdot c_{\text{sum}} \cdot p(E_\gamma)}. \quad (4.10)$$

Der Durchmesser der Proben, die manuell an einem der beiden Bestrahlungsplätze A oder B eingesetzt und entnommen wurden, betrug stets 2 cm. Die Rohrpostproben bestanden aus dünnen Blechen, die zu Zylindern mit 5 mm Durchmesser und einer Länge von 36 mm gerollt wurden. Diese wurden in die Rohrposttransportkassette (Polyethylen; Länge: 55,3 mm, Radius: 10,0 mm, Dicke: 1,0 mm) eingesetzt (Abb. 3.10). Die Effektivität der Rohrpostproben in der entsprechenden Zählgeometrie ist lediglich um etwa 2% erniedrigt. Daher ist ein Abstandseffekt hervorgerufen durch die Dicke der Mo-Proben (0,2 bis 1,0 mm) vernachlässigbar³, denn die Achse der Rohrpostproben befindet sich etwa 15 mm über der Endkappe des Detektors, wenn dieser so nahe wie möglich das Transportrohr der Rohrpost (Polyamid; Dicke: 1,0 mm) herangefahren ist⁴. Der Effekt der Probenausdehnung und Selbstabsorption der γ -Strahlen wurde mit dem Programm EFFTRAN [Vidm05] untersucht [Nair08a] und bei den Rohrpostproben berücksichtigt.

In Abb. 4.2 ist die Effektivitätskurve des 100%-Detektors für Proben der Aktivierung ohne Rohrpost gezeigt. Die verwendeten Quellen und deren Eigenschaften sind im Anhang B.1 aufgelistet. Die Effektivitätskurven der 60%- und 90%-Detektoren wurden analog bestimmt und sind in [Nair09] gezeigt.

Wenn beim γ -Zerfall in Quellen oder in aktivierten Proben mehr als ein angeregtes Niveau beteiligt ist und Übergänge in Kaskade auftreten, ist es möglich, dass beide γ -Quanten gleichzeitig ihre Energie im Detektor deponieren, weil die Lebensdauer angeregter Zustände meist viel kürzer ist als die Zeitauflösung des Detektors [Debe01]. Das Ereignis wird dann bei der Summe der absorbierten Energien der beiden Photonen nachgewiesen und fehlt in beiden Photopeaks. Betrachtet man den Photopeak eines Übergangs, so ist es egal, ob die Energie des anderen Photons vollständig oder teilweise deponiert wird. Durch die Summation (*engl.*: summing) geht das Ereignis dem Photopeak verloren. Zur Korrektur wird daher die totale Nachweiswahrscheinlichkeit des anderen Photons benötigt [Debe01, Nair05].

Die Bestimmung der totalen Effektivität ist schwieriger und funktioniert im Prinzip nur mit Quellen, die lediglich einen einzigen Übergang aufweisen (¹³⁷Cs bei 661,66 keV und ⁵⁴Mn bei 834,85 keV), da die Ereignisse im gesamten Energiebereich unterhalb der vollen Energie liegen können. Nach dem Abzug des Untergrundes muss also das gesamte Spektrum bis zur Photonenenergie integriert werden [Debe01]. Liegen zwei Linien weit auseinander, lässt sich die totale Effektivität des Übergangs bei der höheren Energie bestimmen, wenn dieselbe des

³Die Dicke der Au-Proben betrug höchstens 0,02 mm.

⁴Hinzu kommt noch der 1,5 mm dicke Cd-Absorber.

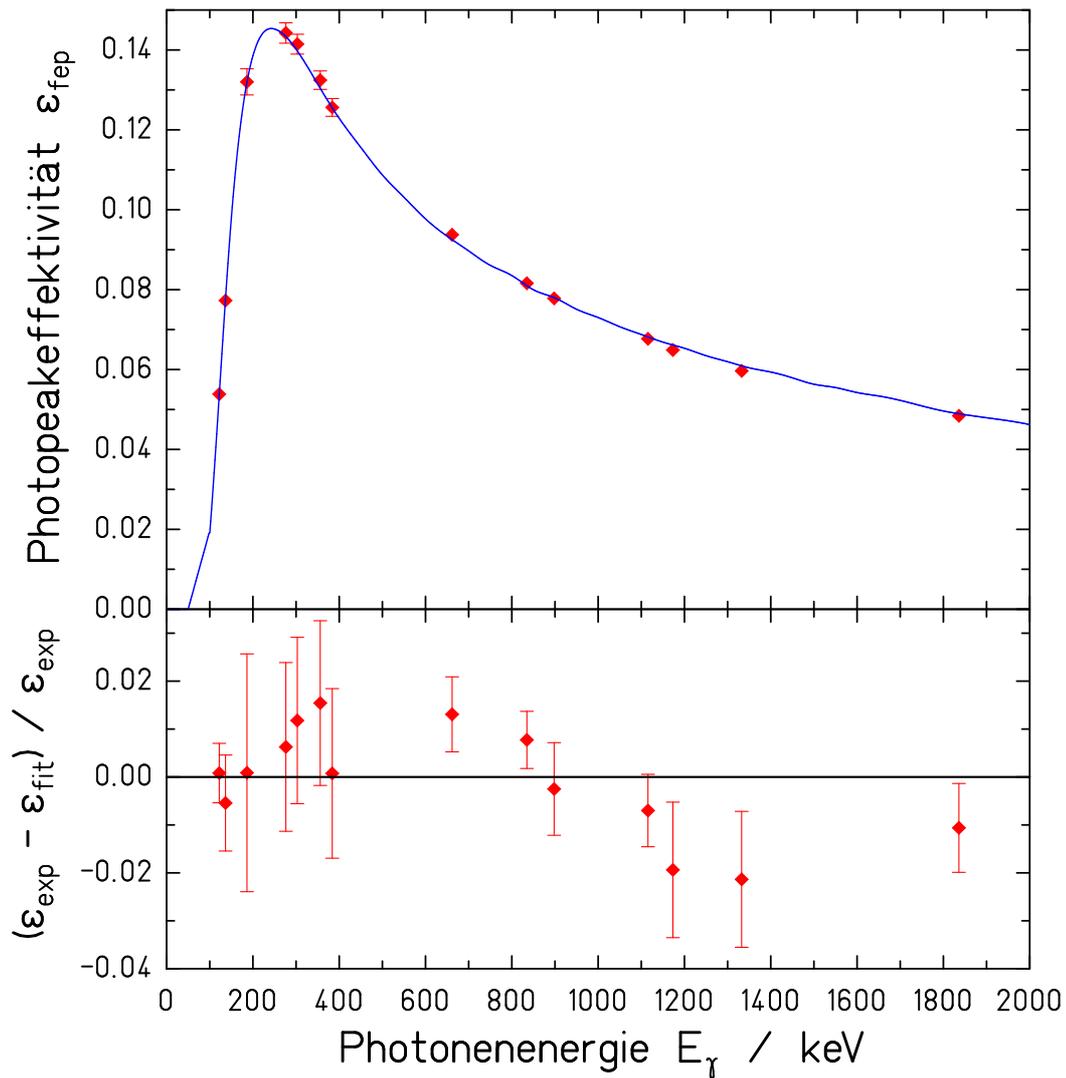


Abbildung 4.2: Nachweiswahrscheinlichkeit des 100%-HPGe-Detektors für vollständig absorbierte Photonen im Zerfallsmessplatz. Im oberen Teil der Abb. ist die mit den Quellen bestimmte experimentelle Photopeakeffektivität an die Monte-Carlo-Simulation angepasst. Im unteren Teil ist das Residuum aufgetragen. Der Fehlerbalken enthält die statistische und systematische Unsicherheit. Das reduzierte χ_{red}^2 lag nahe bei eins ($\sqrt{\chi_{\text{red}}^2} = 1,44$). Daher war eine Korrektur des Fehlers nicht erforderlich.

Übergangs bei der niedrigeren Energie bekannt ist ([Debe01], angewendet bei ^{65}Zn). Durch die Abschätzung der totalen Effektivität ergibt sich eine größere Unsicherheit. Dennoch stimmt der Wert im Rahmen des Fehlers mit den anderen beiden Messpunkten überein. Um die zusätzliche Unsicherheit angemessen zu berücksichtigen, wurden die Fehler mit der Wurzel aus dem reduzierten⁵ χ_{red}^2 der Anpassung an die Simulation multipliziert.

⁵reduziertes χ^2 : $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/\nu$, mit der Anzahl der Freiheitsgrade ν .

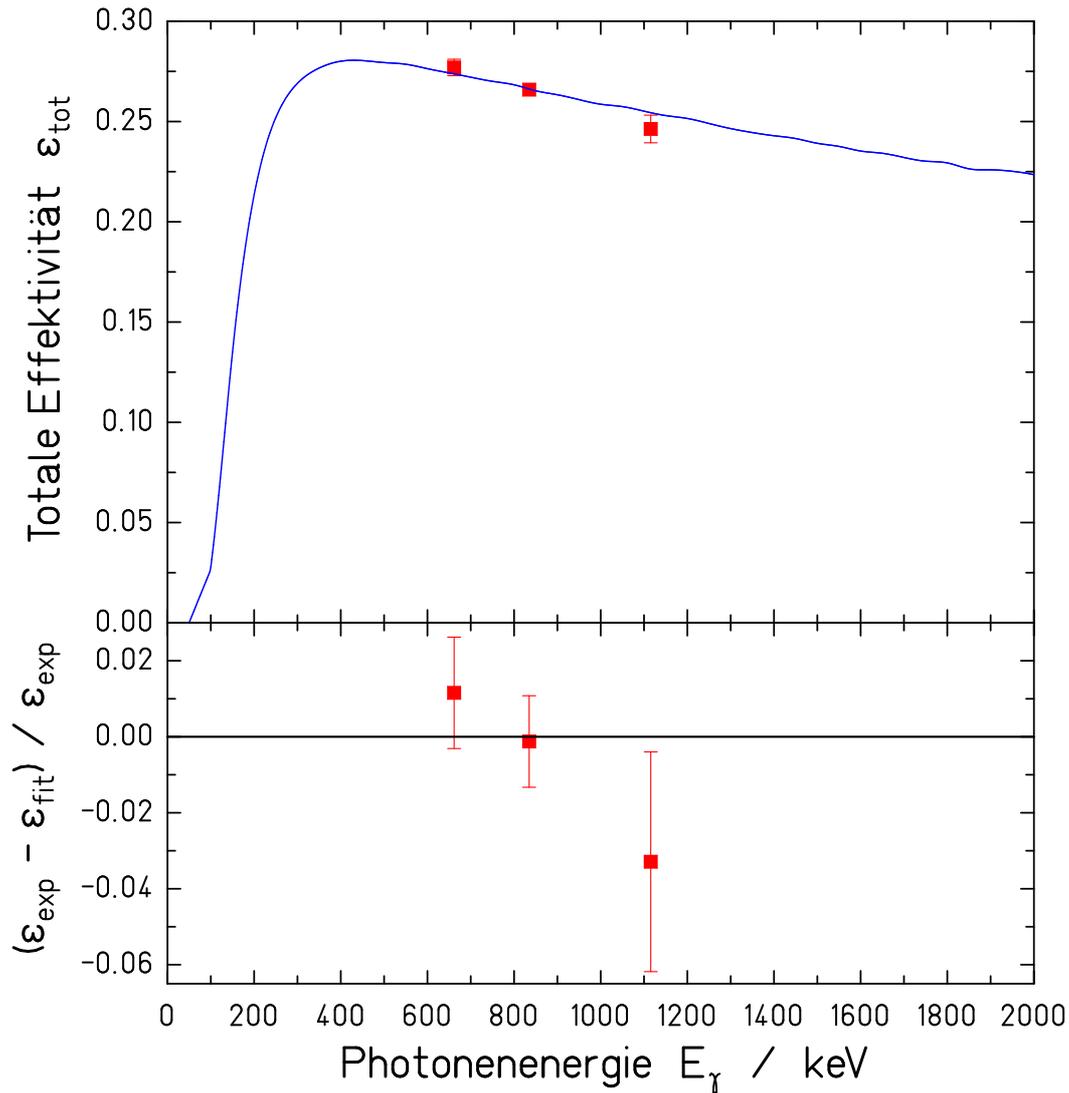


Abbildung 4.3: Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit des 100%-HPGe-Detektors im Zerfallsmessplatz. Im oberen Teil der Abb. ist die mit den monoenergetischen Quellen ^{137}Cs , ^{54}Mn und ^{65}Zn bestimmte experimentelle totale Effektivität an die entsprechende Monte-Carlo-Simulation angepasst. Im unteren Teil ist das Residuum aufgetragen. Zur Diskussion des Fehlers siehe Text. Der Fehler wurde mit der Wurzel aus dem reduzierten χ_{red}^2 multipliziert ($\sqrt{\chi_{\text{red}}^2} = 2,93$).

4.1.2 Zerfallsschemata der aktivierten Isotope

Um die Aktivierungsausbeute mittels Gammaskopie zu bestimmen, ist eine genaue Kenntnis des Zerfallsschemas unerlässlich, um Photonenemissionswahrscheinlichkeit und mögliche Effekte der Summation des Pulses mit einem anderen γ - oder Röntgenpuls, insbesondere mit den 511-keV-Quanten der Vernichtungsstrahlung auszuschließen oder zu korrigieren. Es handelt sich dabei um Summing-Out, d.h. es fehlen Ereignisse im Photopeak da die interessierenden

γ -Quanten gleichzeitig mit anderen Photonen registriert werden und somit bei einer höheren Kanalzahl liegen.

Photoaktivierung von ^{197}Au

Das Schema der Photoaktivierung von ^{197}Au ist in Abb. 4.4 gezeigt. Übersteigt die Photonenenergie E_γ die Neutronenseparationsenergie S_n , zerfällt der Kern nach der Absorption vorwiegend unter Emission des Neutrons in den Kern ^{196}Au . Die Niveaudichte ist oberhalb Neutronenbindungsenergie so hoch, dass einzelne Zustände nicht mehr aufgelöst werden können. Dies soll durch die äquidistanten Linien angedeutet werden.

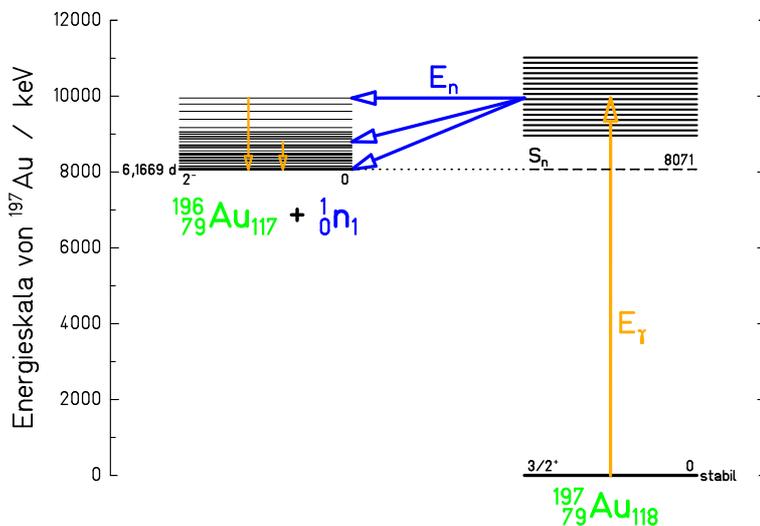


Abbildung 4.4: Aktivierungsschema von ^{197}Au . Die Energieskala bezieht sich auf den Grundzustand von ^{197}Au . E_γ ist die Energie der absorbierten Photonen, S_n die Neutronenseparationsenergie, E_n die kinetische Energie des Neutrons.

Durch die überschüssige Energie kann sich der Kern in einem angeregten Zustand befinden. Der Rest wird in Form der kinetischen Energie des Neutrons E_n fortgetragen, angedeutet durch den blauen Pfeil. Die angeregten Zustände in ^{196}Au zerfallen prompt in den Grundzustand und können aufgrund des hohen Untergrundes elastisch gestreuter Photonen nicht nachgewiesen werden. Die der Ruhemasse äquivalente Energie von ^{197}Au plus die Bindungsenergie des Neutrons sind gleich der Ruhemasse von ^{196}Au plus der des Neutrons:

$$m(^{197}\text{Au}) + S_n = m(^{196}\text{Au}) + m_n. \quad (4.11)$$

In Abb. 4.5 ist das Zerfallsschema von ^{196}Au dargestellt. Der Kern kann sowohl durch Elektroneneinfang in das Platinisotop ^{196}Pt , als auch durch β^- -Zerfall in das Quecksilberisotop ^{196}Hg zerfallen. Dabei werden im Falle von ^{196}Pt γ -Quanten mit den Energien 333,03 und 355,73 keV emittiert. Da beide Photonen in Kaskade auftreten können ist eine Summenkorrektur für die Intensität jedes Übergangs erforderlich, für die die totale Effektivität der jeweils anderen Linie benötigt wird. Die Summenkorrektur ist im Buch von Debertin und Helmer [Debe01] ausführlich beschrieben. Im Peak der γ -Linie bei 333,03 keV fehlen Ereignisse, wenn das Niveau bei 688,76 keV bevölkert wurde, die volle Energie des 333,03-keV-Photons

und wenigstens ein Teil der Energie des 355,73-keV-Photons (totale Nachweiswahrscheinlichkeit) detektiert wurde.

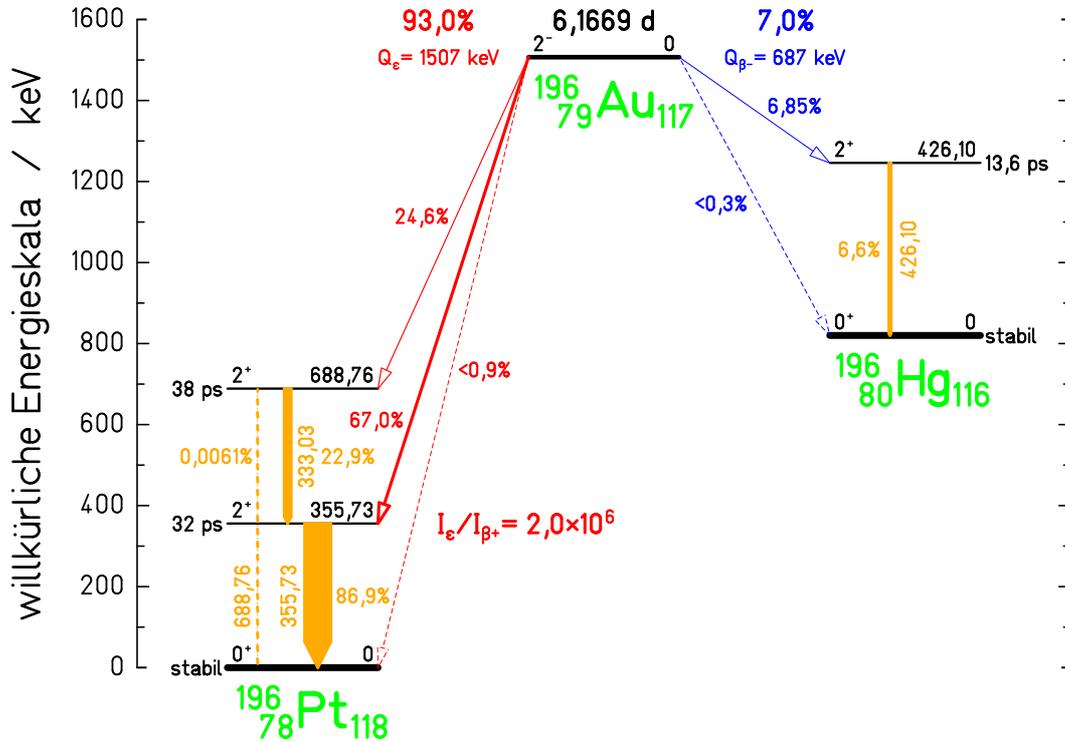


Abbildung 4.5: Zerfallsschema von ^{196}Au . Der Kern ^{196}Au zerfällt mit einer HWZ von 6,1669 d mit 93%iger Wahrscheinlichkeit mittels Elektroneneinfang in den Kern ^{196}Pt und zu 7,0% in das Isotop ^{196}Hg . Der β^+ -Zerfall tritt im Verhältnis zum Elektroneneinfang nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 2 ppm auf. Alle Häufigkeiten beziehen sich auf einen Zerfall des Mutterkerns ^{196}Au . Alle Energien sind keV angegeben.

Im Falle des 355,73-keV-Peaks ist es umgekehrt, allerdings mit dem Unterschied, dass das Niveau bei 355,73 keV auch direkt durch den Elektroneneinfang bevölkert werden kann. Dadurch muss die Korrektur um das Verhältnis der Bevölkerungswahrscheinlichkeit beider Zustände reduziert werden. Aus dem Q -Wert für den Zerfall von ^{196}Au in ^{196}Pt (Differenz der Grundzustandsenergien) ist ersichtlich, dass zur Bevölkering des Grundzustandes und des 355,73-keV-Niveaus in ^{196}Pt auch β^+ -Zerfall energetisch möglich ist. Im Falle des 355,73-keV-Niveaus beträgt das Verhältnis zum Elektroneneinfang jedoch laut früheren Messungen [Huan07] nur 2,0 ppm, so dass eine Summation mit den 511-keV-Annihilationsquanten vernachlässigt werden kann. In ^{196}Pt werden noch einige höherliegende Zustände durch Elektroneneinfang bevölkert, allerdings nur mit Wahrscheinlichkeiten jeweils unter 0,5% und insgesamt unter einem Prozent, so dass davon ausgehende Störungen durch Summation ebenfalls vernachlässigt werden können.

Ein typisches energiekalibriertes Zerfallsspektrum einer im Bestrahlungsplatz A aktivierten Goldprobe ist in Abb. 4.6 gezeigt. Wie bei allen Zerfallsspektren

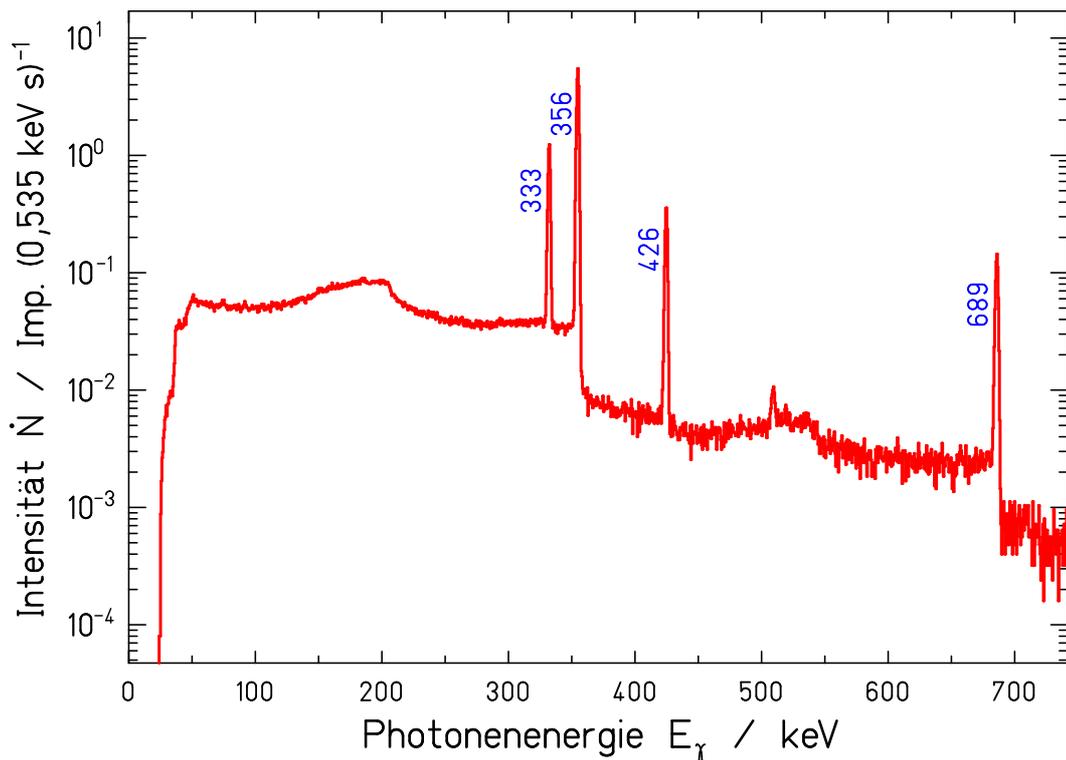


Abbildung 4.6: Spektrum der bestrahlten Goldprobe. Die Linien die aus dem Zerfall von ^{196}Au stammen, sind markiert. Die Probe wurde auf dem 90%-HPGe-Detektor platziert. Ein 1,5 mm dicker Cd-Absorber wurde benutzt um die koinzidente Summation mit niederenergetischen Röntgenlinien zu unterdrücken.

wurde ein 1,5 mm dicker Cd-Absorber verwendet, um die Röntgenquanten und deren Summationspeaks mit γ -Quanten erfolgreich zu unterdrücken. Ebenfalls zu sehen ist der Summationspeak der beiden γ -Quanten aus ^{196}Pt bei 689 keV. Der Grundzustandsübergang des Niveaus bei 688,76 keV ist dem gegenüber vernachlässigbar.

$^{91\text{m}}\text{Mo}$ und $^{91\text{m}}\text{Nb}$

Das Schema für die Photoaktivierung von ^{92}Mo (Abb. 4.7) ist bezüglich dem (γ, n) -Prozess analog zu ^{197}Au , bis auf die unterschiedlichen Spins von Ausgangs- und Endkern. Durch den hohen Spinunterschied zwischen $^{92}\text{Mo}^{0+}$ und dem Grundzustand von $^{91}\text{Mo}^{9/2+}$ ist eine direkte Bevölkung sehr stark unterdrückt. Gleiches gilt für ^{91}Nb , zusätzlich spielt hier jedoch die Coulombbarriere eine Rolle, durch die das Proton quantenmechanisch tunneln muss.

Das Zerfallsschema von ^{91}Nb ist relativ einfach (Abb. 4.8). Der Grundzustand von ^{91}Nb zerfällt mittels Elektroneneinfang ausschließlich in den Grundzustand von ^{91}Zr . Das Isomer zerfällt in 2,02% aller Fälle in einen angeregten Zustand von ^{91}Zr mit einer Energie von 1204,68 keV. Dies ist ebenfalls nur mit Elektroneneinfang möglich, da der β^+ -Zerfall energetisch ausgeschlossen ist. Dieser Zustand zerfällt quasi sofort in den Grundzustand und wurde zur Auswertung

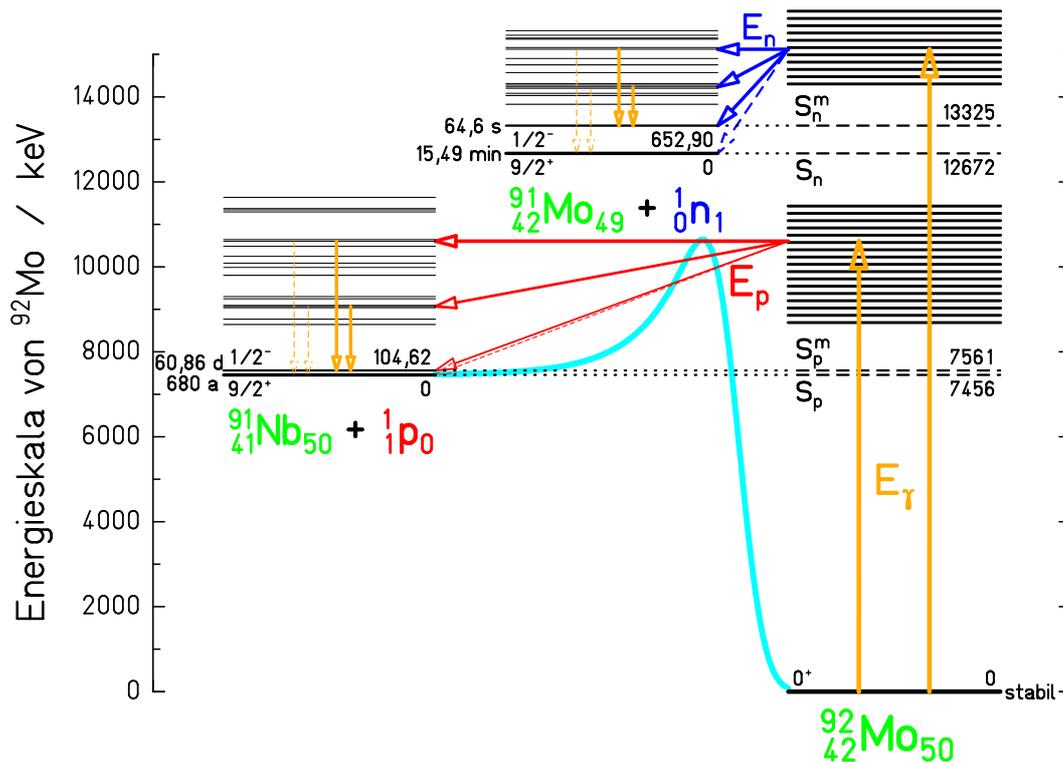


Abbildung 4.7: Aktivierungsschema von ^{92}Mo . Die Energieskala bezieht sich auf den Grundzustand von ^{92}Mo . E_γ ist die Energie der absorbierten Photonen, S_n , bzw. S_p die Neutronen- bzw. Protonenseparationsenergie, E_n , bzw. E_p die kinetische Energie des Neutrons bzw. Protons. Die grünblaue Kurve soll schematisch die Coulombbarriere für geladene Teilchen andeuten. Für Protonen beträgt sie in ^{92}Mo ca. 7,4 MeV.

der Aktivierungsausbeute von $^{91\text{m}}\text{Nb}$ herangezogen. Das Isomer von ^{91}Nb zerfällt mit höchster Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand, da der M4-Isomerenübergang aber hoch konvertiert ist, beträgt die Photonenemissionswahrscheinlichkeit nur 0,579%. Aufgrund des hohen Untergrundes bei dieser Energie (104,62 keV), die im wesentlichen auf den Zerfall von ^{99}Mo zurückzuführen ist, war eine Analyse hieraus nicht möglich.

In Abb. 4.9 ist das Zerfallsschema des Isomers gezeigt. Die aus dem Isomer von ^{91}Mo bevölkerten angeregten Zustände mit niedrigem Spin in ^{91}Nb werden durch den Elektroneneinfang bzw. β^+ -Zerfall des Grundzustandes von ^{91}Mo nicht bevölkert. Die beiden Übergänge mit den Energien 1208 und 1508 keV treten mit genügend großer Häufigkeit auf und wurden ebenfalls analysiert, weichen aber gemeinsam von der durch den Isomerenzerfall in ^{91}Mo berechneten Aktivierungsausbeute deutlich ab, da Verluste durch Summation mit der Vernichtungsstrahlung der Positronen des β^+ -Zerfalls auftreten.

Der Grundzustand von ^{91}Mo zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 93,34% mittels β^+ -Zerfall und von 5,76% über Elektroneneinfang in den Grundzustand von ^{91}Nb . In den verbleibenden 0,91% aller Fälle werden Zustände in ^{91}Nb mit

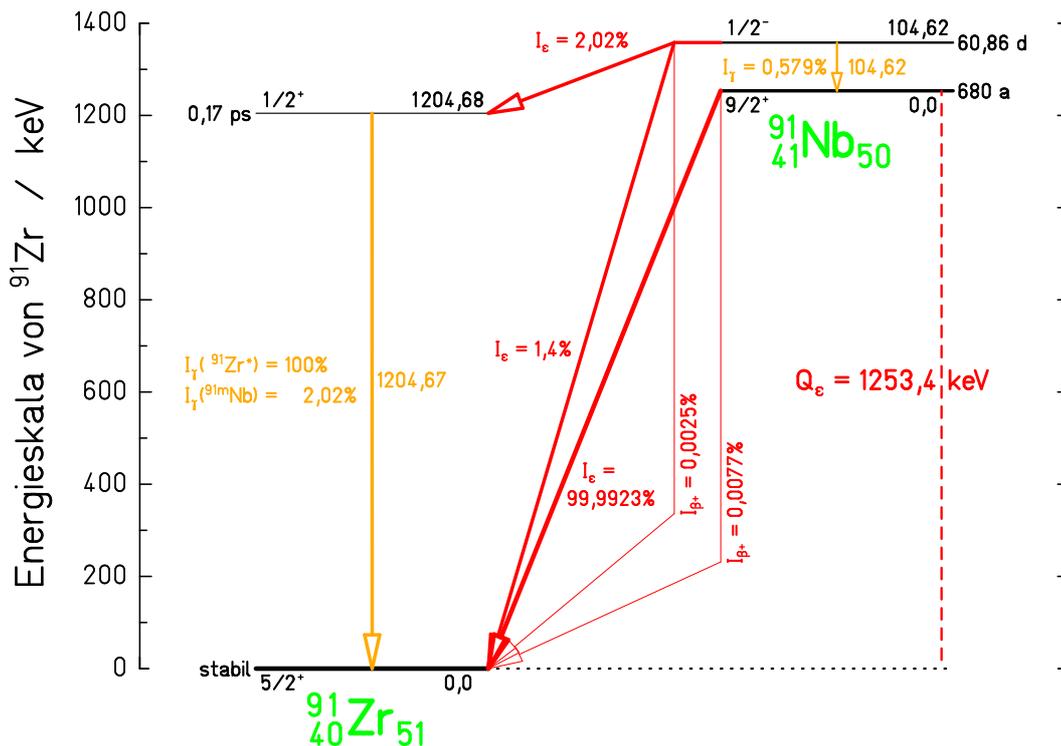


Abbildung 4.8: Zerfallsschema von ^{91}Nb . Dargestellt sind die verschiedenen Zerfallskanäle des Isomers und Grundzustands von ^{91}Nb . Angegeben sind die Intensitäten des Elektroneneinfangs, β^+ - und γ -Zerfalls bezogen auf den jeweiligen Ausgangszustand (Isomer oder Grundzustand). Alle Energien sind in keV angegeben.

Spins größer 5/2 bevölkert, die fast alle in den Grundzustand zerfallen und somit die Ausbeute des $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ -Reaktion nicht verfälschen. Lediglich die beiden Niveaus bei 1186,87 keV (Spin: 5/2⁻) und 1845,03 keV (Spin: (5/2)⁻) zerfallen zu 0,0207% bzw. 0,0135% über γ -Zerfall oder Emission von Konversionselektronen in das Isomer $^{91\text{m}}\text{Mo}$ und können als Störung vernachlässigt werden.

Unabhängig davon wurde untersucht, ob eine Ausbeute der Bevölkerung des Grundzustandes von ^{91}Mo - gegebenenfalls nach Abzug der indirekten Bevölkerung über den Isomerenzerfall - analysierbar ist. Die beiden stärksten Grundzustands- γ -Übergänge mit Energien von 1637,3 und 1581,5 keV bieten mit Photonenemissionswahrscheinlichkeiten von 0,329%, bzw. 0,226% zwar genügend Statistik, die Ausgangsniveaus werden aber überwiegend durch den β^+ -Zerfall bevölkert, wodurch Summation mit den Annihilationsquanten zu erwarten ist, welche nicht korrigiert werden kann. Da der β^+ -Zerfall mindestens einen effektiven Q -Wert oder eine Energiedifferenz von der doppelten Elektronenmasse, nämlich 1022 keV erfordert, werden Niveaus in ^{91}Nb oberhalb 3412 keV ausschließlich durch den summationsfreien Elektroneneinfang bevölkert. Einige hundert keV unter diesem Wert ist das Verhältnis zwischen β^+ -Zerfall und Elektroneneinfang immer noch sehr gering. Beispielsweise ist dieses Verhältnis bei der Bevölkerung

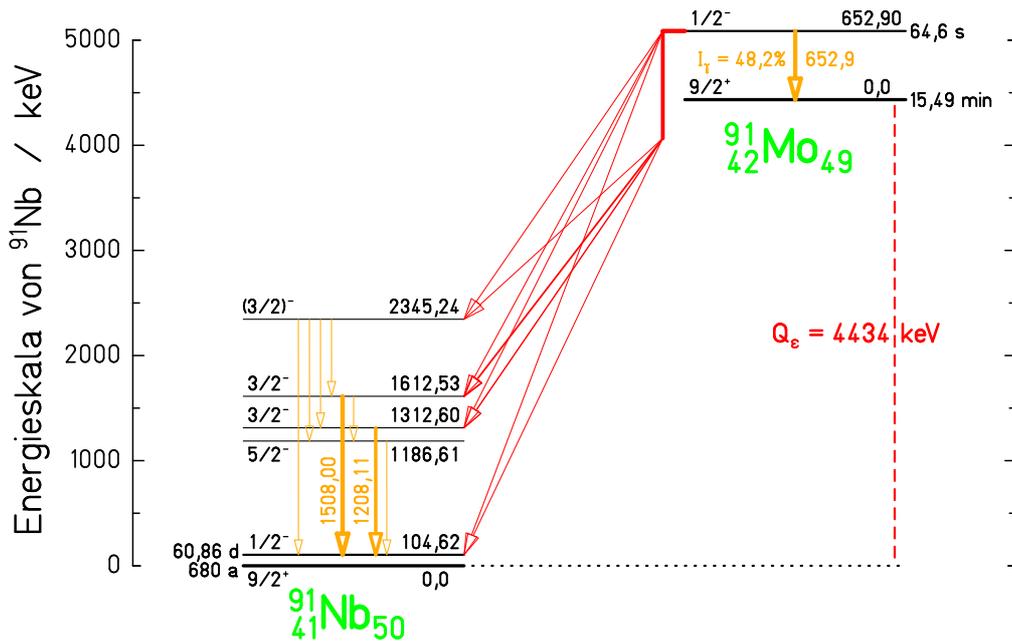


Abbildung 4.9: Zerfallsschema von ^{91m}Mo . Das Isomer von ^{91}Mo mit einer HWZ von 64,6 s zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 50,0% in den Grundzustand von ^{91}Mo . Der Isomerenzerfall ist trotz eines M4-Übergangs wegen der hohen Energie von 652,9 keV nur gering konvertiert (1,8%). Die andere Hälfte der Isomerenzustände zerfällt entweder direkt oder über angeregte Zustände in ^{91}Nb mit niedrigem Spin in das Isomer ^{91m}Nb . Der β^+ -Zerfall dominiert gegenüber dem Elektroneneinfang.

des Zustands bei 3149,3 keV mit 0,0024 ausreichend gering. Die Intensität der γ -Linie mit der Energie 3149,2 keV beträgt aber nur 0,055%. Bei der Bestrahlung mit der höchsten Endpunktsenergie entspricht dies etwa 37 Ereignissen im Peak bei einer Messdauer von 15 min. Abb. 4.10 zeigt ein Zerfallsspektrum von bestrahltem natürlichem Mo.

^{88}Zr

Die Reaktion $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ konnte mittels Photoaktivierung erstmals an ELBE gemessen. Die Auswertung erfolgte gemeinsam mit C. Nair. Da die Daten bereits in Ihrer Dissertation [Nair09] vorgestellt wurden, soll hier nicht näher auf die Details eingegangen werden. Ein Spektrum mit der Zerfallslinie von ^{88}Zr ist in Abb. 4.11 gezeigt.

^{99}Mo

Das Schema für die Aktivierungsreaktion $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ist in Abb. 4.12 gezeigt. Der Kern ^{100}Mo ist in natürlichem Molybdän zu $(9,63 \pm 0,23)\%$ enthalten und zerfällt mit der primordialen HWZ von $(7,3 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$ Jahren mittels Doppel-

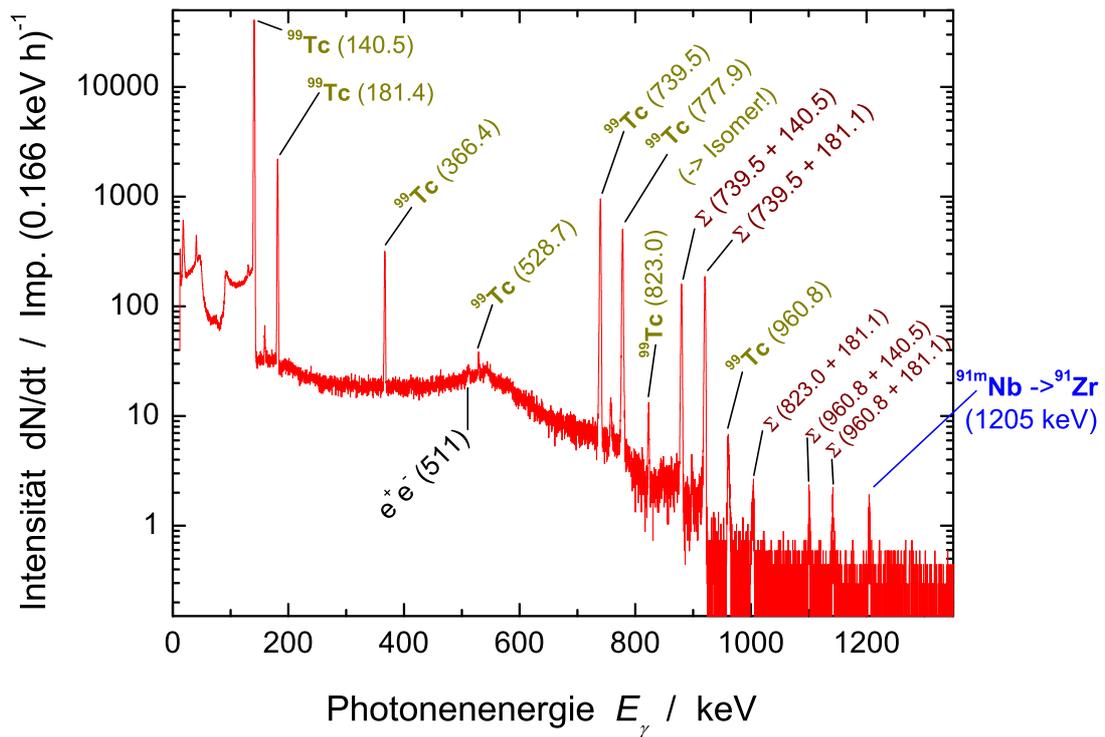


Abbildung 4.10: Zerfallsspektrum von ^{nat}Mo . Die meisten Linien stammen vom β^- -Zerfall des ^{99}Mo in ^{99}Tc . Einige Linien entstehen durch gleichzeitige Registrierung zweier Übergänge (Summing). Für die Aktivierungsausbeute von ^{99}Mo wurde der Übergang bei 777,9 keV ausgewertet, da dieser praktisch frei von Summing ist. Lediglich der Übergang bei der höchsten Energie (1205 keV) folgt dem Elektroneneinfang von ^{91m}Nb . Der Isomerenzerfall des gleichen Isotops bei 105 keV kann wegen des hohen Untergrundes nicht beobachtet werden.

β^- -Zerfall in das stabile ^{100}Ru . Die Neutronenseparationsenergie beträgt $S_n = (8290 \pm 6)$ keV.

Die (γ, p) -Reaktion führt zwar oberhalb einer Protonenseparationsenergie von $S_p = (11146 \pm 12)$ keV in den Grundzustand (Spin: $J^\pi = 9/2^+$; HWZ: $T_{1/2} = (15,0 \pm 0,2)$ s), bzw. das Isomer (Energie: $E(^{99m}\text{Nb}) = (365,29 \pm 0,14)$ keV; Spin: $J^\pi = 1/2^-$; HWZ: $T_{1/2} = (2,6 \pm 0,2)$ min) von ^{99}Nb , aber der Photodesintegrationsquerschnitt ist nach einer TALYS-Simulation sechs Größenordnungen niedriger als derjenige der (γ, n) -Reaktion und damit mit den hier verwendeten Methoden nicht nachweisbar.

$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ist keine photonukleare Reaktion mit einem p-Prozesskern, konnte aber wegen der Verwendung von Proben natürlicher Zusammensetzung ebenfalls mitanalysiert werden. Das Zerfallsspektrum ist außerordentlich komplex. Die vier stärksten Übergänge wurden analysiert, aber nur der Übergang mit der γ -Energie 777,9 keV (Zerfall des Niveaus bei 920,6 keV in das Isomer von Tc bei 142,7 keV) konnte ausgewertet werden. Es gibt keine fütternden höherliegenden Zustände und da das Isomer langlebig ist (6,01 h) tritt kein Summing-out bei dessen Zerfall in den Grundzustand auf. Es gibt zwar noch zwei Zerfallskaska-

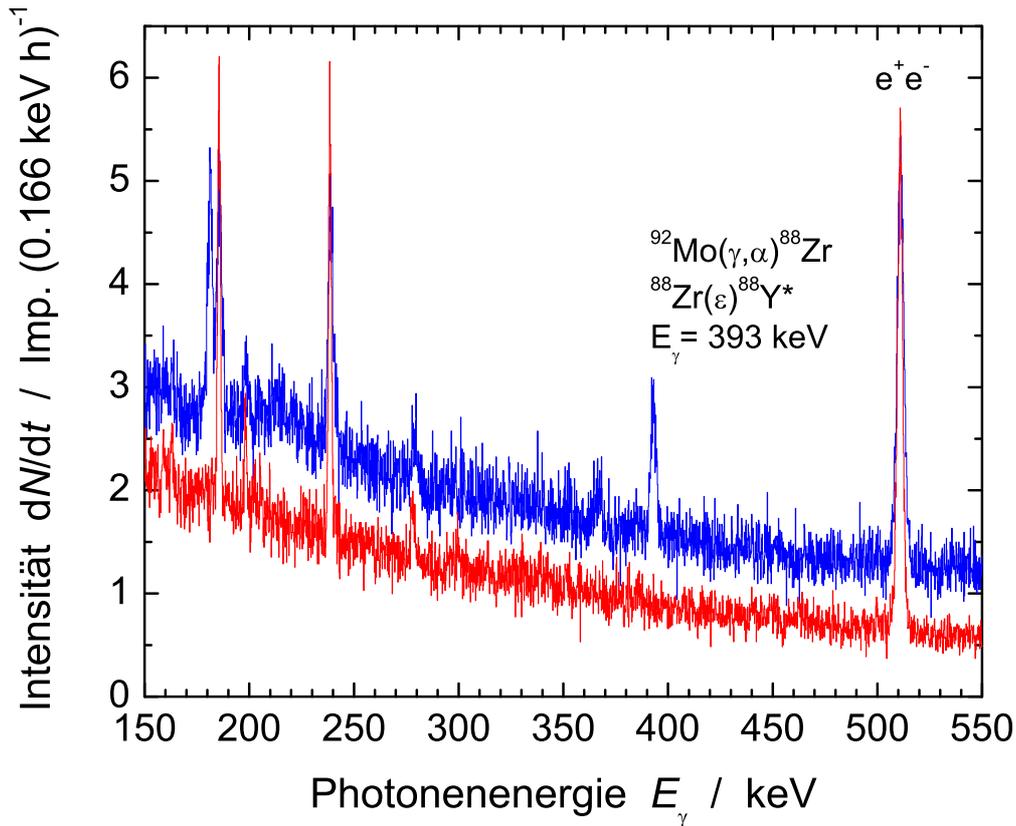


Abbildung 4.11: Zerfallsspektrum von ^{88}Zr (blaue Kurve, Messdauer: 52,0 h) und Untergrundspektrum (rote Kurve, Messdauer: 62,2 h).

den über Zwischenzustände, die theoretisch zu Summing-In führen könnten, aber jeweils einer der beteiligten Übergänge weist nur Photonenemissionswahrscheinlichkeiten im Subpromillebereich auf, und es gehen in die Summing-In-Korrektur die Photopeakeffektivitäten beider beteiligten Übergänge ein.

Die anderen drei Übergänge mit den Photonenergien 140,5 keV, 366,4 keV und 739,5 keV weisen dagegen Summing-Out durch die vorausgehenden oder nachfolgenden Übergänge auf, deren Photonenemissionswahrscheinlichkeiten im Prozentbereich liegen. Zudem geht beim Summing-Out die totale Effektivität dieser Übergänge ein, die viel größer ist als die Photopeakeffektivität.

4.1.3 Zählratenabhängige Korrekturterme

Die Anzahl der registrierten Ereignisse im Peak ist stets kleiner als die Anzahl der Photonen, die im Detektor absorbiert werden. Durch zwei Effekte, die abhängig von der Zählrate sind, wird die Intensität reduziert, weil Ereignisse im Photopeak fehlen.

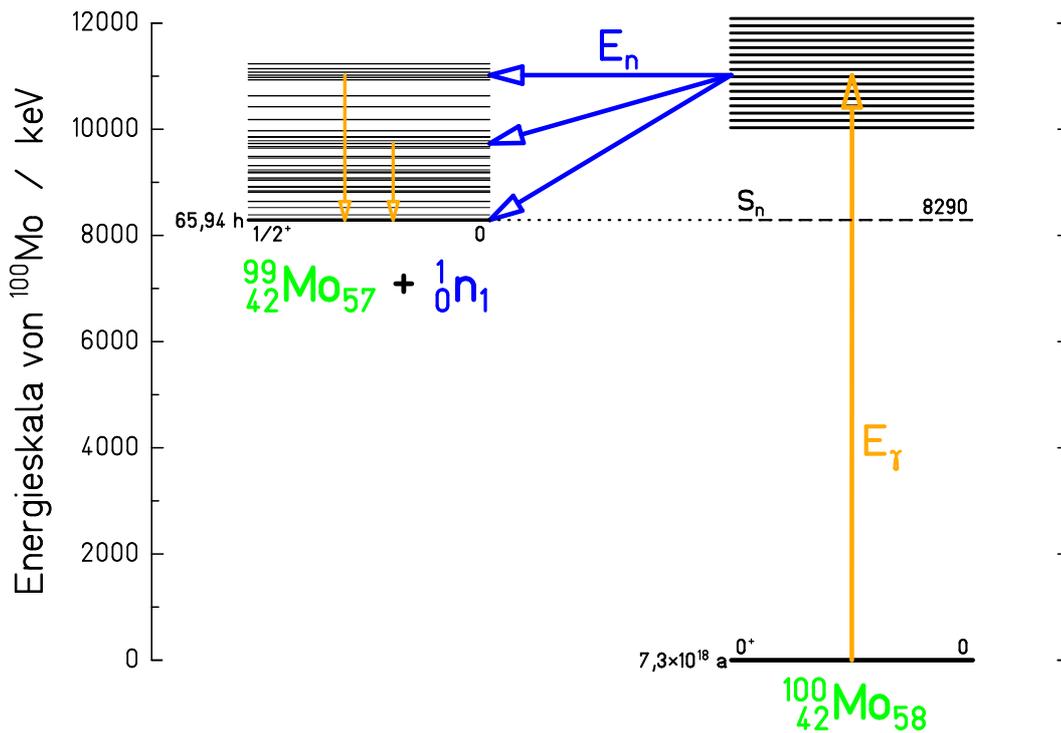


Abbildung 4.12: Aktivierungsschema von ^{100}Mo . Die Energieskala bezieht sich auf den Grundzustand von ^{100}Mo . E_γ ist die Energie der absorbierten Photonen, S_n die Neutronenseparationsenergie, E_n die kinetische Energie des Neutrons.

4.1.3.1 Totzeit- und Pile-up-Korrektur

Die Umwandlung jedes Signals im ADC (Analog-to-Digital Converter, *dtsch.*: Analog-(zu-)Digitalwandler) benötigt eine bestimmte Zeit, um das Signal zu verarbeiten. In dieser Periode ist das ADC-Gate-Signal niedrig und jedes weitere Signal wird verworfen. Die gesamte Dauer, während der dies passiert, wird Totzeit genannt. Die wahre Ereignisrate n_0 verhält sich zur Rate der registrierten Ereignisse n wie:

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau}, \quad (4.12)$$

wenn die Konversionszeit τ unabhängig von der Pulshöhe ist (siehe z.B. [Debe01, LeoW87, Knol89]). Der Korrekturfaktor ist dafür:

$$C_{Tz} = \frac{n_0}{n} = \frac{1}{1 - n\tau} = 1 + n_0\tau. \quad (4.13)$$

Es bleibt das Problem, die exakte Umwandlungszeit zu bestimmen, wenn die wahre Zählrate unbekannt ist. Wie das Problem gelöst werden kann, wird weiter unten beschrieben.

Eine weitere zählratenabhängige Korrektur betrifft das Auftreten von Pulsen in zufälliger Koinzidenz, im Englischen bekannt als Pile-up (*dtsch.*: Aufstapelung, Anhäufung) oder Chance-coincidence Summing. (Bei Debertin und Helmer

wird außerdem noch der sog. Tail-Pile-up beschrieben, der auftritt, wenn Pulse nicht vollständig zu Nulllinie zurückkehren und ein folgender Puls damit in einem zu hohen Kanal registriert wird. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar, wenn ein korrekter Nulldurchgangsabgleich (*engl.*: pole-zero cancellation) am Hauptverstärker vorgenommen wurde.) Anders als bei Totzeitverlusten, bei denen die Ereignisse einfach fehlen, ist der zeitliche Abstand zweier Pulse im Falle von Pile-up einfach zu kurz, um die beiden Ereignisse getrennt im ADC zu registrieren und beide Pulse werden als ein einzelnes Ereignis gespeichert. Je nach zeitlichem Abstand befindet sich das Ereignis in einem Kanal zwischen der Energie des absorbierten Photon mit der höheren Energie und der Summe von beiden.

4.1.3.2 Die Pulsermethode

In allen Messungen in der Bleiburg mit erwarteter signifikanter Totzeit wurde das Signal eines Pulsengenerators (im Folgenden kurz ‚Pulser‘ genannt) auf den Testeingang des Vorverstärkers gegeben. Es wurde eine nicht zu hohe Rate (ca. 10 Hz) gewählt und die konstante Amplitude wurde so eingestellt, dass sich die Pulserlinie im Histogramm bei einer hohen Kanalzahl befand, bei der der Untergrund niedrig war (typischerweise weniger als 0,1 Ereignis pro Stunde und Kanal) und kein γ -Übergang erwartet wurde. So entsprach die Pulshöhe etwa 3/4 der höchsten Kanalzahl.

Mit Hilfe des Pulsers und einem Impulszähler (*engl.*: Scaler), der die tatsächliche Anzahl der Impulse während der Messdauer zählt, kann sowohl Totzeit, als auch Pile-up einer Messung korrigiert werden. Im Spektrum erscheinen die ungestörten Impulse des Pulsers in einer etwa 3 bis 4 Kanäle breiten schmalen gaußförmigen Linie, deren Breite etwa 2 keV im kalibrierten Spektrum entspricht, dem sog. „schmalen Pulserfenster“ (*engl.*: narrow gate). Bei Impulsen, die gleichzeitig mit γ -Quanten registriert wurden, addiert sich die Höhe der Pulserlinie mit einem Teil der linken oder rechten Flanke des Photonenpulses. D.h. das Ereignis befindet sich in einem Kanal auf der hochenergetischen Seite der Pulserlinie. Diese Verteilung fällt mit einer ähnlichen Form wie das ungestörte γ -Spektrum ab, allerdings mit wesentlich niedrigerer Intensität. Der gesamte Bereich, in dem sich Pulserereignisse befindet wird als „breites Pulserfenster“ (*engl.*: wide gate) bezeichnet.

Pulserereignisse die in die Totzeit des ADC fallen, wenn dieser mit der Konvertierung von γ -Pulsen beschäftigt ist, werden nicht registriert. (Die Anzahl der γ -Pulse, die während der Konvertierung von Pulserereignisse auftreten, sind bei einer Pulserfrequenz von 10 Hz vernachlässigbar⁶.) Das Verhältnis aller Pulserereignisse im Histogramm (breites Pulserfenster) dividiert durch die wahre Anzahl der Generatorpulse (Scaler) entspricht der Totzeitkorrektur:

$$c_{P-Tz} = \frac{N_{P-brF}}{N_{P-Gen}} \quad (4.14)$$

⁶Weil der Anteil der durch den Pulser verursachten Totzeit vernachlässigbar ist, spielt auch die Tatsache keine Rolle, dass der Pulsabstand konstant ist und die Generatorpulse nicht mit sich selbst überlappen können.

Die Totzeit ist nach Glg. 4.13 als Funktion der gemessenen Zählrate gegeben. Diese lässt sich prinzipiell aus der Anzahl der Ereignisse im Histogramm und der Messdauer bestimmen, jedoch ist nicht klar, wieviele Ereignisse unter oder über die untere, bzw. obere Schwelle des Diskriminators im ADC fallen und ebenfalls Totzeit verursachen.

Eine Alternative ist daher die Zählrate eines internen Zählratenmessers (Count Rate Meter, CRM) des Hauptverstärkers (ORTEC 671 Main Amplifier), der selbst praktisch keinerlei Totzeit verursacht. Der CRM-Ausgang des Hauptverstärkers wurde auf einen weiteren Kanal des Scalers gegeben und für jede Messung registriert. Der Hauptverstärker besitzt zwar auch eine untere Detektionsschwelle, um das Rauschen zu unterdrücken, jedoch sitzt diese tiefer als beim ADC und Impuls mit Amplituden größer als die obere Schwelle werden zwar bei der Pulsformung abgeschnitten, aber dennoch detektiert. Man kann also mit guter Näherung die Zählrate des CRM als die wahre Rate auffassen.

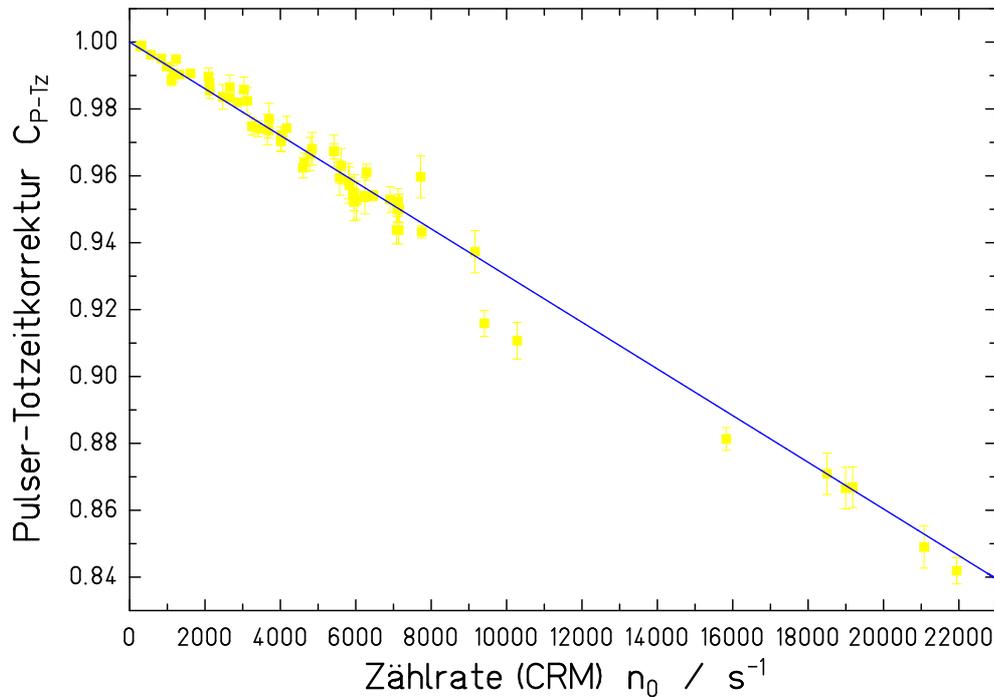


Abbildung 4.13: Totzeitkorrekturfaktor c_{P-Tz} des Pulsers als Funktion der Zählrate des Hauptverstärkers. Die blaue Kurve ist eine lineare Anpassung an die Daten mit der Randbedingung, dass die Totzeit gegen Null geht, wenn die Zählrate ebenfalls gegen Null geht, d.h. der Korrekturfaktor geht bei $n_0 = 0$ gegen 1. Die Pulsformungszeitkonstante (shaping time) τ des Hauptverstärkers betrug $3 \mu s$.

In Abb. 4.13 ist die mit dem Pulser bestimmte Totzeitkorrektur bei verschiedenen Zählraten des Hauptverstärkers aufgetragen. Dabei wurden Untergrundmessungen mit einer Untergrundzählrate von ≈ 10 Ereignissen pro Sekunde, sowie Messungen von Quellen und Aktivierungsproben mit Zählraten bis zu 22.000 Er-

eignissen pro Sekunde ausgewertet. Als Unsicherheit wurde der statistische Fehler der Ereignisse im breiten Pulserfenster ohne diejenigen im schmalen Fenster angenommen, da die ungestörten Pulserereignisse prinzipiell keine Unsicherheit aufweisen sollten. Die Pulser-Pile-up-Ereignisse unterliegen hingegen der Poissonstatistik (quadratischer Fehler).

Die lineare Anpassung ergibt eine Konversionszeit von $\tau = -(6,98 \pm 0,10) \mu\text{s}$, in hervorragender Übereinstimmung mit der im Datenblatt des MCB-ADC (ORTEC 931-EtherNIM) angegebenen $7 \mu\text{s}$ Konversionszeit. Die Korrektur für die Aufstapelung von Pulsen (Pile-up) ergibt sich aus dem Verhältnis der Generatorpulserereignisse im schmalen dividiert durch die im breiten Fenster:

$$c_{\text{P-Pu}} = \frac{N_{\text{P-schmF}}}{N_{\text{P-brF}}} \quad (4.15)$$

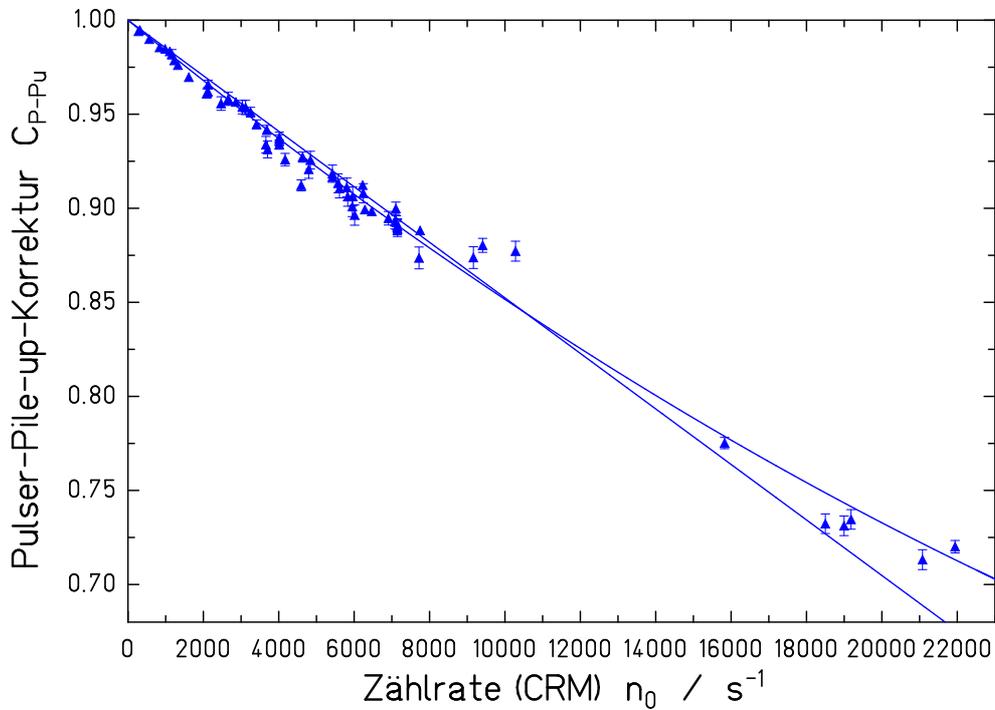


Abbildung 4.14: Pile-up-Korrekturfaktor $c_{\text{P-Pu}}$ des Pulsers als Funktion der Zählrate des Hauptverstärkers.

Daraus ist bereits ersichtlich, dass sich die Analyse des breiten Fensters erübrigt, wenn man nur an der Gesamtkorrektur interessiert ist, da sich diese herauskürzt:

$$c_{\text{P-Ges}} = c_{\text{P-Tz}} * c_{\text{P-Pu}} = \frac{N_{\text{P-schmF}}}{N_{\text{P-Gen}}} \quad (4.16)$$

In Abb. 4.16 sind die bisherigen drei Korrekturfaktoren nochmals in einem Plot gezeigt. Zusätzlich ist die interne Totzeitkorrektur des MCB-Moduls (Aktivzeit dividiert durch Messdauer) aufgetragen. Diese Korrektur basierend auf

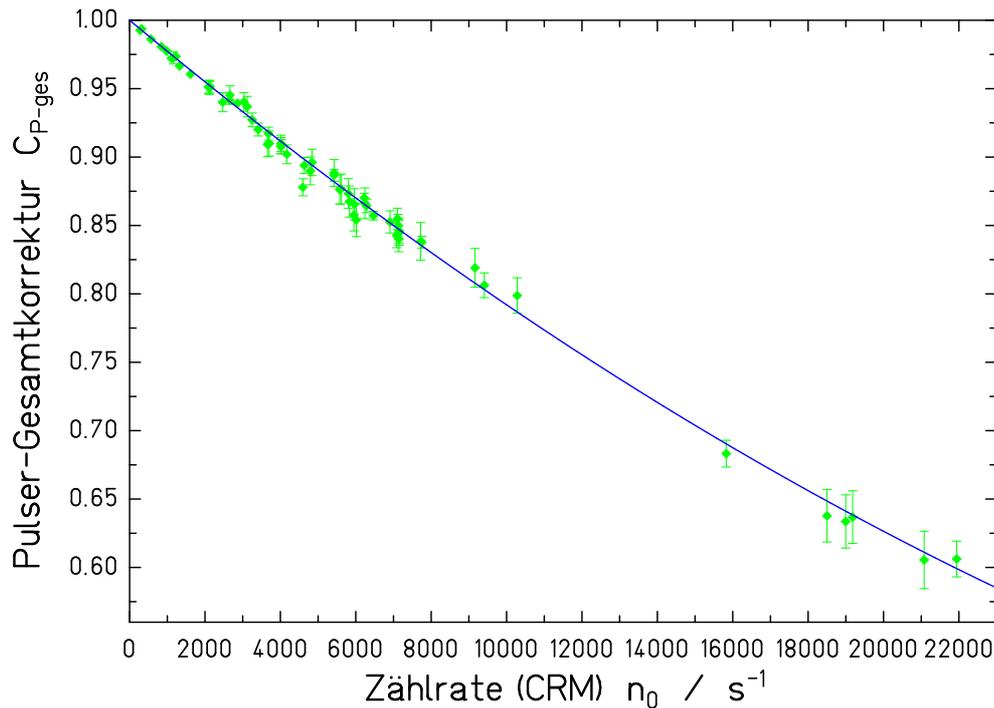


Abbildung 4.15: Gleichzeitige Totzeit- und Pile-up-Korrektur c_{P-Ges} des Pulsers als Funktion der Zählrate des Hauptverstärkers.

der Aktivzeit des MCB-Moduls ist systematisch geringer als durch die Pulsermethode bestimmt. Bei Zählraten oberhalb von 15 kHz ist die Differenz $\gtrsim 5\%$ im Korrekturfaktor.

4.1.4 Fehleranalyse der Aktivierungsausbeute

Eine Auflistung der statistischen und systematischen Fehler der Aktivierungsausbeute ist in Tab. 4.1 gegeben.

Bei der Messung des Zerfalls der aktivierten Proben, aber auch bei den Quellenmessungen zur Kalibrierung der Detektoreffektivität wurde darauf geachtet, dass in den Linien der relevanten Übergängen genügend Ereignisse gesammelt werden, um den statistischen Fehler klein zu halten, sofern die Aktivität dies zuließ. Bei der Anpassung der Fitkurve an den Peak wurde darauf geachtet, dass sich der Fehler des Fits in der Größenordnung des statistischen Fehlers der Intensität belief, was meistens der Fall war. Bei der Berechnung des Fitfehlers wurden auch die Korrelationskoeffizienten der einzelnen Fitparameter berücksichtigt (Siehe u.a. [Bevi03]. Falls die Statistik zu niedrig war, wurde ggf. der Tail des Peaks („schiefer“ Gauß), bzw. die Stufenfunktion ausgeschaltet, um die Konvergenz zu verbessern. Im Normalfall belief sich die statistische Unsicherheit auf 0,1 bis 3%. (Lediglich bei den Ausbeuten von ^{99}Mo (778 keV) betrug der statistische Fehler der Ausbeute in einigen Fällen bis zu 40%, da die Messung primär auf die Ausbeute von $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ ausgerichtet war und die Proben teilweise erst sehr spät (einige Wochen nach der Aktivierung) gemessen wurden, um die durch den

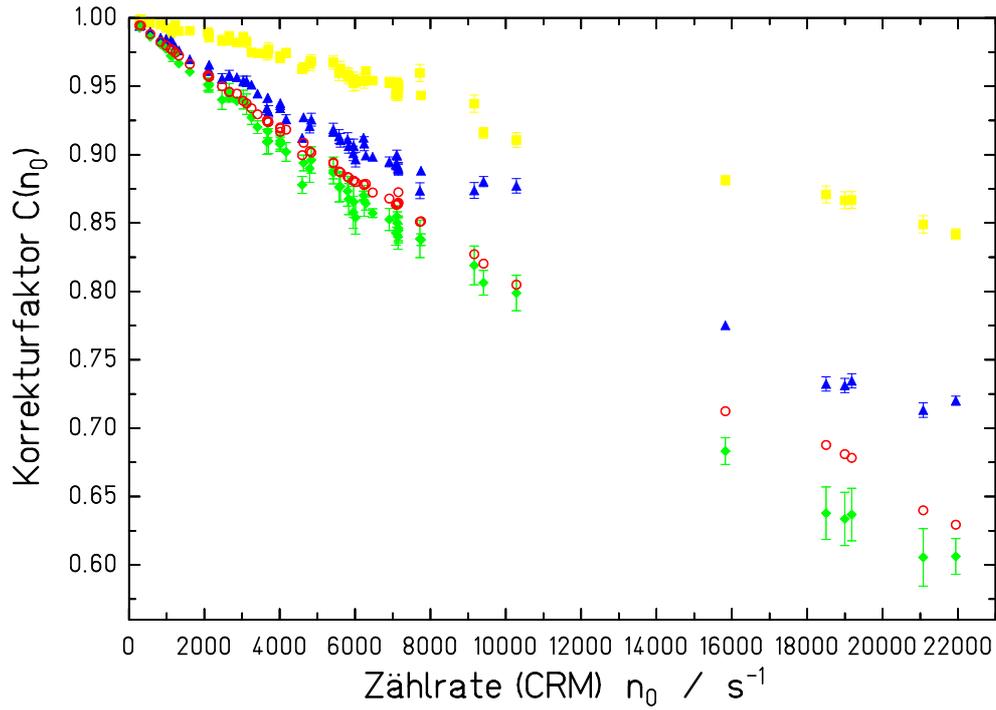


Abbildung 4.16: Vergleich der zählratenabhängigen Korrekturfaktoren aus Abb. 4.13 bis 4.15 mit der internen Totzeitkorrektur des MCB.

Messgröße	Symbol	$\sigma_{\text{stat}} / \%$	$\sigma_{\text{syst}} / \%$
Peakfläche	N_{peak}	0,1 - 3	–
Effektivität	$\varepsilon_{\text{fep}}(E_{\gamma})$	0,23 (HPGe-90%: 0,9%)	1,0 - 1,2
HWZ, Lebensdauer	$T_{1/2}, \lambda$	–	< 0,4
Photonenemissions- wahrscheinlichkeit	p_{γ}	–	3 - 5
Totzeit- & Pile-Up	$c_{\text{dt\&p-u}}$	< 0,05	–
Summing-Korrektur	$c_{\text{sum}}(^{196}\text{Au})$	333 keV: 1,4%; 356 keV: 6%	–
Totale Effektivität	ε_{tot}	1,4	0,7
Anzahl Targetatome	N_{tar}	–	$\approx 0,3$
Natürliche Häufigkeit	$\eta(^A\text{Mo}/\text{Mo})$	–	–
Targetmasse	m_{tar}	0,1 mg (< 0,05%)	–

Tabelle 4.1: Statistische und systematische Fehler bei der Bestimmung der Aktivierungsausbeute.

Zerfall von ^{99}Mo verursachte Totzeit zu reduzieren.)

Der durch die Messelektronik verursachte Fehler der Bestrahlungs- und Messdauer ist kleiner als eine Sekunde (Die kürzeste Messdauer ein bestrahlten Au-Probe betrug etwa 10 min). Der Unterschied der Uhrzeit des Beschleunigers, des KRF- und Zerfallsmessplatzes beträgt nur wenige Sekunden. Da die Verlustzeit während des Probenverkehrs jedoch mind. eine halbe Stunde beträgt, können

die Fehler in der Zeitmessung vernachlässigt werden.

Der Fehler in der Totzeit-und-Pile-Up-Bestimmung resultiert hauptsächlich durch den statistischen Fehler des breiten Gates (Pulser+Pile-Up-Ereignisse). Da das Verhältnis zu den ungestörten Pulserereignissen aber sehr klein ist, wird auch der Fehler der Totzeit- und Pile-Up-Korrektur sehr klein. (Der Untergrund im Bereich des Pulsers ist vernachlässigbar.)

Die Korrektur der Peaksummenbildung betrifft im wesentlichen nur die beiden in Kaskade zerfallenden Übergänge in ^{196}Pt nach dem Elektroneneinfang in ^{196}Au (siehe Abb. 4.5), da es sich hier um Summing-out handelt, zu dessen Korrektur die totale Effektivität der jeweils anderen Übergangsenergie benötigt wird. Der relative statistische Fehler der totalen Effektivität ist 1,4%, aber da der Übergang bei 356 keV noch mit dem Verhältnis der Photonenemissionswahrscheinlichkeiten multipliziert werden muss, ist der Fehler mit 6% deutlich größer. Die Summationskorrektur des Übergangs bei 778 keV in ^{99}Tc ist kleiner als 0,07% und kann sicher vernachlässigt werden.

4.2 Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung

Wie bereits eingangs erwähnt, ist die Kenntnis der Verteilung des Photonenflusses im relevanten Energiebereich zwischen der Separationsenergie ($S_n(^{197}\text{Au}) = (8071 \pm 3) \text{ keV}$, $S_p(^{92}\text{Mo}) = (7456 \pm 4) \text{ keV}$ und $S_n(^{92}\text{Mo}) = (12672 \pm 12) \text{ keV}$) für die Bestimmung der integralen Ausbeute erforderlich.

Für einen dünnen Radiator, bei dem höchstens eine Wechselwirkung pro einfallendes Elektron stattfindet, kann die Energieabhängigkeit der Bremsstrahlung durch theoretische Modelle beschrieben werden. Diese beschreiben die physikalischen Prozesse der Bremsstrahlungserzeugung. Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programm MCNP berücksichtigen die Geometrie des Experiments und den Strahlungstransport durch dicke Targets.

Die so gewonnene Verteilung wird dann absolut normiert durch die Messung der Photonenfluenz mittels der Kernresonanzfluoreszenz einzelner Übergänge bekannter Stärke an einem bestimmten Isotop. Als gut geeignet hat sich hierfür das Isotop ^{11}B erwiesen, da es eine Reihe starker Resonanzniveaus mit gut bekannter Übergangsstärke besitzt. Dies gilt insbesondere für den Grundzustandsübergang bei der höchsten Gamma-Energie aus dem Niveau bei $(8920,2 \pm 2,0) \text{ keV}$.

4.2.1 Quantenelektrodynamische Beschreibung der Bremsstrahlungsverteilung

Das Bremsstrahlungsspektrum an der Probenposition im Bestrahlungsplatz A kann auf der Basis der Bremsstrahlung eines dünnen Radiators gut beschrieben werden. Ausgehend von der quantenelektrodynamischen Beschreibung mit der Bornschen Näherung durch Bethe und Heitler [Heit84] sind in Abb. 4.17 die theoretischen Bremsstrahlungsquerschnitte des dünnen Nb-Radiators im Vergleich zu

den interpolierten Daten der Evaluierung von Seltzer und Berger (+-Zeichen, [Selt86]) gezeigt. Die berechneten Kurven entsprechen den Bremsstrahlungsverteilungen von Schiff (gestrichelte Kurve, [Schi51]) und Haug (punktierter Kurve, [Haug08]).

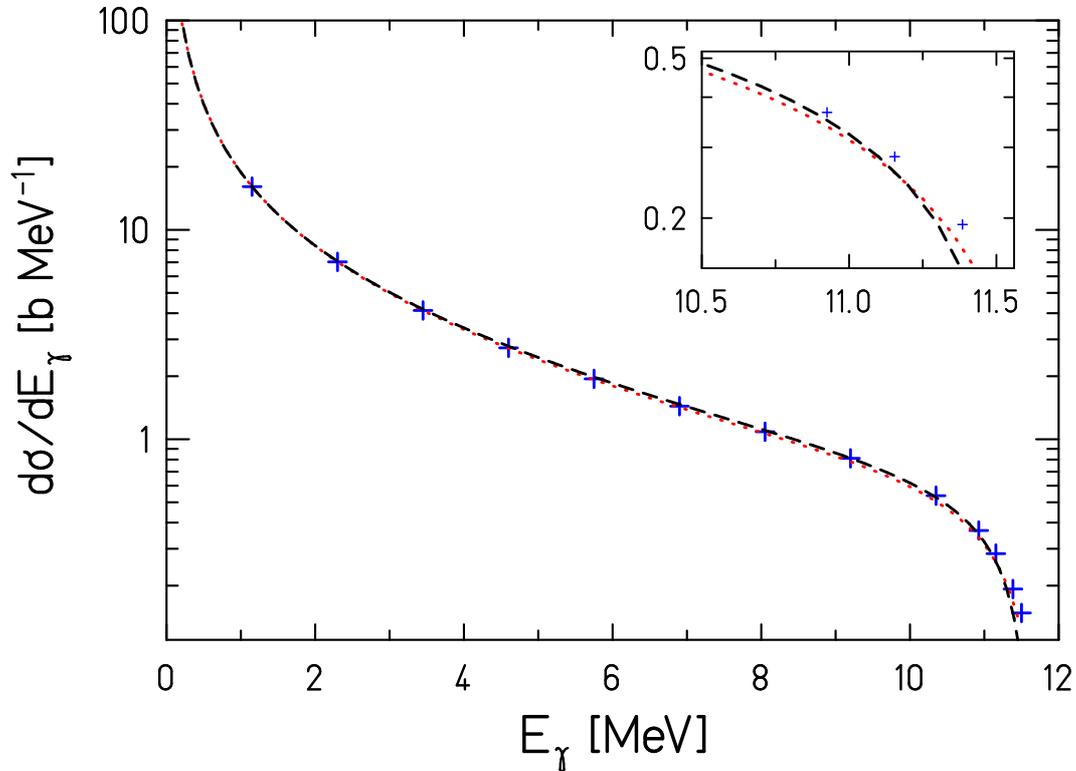


Abbildung 4.17: Vergleich theoretischer Bremsstrahlungsquerschnitte für den Nb-Radiator bei einer Endpunktsenergie der einfallenden Elektronen von 11,5 MeV (aus [Nair08b]). Die gestrichelten und punktierten Kurven entsprechen den Bremsstrahlungsverteilungen von Schiff [Schi51] bzw. Haug [Haug08]; die Werte, die aus den Tabellen von Seltzer und Berger [Selt86] gewonnen wurden, sind als +-Symbole dargestellt. Die verschiedenen Modelle stimmen miteinander bis auf den hochenergetischen Bereich überein, wo sie um ca. 20% voneinander abweichen (vergrößerter Ausschnitt).

Das Programm von Haug basiert auf der Theorie von Roche et al. [Roch72] und enthält Abschirmkorrekturen nach Salvat et al. [Salv87]. Die Abschirmkorrekturen sind vermutlich genauer als diejenigen, die im Modell von Berger und Seltzer enthalten sind. Dies ist aber nur sehr nahe am Endpunkt der Bremsstrahlung von Bedeutung. Dort beträgt der Unterschied bis zu 20%. Die meisten Photoaktivierungen am Bestrahlungsplatz A wurden mit Endpunktsenergien weit oberhalb der Separationsenergien durchgeführt. Für ^{92}Mo beträgt die Protonenseparationsenergie $S_p = 7,46$ MeV und die Neutronenseparationsenergie von ^{100}Mo liegt bei $S_n = 8,29$ MeV. Die niedrigste Endpunktsenergie bei der Aktivierung von Mo lag bei 10,5 MeV. Dort spielt dieser Effekt keine große Rolle. Die Unterschiede in der Aktivierung von Au nahe der Schwelle sind in der Dissertation von C. Nair [Nair09] diskutiert.

4.2.2 Monte-Carlo-Simulationen

Die theoretischen Formeln und Modelle können aber nur einfache Geometrien wie den dünnen Radiator hinreichend genau beschreiben. Von G. Rusev wurden im Rahmen seiner Dissertation [Ruse06c] Monte-Carlo-Simulationen des Bremsstrahlungsspektrums am KRF-Messplatz mit GEANT3 [GEAN93] und GEANT4 [Agos03, Alli06] durchgeführt. Die fehlerhafte Berechnung der Bremsstrahlung in GEANT3 wurde korrigiert.

Für dicke Radiatoren gibt es zwar ebenfalls spezielle Formeln [Berg70], jedoch wird hierbei eine flache Geometrie (z.B. ein Zylinder) vorausgesetzt. Für den Elektronenstrahlfänger mit den axialen, konischen Bohrungen, auf die der Elektronenstrahl auftrifft, wurde daher eine vollständige Simulation mit realistischer Geometrie mit dem Monte-Carlo-Transportcode MCNP4C2 [Brie00] von J. Klug durchgeführt ([Erha06], siehe Abb. 4.18). Ebenso wurde mit MCNP eine Korrektur des Bremsstrahlspektrums für den Al-Härter durchgeführt.

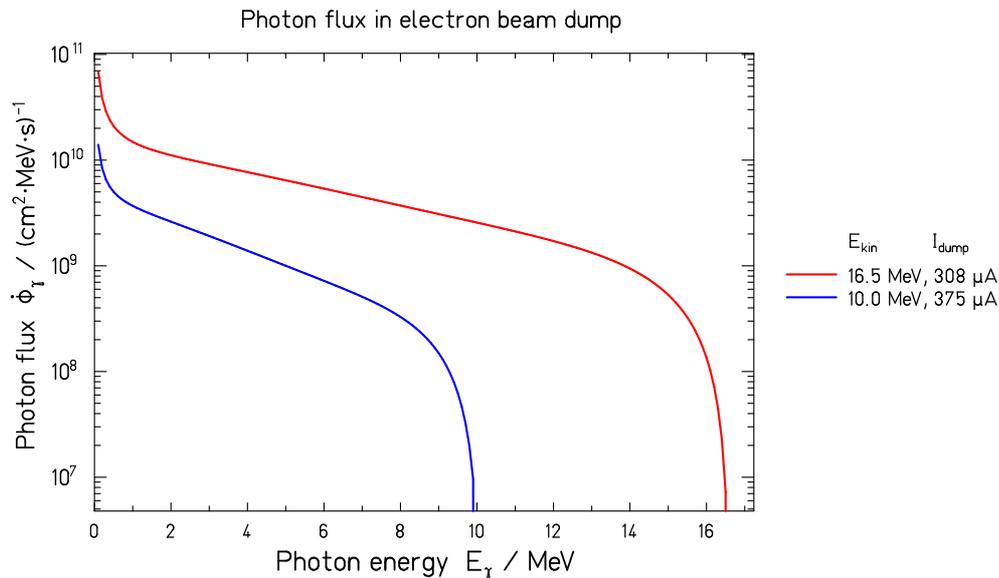


Abbildung 4.18: MCNP-Simulation des Photonenflusses im Elektronenstrahlfänger mit Verwendung der Tabellen von Berger & Seltzer für 10 und 16,5 MeV.

4.3 Die Endpunktsenergie der Bremsstrahlung

Die Bestimmung der Endpunktsenergie der Bremsstrahlung erfolgte mittels der Photodesintegration des Deuterons: $D(\gamma, p)n$. Am Ausgang des Aluminiumkollimators im Bremsstrahlungslabor befindet sich der Aufbau des Polarisationsmonitors (siehe Abb. 3.3 in Abschnitt 3.2.3), der zur Messung der Polarisation der Bremsstrahlung konstruiert wurde. Er besteht aus einer Kammer mit einer

40 μm dicken deuterierten Polyethylenfolie⁷, die der Breite (23 mm) nach parallel zum Strahl und der Länge nach unter einem Azimutwinkel von 45° gespannt ist. Die Länge beträgt 70 mm, von denen aber nur ein Teil vom Strahldurchmesser (25 mm) getroffen wird⁸.

Die Energie der emittierten Protonen wurde nun während jeder Bestrahlung mit Si-Detektoren gemessen, die senkrecht zum Strahl unter einem Azimutwinkel von 0° , 90° , 180° und 270° angeordnet sind. Der Abstand der Detektorfrontseite von der Strahlachse betrug bei den Messungen 2004 60 mm. Später wurde der Abstand der Detektoren durch längere Rohrstücke auf 115 mm vergrößert, um den Untergrund an gestreuten Photonen zu verringern. Die Si-Detektoren werden im inneren der Kammer mit geraden BNC-Adaptoren auf den Flansch mit der Durchführung gesteckt. 2007 wurden die BNC-Adapter älterer Bauart durch 8 mm kürzere ersetzt, so dass sich nunmehr ein Abstand von 123 mm ergibt.

Verwendet wurden ionenimplantierte Si-Detektoren für geladene Teilchen von der Firma AMETEK-ORTEC des Typs ULTRA mit einer Fläche von 600 mm^2 und einer sensitiven Dicke (minimale Dicke der Verarmungszone) von $300\text{ }\mu\text{m}$ (Typ: U-023-600-300), bzw. $500\text{ }\mu\text{m}$ (Typ: U-022-600-500). Die nominelle Auflösung beträgt 23, bzw. 22 keV. Der Frontkontakt besteht laut Datenblatt aus einer extrem dünnen Borimplantation (Dicke: 500 \AA).

Zunächst erfolgte die Energiekalibrierung der Si-Detektoren Pu-Am-Cu-Mischquelle. Die Endpunktenergie der Protonenspektren wurde bestimmt, indem ein simuliertes Spektrum an das gemessene angepasst wurde. In der Simulation wurde die Kinematik des Deuteriumaufbruchs und der Energieverlust der Protonen in realistischer Geometrie berücksichtigt.

4.3.1 Energiekalibrierung der Si-Detektoren mit einer α -Quelle

Die Mischquelle besteht aus den emittierenden Isotopen ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm . Die α -Quelle wurde auf einen drehbaren Quellenhalter an den Flansch der Kammer unter einem Azimutwinkel von 45° montiert, so dass sie unter einem Winkel von jeweils 45° auf die zwei benachbarte Detektoren (Nr. 2 und 3, bzw. 1 und 4) zeigt (siehe Abb. 3.3). Die Kammer wurde auf ca. 10^{-5} mbar (Hochvakuum) evakuiert und das α -Spektrum wurde aufgenommen. Die Messungen wurden für alle acht Messkampagnen zwischen Nov. 2004 und Mai 2007 erneut durchgeführt, da unterschiedliche Detektoren verwendet wurden und zwischendurch Änderungen in der Elektronik oder Geometrie durchgeführt wurden.

Die Multiplets der α -Linien (Tab. 4.2) wurde mit zwei bis fünf asymmetrischen Gaußkurven angepasst (Abb. 4.19). Durch Energieverlust in der Quelle sind die Zerfallslinien auf der niederenergetischen Seite verbreitert. Da sich die Breite der Linien eines Multiplets und die Schiefheit der Asymmetrie im Energiebereich des Übergangs der α -Linie und der Satelliten nur sehr geringfügig ändert, wurden diese Fitparameter der einzelnen Linien gleichgesetzt, um das Konvergenzverhalten

⁷d.h. alle Protonen sind durch Deuteronen substituiert: $[\text{C}_2\text{H}_4]_n \rightarrow [\text{C}_2\text{D}_4]_n$.

⁸Der Strahldurchmesser wurde durch Belichtung eines Röntgenfilms bestimmt.

Tabelle 4.2: Energien und Intensitäten (Emissionswahrscheinlichkeiten) der α -Teilchen aus der Pu-Am-Cm-Mischquelle (entnommen aus dem “Table of Isotopes” [Fire05], Tabelle: “ α from ${}^A X(T_{1/2})\alpha$ decay”). Für die Energiekalibrierung wurden nur die jeweils stärksten Übergänge (gelb unterlegt) verwendet.

Isotop ${}^A X$	α -Energie E_α / keV	α -Intensität $p_\alpha / \%$
${}^{239}\text{Pu}$	$5105,5 \pm 0,8$	$11,5 \pm 0,8$
	$5144,3 \pm 0,8$	$15,1 \pm 0,8$
	$5156,5 \pm 0,14$	$73,3 \pm 0,8$
${}^{241}\text{Am}$	5388 ± 1	$1,4 \pm 0,2$
	$5442,90 \pm 0,13$	$12,8 \pm 0,2$
	$5485,6 \pm 0,12$	$85,2 \pm 0,8$
	5512 ± 2	$0,20 \pm 0,05$
	5544 ± 1	$0,34 \pm 0,05$
${}^{244}\text{Cm}$	$5762,70 \pm 0,03$	$23,6 \pm 0,2$
	$5804,8 \pm 0,05$	$76,4 \pm 0,2$

zu verbessern.

Insbesondere beim Fit der Multiplets von ${}^{239}\text{Pu}$ hat sich gezeigt, dass der stärkste und zweitstärkste Übergang bei Variabler Peakposition nicht als zwei getrennte Peaks erkannt werden und der Schwerpunkt des stärksten Übergangs bei einer zu niedrigen Kanalzahl erscheint. Daher wurde das Verhältnis der Kanalzahlen der Linien dem Verhältnis der Energien abzüglich dem geschätzten Achsenabschnitt gleichgesetzt. Ebenso wurden die Verhältnisse der Flächen der Gaußkurven gleich dem Verhältnis der relativen Intensitäten (Emissionswahrscheinlichkeiten) gesetzt. Das reduzierte χ^2 ($\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/\nu$; ν : Zahl der Freiheitsgrade) beträgt für Anpassung der Multiplets in diesem Fall 1,67 für ${}^{239}\text{Pu}$, 1,49 für ${}^{241}\text{Am}$ und 1,18 für ${}^{244}\text{Cm}$ und ist typisch für die meisten Fits. Aufgrund der Signifikanz wurde nur die Kanalzahl der stärksten Linie jedes Isotops zur Energiekalibrierung herangezogen. Der Fit der Energiekalibrierung ist in Abb. 4.20 dargestellt.

Die drei Messpunkte liegen zwar relativ eng beieinander, decken aber den relevanten Energiebereich der Endpunktsenergie der Protonen zwischen 5 und 7 MeV hinreichend gut ab. Die Parameter der Energiekalibrierung

$$E_\alpha = a + b \cdot X \quad (4.17)$$

ergaben in diesem Fall für den Achsenabschnitt einen Wert von $a = (69 \pm 18) \text{ keV}$ (typischerweise 50 und 100 keV) und für den Verstärkungsfaktor des 8k-ADCs $b = (1,159 \pm 0,004) \text{ keV/Kanal}$ (0,8 bis 1,4 keV/Kanal).

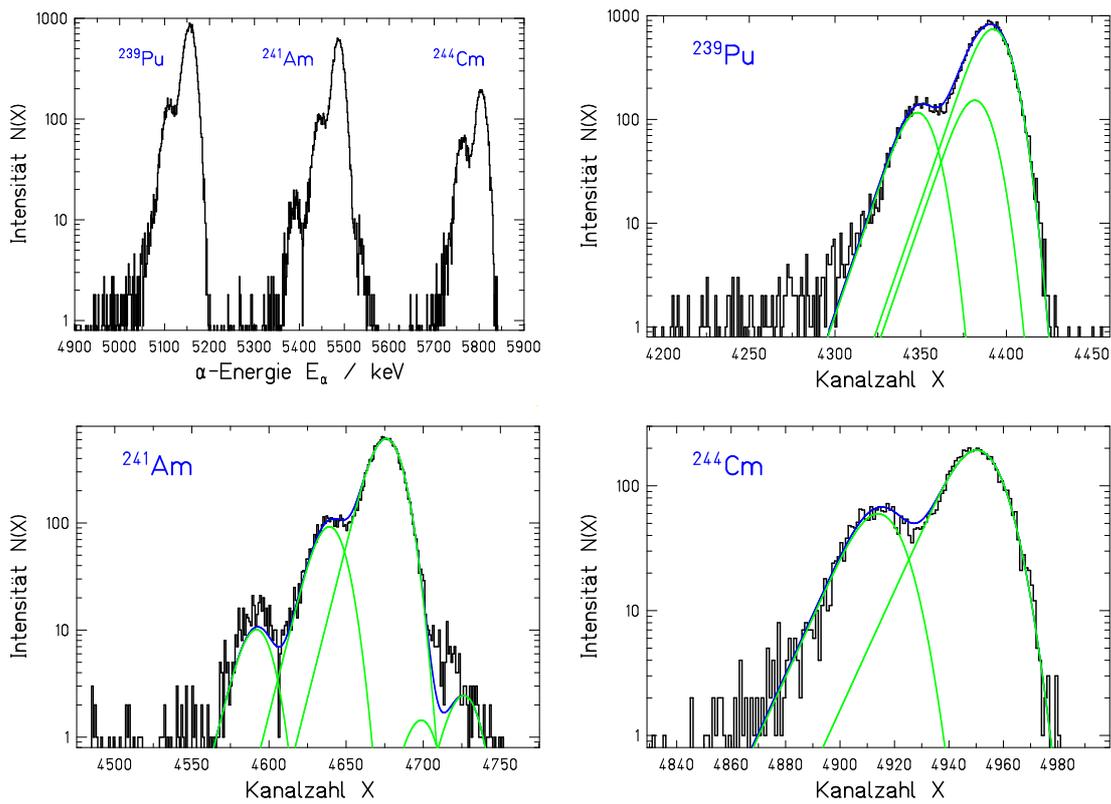


Abbildung 4.19: Spektrum der ^{239}Pu ^{241}Am ^{244}Cm - α -Quelle eines $300\ \mu\text{m}$ dicken Si-Detektors (oben links) exemplarisch für einen Detektor in der Messkampagne 2004/11. Zur Verdeutlichung wurde die Ordinate energiekalibriert. Außerdem sind die Anpassung der Multiplets der einzelnen Isotope dargestellt. (Näheres siehe Text.)

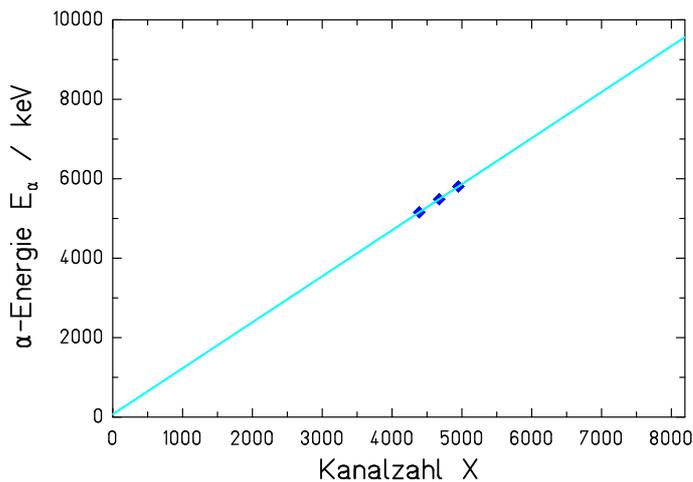


Abbildung 4.20: Energiekalibrierung der Si-Detektoren mit den Schwerpunkten der drei Hauptpeaks der PuAmCm- α -Quelle.

4.3.1.1 Korrekturen der Energiekalibrierung

Für eine präzise Messung der Endpunktsenergie ist es notwendig bei der Energiekalibrierung einige Korrekturen anzubringen. Die α -Teilchen verlieren bereits

in der Quelle einen kleinen Teil ihrer Energie durch Stöße, der abhängig von der Dicke der Quellsubstanz und einer dünnen Lackschicht ist, die die Quelle vor unbeabsichtigtem Verwischen schützt. Außerdem verlieren sowohl die α -Teilchen, als auch die Protonen einen kleinen, charakteristischen Teil ihrer Energie in der Totschicht in der keine Ladungssammlung stattfindet und im sensitiven Detektorvolumen durch nichtelektronischen Energieverlust, wie z.B. Phononen oder Stöße, die zu Versetzungen der Si-Atome führen, da Atome auf Zwischengitterplätzen ein anderes Energieniveau einnehmen.

Die ersten beiden Größen lassen sich durch Drehen der Quelle bzw. des Detektors messen, die nichtelektronischen Verluste können simuliert werden. Die Messungen wurden exemplarisch für die Si-Detektoren der Firma AMETEK ORTEC mit einer Dicke von $500\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Es kann davon ausgegangen werden, dass die ebenfalls verwendeten $300\ \mu\text{m}$ dicken Detektoren des gleichen Typs sich nicht wesentlich unterscheiden bzgl. der Dicke der Totschicht und nichtelektronischen Verlusten.

Energieverlust in der Quelle Die α -Teilchen erleiden bereits wegen der endlichen Dicke in der Quelle einen Energieverlust $\Delta E_{\alpha}^{\text{Qu}}$, der abhängig von ihrem Entstehungsort und dem Austrittswinkel zur Normalen ist. Dadurch lässt sich die Dicke durch Verkippen der Quelle relativ zum Detektor messen.

Die Energie des stärksten Übergangs beim α -Zerfall des Isotops ^{241}Am wurde bei einem Detektorwinkel von $\Theta = 0^\circ$ und 45° für Quellenneigungswinkel von $\Phi = 90^\circ$ und 30° , sowie bei einem Detektorwinkel von $\Theta = 45^\circ$ auch für $\Phi = 20^\circ$ gemessen (siehe Tabelle 4.3).

Detektorwinkel	Quellenneigung	detektierte Energie		
		^{239}Pu	^{241}Am	^{244}Cm
Θ	Φ	$E_{\text{det}} / \text{keV}$		
0°	90°	5146 ± 16	5477 ± 17	5796 ± 17
0°	30°	5155 ± 16	5486 ± 17	5804 ± 17
45°	90°	5136 ± 16	5468 ± 17	5791 ± 17
45°	30°	5142 ± 16	5474 ± 17	5794 ± 17
45°	20°	5151 ± 16	5481 ± 17	5800 ± 17

Tabelle 4.3: Detektierte Energie der α -Teilchen des jeweils stärksten Übergangs der einzelnen Isotope bei verschiedenen Detektor- und Quellenneigungswinkeln. Die Energiekalibrierung wurde bei $\Theta = 0^\circ$ und $\Phi = 90^\circ$ vorgenommen, allerdings noch ohne Korrektur der Dicke von Quelle und Totschicht des Detektors. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar. Es dominiert der systematische Fehler aus der Energiekalibrierung mit 0,3%.

Allgemein gilt für den Energieverlust geladener Teilchen durch Stöße in Materie: der Quotient aus Energieunterschied $\Delta E_{21} = E_2 - E_1$ und Wegdifferenz $\Delta x_{21} = x_2 - x_1$ ist gleich dem spezifischen Bremsvermögen dE/dx . Der Neigungswinkel der Quelle Φ ist apparativ als Austrittswinkel definiert, d.h. bei $\Phi_1 = 90^\circ$

erfolgt der Austritt parallel zur Normalen. Es gilt dann für einen bestimmten Winkel Φ_2 :

$$\sin \Phi_2 = \frac{x_1}{x_2} \quad (4.18)$$

Daraus folgt:

$$\Delta E_{21} = \Delta x_{21} \frac{dE}{dx} = (x_2 - x_1) \frac{dE}{dx} = x_1 \left(\frac{1}{\sin \Phi_2} - 1 \right) \frac{dE}{dx} \quad (4.19)$$

Das Bremsvermögen von PuAmCm wurde mit der Bethe-Bloch-Formel [LeoW87] berechnet. (Da für die Aktiniden keine experimentellen Werte existieren, konnte auf eine Simulation mit SRIM⁹ [Zieg08] nicht zurückgegriffen werden.) Es ergibt sich: $dE/dx = 95 \text{ eV}/\text{Å}$.

Da die Emission in allen Tiefen der Quelle gleichwahrscheinlich ist, müßte sich eine Rechteckfunktion für den Peak ergeben, weil der Energieverlust proportional zur Tiefe ist und die Änderung des Energieverlustes klein im Vergleich zur absoluten Energie ist. Die Rechteckfunktion ist aber mit der natürlichen Linienbreite gefaltet, so dass sich eine Gaußfunktion ergibt, deren Maximum der halben Dicke der Quelle entspricht ($x_1 = d_{\text{Qu}}/2$). Eingesetzt in Gleichung 4.19 ergibt sich für die Dicke:

$$d_{\text{Qu}} = \frac{2 \cdot \Delta E_{21}}{\left(\frac{1}{\sin \Phi_2} - 1 \right) \cdot \frac{dE}{dx}}; \quad \sigma(d_{\text{Qu}}) = d_{\text{Qu}} \sqrt{\left(\frac{\sigma(\Delta E_{21})}{\Delta E_{21}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\Phi) \cdot \cot \Phi}{1 - \sin \Phi} \right)^2} \quad (4.20)$$

Zur Berechnung der Dicke der Quelle wurde jeweils die Energiedifferenz bei einem Quellenneigungswinkel von $\Phi = 90^\circ$ und 30° verwendet und ergab bei einem Detektorwinkel von $\Theta = 0^\circ$ eine Dicke $d = (141 \pm 18) \text{ Å}$ und unter $\Theta = 45^\circ$ $d = (162 \pm 21) \text{ Å}$. Da beide Werte im Rahmen der Fehler konsistent sind wurde das gewichtete Mittel gebildet und man erhält: $d = (149 \pm 14) \text{ Å}$. Die Messung bei $\Theta = 45^\circ$ und $\Phi = 20^\circ$ ist verglichen mit $\Phi = 90^\circ$ nicht konsistent, denn es ergab sich ein Wert von nur $d = (53 \pm 8) \text{ Å}$. Möglicherweise liegt die Ursache in der Korrugation (Rauhigkeit) der Oberfläche der Quelle. Daher wurde der Wert ausgeschlossen.

Bei der Energieeichung befand sich die Quelle stets unter einem Winkel von $\Phi = 45^\circ$ zu den Detektoren, so dass sich aus Glg. 4.20 mit $\sin 45^\circ = 1/\sqrt{2}$ für den Pulshöhendefekt¹⁰ der Quelle ergibt:

$$\Delta E_\alpha^{\text{Qu}}(\Phi = 45^\circ) = \frac{d_{\text{Qu}}}{2} \cdot (\sqrt{2} - 1) \cdot \frac{dE}{dx} \Big|_{\alpha \rightarrow \text{PuAmCm}} = (2,94 \pm 0,27) \text{ keV}. \quad (4.21)$$

⁹<http://www.srim.org/>

¹⁰Im Pulshöhenspektrum (Histogramm) äußern sich Energieverluste in einer Verringerung der Amplitude des Signals oder der Pulshöhe. Daher spricht man von einem Pulshöhendefekt.

Energieverlust in der Totschicht des Si-Detektors Um den Energieverlust in der Totschicht des Si-Detektors zu bestimmen, können dieselben vier Messungen (Tab. 4.3) verwendet werden, nur in anderer Zuordnung. Jetzt werden die beiden Detektorwinkel bei konstantem Quelledrehwinkel miteinander verglichen. Da der Detektorwinkel anders als der Quellenneigungswinkel von der Normalen zur Oberfläche gemessen wird, ist der Sinus aus Glg. 4.18 durch den Kosinus ersetzt:

$$\cos \Theta_2 = \frac{x_1}{x_2} \quad (4.22)$$

Zur Messung der Si-Detektoren unter einem Detektorwinkel von $\Theta = 45^\circ$ wurde ein entsprechendes Winkelrohrstück verwendet, in das die Detektoren eingesetzt wurden (siehe Abb. 3.3). Für einen Winkel von 45° vereinfacht sich Glg. 4.22 zu $\cos 45^\circ = 1/\sqrt{2}$. Damit ergibt sich analog zu Glg. 4.19:

$$\Delta E_{21} = x_1 \left(\frac{1}{\cos \Theta_2} - 1 \right) \frac{dE}{dx} = x_1 (\sqrt{2} - 1) \frac{dE}{dx} \quad (4.23)$$

Für α -Teilchen mit einer Energie von 5,5 MeV beträgt der nichtelektronische Energieverlust in Si nach SRIM 2008 weniger als ein Promille des elektronischen Energieverlusts:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{nukl.}} = 1,004 \cdot 10^{-2} \frac{\text{eV}}{\text{\AA}} \quad (4.23a)$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{elektr.}} = 1,334 \cdot 10^1 \frac{\text{eV}}{\text{\AA}} \quad (4.23b)$$

Insgesamt ergibt sich: $dE/dx(\alpha) = 13,35 \text{ eV}/\text{\AA}$. Damit berechnet sich die Dicke der Totschicht zu:

$$d_{\text{Ts}} = x_1 = \frac{\Delta E_{21}}{(\sqrt{2} - 1) \cdot \frac{dE}{dx}}; \quad \sigma(d_{\text{Ts}}) = d_{\text{Ts}} \sqrt{\left(\frac{\sigma(\Delta E_{21})}{\Delta E_{21}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\Phi) \cdot \tan \Phi}{1 - \cos \Phi} \right)^2} \quad (4.24)$$

Das gewichtete Mittel der Messungen bei einem Quellenneigungswinkel $\Phi = 90^\circ$ und 30° ergibt eine Dicke der Totschicht von $d_{\text{Ts}} = (890 \pm 40) \text{\AA}$. Dies ist etwa eineinhalb mal so groß wie im Datenblatt spezifiziert (600\AA).

Für α -Teilchen ergibt sich bei normalem Einfall auf den Detektor ein durch die Totschicht verursachter Pulshöhendefekt von

$$\Delta E_{\alpha}^{\text{Ts}} (\Theta = 0^\circ) = d_{\text{Ts}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\alpha \rightarrow \text{Si}} = (12,1 \pm 0,5) \text{ keV}. \quad (4.25)$$

Für Protonen ist das Bremsvermögen etwa eine Größenordnung kleiner und beträgt daher nur $dE/dx(\text{p}) = 1,268 \text{ eV}/\text{\AA}$; der Energieverlust ist

$$\Delta E_{\text{p}}^{\text{Ts}} (\Theta = 0^\circ) = d_{\text{Ts}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{p} \rightarrow \text{Si}} = (1,13 \pm 0,05) \text{ keV}. \quad (4.26)$$

Nicht-elektronische Verluste in der Verarmungszone des Detektors

Der nicht-elektronische Anteil des Energieverlustes im sensitiven, bzw. intrinsichen Bereich des Si-Detektors wurde mit dem Programm SRIM 2008 für Protonen und Alphateilchen simuliert. Dabei wurde die Annahme gemacht, dass die Energien von phononischen Anregungen und der Erzeugung von Vakanzen kleiner als die Bandlücke von Silizium sind und daher nicht zur Pulshöhe des Ausgangssignals des Siliziumdetektors beitragen.

Da sich der nukleare Energieverlust im Bereich der α -Energien (5157, 5486 und 5805 keV) nicht wesentlich ändert (siehe Abb. 4.21), wurde eine Simulation bei der mittleren der drei Energien (^{241}Am) und zum Vergleich eine solche bei 2000 keV durchgeführt. Die experimentell bestimmten Endpunktsenergien des Protonenspektrums liegen zwischen 4 und 7 MeV. Das Fenster für den Anpassungsbereich des simulierten auf das experimentelle Protonenspektrums hat typischerweise eine Breite von etwa 1200 keV, so dass kleinere Energiewerte sicherlich nicht relevant sind.

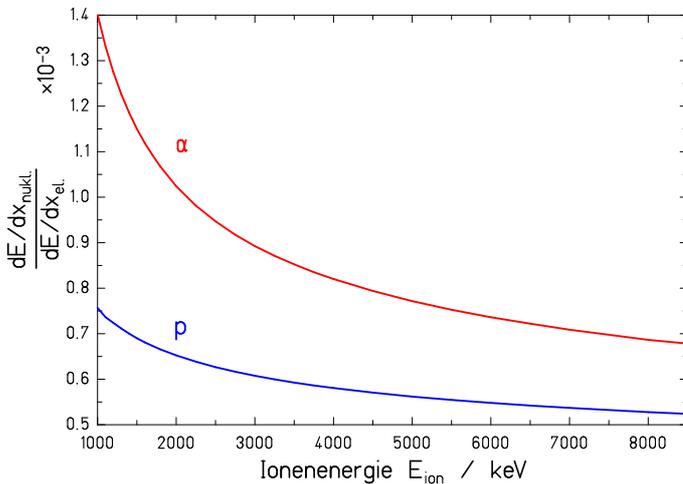


Abbildung 4.21: Verhältnis des nicht-elektronischen zum elektronischen Energieverlust für α -Teilchen und Protonen in Silizium (simuliert mit SRIM 2008).

Für Protonen und α -Teilchen mit einer Energie von 5486 keV, die senkrecht in Silizium eindringen, beträgt der Ionisationsenergieverlust 99,82 %, bzw. 99,94 % der Gesamtenergie. Die messbare Energiedifferenz beträgt somit $-0,12\%$, oder $-6,56$ keV zwischen beiden Teilchensorten. Bei einer Energie von 2000 keV reduziert sich der Anteil der Ionisationsenergieverlust nur geringfügig auf 99,58 %, bzw. 99,92 %, womit sich die messbare Energiedifferenz auf $-0,34\%$ oder $-6,80$ keV erhöht.

Insgesamt beträgt der Unterschied im Ionisationsenergieverlust zwischen Alphateilchen und Protonen also etwa ein Promille. Der kritische Bereich des Protonenspektrums ist der Endpunkt und dieser liegt im niedrigsten Fall mit etwa 4 MeV deutlich näher bei der Simulation von 5486 keV. Damit erscheint eine Korrektur des Pulshöhendefekts zwischen α -Teilchen und Protonen von $\Delta E_{\text{p}}^{\text{nel.}} - \Delta E_{\alpha}^{\text{nel.}} = -(6,6 \pm 0,2)$ keV sinnvoll.

Gesamtkorrektur Werden die Si-Detektoren also mit einer anderen Teilchensorte x kalibriert ($x = \alpha$), als die mit der schließlich die Pulshöhe gemessen werden soll ($x = \text{p}$), treten unterschiedliche Verluste ΔE_x (Pulshöhendefekte) auf,

die additiv korrigiert werden können, wenn man näherungsweise annimmt, dass die Korrekturen sich nicht oder nur wenig mit der Energie E_x ändern. Außerdem wird davon ausgegangen, dass die Teilchen im sensitiven Teil des Si-Detektors gestoppt werden. Die registrierte Pulshöhe X_x entspricht der Energie E_x^{ion} , die für die Ionisation im sensitiven Bereich des Detektors zur Verfügung steht:

$$E_x = E_x^{\text{ion}} + \Delta E_x = a + b \cdot X_x, \quad (4.27)$$

mit dem Achsenabstand a und der Verstärkung b . Für α -Teilchen und Protonen ergeben sich die oben bestimmten Korrekturen:

$$E_\alpha = E_\alpha^{\text{ion}} + \Delta E_\alpha^{\text{nel}} + \Delta E_\alpha^{\text{Ts}} + \Delta E_\alpha^{\text{Qu}} \quad (4.27a)$$

$$E_p = E_p^{\text{ion}} + \Delta E_p^{\text{nel}} + \Delta E_p^{\text{Ts}} + \Delta E_p^{\text{CD}_2}. \quad (4.27b)$$

Der Energieverlust der Protonen in der deuterierten Polyethylenfolie ($\Delta E_p^{\text{CD}_2}$; CD_2 steht hier kurz für $[\text{C}_2\text{D}_4]_n$) wird in der Simulation berücksichtigt. Da die registrierte Pulshöhe E_x^{ion} verglichen werden soll, ergibt sich:

$$E_\alpha^{\text{ion}} = E_p^{\text{ion}} \quad (4.28)$$

$$E_\alpha - \Delta E_\alpha^{\text{Qu}} - \Delta E_\alpha^{\text{Ts}} - \Delta E_\alpha^{\text{nel}} = E_p - \Delta E_p^{\text{Ts}} - \Delta E_p^{\text{nel}}. \quad (4.29)$$

Aufgelöst nach der Protonenenergie ergibt sich mit den zuvor bestimmten Korrekturtermen:

$$E_p = E_\alpha - \Delta E_\alpha^{\text{Qu}} - \Delta E_\alpha^{\text{Ts}} - \Delta E_\alpha^{\text{nel}} + \Delta E_p^{\text{Ts}} + \Delta E_p^{\text{nel}} \quad (4.30)$$

$$E_p = E_\alpha - \Delta E_\alpha^{\text{Qu}} + \Delta E_p^{\text{Ts}} - \Delta E_\alpha^{\text{Ts}} + (\Delta E_\alpha^{\text{nel}} - \Delta E_p^{\text{nel}}) \quad (4.31)$$

$$E_p = E_\alpha - (2,94 \pm 0,27) \text{ keV} - (1,13 \pm 0,05) \text{ keV} - (6,6 \pm 0,2) \text{ keV} \quad (4.32)$$

$$E_p = E_\alpha - \Delta E_{\alpha \rightarrow p} = a + b \cdot X_p \quad (4.33)$$

$$\Delta E_{\alpha \rightarrow p} = (20,5 \pm 0,6) \text{ keV} \quad (4.34)$$

4.3.1.2 Rebinning der kalibrierten Spektren

Um die Protonenspektren mit einer Simulation zur Bestimmung der Endpunktsenergie anzupassen, sollten die Einzelspektren der Si-Detektoren addiert werden. Da Verstärkung und Offset bei jedem Detektor geringfügig unterschiedlich sind, ist es nötig die Einzelspektren vor der Addition zu rebinnen, damit die Energieintervalle der verschiedenen Detektoren exakt übereinstimmen.

Dafür wurde ein Programm geschrieben, mit dem die Ereignisse in einem Kanal gleichmässig auf die gesamte Kanalbreite verteilt wurden. Dann wurde die gebrochene Kanalzahl jedes Ereignisses mit der Energiekalibrierung in die entsprechende Protonenenergie umgerechnet und in das jeweilige Energieintervall der Breite 1 keV einsortiert.

Ein typisches Spektrum ist in Abb. 4.22 gezeigt.

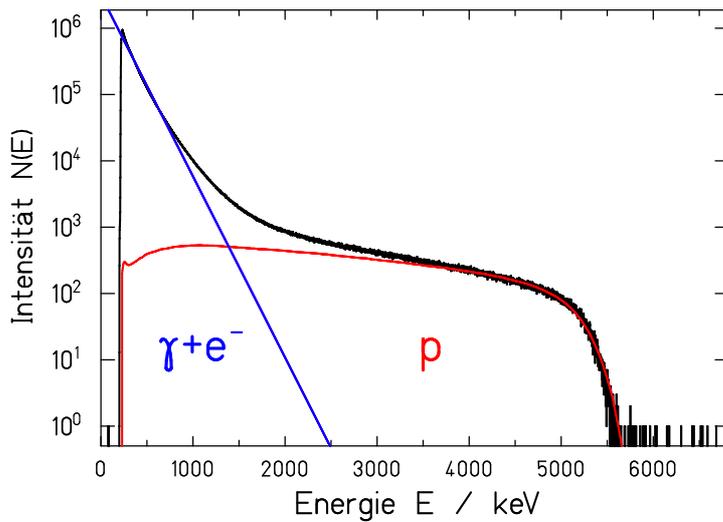


Abbildung 4.22: Experimentelles Spektrum der Si-Detektoren. Die Ereignisse im exponentiell abfallenden Untergrund im niederenergetischen Bereich sind im wesentlichen Compton-Elektronen aus der CD_2 -Folie, bzw. an der Folie oder dem Strahlrohr gestreuten Photonen.

4.3.2 Die Photodesintegration des Deuteriums

Um die Endpunktsenergie mit hinreichender Präzision zu bestimmen, ist es nötig, die Kinematik des Deuteriumaufbruchs relativistisch zu berechnen:

Der Viererimpuls $p = (p_0, i\mathbf{p})$ eines Teilchens besteht aus der Komponente für die Gesamtenergie p_0 und den drei räumlichen Komponenten des Impulsvektors \mathbf{p} . Dabei ist zu beachten, dass natürliche Einheiten benutzt werden, d.h. $c = \hbar = 1$. Das Quadrat des Vierervektors p^2 ist definiert als

$$p^2 := p_0^2 - |\mathbf{p}|^2 = m^2 \quad (4.35)$$

mit der Ruhemasse m des Teilchens. Diese ist invariant unter Lorentztransformationen. Die kinetische Energie T eines Teilchens kann als die Differenz aus seiner Gesamtenergie und seiner Ruhemasse angegeben werden:

$$T = p_0 - m. \quad (4.36)$$

Die Gesamtenergie eines Teilchens ergibt sich aus Glg. 4.35 als:

$$p_0^2 = |\mathbf{p}|^2 + m^2 \quad (4.37)$$

Mit den oben angegebenen Gleichungen kann nun die Kinematik des Deuteriumaufbruchs beschrieben werden. Der Einfachheit halber wird im folgenden das Symbol für den Impuls, p durch den Buchstaben des jeweiligen Teilchens ersetzt. Ein Photon mit dem Viererimpuls k trifft auf ein stationäres Deuteron d . Daraus resultiert die Aufspaltung (Desintegration) des Deuterons in ein Proton p und ein Neutron n . Das Proton wird mit dem Impuls \mathbf{p} unter einem Winkel θ_p zur Richtung des einfallenden Photons emittiert. Die Viererimpulserhaltung

$$k + d = p + n \quad (4.38)$$

kann auch getrennt als Energie- und Impulserhaltung geschrieben werden:

$$k_0 + d_0 = n_0 + p_0 \quad (4.39)$$

$$\mathbf{k} + \mathbf{d} = \mathbf{n} + \mathbf{p}. \quad (4.40)$$

Glg. 4.38 aufgelöst nach n und quadriert ergibt:

$$n^2 = (k + d - p)^2 = (k_0 + m_d - p_0)^2 - (\mathbf{k} - \mathbf{p})^2 \quad (4.41)$$

Da das Deuteron vor der Absorption des Photons keine kinetische Energie hatte ($T_d = 0$), sondern nur das Energieäquivalent der Ruhemasse, wurde in Glg. 4.41 d_0 durch m_d substituiert und der Impuls \mathbf{d} gleich Null gesetzt. Unter Benutzung von Glg. 4.36 für Protonen ($p_0 = T_p + m_p$) und Glg. 4.35 für Neutronen ($n^2 = m_n^2$) erhält man

$$m_n^2 = [k_0 + m_d - (T_p + m_p)]^2 - |\mathbf{p}|^2 + 2|\mathbf{p}|k_0 \cos \theta_p - k_0^2. \quad (4.42)$$

Weiter ergibt sich aus Glg. 4.37 für Protonen ($|\mathbf{p}|^2 = p_0^2 - m_p^2$)

$$|\mathbf{p}| = \sqrt{p_0^2 - m_p^2} = \sqrt{(T_p + m_p)^2 - m_p^2} = \sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p} \quad (4.43)$$

Schließlich ergibt sich nach Einsetzen von Glg. 4.43 in Glg. 4.42, Ausmultiplizieren, Auflösen nach k_0 und Vereinfachung:

$$E_\gamma = k_0 = \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_d^2 + m_d(T_p + m_p)}{2(m_d - m_p - T_p + \sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p} \cos \theta_p)}. \quad (4.44)$$

Diese Gleichung ergibt die Energie des einfallenden Photons als Funktion der Energie und des Emissionswinkels des Protons.

4.3.2.1 Simulation der Protonenspektren

Im Experiment wurde eine 40 μm dicke CD_2 -Folie eingesetzt, die mit der Normalen senkrecht zur Strahlrichtung und unter einem Azimutwinkel von 45° angebracht wurde. Durch die Ausdehnung der Deuteriumfolie und dem endlichen Öffnungswinkel der Si-Detektoren, sowie dem möglichen Energieverlust der Protonen in der Folie ist eine einfache Berechnung der Form des Protonenspektrums nicht mehr möglich. Die spektrale Verteilung der in den Si-Detektoren registrierten Protonen wurde mittels des Monte-Carlo-Codes DPDSIM simuliert. Die Simulationsrechnung und die darin verwendeten Größen werden im folgenden kurz beschrieben.

Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung beruht auf den theoretischen Berechnungen von Seltzer und Berger. Diese Querschnitte für die Bremsstrahlungsproduktion liegen in tabellierter Form vor und werden wie bei der Berechnung der integralen Aktivierungsausbeute nach Photonenenergie und vorgegebener Endpunktsenergie interpoliert. Außerdem wird die Korrektur für die Absorption durch den Al-Strahlhärter verwendet.

Die Deuteriumfolie wird als homogen und quaderförmig angenommen und die Photonen im vom Strahlfleck getroffenen Teil als gleichmäßig verteilt angesehen. In der Simulation wird nun per Zufallsgenerator eine Photonenenergie aus der Bremsstrahlungsverteilung ausgewählt und trifft nun statistisch verteilt

in der Probe auf Deuteriumatome. Gemäß dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der Deuteriumaufbruchreaktion nach Arenhoevel wird nun berechnet, ob und in welche Richtung und mit welcher Energie ein Proton emittiert wird: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\text{D}(\gamma, \text{p})\text{n}) \longrightarrow \theta, \phi, (E_p)$.

Im positiven Falle wird nun die Pfadlänge Δx berechnet, die das Proton in $(\text{C}_2\text{D}_4)_\text{n}$ zurücklegen muss und der Energieverlustes ΔE_p wird mit der Energieverlusttabelle $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{p} \rightarrow (\text{C}_2\text{D}_4)_\text{n}} \cdot \Delta x$ aus SRIM abgezogen. Schließlich werden die Ereignisse „Proton mit der Energie $E'_p = E_p - \Delta E_p$ trifft auf Detektor“ in Form von Listmode-Daten gespeichert.

4.3.2.2 Anpassung der Simulation an die gemessenen Protonenspektren

Das Spektrum ändert sich nur wenig mit Endpunktsenergie, da sich auch das Bremsstrahlungsspektrum im hochenergetischen Bereich nur relativ zum Endpunkt verschiebt. Dies zeigt der Vergleich einer Simulation bei 13 und bei 16 MeV (siehe Abb. 4.23).

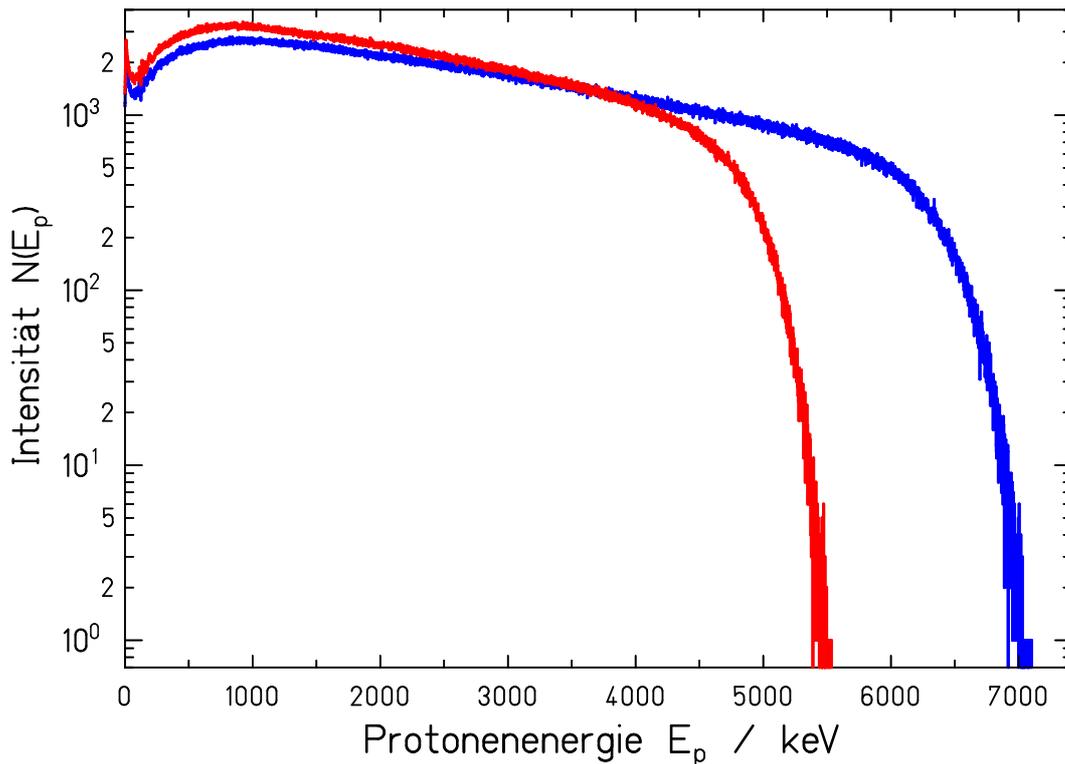


Abbildung 4.23: Simulation des Protonenspektrums bei einer Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums von 16 (blau), bzw. 13 MeV (rot).

Um die Endpunktsenergie des gemessenen Spektrums zu bestimmen, wurde die Simulation mit der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Die Fitroutine beinhaltet drei Fitparameter: die Normierung (f_{norm}), die Verstärkung (f_{gain}) und

die Verschiebung (f_{shift}). Da die experimentellen Spektren bereits energiekalibriert und rebinnt sind, wurde der Parameter f_{gain} auf eins festgesetzt.

Die Verschiebung entspricht somit der Differenz zwischen der Protonenenergie des experimentellen und des simulierten Spektrums. Dieser Wert stimmt allerdings bei größeren Differenzen nicht mehr gut überein. Wird das in Abb. 4.23 gezeigte simulierte Spektrum bei 13000 keV Endpunktsenergie mit dem bei 16000 keV zur Deckung gebracht berechnet sich aus der Verschiebung eine Energie von ca. 16130 keV bei einem Abstand des Detektors zur Strahlachse von 60 mm.

Daher wurden für jeden Detektorabstand Simulationen mit verschiedenen Endpunktsenergien im Abstand von einem MeV durchgeführt. Die Differenz der Energiebestimmung mit beiden Methoden ist in Abb. 4.24 aufgetragen. Neben einer systematischen linearen oder sogar quadratischen Abweichung zeigen sich deutliche Fluktuationen. Eine lineare Anpassung ergibt ein $\chi_{\text{red}}^2 = 7,8$.

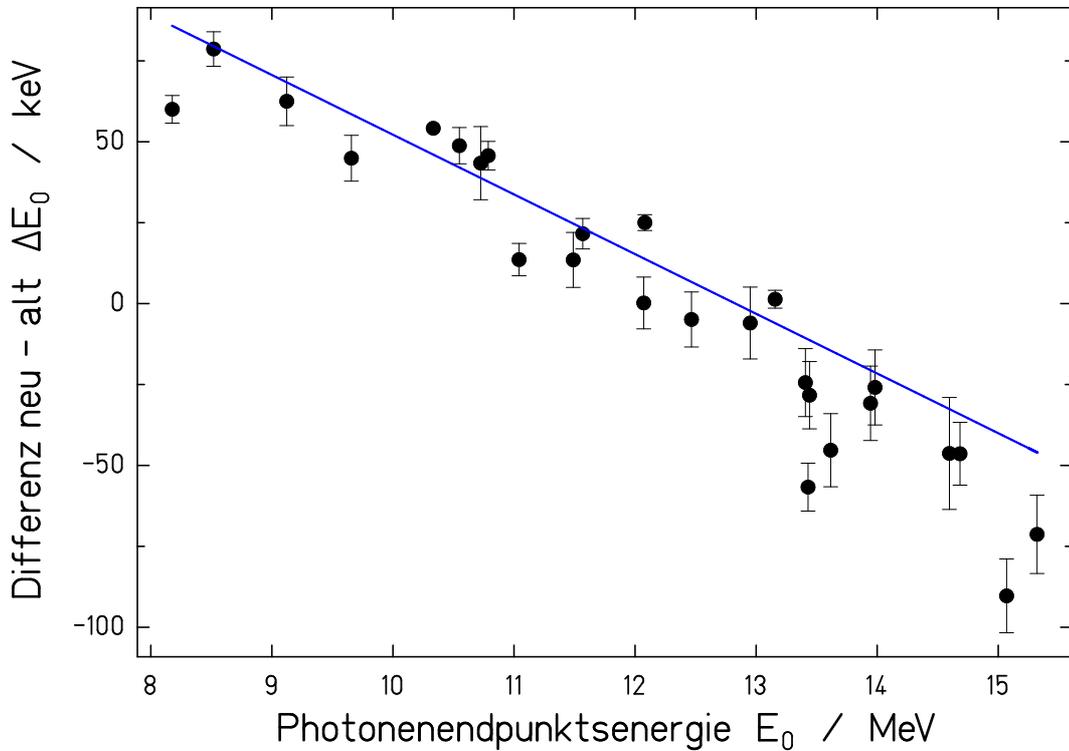


Abbildung 4.24: Abweichung der bestimmten Endpunktsenergie der Bremsstrahlungsspektren (Detektorabstand von der Strahlachse 115 mm) unter Verwendung nur einer simulierten Energie bei 13 MeV (alt) und bei Verwendung der jeweils nächstliegenden Simulation im Abstand von einem MeV (neu).

Die Halbwertsbreite Γ_E der Elektronenstrahlenergie beträgt typischerweise um die 60 keV. Mit der Methode des defokussierten Strahls wurden Strahlenergiebreiten von $\sigma_E = 27,6$ keV und 15,4 keV bestimmt ($\Gamma_E = 2,354 \cdot \sigma_E$). Vereinfacht wurde eine mittlere Strahlbreite von 25 keV angenommen. Dies gilt auch für die Unschärfe im Photonenspektrum. Beim Deuteronenaufbruch verteilt sich diese jedoch auf Proton und Neutron, so dass die Energieunschärfe der Protonen σ_p nur die Hälfte, also 12,5 keV aufweist.

Nimmt man für die Detektorauflösung näherungsweise eine Halbwertsbreite von $\Gamma = 25$ keV an ($\sigma = 11$ keV), so ergibt sich daraus quadratisch addiert 17 keV.

Will man diese beiden Unschärfen berücksichtigen, so muss das simulierte Protonenspektrum mit einer Gaußkurve dieser Breite gefaltet werden. Dies hat den positiven Nebeneffekt, dass die Simulation dadurch gleichzeitig geglättet wird.

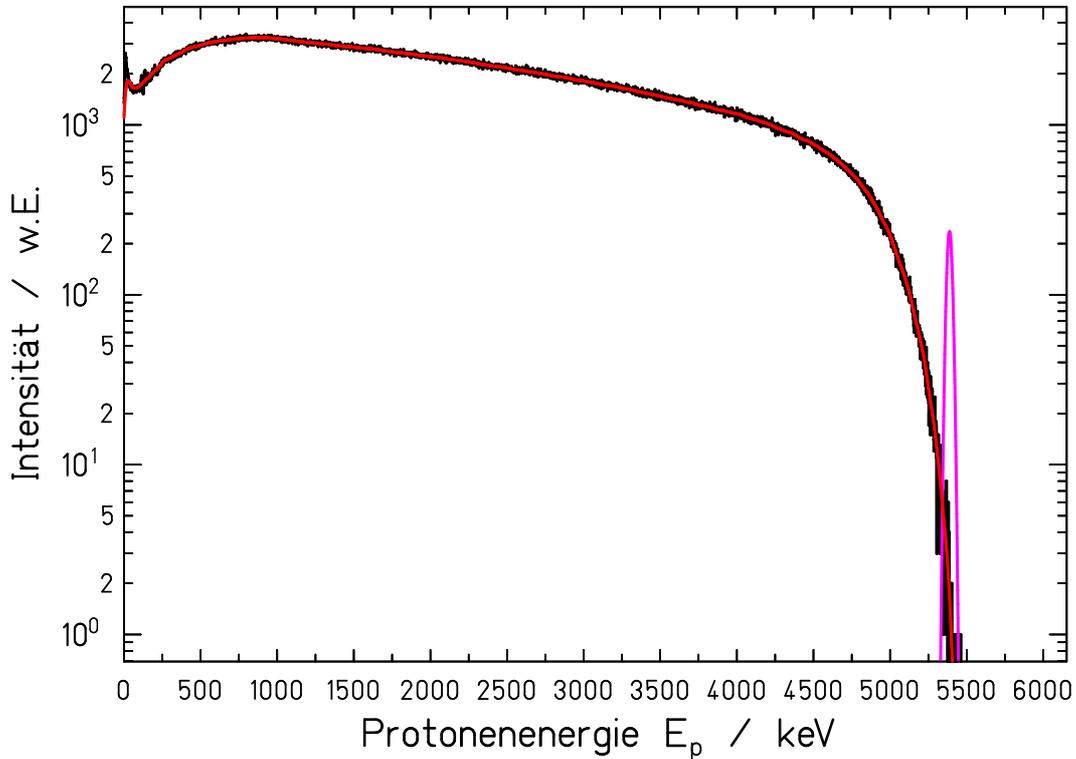


Abbildung 4.25: Die Simulation (schwarze Kurve; hier für 13 MeV und 115 mm Detektorabstand) wurde mit einer um Null zentrierten Gaußfunktion (magenta) der Breite $\sigma = 17$ keV gefaltet, um die Energieunschärfe des Elektronenstrahls und die Detektorauflösung zu berücksichtigen (siehe Text). Die Gaußkurve wurde nur zu Demonstrationszwecken beim Endpunkt des Protonenspektrums eingezeichnet. Die Simulation beinhaltet 10 Millionen Ereignisse; die gefaltete Kurve wurde ebenfalls auf 10^7 normiert.

4.3.3 Fehleranalyse der Endpunktsenergie

Bei der Bestimmung der Endpunktsenergie durch die Messung des Deuteronenauflaufs gibt es drei mögliche Ursachen für Fehler, die in Tab. 4.4 zusammengestellt sind und im folgenden erläutert werden sollen:

Die Energiekalibrierung ist eine erste Fehlerquelle, die es zu betrachten gilt. Die Unsicherheit der α -Energie (Literaturwerte siehe Tab. 4.2) ist mit $< 2,7 \cdot 10^{-5}$ relativ klein. Bei der Anpassung der α -Linien ergibt sich ein Fehler von $< 4,7$ Kanälen oder $< 7,5 \cdot 10^{-4}$. Der externe Fehler (interner Fehler mal $\sqrt{\chi_{\text{red}}^2}$) aus der linearen Anpassung der Position der Linien beträgt etwa 25 keV (da die Energie

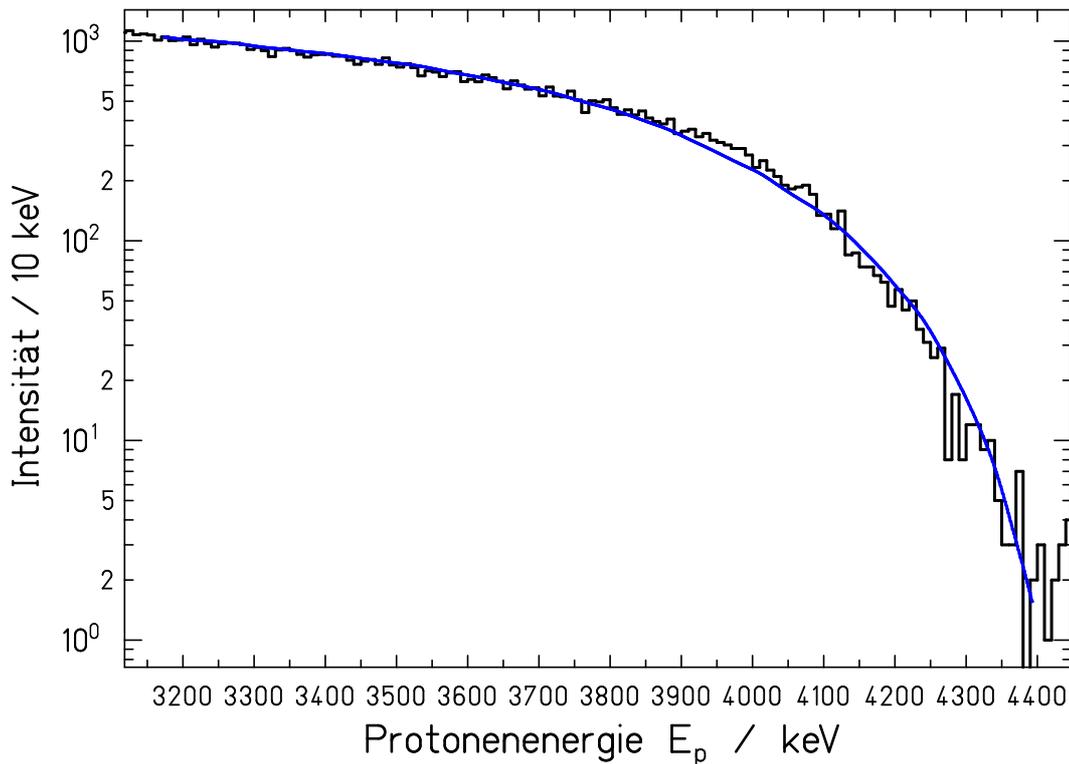


Abbildung 4.26: Experimentelles Spektrum bei $E_0 = 11,042$ MeV (schwarzes Histogramm) mit Simulation bei 11,0 MeV (blaue Kurve). Beim experimentellen Spektrum wurden je 10 Energiebins zusammengefasst, die Simulation wurde mit einer Gaußkurve der Breite $\sigma = 17$ keV gefaltet, um die Energiebreite des Elektronenstrahls und die Detektoraufösung zu berücksichtigen.

Messgröße	stat. Fehler	syst. Fehler
Energiekalibrierung	-	25 keV
Pulshöhendefekt	-	5 keV
Anpassung der Simulation	2 - 8 keV	30 keV

Tabelle 4.4: Statistische und systematische Fehler bei der Bestimmung der Endpunktsenergie.

als Funktion der Kanalzahl angepasst wurde, ist nur der Fehler der α -Energie hierin berücksichtigt; der Fehler der Anpassung der Linien wurde ignoriert).

Der Fehler der Pulshöhendefekte lässt sich nicht so einfach abschätzen, da die berechneten Energieverluste auf SRIM-Rechnungen beruhen, für die keine Fehler angegeben sind. Eine Unsicherheit von etwa 5 keV erscheint hier realistisch. Der Fehler der gemessenen Schichtdicke von Quelle und Totschicht des Detektors berücksichtigt nur den Fehler aus der Anpassung der α -Linien und beträgt 0,6 keV, ist also vernachlässigbar.

Die Anpassung der Simulation an die experimentellen Spektren erfolgt nach der Poisson-Statistik und berücksichtigt den statistische Fehler der gemessenen

Spektren, der allerdings mit 2 - 8 keV kleiner als ein Promille und damit vernachlässigbar ist. Aus der Streuung der mit unterschiedlichen Simulationen bestimmten Endpunktsenergie bestimmten Daten lässt sich eine Schwankung um max. 30 keV ablesen.

Quadratisch addiert ergibt sich so ein systematischer Fehler von etwa 40 keV.

4.4 Die Messung des Photonенflusses am Bremsstrahlungsmessplatz

Der Photonенfluss wird am Bremsstrahlungsmessplatz (Bestrahlungsplatz A) durch Messung der an ^{11}B elastisch gestreuten Photonен mit hochreinen Germaniumdetektoren (*engl.*: high-purity Germanium detectors, HPGe) bestimmt. Da zwischen den einzelnen Messkampagnen gelegentlich Umbauten vorgenommen wurden (z.B. wurden die horizontalen HPGe-Detektoren für Polarisationsexperimente von der Messposition bei einem Streuwinkel von 127° auf 90° verschoben), musste die Effektivität bei der vollen Energie jedesmal neu bestimmt werden.

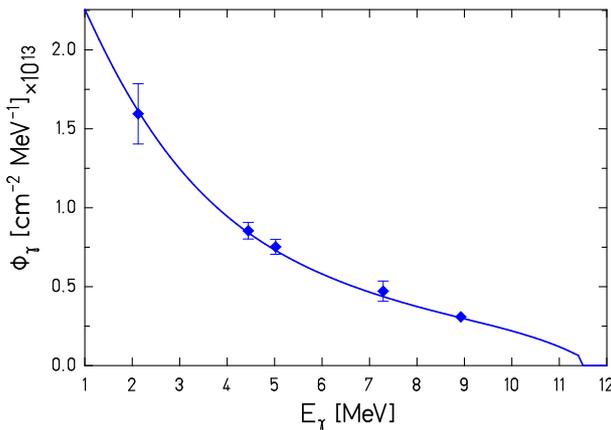


Abbildung 4.27: Die absolute Photonенfluenz, gemessen mit an ^{11}B gestreuten Photonен, verglichen mit den Bremsstrahlungsspektren nach Seltzer und Berger inklusive Strahlhärterkorrektur. Die gemessenen Fluenzen (inklusive Fütterungskorrektur) der verschiedenen Übergänge in ^{11}B stimmen mit der simulierten Kurve bis auf 6% überein.

4.4.1 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der hochreinen Germaniumdetektoren

Für die Bestimmung der Effektivität der HPGe-Detektoren bei der vollen Energie der Übergänge in ^{11}B wurde der Aufbau am Bestrahlungsplatz A mit dem Monte-Carlo-Code GEANT3 [GEAN93] von G. Rusev in realistischer Geometrie simuliert [Ruse06c]. Dabei wurde u.a. der Detektorabstand, der Öffnungswinkel und die entsprechenden Pb- und Cu-Absorberdicken (siehe Tab. C.2 im Anhang), sowie der Pb-Kollimator und BGO-Detektor berücksichtigt. Die Simulationen wurden mit der empirischen Fitfunktion von D. C. Radford [Radf95] angepasst und mit γ -Quellen normiert (siehe Abb. 4.28).

Diese Anpassungskurve besteht in der doppelt logarithmischen Darstellung im wesentlichen aus zwei Geraden, die den Abfall zu niedrigen und zu hohen Photonенenergien beschreiben und durch einen glatten Übergang verbunden sind.

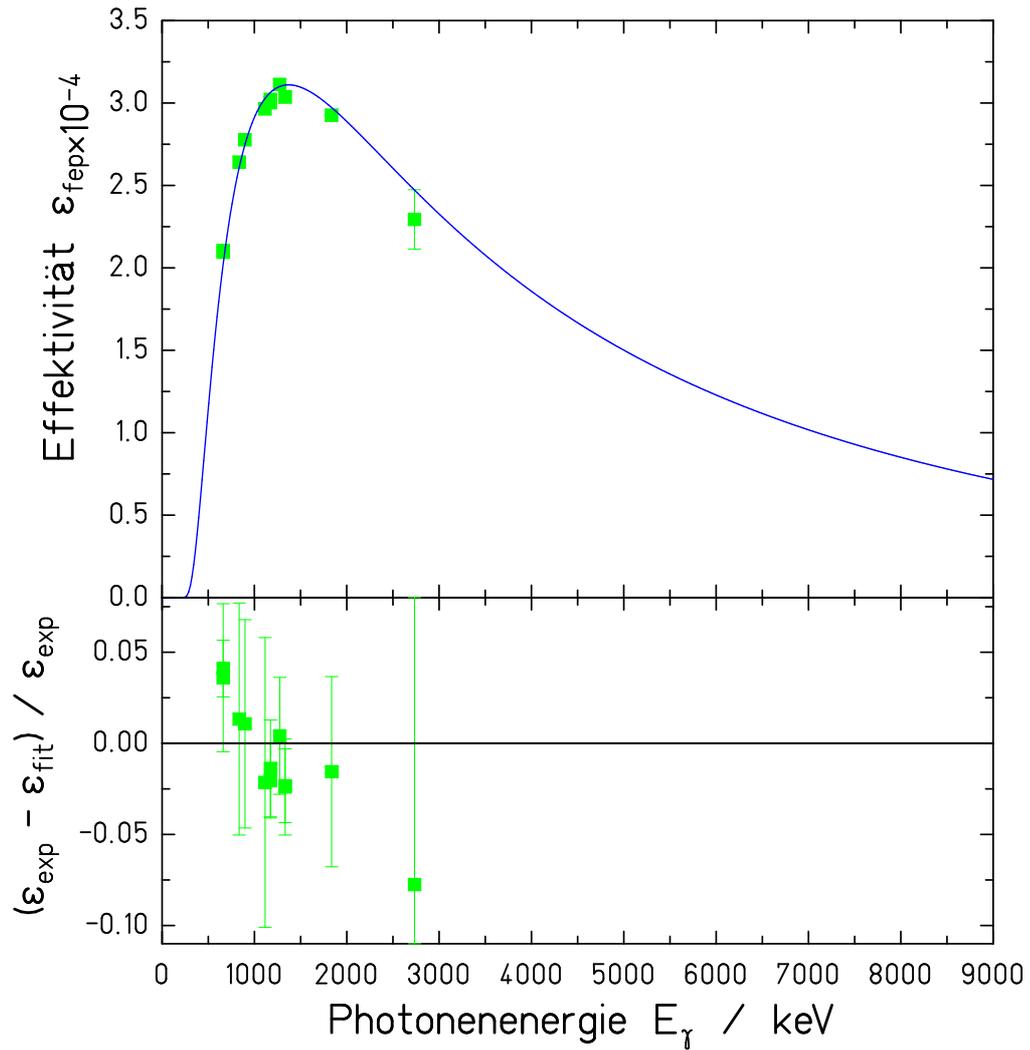


Abbildung 4.28: Photopeakeffektivität eines HPGe-Detektors unter einem Winkel von 90° mit einem 13 mm dicken Pb- und einem 3 mm Cu-Absorber am Bestrahlungsplatz A (oben). Es wurden die Quellen ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{88}Y und ^{137}Cs verwendet. Im unteren Teil ist das Residuum der Anpassung gezeigt. Der statistische Fehler der Effektivität aus den einzelnen Übergängen der Quellen wurde mit der Wurzel aus dem reduzierten χ^2 multipliziert ($\sqrt{\chi_{\text{red}}^2} = 10,03$).

Die Geraden werden durch quadratische Funktionen verallgemeinert und durch die Parametrisierung

$$\ln[\varepsilon(E_\gamma)] = \left[(A + Bx + Cx^2)^{-G} + (D + Ey + Fy^2)^{-G} \right]^{-1/G} \quad (4.45)$$

mit

$$x = \ln(E_\gamma/100) \quad (4.45a)$$

$$y = \ln(E_\gamma/1000) \quad (4.45b)$$

beschrieben. ε ist die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Photonenenergie E_γ in keV. Der Parameter G beschreibt den Übergang zwischen den Hoch- und Niederenergiekurven. Je größer der Wert von G , desto schärfer der Übergang im Maximum der Effektivität.

Wie auch bei der Effektivitätseichung der HPGe-Detektoren im Zerfallsmessplatz, wurden von der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt (PTB), bzw. der Firma Amersham hergestellte und kalibrierte γ -Quellen verwendet (siehe Tab. B.1 im Anhang).

4.4.2 Photonenfluenzbestimmung mit ^{11}B

^{11}B wurde zur Bestimmung der Photonenfluenz ausgewählt, da es eines der Isotope mit den stärksten Übergängen bei hohen Energien nahe der geplanten Endpunktsenergien ist (Übergang mit der höchsten Absorptionsenergie: $E_\gamma(\theta = 90^\circ) = 8924 \text{ keV}$). Da in ^{11}B jedoch noch eine Reihe weiterer starker Übergänge auftreten (siehe Abb. 4.29), erwies es sich als günstig die Normierung des Bremsstrahlungsspektrums mit diesen Übergängen ebenfalls vorzunehmen, zu überprüfen und gegebenenfalls zu gewichtet zu mitteln.

Natürliches Bor besteht zu 19,9% aus ^{10}B und zu 80,1% aus ^{11}B . Für die KRF-Messungen zur Photoaktivierung an ELBE wurden zunächst (bei einem Experiment im Nov. 2004) $(2,9282 \pm 0,0013) \text{ g}$ (Ortho-)Borsäure (chem.: $\text{H}_3^{11}\text{BO}_3$ oder $^{11}\text{B}(\text{OH})_3$) mit einer ^{11}B -Anreicherung von 99,27% in Form gepresster Tabletten verwendet. Um bessere Statistik zu erhalten wurde in den Experimenten ab 2005 $(4,7861 \pm 0,0020) \text{ g}$, bzw. $(4,5095 \pm 0,0012) \text{ g}$ auf 99,52% angereichertes elementares ^{11}B als Pulver in einer PE-Dose verwendet.

Bei einem Übergang aus dem Niveau i in das Niveau j ist die Gesamtzahl der Photonen N_γ mit der Energie E_{ij} , die am Messplatz A von der Borprobe emittiert werden:

$$N_\gamma(E_{ij}) = \frac{N_{\text{fep}}^{\text{det.}\#}(E_{ij})}{N(^{11}\text{B}) \cdot I_\sigma(E_{0i}) \cdot W(\theta, E_{0ij}) \cdot \varepsilon_{\text{fep}}^{\text{det.}\#}(E_{ij}) \cdot c_{\text{dt\&pu}}}, \quad (4.46)$$

mit der Anzahl der registrierten Ereignisse $N_{\text{fep}}^{\text{det.}\#}(E_{ij})$ in der Übergangslinie bei der vollen Energie, der Anzahl $N(^{11}\text{B})$ der ^{11}B -Kerne in der KRF-Probe, dem totalen Streuquerschnitt $I_\sigma(E_{0i})$ von ^{11}B für Photonen mit einer Energie E_{0i} , dem Winkelkorrelationskoeffizienten $W(\theta, E_{0ij})$ für Photonen einer Energie E_{ij} gestreut in einen Detektor unter dem Winkel θ relativ zum Strahl, der Nachweiswahrscheinlichkeit für die vollständige Energie $\varepsilon_{\text{fep}}^{\text{det.}\#}(E_{ij})$ des Detektors $\#$ bei der Energie E_{ij} und dem Totzeit- und Aufstockungskorrekturfaktor $c_{\text{dt\&pu}}$.

Im folgenden wird zunächst die Herleitung der Übergangsstärke aus den Zerfallsbreiten elastischer und inelastischer Übergänge und die Winkelkorrelation von Übergängen gemischter Multipolarität beschrieben, sowie die Korrektur der Fütterung durch inelastische Zerfälle höherer Zustände. Anschließend wird auf die Korrektur der resonanten Selbstabsorption eingegangen und verschiedenen Möglichkeiten zur Korrektur zählratenabhängiger Verluste gezeigt.

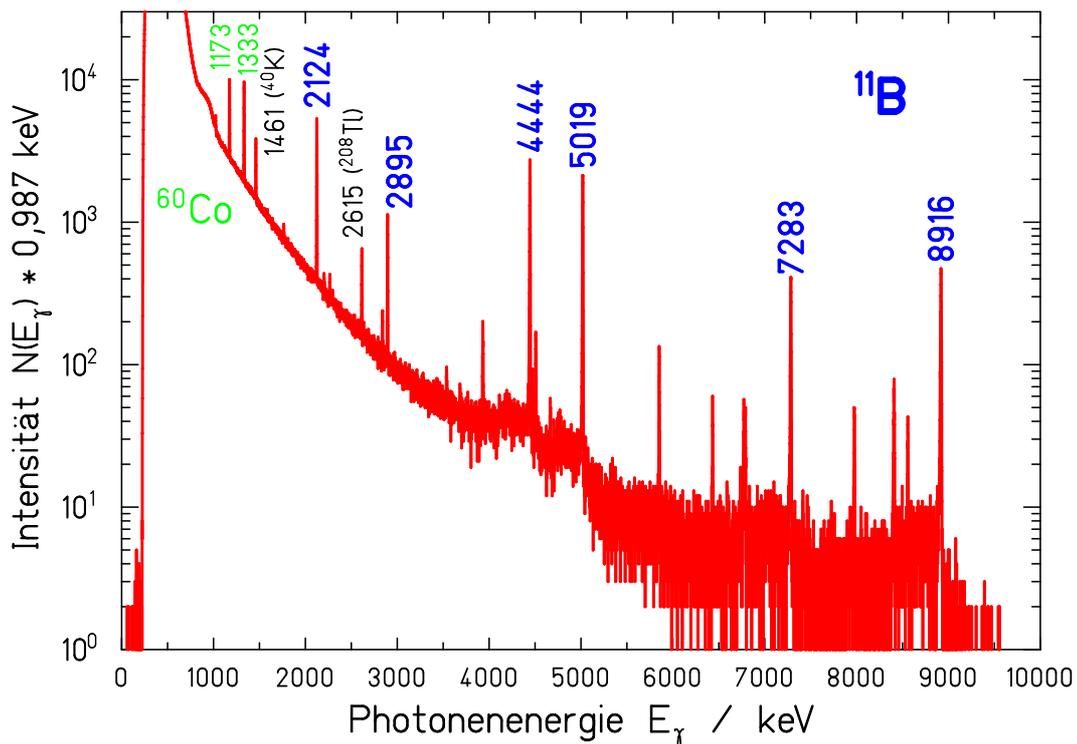


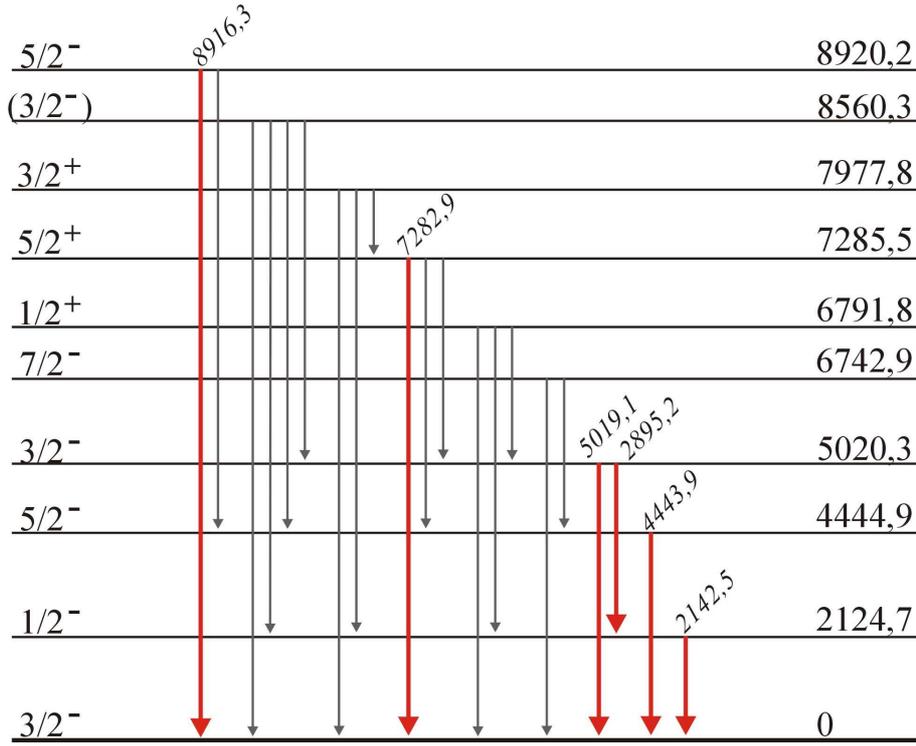
Abbildung 4.29: Typisches Spektrum der HPGe-Detektoren der unter einem Winkel von 90° an ^{11}B gestreuten Bremsstrahlung. Auf dem Untergrund elastisch gestreuter Bremsstrahlung befinden sich die Peaks der sechs stärksten Übergänge in ^{11}B (blau gekennzeichnet), die für die Photonenflussbestimmung ausgewertet wurden. Bei dieser Messung wurde eine ^{60}Co -Quelle am Strahlrohr befestigt. Ebenso wurden die beiden Untergrundlinien von ^{40}K und ^{208}Tl gekennzeichnet. Die übrigen Linien stammen fast ausschließlich von ^{11}B .

4.4.2.1 Zerfallsbreiten elastischer und inelastischer Übergänge in ^{11}B

Die meisten der stärksten Linien in ^{11}B , die auch bei niedrigen Photonenfluenzen noch mit ausreichender Statistik angepasst werden konnten, stammen von elastischen Übergängen, da diese meist die größte Übergangsstärke haben. Aus dem Niveau mit der Energie 5020 keV (siehe Tab. 4.5), konnte jedoch auch der inelastische Übergang in das Niveau 2125 keV mit einer Photonenergie von 2895 keV unter 90° noch gut gefittet werden und mit dem elastischen Übergang (5019 keV) zur Überprüfung der Berechnung verglichen werden. Für die Bestimmung des Photonenflusses müssen beide Messwerte bei der Energie des anregenden Photons eingetragen werden (in diesem Fall¹¹: 5022 keV, siehe Abb. 4.30).

Der totale Streuquerschnitt $I_\sigma(E_{0i})$, der in die Bestimmung des Photonenflusses in Glg. 4.46 eingeht, ist eine Funktion der totalen und partiellen (γ)-Zerfallsbreiten, sowie Photonenergie und der Spins von Anfangs- und Endzustand (siehe Abb. 4.31).

¹¹Wegen des Energieverlustes durch den Rückstoß des B-Atoms ist die nötige Photonenergie geringfügig größer als die Niveauenergie.

Abbildung 4.30: Schema der Zustände und Übergänge in ^{11}B [Walt08].

Der totale Streuquerschnitt $I_\sigma(E_{0j})$ beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmtes Niveau j der Energie E_j und dem Spin J_j^π mit der Grundzustandsübergangsbreite $\Gamma_{\gamma_{0j}}$ durch Absorption von Photonen der Energie $E_{\gamma_{0j}}$ bevölkert wird und entweder durch elastische oder inelastische Streuung mit der Lebensdauer τ_j wieder zerfällt:

$$I_\sigma(E_{0j}) = \left(\frac{\pi \hbar c}{E_{\gamma_{0j}}} \right)^2 \frac{2J_j + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma_{0j}} \cdot \Gamma_{\gamma_{jk}}}{\Gamma_j} \quad (4.47)$$

Die Größe $\Gamma_{\gamma_{jk}}/\Gamma_j$ ist das Verzweungsverhältnis. Im Falle der elastischen Streuung ist die Übergangsstärke in den Grundzustand stets gleich der Anregungsbreite ($\Gamma_{\gamma_{j0}} = \Gamma_{\gamma_{0j}}$). Der totale Streuquerschnitt vereinfacht sich dann zu:

$$I_\sigma(E_{0j}) \sim \frac{\Gamma_{\gamma_{0j}}^2}{\Gamma_j} \quad (4.48)$$

Die Niveaubreite ist gleich der reziproken Lebensdauer $\Gamma_j = 1/\tau_j$ und die Summe aller möglichen Zerfallskanäle.

$$\Gamma_j = \sum_k \Gamma_{\gamma_{jk}} + \sum \Gamma_{\text{part.}} \quad (4.49)$$

Oberhalb der entsprechenden Bindungsenergien, bzw. negativen Q -Werte für die Abspaltungsreaktionen, ist auch die Teilchenemission möglich, insbesondere für α -Teilchen im Falle von ^{11}B , die mit zunehmender Energie die γ -Zerfallsbreite

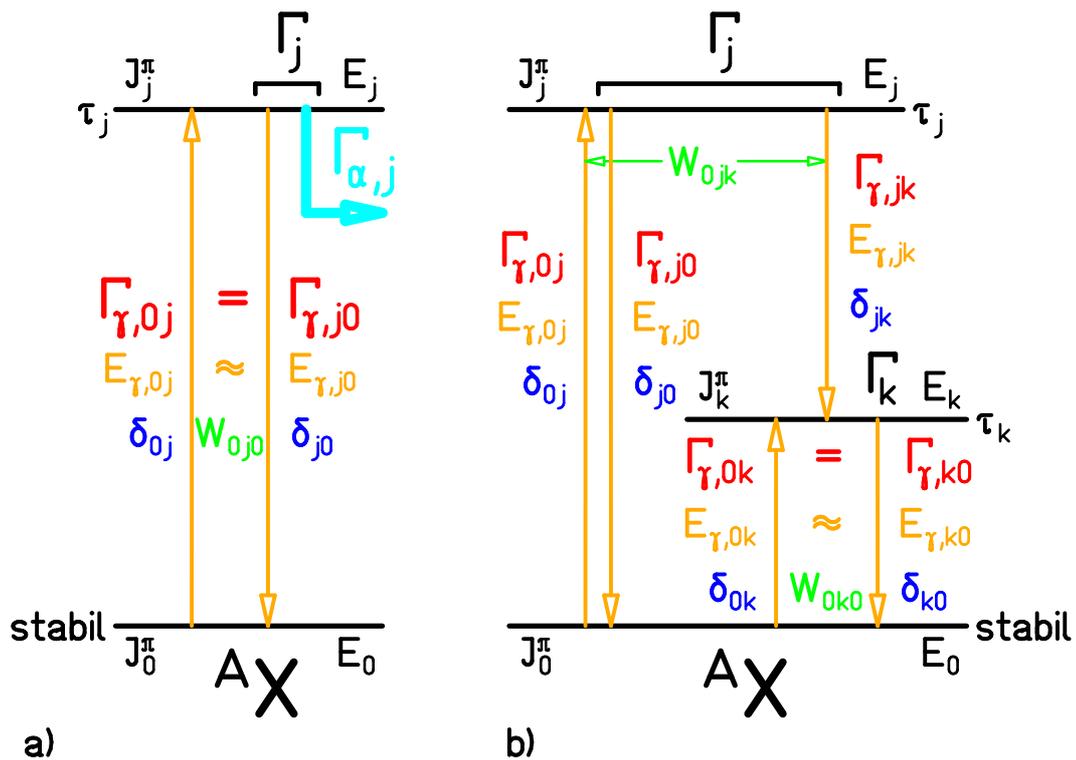


Abbildung 4.31: Veranschaulichung der totalen Zerfalls- bzw. Niveaubreite Γ und der Partial- bzw. γ -Zerfallsbreite Γ_γ bei der elastischen (a) bzw. bei der Verzweigung zu inelastischen (b) Übergängen. Die Indices 0, j und k bezeichnen den Grundzustand, das zu untersuchende und das Verzweigungsniveau, in das der inelastische Übergang mündet. Für eine genaue Berechnung des totalen Streuquerschnitts ist zusätzlich der Winkelkorrelationskoeffizient W notwendig, der eine Funktion des Streuwinkels, des Detektoröffnungswinkels, sowie der Übergangsmatrixelemente ist, die wiederum von den Mischungsverhältnissen δ abhängen. Diese Mischungsverhältnisse sind von Null verschieden, wenn der Spin von Anfangs- und Endzustand sowohl die Multipolarität E1, als auch M2 erlaubt. Weiter Erläuterungen siehe Text.

schnell um Größenordnungen übersteigt. Damit verschwindet der totale Steuquerschnitt für Photonen.

4.4.2.2 Winkelkorrelation von Übergängen gemischter Multipolarität

Eine Reihe elastischer und inelastischer Übergänge in ^{11}B haben gemischte M1- und E2-Übergänge. Da Dipol- und Quadrupolübergang unterschiedliche räumliche Intensitätsverteilungen aufweisen, ist es notwendig das Verhältnis als Funktion des Streuwinkels zu berücksichtigen. Der Vergleich von Übergangsstärken der Multipolaritäten $L + 1$ und L wird gewöhnlich in Einheiten des Multipolmischungsverhältnisses δ [Kran75] definiert und durch das Verhältnis der Matrixelemente $L + 1$ und L ausgedrückt:

$$\delta = \frac{\langle ||L + 1|| \rangle}{\langle ||L|| \rangle}. \quad (4.50)$$

(Das Verhältnis der Intensitäten ist dann proportional zu δ^2 .) Höhere Multipolordnungen als der Quadrupol können vernachlässigt werden, da die Amplituden mehrere Größenordnungen kleiner sind. Diese Verhältnisse werden experimentell gewonnen und als Serie von Legendre-Polynomen ausgedrückt:

$$W(\theta) = \sum_k B_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) P_k(\cos \theta) \quad (4.50a)$$

$$= a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) \quad (4.50b)$$

mit dem Emissionswinkel der Gammastrahlung relativ zur Strahlachse. Die Koeffizienten a_k enthalten Informationen über die Kernspins und die γ -Strahlungsmatrixelemente und werden als Funktion der Multipolmischungsverhältnisse durch einen Ausdruck der Form

$$a_k \sim A + B \cdot \delta + C \cdot \delta^2 \quad (4.51)$$

wiedergegeben. Die Konstanten A , B und C sind Basiskombinationen der Drehimpulskopplungskoeffizienten. Die Phase von δ hängt direkt von der Wahl des Koeffizienten B ab. Durch unterschiedliche experimentelle Anordnungen sind mindestens vier verschiedene Phasenkonventionen entstanden, die in dem Übersichtsartikel von Krane [Kran75] beschrieben sind. In der Vergangenheit hat dies häufig zu Verwirrungen und Unstimmigkeiten geführt. Beispielsweise wurden die Vorzeichen der Mischungsverhältnisse von Comsan et al. [Coms68] den Grundzustandsübergang des Niveaus bei 8920 keV in den Nuclear Data Sheets falsch zitiert [Ajze90]. Während Comsan et al. die Biedenharn-Rose-Konvention [Bied53] ohne speziellen Hinweis verwendeten, wurde in der Evaluation von Ajzenberg-Selove die Konvention nach Rose-Brink [Rose67] wie bei Bell et al. [Bell68] angenommen. Für die Kernresonanzfluoreszenzexperimente an ELBE wurde die Krane-Steffen-Konvention [Kran70] verwendet, bei der sowohl die anregende als auch die emittierte γ -Strahlung durch Emissionsmatrixelemente ausgedrückt wird:

$$a_k = B_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2) \quad (4.52)$$

Daher unterscheiden sich die Koeffizienten einer Kaskade $J_1 \xrightarrow{\gamma_1} J_2 \xrightarrow{\gamma_2} J_3$:

$$B_k(\gamma_1) = \frac{F_k(L_1 L_1 J_1 J_2) + (-1)^{L_1 + L'_1} 2\delta_1 F_k(L_1 L'_1 J_1 J_2) + \delta_1^2 F_k(L'_1 L'_1 J_1 J_2)}{1 + \delta_1^2}, \quad (4.53)$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(L_2 L_2 J_3 J_2) + 2\delta_2 F_k(L_2 L'_2 J_3 J_2) + \delta_2^2 F_k(L'_2 L'_2 J_3 J_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (4.54)$$

Die F -Koeffizienten $F_k(LL'J'J)$ sind definiert und tabelliert in dem Artikel von Frauenfelder und Steffen [Frau65]. Die Mischungsverhältnisse sind wie folgt definiert:

$$\delta_1 = \frac{\langle J_2 || L'_1 || J_1 \rangle}{\langle J_2 || L_1 || J_1 \rangle}, \quad (4.54a)$$

$$\delta_2 = \frac{\langle J_3 || L'_2 || J_2 \rangle}{\langle J_3 || L_2 || J_2 \rangle}. \quad (4.54b)$$

Niveauenergie		Photonenerg. ($\theta = 90^\circ$)	Spin		Multipolmischungen	Mischungsverhältnis
E_i / keV	E_f / keV	$E_\gamma^\perp / \text{keV}$	J_i	J_f	$\Pi L(\Pi' L')$	$\delta_{\text{k.S.}}$
2125	0	2124	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)	0
4445	0	4444	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)	$0,158^{+0,025}_{-0,021}$
5020	0	5019	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)	$-0,036 \pm 0,013$
5020	2125	2895	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	M1(E2)	$-0,19^{+0,10}_{-0,17}$
7286	0	7283	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	E1(M2)	$0,001^{+0,022}_{-0,021}$
7286	4445	2840	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$	E1(M2)	$-0,081^{+0,164}_{-0,126}$
7286	5020	2265	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	E1(M2)	$0,028^{+0,073}_{-0,075}$
8920	0	8916	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	M1(E2)	$0,000 \pm 0,014$
8920	4445	4474	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$	M1(E2)	$-0,061^{+0,025}_{-0,022}$

Tabelle 4.5: Übergänge mit gemischten Multipolaritäten in ^{11}B mit experimentell bestimmten Mischungsverhältnissen [Ruse09]. Die fett gedruckten Mischungsverhältnisse werden für die direkt gemessenen Übergänge benötigt, die übrigen inelastischen Übergänge werden für die Bestimmung der Fütterung durch höherliegende Niveaus benötigt (siehe nächster Abschnitt). Magnetische Multipolordnungen sind i.d.R. einige Größenordnungen schwächer als elektrische. Die Messwerte der Mischungsverhältnisse der Übergänge aus dem Niveau bei 7286 keV, die magnetische M2-Beimischung haben, sind daher im Rahmen ihrer Fehlergrenzen mit Null verträglich.

4.4.2.3 Intensität ‚fütternder‘ Übergänge

Die Abb. 4.31 b) lässt sich auch zur Verdeutlichung des Effektes der Fütterung von Übergängen durch höherliegende Niveaus heranziehen. Das interessierende Niveau ist jetzt aber das Niveau k und der gemessene Übergang hat die Energie $E_{\gamma,k0}$. Liegt die Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums über der Anregungsenergie des Niveaus j , dann kann der Photonenfluss mit der Energie $E_{\gamma,0k}$ nicht mehr ohne Korrektur des fütternden Übergangs von E_j nach E_k erfolgen. Dies ist möglich, wenn einer der beiden Zerfälle $E_{\gamma,j0}$ oder $E_{\gamma,jk}$ direkt gemessen wird [Vogt00]. Ist keiner der beiden Übergänge analysierbar, weil

ein Übergang zufällig mit einem anderen Übergang oder mit einer Untergrundlinie zusammenfällt, oder weil der inelastische (fütternde) Übergang (im Falle $E_{\gamma,jk} < E_{\gamma,k0}$) in einen Bereich mit höherem Untergrund des Bremsstrahlspektrums fällt, kann die Direktmessung durch das Verhältnis der Photonenströme bei den Energien $E_{\gamma,j}$ und $E_{\gamma,k}$ ersetzt werden, um die Korrektur der Fütterung zu berechnen.

Vernachlässigt man die Totzeit- und Pile-Up-Korrektur der Einfachheit halber, so ist die Anzahl der Ereignisse (Ausbeute) in einem Peak $Y_{j0} = N_{\text{fep}}(E_{j0})$ ohne Verzweigung und Fütterung nach Glg. 4.46

$$Y_{j0} = \varepsilon_{\text{fep}}(E_j) \cdot N(^{11}\text{B}) \cdot N_\gamma(E_j) \cdot I_{j0} \cdot W_{0j0}(\mp\delta_{j0}), \quad (4.55)$$

mit der Photopeakeffektivität $\varepsilon_{\text{fep}}(E_j)$ bei der Energie E_j , der Anzahl der Targetkerne $N(^{11}\text{B})$, der Anzahl der anregenden Bremsstrahlungsphotonen $N_\gamma(E_j)$, der Übergangsstärke $I_{j0} = I_\sigma(E_{j0})$ und des Winkelkorrelationskoeffizienten $W_{0j0}(\theta, \Delta\theta, \mp\delta_{j0})$ für den Übergang $0 \rightarrow j \rightarrow 0$ mit dem Multipolmischungsverhältnis δ_{j0} nach der Phasenkonvention Krane-Steffen [Kran70] ($\delta_{0j} = -\delta_{j0}$). (W ist eine Funktion des Beobachtungswinkels θ zum Strahl mit dem Öffnungswinkel $\Delta\theta$.)

Die Anzahl der ^{11}B Kerne ist proportional zur Stoffmenge n_{tar} und der Anreicherung $\eta(^{11}\text{B}/\text{B})$ und hängt auch von der chemischen Zusammensetzung der Probe ab:

$$N(^{11}\text{B}) = \frac{m_{\text{tar}} \cdot N_{\text{A}} \cdot \eta(^{11}\text{B}/\text{B})}{M_{\text{tar}}}, \quad (4.56)$$

mit der Masse m_{tar} , der molaren Masse M_{tar} und der Avogadrozahl N_{A} .

Ein fütternder Übergang $i \rightarrow j$ sorgt für zusätzliche Ereignisse im Peak und muss daher addiert werden. Wenn die Ausbeuten Y_{ij} des fütternden Übergangs direkt gemessen werden kann, lässt sich Glg. 4.55 mit der Fütterungskorrektur schreiben als

$$Y_{j0} = \varepsilon_{\text{fep}}(E_j) \cdot N(^{11}\text{B}) \cdot N_\gamma(E_j) \cdot I_{j0} \cdot W_{0j0}(\mp\delta_{j0}) + Y_{ij} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{fep}}(E_j)}{\varepsilon_{\text{fep}}(E_i - E_j)} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma,j0}}{\Gamma_{\gamma,j}} \cdot \frac{W_{0ij0}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij}, +\delta_{j0})}{W_{0ij}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij})}. \quad (4.57)$$

Darin ist die Ausbeute für den Übergang $i \rightarrow j$ korrigiert, da nur ein Teil der fütternden Ereignisse beim Zerfall des Niveaus j registriert werden, und zwar von der Effektivität des fütternden ($\varepsilon_{\text{fep}}(E_i - E_j)$) auf den gefütterten Übergang ($\varepsilon_{\text{fep}}(E_j)$), dem Verhältnis aus Grundzustands- γ -Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma,j0}$ und totaler γ -Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma,j}$ des Niveaus j , sowie dem Winkelkorrelationskoeffizienten $W_{0ij}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij})$ für den fütternden Übergang $0 \rightarrow i \rightarrow j$ zum dreifachen Winkelkorrelationskoeffizienten $W_{0ij0}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij}, +\delta_{j0})$ für den gefütterten Übergang $0 \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow 0$.

Mit der Beziehung

$$Y_{ij} = \frac{\varepsilon_{\text{fep}}(E_i - E_j)}{\varepsilon_{\text{fep}}(E_i)} \cdot \frac{W_{0ij}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij})}{W_{0i0}(\mp\delta_{i0})} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma,ij}}{\Gamma_{\gamma,i0}} \cdot Y_{i0} \quad (4.58)$$

lässt sich die Ausbeute des inelastischen Übergangs aus dem Niveau i durch die des elastischen Übergangs ausdrücken:

$$Y_{j0} = \varepsilon_{\text{fep}}(E_j) \cdot N(^{11}\text{B}) \cdot N_\gamma(E_j) \cdot I_{j0} \cdot W_{0j0}(\mp\delta_{j0}) \\ + Y_{i0} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{fep}}(E_j)}{\varepsilon_{\text{fep}}(E_i)} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma,ij}}{\Gamma_{\gamma,i0}} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma,j0}}{\Gamma_{\gamma,i}} \cdot \frac{W_{0ij0}(-\delta_{i0}, +\delta_{ij}, +\delta_{j0})}{W_{0i0}(\mp\delta_{i0})}. \quad (4.59)$$

4.4.2.4 Korrektur der resonanten Selbstabsorption

Durch die resonante Selbstabsorption ist die Zahl der Photonen die das ^{11}B -Target passieren reduziert und der mit den HPGe-Detektoren gemessene Photonenfluss am Targetort wird als zu gering angenommen. Zudem hängt die resonante Selbstabsorption stark von der chemischen Zusammensetzung des Targets ab, da diese eine Funktion der effektiven Temperatur T_{eff} ist [Skor75]. Die effektive Temperatur der Borsäure, die während der ersten Messkampagne in Form gepresster Pellets verwendet wurde, beträgt $T_{\text{eff}}(^{11}\text{B}(\text{OH})_3) = (304 \pm 5)$ K. Elementares ^{11}B (Pulver) hingegen besitzt mit $T_{\text{eff}}(^{11}\text{B}) = (516 \pm 10)$ K eine deutlich höhere effektive Temperatur.

Nach Skorka lautet die Formel für die resonante Selbstabsorption:

$$R = \sqrt{\frac{\pi^3}{2}} \lambda^2 g n_A d_A \frac{\Gamma_0}{\Delta} \quad (4.60)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der γ -Strahlung mit der Energie E_γ .

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar c}{E_\gamma} \quad \text{mit} \quad \hbar c = 1,9873 \cdot 10^{-11} \text{ MeV cm} \quad (4.61)$$

Der statistische Gewichtungsfaktor

$$g = \frac{2J_i + 1}{2J_0 + 1} \quad (4.62)$$

enthält die Gesamtdrehimpulse des angeregten (J_i) und des Grundzustandes (J_0). $n_A d_A$ ist die Anzahl resonanter Kerne pro cm^2 im Absorber, Γ_0 die Grundzustandsübergangsbreite und Δ die Dopplerverbreiterung:

$$\Delta = E_\gamma \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{eff}}}{Mc^2}} \quad (4.63)$$

mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 0,862 \cdot 10^{-10}$ MeV/K. Für zylinderförmige Proben ist der Korrekturfaktor für die resonante Selbstabsorption (*engl.*: nuclear self absorption) [Beer80]

$$c_{\text{nsa}} = \frac{1 - e^{-R}}{R}. \quad (4.64)$$

In Abb. 4.32 ist der Korrekturfaktor für die resonante Selbstabsorption von Borsäure und elementarem Bor aufgetragen. Der Unterschied zwischen beiden Targets ist hauptsächlich auf die unterschiedliche Targetdicke (Borsäure:

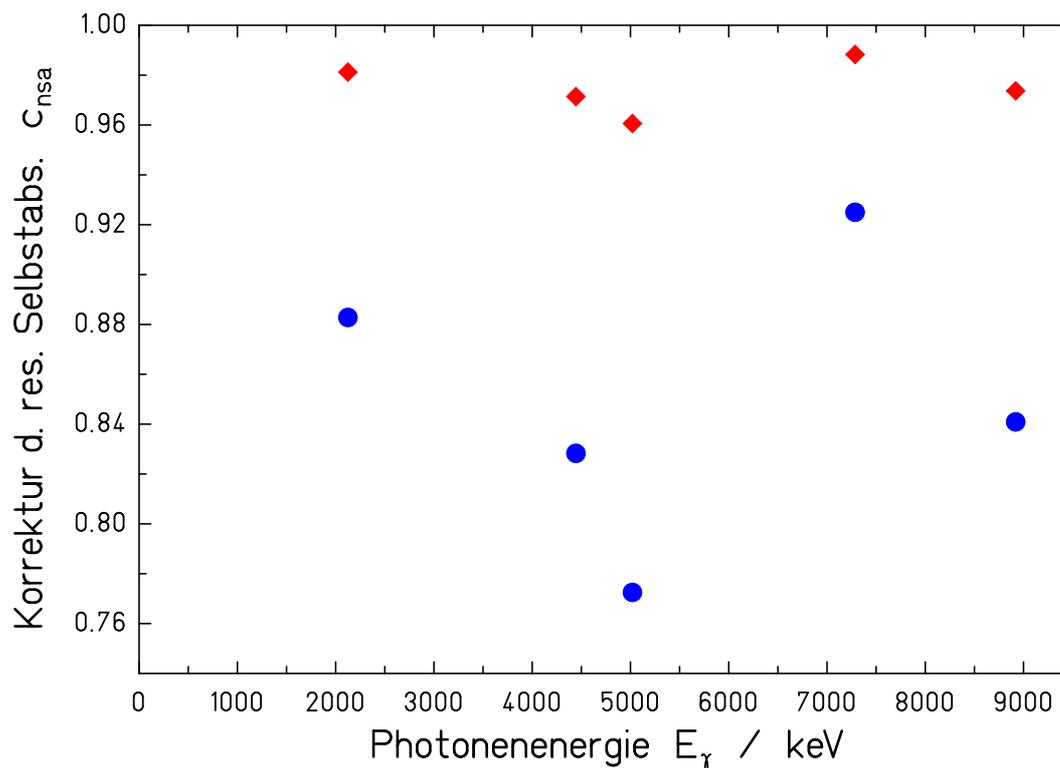


Abbildung 4.32: Korrekturfaktor der resonanten Selbstabsorption von Borsäure (rote Rauten) und elementarem Bor (blaue Punkte).

3,3 mm; Bor: 9,0 mm) zurückzuführen. Unter Berücksichtigung der Stöchiometrie und Dichte ergibt sich eine etwa zehnmal größere Anzahl von ^{11}B -Atomen ($N_{\text{B(OH)}_3}(^{11}\text{B}) = 2,82 \cdot 10^{22}$ und $N_{\text{B}}(^{11}\text{B}) = 2,46 \cdot 10^{23}$). Der Effekt der unterschiedlichen effektiven Temperatur spielt eine untergeordnete Rolle, da diese nur als reziproke Wurzel in die Absorption eingeht (Glg. 4.60). Bei gleicher Flächendichte ist die resonante Selbstabsorption etwa 1,3 mal größer für die Borsäure. Die Unterschiede in den einzelnen Linien werden durch den unterschiedlichen Spin und die unterschiedliche Zerfallsbreite der Linien ausgelöst.

4.4.2.5 Korrektur der atomaren Absorption

Die Korrektur der atomaren Absorption erfolgt wie beim Cd-Absorber im Zerfallsmessplatz (Kap. 3.4.2) auf Basis der Massenabschwächungskoeffizienten μ/ρ (XCOM¹²) für Bor und Borsäure bei den entsprechenden γ -Energien.

Abb. 4.33 zeigt die Korrektur der atomaren Absorption für Bor und Borsäure. Für die Detektoren unter einem Winkel von 90° zum Strahl ist die mittlere Weglänge durch das Target etwas länger als unter einem Winkel von 127° zum Strahl, wodurch die Absorption stärker wird.

¹²<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>

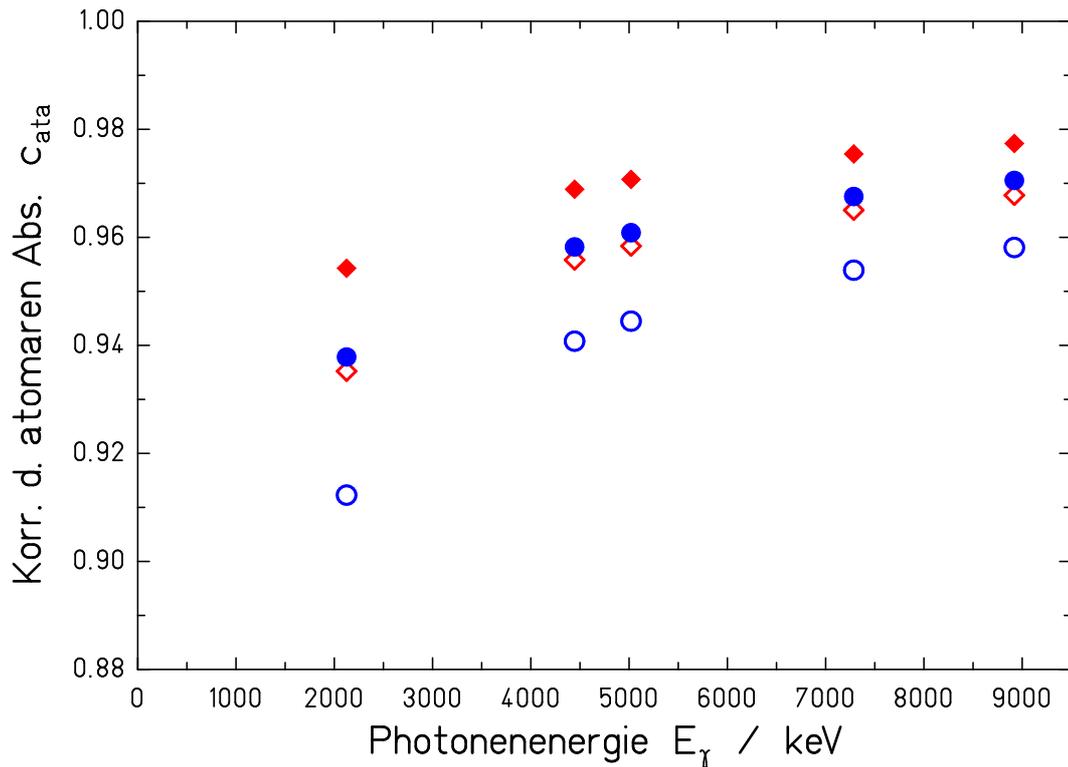


Abbildung 4.33: Korrekturfaktor der atomaren Absorption von Borsäure (rote Rauten) und elementarem Bor (blaue Kreise). Die Absorption für Detektoren unter einem Winkel von 90° zum Strahl ist durch offene Symbole dargestellt, diejenige für Detektoren unter 127° zum Strahl durch volle Symbole.

4.4.2.6 Zählratenabhängige Korrekturterme

Auf das Problem der Totzeit- und Pulsaufstockungskorrektur wurde bereits in Abschnitt 4.1.3 eingegangen. Die Datenaufnahme der KRF-Messung erfolgt über modulare Elektronikbausteine und das an der GSI entwickelte Software MBS (Multi-Branch System). Es liefert die gesamte Messdauer (total measurement time), die gesamte Transferzeit (total transfer time), in der die Datenaufnahme aufgrund des Datentransfers nicht aktiv ist und die Daten(auf)nahmezeit (data-taking time) in der der ADC bereit war, Signale zu konvertieren. Die Datennahmezeit ist gleich Messdauer minus Gesamttransferzeit minus Totzeit. Alle Ereignisse, die auftreten wenn der ADC nicht aktiv ist, fehlen und die Linienintensität kann korrigiert werden, indem man sie mit dem Verhältnis aus Datenaufnahmezeit bzw. Messdauer multipliziert. Die Transferzeit ist gewöhnlich konstant, aber die Totzeit ist proportional zur Zählrate, wenn diese nicht zu groß ist.

Zur Korrektur der Pulsaufstockung wird die Datenaufnahme des KRF-Messplatzes mit Antikoinzidenzelektronik betrieben, bei der die ADC-Module (SILENA 7423 UHS-S ADC) über das schnelle Zeitsignal der Hauptverstärker (ORTEC 671 MA) ein Veto setzen, wenn das zweite Signal noch vor dem Gate

kommt, also vom ADC selbst nicht mehr erkannt wird. Allerdings hat dieses System ebenfalls Grenzen. Wenn der zeitliche Abstand zweier Pulse unter der Auflösung des schnellen Zweiges des Hauptverstärkers ist, wird das erste Ereignis nicht verworfen und kann aber trotzdem bei der Anpassung außerhalb der Peakfläche liegen. Der Fehler wäre signifikant bei hohen Zählraten. Im Aktivierungsmessplatz haben Testmessungen gezeigt, dass die Pulsaufstockungskorrektur nur unzureichend ist.

Die Pulsermethode zur Korrektur von Totzeit und Pulsaufstockung ist im KRF-Aufbau nicht vorgesehen, da die gesamte Bandbreite (Anzahl der Kanäle) der ADC für das Bremsstrahlspektrum verwendet werden soll. Von G. Rusev wurden Testmessungen mit einem Pulser und einer ^{226}Ra -Quelle durchgeführt und mit Simulationen verglichen [Ruse06c].

Eine ideale Möglichkeit, Totzeit und Pulsaufstockung gleichzeitig und unabhängig von der Elektronik zu korrigieren, ergibt sich, indem man die Zählrate einer γ -Quelle während der Bestrahlung und ohne Strahl misst, um die wahre Rate zu bestimmen.

Der Totzeit- und Pile-up-Korrekturfaktor $c_{\text{dt\&pu}}^{\#}$ für jeden Detektor $\#$ ist die wahre Anzahl der absorbierten γ -Quanten der Quelle oder das Produkt aus der Zählrate bei der Untergrundmessung $n_{\gamma,\text{bgd.}}^{\#}(E_{\gamma})$ mal Messdauer t_{real} dividiert durch die Anzahl registrierter Ereignisse $N_{\text{cts.}}^{\#}(E_{\gamma})$ im Histogramm der KRF oder Quellenmessung.

$$c_{\text{dt\&pu}}^{\#} = \frac{n_{\gamma,\text{bgd.}}^{\#}(E_{\gamma}) \cdot t_{\text{real}}}{N_{\text{cts.}}^{\#}(E_{\gamma})}$$

Pile-up-Korrektur unter Verwendung der ^{40}K -Untergrund-,linie' In unabgeschirmten γ -Detektoren treten stets Übergänge der natürlichen Untergrundstrahlung auf. Der stärkste Übergang im Histogramm eines hochreinen Germaniumdetektors (HPGe, high-purity Germanium) ist die Emissionslinie von ^{40}K bei 1461 keV. Selbst im Strahlbetrieb eines KRF-Experiments zeigt die Linie ein genügend großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Kalium ist in vielen Gesteinsarten und im Beton enthalten. Das primordiale¹³ Isotop ^{40}K hat eine Halbwertszeit von $(1,277 \pm 0,008) \cdot 10^9$ Jahren. Seine Isotopenhäufigkeit ist $\eta(^{40}\text{K}/\text{K}) = (0,0117 \pm 0,0001)\%$ und die Photonenemissionswahrscheinlichkeit des Übergangs bei 1461 keV gefolgt vom Elektroneneinfang nach ^{40}Ar beträgt nur $(10,67 \pm 0,13)\%$. Trotzdem erreicht die Peakzählrate ungefähr 0,2 bis 0,4 Ereignisse pro Sekunde. In Abb. 4.34 ist die ^{40}K -Zählrate der vier HPGe-Detektoren im zeitlichen Verlauf dargestellt. Der Detektor $\#1$ wurde während der ersten Strahlzeit im Nov. 2004 zur Zerfallsmessung in der Bleiburg verwendet. Daher fehlt dieser bei den ersten 20 Messungen.

¹³langlebiges Isotop, älter als die Erde (ca. 4,5 Milliarden Jahre)

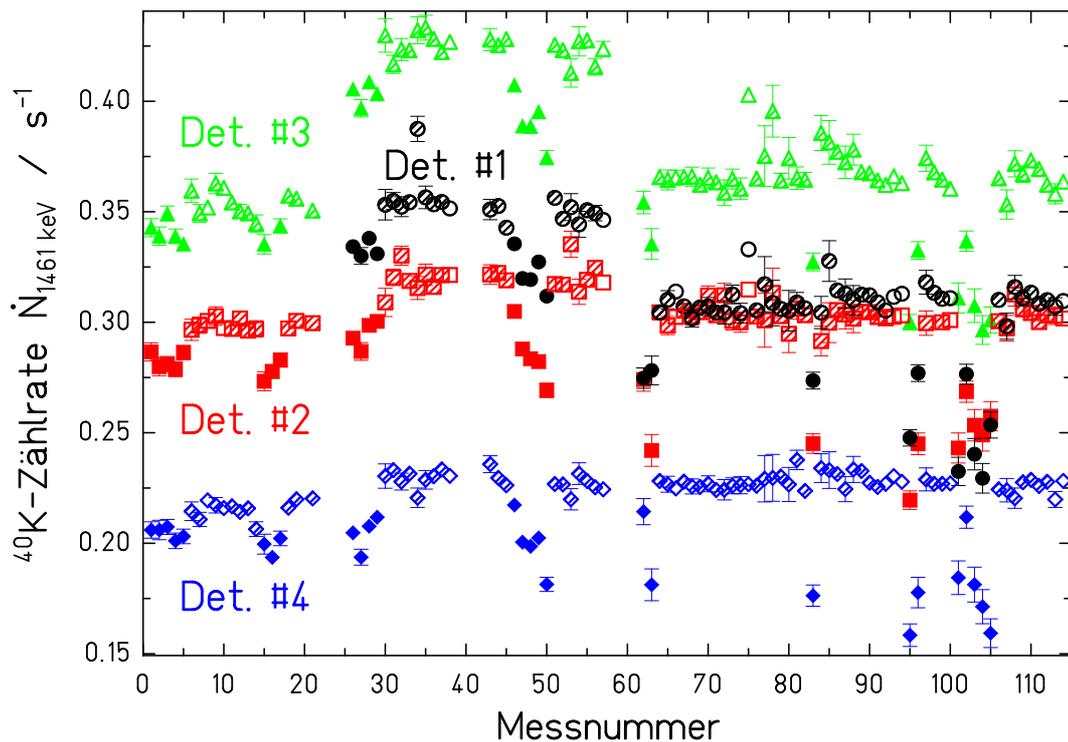


Abbildung 4.34: ^{40}K -Zählrate der vier HPGe-Detektoren mit BGO-Antikoinzidenz. Offene Symbole: Untergrundmessungen, schraffierte Symbole: Quellmessungen zur Bestimmung der Detektoreffektivität, volle Symbole: Photonenflussmessungen mit ^{11}B - und Aktivierungsproben.

Alle vier HPGe-Detektoren sind gleichermaßen von einer BGO-Antikoinzidenz-Abschirmung umgeben, welche sich in einem Bleizylinder befindet. Auch befindet sich zwischen dem Strahlrohr und allen vier Detektoren ein fünf Zentimeter dicke Bleikollimator. Die größte Empfindlichkeit sollten die Detektoren daher in Rückwärtsrichtung, also durch Kühlfinger und Dewargefäß haben. Daher hängt der absolute Wert der Untergrundzählrate in erster Linie von der Orientierung der vier Germaniumdetektoren von der räumlichen Lage des Detektors relative zu Wänden, Boden oder Decke ab.

Die beiden horizontalen Detektoren #1 und #3 zeigen eine stärkere Abhängigkeit von der Dicke des Pb-Absorbers, der sich vor der Öffnung des Pb-Kollimators befindet. Dies erklärt sich dahingehend, dass sich die beiden vertikal angeordneten Detektoren #2 und #4 mit einem Winkel von jeweils 90° zum Strahl und einem Azimutwinkel von 90° bzw. 270° gegenseitig verdecken, die beiden horizontal angeordneten Detektoren unter einem Polarwinkel von 127° nur durch das PE-Strahlrohr, bzw. die Probe verdeckt sind.

Es ist zu erkennen, dass die Zählraten bei Messungen mit Bremsstrahlung (gefüllte Symbole) deutlich reduziert sind. Die niedrigen Zählraten bei Quellmessungen zeigen hingegen keine signifikanten Unterschiede zueinander und zu reinen Untergrundmessungen.

Als Alternative wäre auch der Übergang in ^{208}Pb bei 2615 keV denkbar, der dem β^- -Zerfall vom letzten radioaktiven Isotop der Thoriumzerfallsreihe, ^{208}Tl , folgt (Photonenemissionswahrscheinlichkeit 99,16%). Die Zählrate im Photopeak ist hier mit etwa 0,07 Ereignissen pro Sekunde jedoch deutlich ungünstiger.

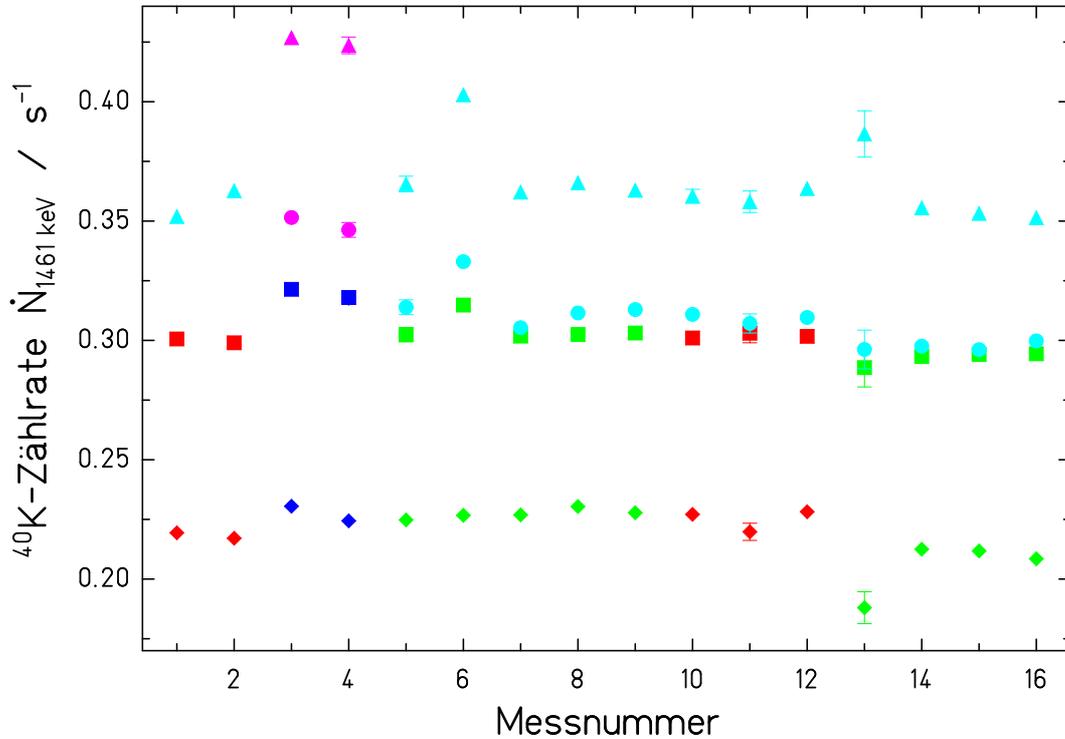


Abbildung 4.35: ^{40}K -Untergrundzählrate der vier Detektoren mit unterschiedlichen Absorbern. Die Symbole entsprechen den Detektoren wie in Abb. 4.34. Die Dicke der Cu-Absorber betrug stets 5 mm, die Farbe symbolisiert die Dicke der Pb-Absorber: violett - 5 mm, blaugrün - 8 mm, blau - 10 mm, grün - 13 mm, rot - 15 mm.

Das gewichtete Mittel aus beiden Übergängen für den Korrekturfaktor zu nehmen führt zu keiner statistischen Verbesserung im Vergleich zu einer ausschließlichen Berücksichtigung von ^{40}K . Außerdem zeigte sich unerwartet, dass der Zustand des Tores zum Messplatz (geschlossen, halb, oder ganz offen) eine signifikante Rolle in Detektor Nr. 3, der horizontal in Richtung Tor zeigt, in Bezug auf den Übergang in ^{208}Tl spielt. Dieser Effekt ist in denselben Spektren bei ^{40}K nicht zu sehen. Da der Effekt erst in einer der letzten Messkampagnen entdeckt wurde, kann der Übergang in ^{208}Tl nicht zur Bestimmung einer korrekten Totzeit- und Pile-up-Korrektur verwendet werden.

Die ^{60}Co -Quelle zur Pile-up-Korrektur Um unabhängiger von Umwelteinflüssen, wie z.B. der Stellung des Tores zu sein, wurde in den letzten beiden Experimentkampagnen eine ^{60}Co -Quelle mit einer Aktivität von etwa 7 kBq an die Außenseite des Strahlrohres in der Nähe des Probenplatzes mit Klebeband

befestigt. Auch hier wurde die Zählrate ohne Strahl und weitere Quellen bestimmt, so dass Korrekturen bezüglich Totzeit und Pile-up im Vergleich zum Fehler vernachlässigbar waren. (Es wurde hierbei die sehr kleine Totzeitkorrektur vom Datenaufnahmesystem benutzt.) Um die Statistik zu verbessern, wurde der Korrekturfaktor aus dem gewichteten Mittel beider Kaskadeübergänge bei 1173 keV, bzw. 1333 keV gebildet.

4.4.3 Die Anpassungsfunktion (Der Fit)

Bei der Bestimmung der Intensität der Übergänge in ^{11}B , aber auch bei der Anpassung der Linien der Quellen und der Untergrundlinien muss berücksichtigt werden, dass der reale Germaniumdetektor von idealen Detektor und damit die Kurve eines Peaks von der reinen Gaußform abweicht. Dafür sind im wesentlichen zwei Effekte verantwortlich:

Zum einen ist auch ein hochreiner Germaniumdetektor nicht ganz frei von Fehlstellen und Feldinhomogenitäten, die besonders an der vorderen Kante auftreten. Dadurch geht bei der Ladungssammlung statistisch ein geringer Anteil verloren und solche Ereignisse befinden sich dann im Ausläufer auf der niedereenergetischen Seite des Peaks (*engl.*: tail). Am besten lässt sich diese Komponente durch eine zusätzliche Gaußkurve berücksichtigen, die mit einer komplementären Gaußschen Fehlerfunktion gefaltet ist. Da das Photon hierbei jedoch vom Detektor vollständig absorbiert wurde, zählen solche Ereignisse zum sog. „Full-Energy-Peak“ und müssen zur Intensität mitgerechnet werden. Insbesondere nimmt der relative Anteil an der Intensität, aber auch die Schiefeit des „schiefen Gauß“ mit zunehmender Energie zu. Der Tail ist auch abhängig von der Kristallgröße. Bei HPGe-Detektoren mit 100% relativer Effektivität ist er ausgeprägter als bei Kristallen mit 60%.

Der andere Effekt äußert sich in einer Stufe über der niedereenergetischen Seite des Untergrunds. Diese Stufe verläuft näherungsweise konstant bis zur eigentlichen Comptonkante und wird durch Photonen verursacht, die nach mehrfacher Comptonstreuung mit geringer Energie den Detektor verlassen. Somit gehören diese Ereignisse nicht mehr zum Peak bei der vollen Energie und dürfen bei der Intensitätsbestimmung nicht berücksichtigt werden. Aufgrund von benachbarten Peaks wäre dies praktisch auch gar nicht durchführbar. Diese Stufe lässt sich am besten durch die komplementäre Gaußsche Fehlerfunktion beschreiben.

Die Anpassung der Peakform erfolgt mit einer Fitroutine analog zu der im Radware-Programmpaket [Radf95]. Jeder Peak besteht aus drei Komponenten:

1. einer Gaußkurve

$$y_g = \frac{h \cdot R}{100} \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4.65)$$

2. einer schiefen Gaußkurve

$$y_s = h \cdot \left(1 - \frac{R}{100}\right) \exp\left(\frac{E - E_0}{\beta}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{E - E_0}{\sqrt{2}\sigma} + \frac{\sigma}{\sqrt{2}\beta}\right) \quad (4.66)$$

3. und einer geglätteten Stufenfunktion um den Untergrund auf der niedere-nergetischen Seite des Peaks anzuheben:

$$y_b = \frac{h \cdot S}{100} \operatorname{erfc}\left(\frac{E - E_0}{\sqrt{2}\sigma}\right) + A + B(E - E_0). \quad (4.67)$$

Insgesamt umfasst die Fitfunktion acht Parameter:

1. die Höhe A des konstanten Untergrunds
2. die Höhe B des linearen Untergrunds (dieser wurde in den meisten Fällen - außer bei den beiden ^{11}B -Linien mit der niedrigsten Energie - gleich null festgesetzt)
3. die Position X_0 des reinen Gaußpeaks
4. die Breite σ des Peaks
5. die Höhe H des Gesamtpeaks über der Stufe (die Höhe des reinen Gaußpeaks beträgt $H * R/100$, die des schiefen Gauß $H * (1 - R)/100$)
6. die Höhe der Stufe S über dem Untergrund in Prozent der Peakhöhe H
7. der Anteil R des Gaußpeaks in Prozent ($R = 100$: reiner Gauß ohne schiefe Komponente)
8. die exponentielle Steigung β des linken Ausläufers (Schiefheit)

Die Anpassung wurde mit der SATAN-Fitroutine `fit_skew.scom` durchgeführt. Verwendet wurde ein Poissonfit unter Akzeptanz der Kanalzahl null. Bei der Berechnung der Fehler wurden auch die kovarianten Terme der Korrelation berücksichtigt. Dies ist nötig, da die Amplitude (Höhe) des Peaks gefittet wurde und die Fläche aus den Fitparametern Höhe und Breite des Peaks bestimmt wurde. Es wurde insbesondere darauf geachtet, dass das die Wurzel aus dem reduzierten χ^2 ($\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/\nu$; ν = Zahl der Freiheitsgrade) nahe bei eins lag. Um Konvergenz zu erreichen, musste bei Peaks niedriger Energie auf den dann ohnehin sehr kleinen schiefen Gauß verzichtet werden. Bei niedriger Intensität ist auch die Stufe vernachlässigbar.

Detaillierte Untersuchungen haben ergeben, dass die solchermaßen bestimmte Peakfläche in sehr guter Übereinstimmung mit der Integrationsmethode ist, bei der die Anzahl der Ereignisse im Fitfenster integriert wird und lediglich der Untergrund mit einer Stufe abgezogen wird. Eine korrekte Bestimmung der Stufenfunktion erfordert allerdings auch eine genaue Bestimmung der Peakposition. Dazu muss der Peak mit allen Komponenten angepasst werden.

In Abb. 4.36 ist die Fitfunktion für einen Peak mit Tail und Stufe beispielhaft für den Peak bei 8916 keV gezeigt. Das Histogramm der Messkurve ist in schwarz dargestellt. Die violette Kurve entspricht dem konstanten Untergrund einschließlich der Stufe, die durch eine komplementäre Fehlerfunktion beschrieben wird. Der größte Anteil des Peaks wird durch eine reine Gaußkurve (grün) beschrieben.

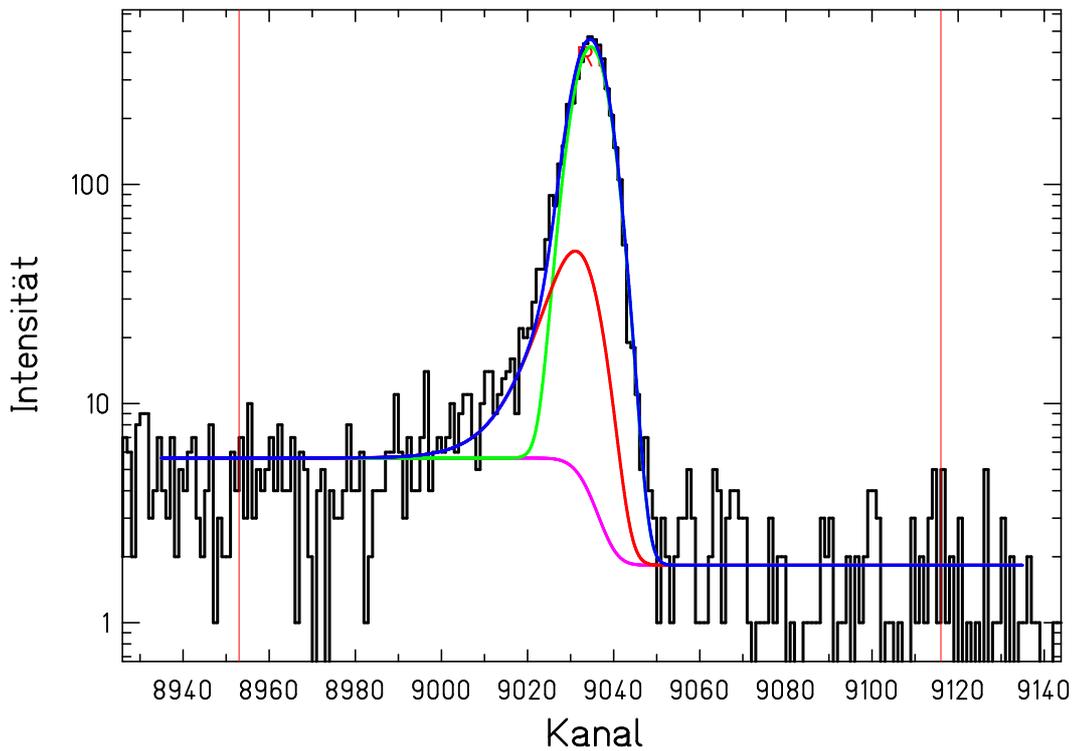


Abbildung 4.36: Anpassung einer typischen ^{11}B -Linienform. Als Beispiel wurde der Peak bei 8916 keV (Endpunktsenergie 13,4 MeV) gewählt. Die beiden senkrechten roten Linien markieren das Fitfenster. Dargestellt sind der Anteil des konstanten Untergrunds einschließlich der Stufe (violett), der Anteil der reinen Gaußfunktion darauf (grün) und der sog. schiefe Gauß (rot). Die gesamte Fitfunktion ist blau gezeichnet.

4.4.4 Fehleranalyse der Photonenfluenz

Eine Auflistung der statistischen und systematischen Fehler der Photonenfluenz ist in Tab. 4.6 gegeben.

Messgröße	Symbol	$\sigma_{\text{stat}} / \%$	$\sigma_{\text{syst}} / \%$
Peakintensität	N_{peak}	0,5-3 (Exp. 1-8: bis 9%)	–
Effektivität	$\varepsilon_{\text{fep}}(E_\gamma)$	0,5-2	0,6- 1,5
Totzeit- & Pile-Up	$c_{\text{dt\&p-u}}(^{40}\text{K})$	0,7-4	–
	$c_{\text{dt\&p-u}}(^{60}\text{Co})$	0,4-1,6	–
Übergangsstärke	I_γ		
– tot. Niveaubreite	Γ^{tot}	–	0,5-23
– γ -Zerfallsbreite	Γ_γ	–	4 -26
Winkelkorrelation	$W(\vartheta = 90^\circ, \Delta\vartheta = 10^\circ)$	–	0,3- 4

Tabelle 4.6: Statistische und systematische Fehler bei der Bestimmung der Photonenfluenz.

Während der ersten acht Experimente lag der statistische Fehler der Peakintensität von ^{11}B je nach Übergang und Statistik zwischen 1,0 und 9%. Ab Experiment 10 wurde als Target nicht mehr Borsäure, sondern elementares Bor verwendet, wodurch sich die Statistik deutlich verbesserte.

Die Totzeit-und-Pile-Up-Bestimmung erfolgt wie in Abschn. 4.4.2.6 beschrieben bis Experiment Nummer 24 mit der K-40-Untergrundlinie und ab Nummer 25 mit einer außen am Strahlrohr befestigten ^{60}Co -Quelle mit einem deutlich geringeren Fehler.

Bei der Photonenfluenzbestimmung werden die größten Unsicherheiten durch die Niveau- und γ -Zerfallsbreiten verursacht, deren Fehler für die einzelnen Übergänge unterschiedlich groß sind. Für jeden Übergang wurde der Fehler der Niveau- und Zerfallsbreiten separat ausgerechnet und nach Mittelung über die vier (bzw. drei in der ersten Messkampagne) Detektoren zum statistischen Fehler quadratisch addiert.

Die Fehler der Winkelkorrelationskoeffizienten liegen im Falle gemischter Übergänge zwischen 0,3 und 4% für die Detektoren unter einem Winkel von 90° zum Strahl. Bei einem Polarwinkel von 127° sind die Unsicherheiten deutlich geringer und liegen unter einem Prozent.

Der Fehler der Anzahl der ^{11}B -Targetatome, sowie der Photonenenergie, die in die Übergangsstärke eingeht ist vernachlässigbar.

Der absolute totale Fehler betrug für Photonenfluenzbestimmungen mit dem Borsäuretarget etwa 4,0%, beim elementaren Bortarget im Schnitt 3,3%.

Kapitel 5

Aktivierungsausbeute am Bestrahlungsplatz A und B und ältere experimentelle Ergebnisse

Bei der Verwendung von Bremsstrahlung haben Photoaktivierungsexperimente die Einschränkung, dass die Daten entfaltet werden müssen, um einen Querschnitt zu erhalten [Penf59]. (Bei Laser-Compton-Backscattering (LCB) oder ähnlicher fast monochromatischer Strahlung ist dies nicht notwendig.) Dies erfordert eine genaue Kenntnis des Bremsstrahlungsspektrums und Daten mit sehr hoher Zählstatistik auf einem feinen Raster von Endpunktsenergien. Diese Anforderungen sind mit einem vernünftigen Aufwand für eine hinreichende Genauigkeit bezüglich des Querschnitts nicht zu erreichen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit der umgekehrte Weg gegangen und die experimentell gemessene Ausbeute bei einer bestimmten Endpunktsenergie wird mit der integralen Ausbeute anderer Experimente oder Modellrechnungen verglichen. Dazu wurden diese Daten mit dem absoluten Photonenfluenzspektrum gefaltet.

Diese Vorgehensweise wird zunächst mit den Daten der Photoaktivierung von Gold am Bremsstrahlungsmessplatz (Bestrahlungsplatz A) beschrieben, wo die absolute Photonenfluenz mittels der Kernresonanzfluoreszenz von ^{11}B bestimmt wurde (Kap. 4.4). Mit der Goldausbeute im Elektronenstrahlfänger (Bestrahlungsplatz B) konnte dort die Photonenfluenz absolut normiert werden und ermöglicht den Vergleich der ebenfalls dort gemessenen Ausbeute der verschiedenen Photodesintegrationsreaktionen von ^{92}Mo und ^{100}Mo mit früheren Experimenten, bzw. anderen Methoden. Im Rahmen der Arbeit wurden so die Ausbeuten von $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$, (γ, p) und (γ, α) , sowie $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ untersucht. Außerdem wurden auch die Daten der Bestrahlungsplätze A und B miteinander verglichen.

5.1 Gold als Photonenflussnormal

Für die Photoaktivierung im Elektronenstrahlfänger ist notwendig ein geeignetes Photonenflussnormal zu verwenden (siehe Abschnitt 2.5). Das Flussnormal sollte möglichst monoisotopisch sein, damit die Ausbeute einem Reaktionskanal

eindeutig zuzuordnen ist und kein teures, angereichertes Material nötig ist. Die Reaktionsschwelle (die Separationsenergie) muss niedriger liegen, als die der zu untersuchenden Isotope, damit der gesamte Bereich des Faltungsintegrals von der Reaktionsschwelle bis zur Endpunktsenergie der Bremsstrahlung erfasst wird.

Elementares Gold besitzt nur ein stabiles Isotop, nämlich $^{197}_{79}\text{Au}_{118}$. Es eignet sich hervorragend, da die HWZ des Produktes der Photodesintegrationsreaktion $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ mit $T_{1/2} = (6,1669 \pm 0,0006) \text{ d}$ ideal ist. Die Kanäle der (γ, p) - und (γ, α) -Reaktionen enden in stabilen Kernen und aufgrund des hohen (γ, n) -Querschnitts reichen als Proben bereits dünne Goldfolien mit Massen von ca. $60 \mu\text{g}$ aus. Dadurch ist gleichzeitig die Selbstabsorption sehr gering.

Die Photodesintegrationsreaktion $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ wurde schon mit einer Reihe verschiedener Methoden untersucht. Erste Photoaktivierungen von Gold wurden bereits 1937 veröffentlicht [Both37, Both39]. Hierbei ging es zunächst noch mehr um die Bestimmung der Halbwertszeiten und einem eher qualitativen Vergleich der Querschnitte. Quantitativ vermessen wurden die Querschnitte der ^{197}Au -Photoneutronen mit quasimonochromatischer γ -Strahlung variabler Energie durch Annihilation von Positronen im Flug erstmals 1962 von S. C. Fultz et al. [Fultz62] am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL, Livermore, Ca., USA). Die Neutronen wurden mit Borfluoriddetektoren ($^{10}\text{BF}_3$) und großen Flüssigszintillatoren detektiert [Berm75]. Durch eine Koinzidenzelektronik sollte zwischen (γ, n) - und $(\gamma, 2n)$ -Reaktionen unterschieden werden. Die gleiche Technik wurde 1970 am Centre d'Etudes Nucléaires (CEN) in Saclay (Frankreich) für die Untersuchung der Photoneutronenquerschnitte von A. Veyssière et al. [Veys70] verwendet. Die Ergebnisse von Livermore und Saclay weichen voneinander ab. Dies deutet auf Unterschiede in der Prozedur zur Bestimmung der Neutronenmultiplizit t hin, die im jeweiligen Labor verwendet wird.

Später wurden die Messungen der Photoneutronenquerschnitte mit quasimonoenergetischen Photonen am LLNL von B. L. Berman et al. [Berm87] wiederholt. Dabei wurde besonderer Wert auf die Bestimmung des absoluten Querschnitts bei Energien um das Maximum der Dipolriesenresonanz (GDR, *engl.*: Giant Dipole Resonance) gelegt. Beruhend auf diesem Experiment, haben Berman et al. vorgeschlagen, dass die Daten von Veyssière et al. um 7% reduziert und die Daten von Fultz et al.  berhaupt nicht verwendet werden sollen (siehe Tab. VI in [Berm87]). Diese Empfehlung wurde für den Vergleich der aktuellen ELBE-Daten mit den früher berichteten Werten berücksichtigt.

1973 wurde die Photoneutronenausbeute für Au von Sorokin et al. [Soro73] am Betatron der Moscow State University (Moskau, ehemals UdSSR) gemessen und der Querschnitt wurde mit der Penfold-Leiss-Methode [Penf59] hergeleitet. Dieses Experiment wurde mit einer Energieauflösung von $0,5 \text{ MeV}$ in dem hier betrachteten Energiebereich durchgeführt. Die Ergebnisse von Sorokin et al. werden bei der Diskussion nicht weiter berücksichtigt, weil die Unsicherheiten, die sich aus der Penfold-Leiss-Methode ergeben, sehr groß sind und die Daten signifikant von früheren experimentellen Daten abweichen.

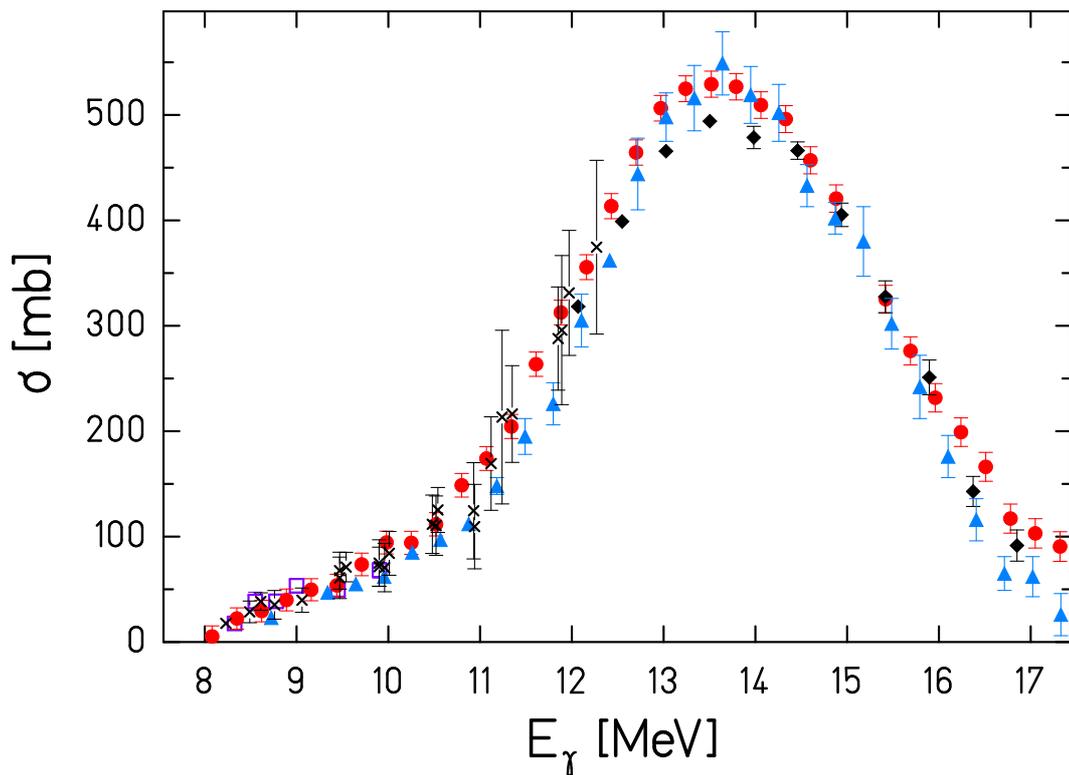


Abbildung 5.1: Bisherige Messungen der (γ, n) -Reaktion von ^{197}Au (aus [Nair08b]). Photoneutronenquerschnitte: blaue Dreiecke – Fultz et al. [Fultz62], schwarze Rauten – Berman et al. [Berm87], rote Punkte – Veyssière et al. [Veys70]; Photoaktivierung mit Bremsstrahlung: Vogt et al. [Vogt02] (violette offene Quadrate unterhalb 10 MeV); Querschnitte mittels Laser-Compton-Streuung: Hara et al. [Hara07] (Symbol: \times).

Der totale nukleare Photoabsorptionsquerschnitt von ^{197}Au wurde 1980 am Synchrotron des Institutes f ur Kernforschung (Institute of Nuclear Research, Moskau) von Gurevich et al. [Gure80] gemessen. Obwohl die Daten mit den Messungen von Veyssière et al.  bereinstimmen, streuen sie sehr stark (siehe Abb. 2 in [Gure80]). Da die tabellierten Fehler ziemlich groß sind, werden die Daten von Gurevich nicht mit den an ELBE gewonnenen Daten verglichen.

An der Laser-Compton-Streuanlage des TERAS-Speicherrings am AIST (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba) in Japan wurden quasimonoenergetische Photonen von bis zu 12,4 MeV verwendet, um Photoneutronen von $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ zu studieren [Hara07]. Diese Daten stimmen sehr gut mit den Daten überein, die mit der Positronenannihilationstechnik gemessen wurden, aber da die Photonendifferenzmethode verwendet wurde, haben sie ziemlich große experimentelle Unsicherheiten.

Der Photoneutronenquerschnitt von ^{197}Au wurde 2002 f ur Energien dicht über

der (γ,n) -Schwelle von Vogt et al. [Vogt02] unter Verwendung der Photoaktivierung mit Bremsstrahlung am S-DALINAC der Technischen Universität Darmstadt abgeleitet. Die Querschnitte sind in Übereinstimmung mit Veyssière et al., aber existieren nur für Endpunktsenergien zwischen 8,0 und 10,0 MeV.

Die Photoaktivierungsmethode, die auch in dieser Arbeit verwendet und in Kapitel 3 und 4 beschrieben wurde, hat im Vergleich zu den anderen Methoden den Vorteil, dass keine angereicherten Proben verwendet werden müssen, da sich die γ -Energien der Übergänge i.d.R. eindeutig einem Isotop zuordnen lassen.

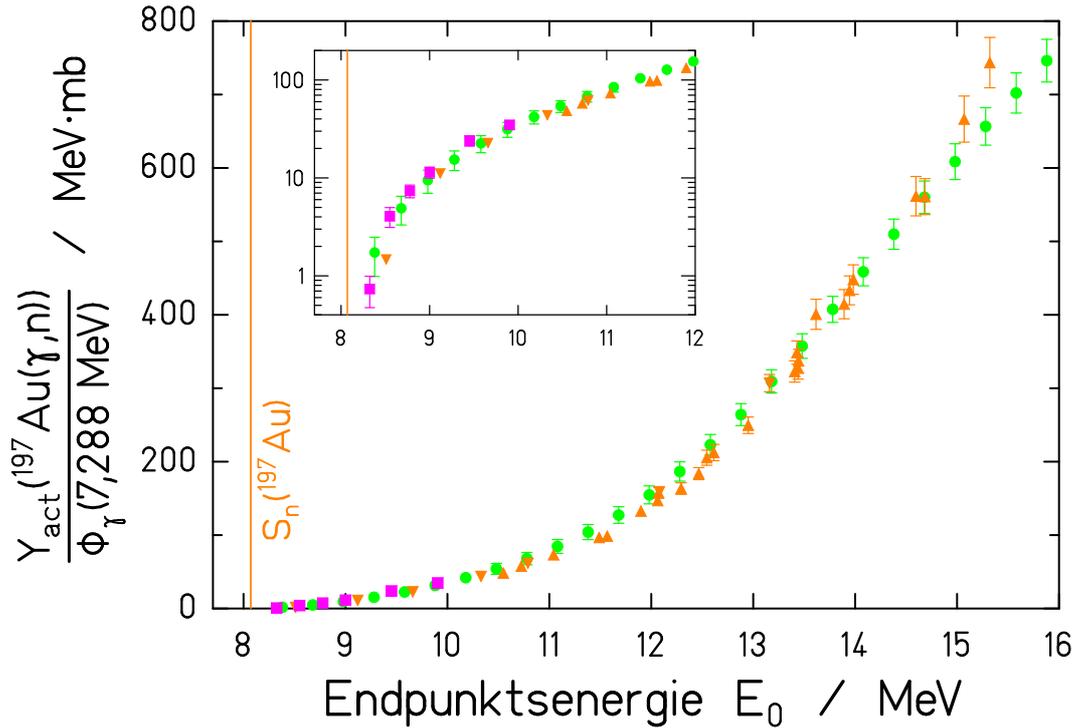


Abbildung 5.2: Die Ausbeute von ^{196}Au am Bremsstrahlungsmessplatz (A, orangefarbene Dreiecke) verglichen mit der integralen Ausbeute der korrigierten Daten des Saclay-Photoneutronenexperiments (grüne Punkte, [Veys70, Berm87]) und der Photoaktivierung am S-DALINAC (violette Quadrate, [Vogt02]). Die Neutronenseparationsenergie S_n für Gold beträgt 8071 keV.

In Abb. 5.2 wird die experimentelle Aktivierungsausbeute von ELBE mit der Ausbeute verglichen, die unter der Benutzung früherer gemessener Querschnitte berechnet wurde. Die Aktivierungsausbeute ist auf die Photonenfluenz normiert, die mit an ^{11}B gestreuten Photonen gemessen wurde (siehe Abschnitt 4.4). Die experimentelle Ausbeute von ELBE ist in Übereinstimmung mit der Ausbeute, die unter Verwendung der Querschnitte von Vogt et al. für die schwelennahen Endpunktsenergien bis 10 MeV berechnet wurden. Die Aktivierungsausbeute, die unter der Verwendung der Querschnitte von Veyssière et al. berechnet wurde, ist in Übereinstimmung mit der ELBE-Ausbeute über fast den gesamten Energiebereich der hier diskutiert wird. Dicht an der Neutronenemissionsschwelle hängt die Reaktionsausbeute stark von der Endpunktsenergie E_0 der Bremsstrahlung oder

auch von der Form des Bremsstrahlungsspektrums ab. In diesem Fall verursachen kleine Unsicherheiten von E_0 große Unsicherheiten in der Aktivierungsausbeute.

Die Unsicherheiten der experimentellen Punkte, die in Abb. 5.2 gezeigt sind, stammen hauptsächlich von der Photonenfluenz, wie sie in Abschnitt 4.4 diskutiert wurde. Die statistischen Unsicherheiten sind sehr klein und in der Größenordnung von etwa 0,5 bis 2%. Die größten systematischen Unsicherheiten ergeben sich aus der Extrapolation der gemessenen Photopeaknachweiswahrscheinlichkeiten auf höhere Energien der ^{11}B -Übergänge (5%) und in der systematischen Abweichung der gemessenen Photonenfluenz von der simulierten Kurve (6%). Die systematischen Fehler wurden quadratisch addiert und belaufen sich auf bis zu etwa 7,8%, sind aber in Abb. 5.2 nicht gezeigt.

5.2 Photodesintegration von natürlichem Molybdän

Die erste Aktivierung von Molybdän geht wie bei Gold auf die Arbeiten von W. Bothe und W. Gentner von 1937 zurück, die in der Zeitschrift für Physik veröffentlicht wurde [Both37]. Sie benutzten 17 MeV γ -Quanten, die bei der $^7\text{Li}(p,\gamma)$ -Reaktion mit 440-keV-Protonen entstehen. Damit wurde Ammoniummolybdat bis zu einer Stunde bestrahlt. Im Anschluss wurden Zr und Nb chemisch abgetrennt und zeigten keine Aktivität, weswegen (γ,p) - und (γ,α) -Reaktionen ausgeschlossen wurden. Die mit einem Zählrohr gemessene Aktivität des Molybdäns, wies eine HWZ von $T_{1/2} = (17 \pm 1)$ min auf (siehe Abb. 5.3). Zum damaligen Zeitpunkt war eine eindeutige Zuordnung des Isotops nicht möglich. Der Wert liegt sehr nahe bei dem heute allgemein akzeptierten Wert für die HWZ des Grundzustandes von ^{91}Mo mit $T_{1/2} = (15,49 \pm 0,01)$ min [Bagl99].

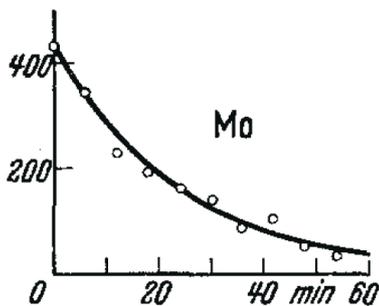


Abbildung 5.3: Erste Messung der Halbwertszeit von ^{91}Mo durch Bothe und Gentner [Both37].

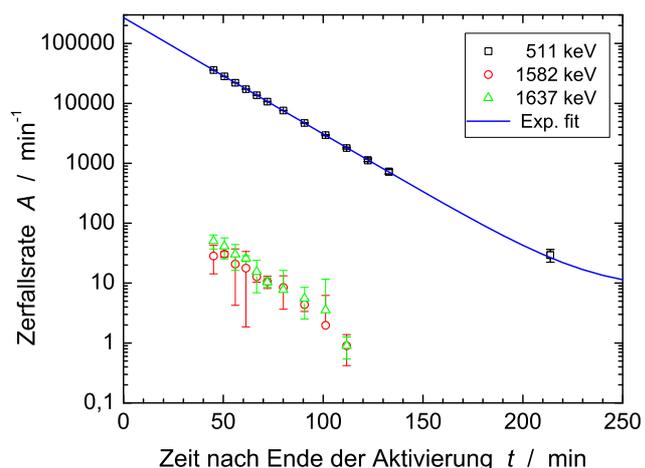


Abbildung 5.4: Messung der Halbwertszeit des Grundzustandes von ^{91}Mo an ELBE durch die Annihilationquanten der Positronen aus dem β^+ -Zerfall [Erha05a].

Die an ELBE gemessenen Aktivierungsausbeute von $^{92}\text{Mo}(\gamma,p)^{91}\text{Nb}$ und $^{100}\text{Mo}(\gamma,n)^{99}\text{Mo}$ sind zwar ein vielfaches höher, als die von $^{92}\text{Mo}(\gamma,n)^{91}\text{Mo}$, aber mit dem Zählrohr können die γ -Quanten nicht nach der Energie unterschieden werden. ^{91}Mo zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 94% über den β^+ -Zerfall und jedes Positron annihiliert in zwei 511-keV- γ -Quanten, ^{91}Nb hingegen mit mehr als 99% Elektroneneinfang und ^{99}Mo ausschließlich über β^- -Zerfall. (Die stärkste γ -Linie in ^{99}Mo bei 740 keV besitzt nur eine Photonenemissionswahrscheinlichkeit von $p = 12\%$ und die stärkste in ^{91}Nb bei 1205 keV nur $p = 2\%$).

Die Halbwertszeit des Grundzustandes wurde auch an ELBE gemessen. Analysiert wurde der Zerfall der Annihilationsquanten (511 keV) der 3,4 MeV-Positronen aus dem β^+ -Zerfall. Der letzte Punkt in der Messkurve in Abb. 5.4 ist die Nachweisgrenze bei 511 keV. Diese Messung war bereits vor Inbetriebnahme der Rohrpost mit manueller Probenentnahme möglich. Die Halbwertszeit des Isomers von ^{91}Mo mit etwa einer Minute HWZ war nicht zugänglich (s.u.). Der Isomerenzerfall stört aber auch nicht, da das Isomer nach etwa 45 min praktisch vollständig zerfallen ist.

Der Messwert ($T_{1/2} = (15,49 \pm 0,04)$ min) stimmt exakt mit dem Literaturwert (s.o.) überein, lediglich die Messungsgenauigkeit ist geringfügig größer. Eingezeichnet sind auch die Messwerte der γ -Quanten, die dem Zerfall des Grundzustandes von ^{91}Mo folgen und im Grundzustand von ^{91}Nb enden. Die Halbwertszeit stimmt im Rahmen des Fehlers mit der der Annihilationsquanten überein.

Nach Installation der Rohrpost war ein Messung der HWZ des Isomers ^{91}Mo ebenfalls möglich. Die "List-Mode"-Daten¹ wurden mit dem eigens dafür installierten CAP²-Datenaufnahmesystem gemessen.

Die Halbwertszeiten und relativen Intensitäten der γ -Linien beim Zerfall von ^{91}Mo und $^{91\text{m}}\text{Mo}$ wurden 1965 quantitativ erstmalig von T. Cretzu, K. Hohmuth und J. Schintlmeister in Rossendorf vom damaligen Zentralinstitut für Kernforschung gemessen. Dabei wurde Molybdänblech natürlicher Zusammensetzung etwa 2 Minuten für die Untersuchung des Isomers und etwa 15 Minuten für die des Grundzustandes mit γ -Strahlung des 30-MeV-Betatrons des Physikalischen Instituts der Friedrich-Schiller-Universität Jena bestrahlt. Die Wartezeiten zwischen Bestrahlung und Messung, die mit einem NaI(Tl)-Detektor erfolgte, betragen jeweils eine bzw. 20 Minuten. Die Maximalenergie der Bremsstrahlung betrug 25 MeV. Die Halbwertszeiten stimmen mit den heute gültigen Werten (in Klammern) sehr gut überein: für den Grundzustand von ^{91}Mo wird 15,7 min angegeben, für das Isomer $^{91\text{m}}\text{Mo}$ 68 s ([Bagl99]: $(64,6 \pm 0,6)$ s), das Isomer $^{91\text{m}}\text{Nb}$ 64 d ([Bagl99]: $(60,86 \pm 0,22)$ d) und für ^{99}Mo 67,5 h ([Peke94]: $(65,94 \pm 0,01)$ h).

Photoneutronenquerschnitte wurden von ^{92}Mo erstmals 1970 gemessen, und zwar von Ishkhanov et al. [Ishk70] am Betatron der Moscow State University (damals UdSSR).

1974 wurden die Photoneutronenquerschnitte der geradzahigen Mo-Isotope mit quasimonochromatischen Photonen aus der Positronenannihilation am CEN

¹D.h. zu jedem registrierten Ereignis liegt die Zeit- und Energieinformation vor.

²CAMAC Acquisition through PCI, [Faut07]; siehe auch Kap. 3.6

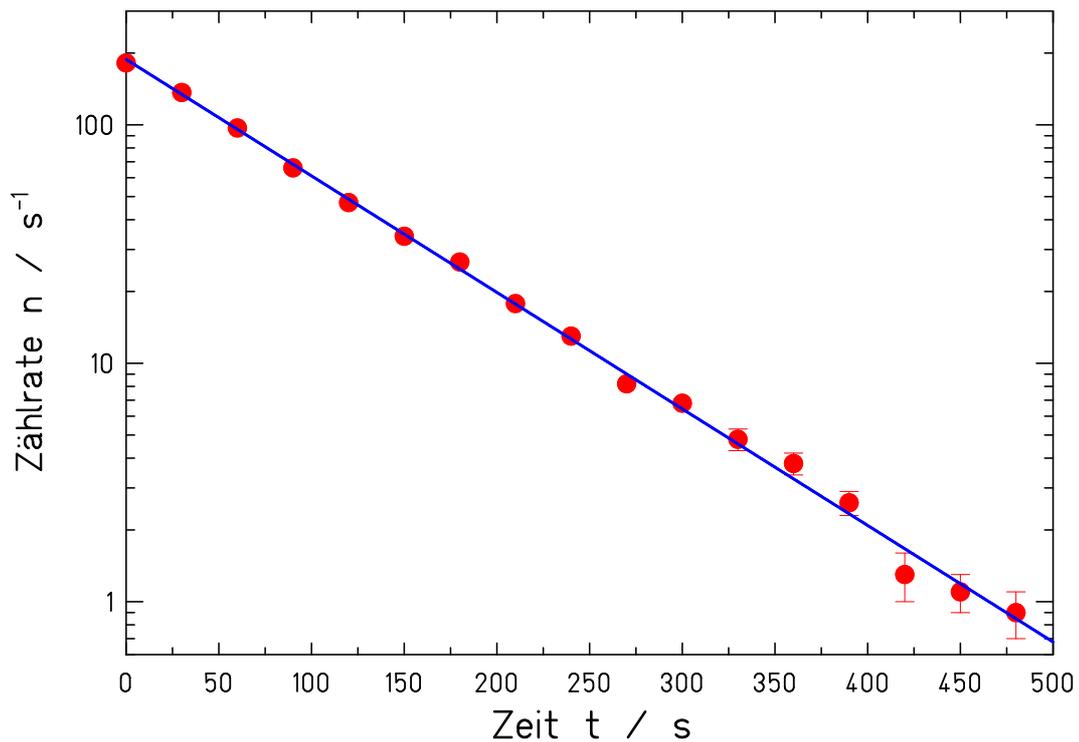


Abbildung 5.5: Messung der Halbwertszeit des Isomers von ^{91}Mo mit der Rohrpost an ELBE. Die List-Mode-Daten wurden in 30-s-Dateien unterteilt. Aus der Anpassung mit einer Exponentialfunktion ergibt sich eine HWZ von $T_{1/2} = (62,2 \pm 0,5)$ s. Der Literaturwert beträgt $T_{1/2} = (64,6 \pm 0,6)$ s.

in Saclay (Frankreich) von H. Beil et al. [Beil74] gemessen. An derselben Anlage wurde Au von Veyssière et al. 1970 aktiviert. Im Gegensatz zu ^{197}Au wurden der Querschnitt der Mo-Isotope von Berman et al. [Berm87] am LLNL nicht nachgemessen, bzw. analysiert, jedoch wurde in dieser Arbeit die für den Nachbarkern ^{93}Nb empfohlene Korrektur von 15% (Tab. VI in [Berm87]) auf die Daten aus Saclay übernommen.

In der Diskussion der integralen Ausbeute wurden die Daten von Ishkhanov jedoch nicht weiter berücksichtigt, da die Querschnitte bereits bei 12,2 MeV gemessen wurden, obwohl die Neutronenseparationsenergie für ^{92}Mo ca. 12,67 MeV beträgt. Dies lässt entweder eine fehlerhafte Bestimmung der Endpunktsenergie vermuten und/oder eine ungen gliche Subtraktion des Untergrundes, beispielsweise von den schwereren Mo-Isotopen, die niedrigere Separationsenergien aufweisen. Ein weiterer Grund sind peakartige Strukturen auf der steigenden Flanke der Riesenresonanz, die bei Beil et al. nicht auftreten und möglicherweise auf der für Betatronstrahlung typischen Artefakte bei der Entfaltung [Penf59] zurückzuführen sind.

Auch bei Beil et al. wurden zwei Messpunkte unterhalb der Separationsenergie gemessen (12,53 und 12,66 MeV). Die von Beil verwendeten Mo-Proben waren auf 92,2% (^{92}Mo), bzw. 87% (^{100}Mo) angereichert. Von den verbleibenden restlichen Mo-Isotopen sind die Verunreinigungen in Tab. 1 von [Beil74] angegeben. Die

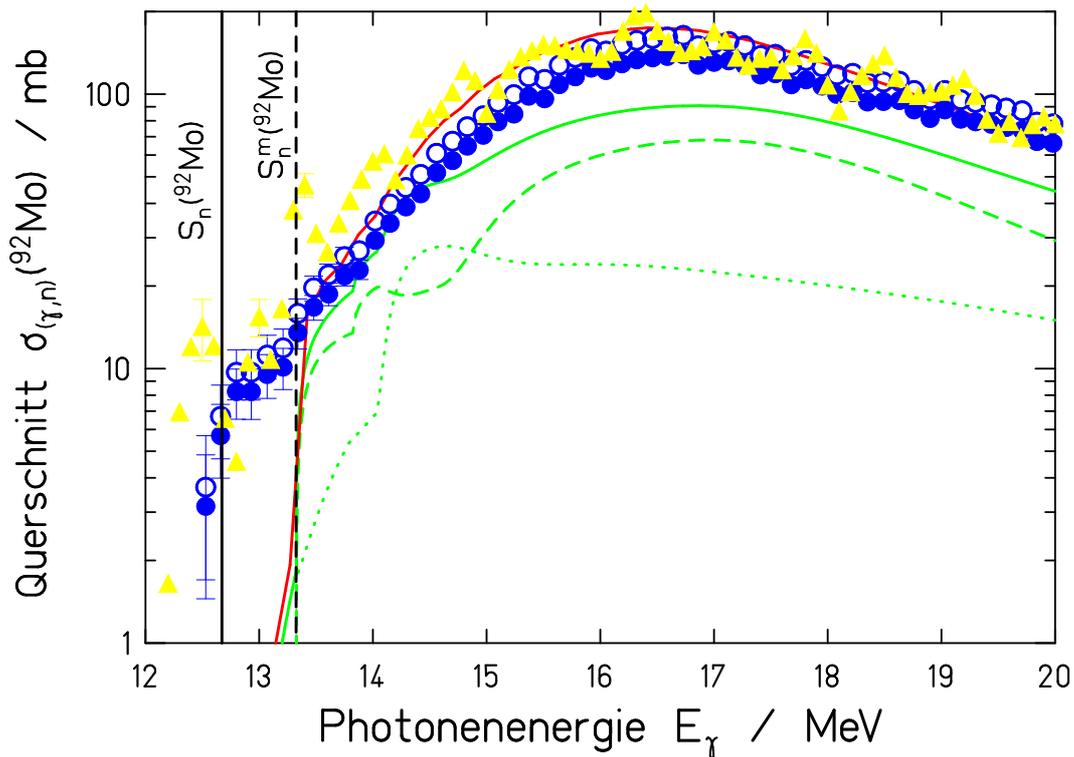


Abbildung 5.6: Photodesintegrationsquerschnitt der $^{92}\text{Mo}(\gamma,n)$ -Reaktion der früheren Photoneutronenexperimente von Ishkhanov et al. [Ishk70] (gelbe Dreiecke) und Beil et al. [Beil74] mit Originaldaten (blaue Kreise) und mit Korrekturempfehlung von Berman et al. [Berm87] (blaue Punkte) im Vergleich zu Modellrechnungen mit dem NON-SMOKER-Code [Raus04] (rote Kurve) und dem TALYS-Code [Koni05], aufgeschlüsselt nach Bevölkerung des Grundzustandes (grüne gepunktete Kurve), des Isomers (gestrichelte Kurve) und der Gesamtbevölkerung von ^{91}Mo (grüne durchgezogene Kurve). Mit den Photoneutronenexperimenten und NON-SMOKER lassen sich Grundzustand und Isomer nicht unterscheiden, die mit der 653-keV-Linie berechnete Aktivierungsausbeute beschreibt nur die Bevölkerung des Isomers. Daher kann die integrale Aktivierungsausbeute der Photoneutronenexperimente und NON-SMOKER nicht mit der Aktivierung verglichen werden.

gemessenen Querschnitte (EXFOR-Datenbank³ oder JANIS⁴) der übrigen Isotope konnten so mit dem Verunreinigungsgrad gewichtet abgezogen werden.

Ebenfalls 1974 wurde der Photoprotonenquerschnitt der $N = 50$ -Kerne, darunter $^{92}\text{Mo}(\gamma,p)$, von K. Shoda et al. [Shod75] am Laboratory of Nuclear Science in Tokio (Japan) mittels inelastischer Elektronenstreuung gemessen und 1975 publiziert. Die Daten beginnen jedoch erst bei 14,4 MeV, also etwa 7 MeV über der Protonenseparationsenergie ($S_p = (7,456 \pm 0,004) \text{ MeV}$, [Fire05]) und ca. 4 MeV oberhalb der niedrigsten Endpunktsenergie der ELBE-Daten. Damit ist eine Be-

³<http://www.nndc.bnl.gov/>

⁴<http://www.nea.fr/janis/>

rechnung der integralen Ausbeute nicht möglich.

Im Falle von $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ lässt sich allerdings der Photoneutronenquerschnitt nicht mit den Photoaktivierungsausbeuten vergleichen, da ersterer den Querschnitt für die Gesamtproduktion von ^{91}Mo angibt, während die ELBE-Daten nur die Ausbeute für die Bevölkerung des Isomers ^{91m}Mo umfassen. Der Unterschied lässt sich durch die Modellrechnungen von TALYS, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden, darstellen. Die Aktivierungsausbeuten der drei an ELBE gemessenen Photodesintegrationsreaktion von ^{92}Mo ist in Abb. 5.7 für den Bestrahlungsplatz A (KRF-Messplatz) und B (Elektronenstrahlfänger) gezeigt.

Die Aktivierungsausbeute von ^{99}Mo konnte jedoch mit dem Faltungsintegral der Beil-Daten direkt verglichen werden, weil ^{99}Mo kein langlebiges Isomer aufweist. Sie ist in Abb. 5.8 aufgetragen.

Bei einigen Aktivierungen wurde Mo auch am Bestrahlungsplatz A eingesetzt. Das Hauptaugenmerk galt allerdings der Reaktion $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ mit einer HWZ von etwa 60 Tagen. Die Mo-Proben wurden teilweise erst nach einigen Wochen gemessen, um die durch den Zerfall von ^{99}Mo verursachte Totzeit zu reduzieren. Daher weisen die einige Datenpunkte recht große Unsicherheiten auf.

In der Arbeit von Spohr et al. [Spoh08] wurden einige photonukleare Reaktionen mittels Bremsstrahlung an der Universität Jena untersucht. Die Bremsstrahlung wurde durch Elektronen generiert, die an einem Hochintensitätslaser (Intensität: $I \approx 3 - 5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$) beschleunigt wurden. Es wurde natürliches Molybdän bestrahlt und die Reaktionen $^{97,98,100}\text{Mo}(\gamma, n)$, sowie $^{97,98}\text{Mo}(\gamma, p)$ analysiert. Die Daten sind als Verhältnisse der bis 35 MeV integrierten Ausbeuten $\frac{\sigma^{\text{int}}(\gamma, n)}{\sigma^{\text{int}}(\gamma, p)}$, bzw. als Verhältnis zu $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ angegeben. Ein direkter Vergleich ist damit nicht möglich.

Interpretation der Daten: Im Energiebereich von 10,6 bis 16,2 MeV wurden die Aktivierungsausbeuten von $^{92,100}\text{Mo}(\gamma, x)$ gemessen. Die (γ, p) -Ausbeuten sind bei 14 MeV etwa einen Faktor 170 größer als (γ, n) und liegen 4 Größenordnungen über der Ausbeute von (γ, α) . Bei 15 MeV sind sie wegen dem wesentlich größeren Querschnitt nur noch 11,5 mal so groß und der Unterschied zur (γ, α) -Reaktion hat sich auf $2,6 \cdot 10^3$ reduziert. Erstmals konnten die Reaktionen (γ, p) und (γ, α) in diesem Energiebereich an ELBE untersucht werden.

Messungen in den zwei verschiedenen Bremsstrahlspektren von Nb (dünnere Radiator und Hardener) und C (dickes Target) erlauben die Untersuchung systematischer Effekte. Die Ergebnisse mit $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ zeigen, dass die hier gewonnenen Daten in beiden Bremsstrahlspektren nach Normierung mit der Korrekturempfehlung von Berman et al. [Berm87] gut mit den quasimonochromatischen Daten aus Saclay übereinstimmen.

Gesamtfehler: Der absolute, totale Fehler der normierten Aktivierungsausbeuten von ^{196}Au schwankt am Bestrahlungsplatz A zwischen 4% und 5%, für die ^{91m}Nb und ^{99}Mo beträgt er 6%, bzw. 5%, wenn die Ausbeuten nicht durch den statistischen Fehler dominiert sind, sonst bis zu 30%. Bei den am Bestrahlungsplatz B aktivierten Proben schwankt der Fehler zwischen 7% und 12% bei ^{91m}Nb und zwischen 6% und 11% bei ^{99}Mo .

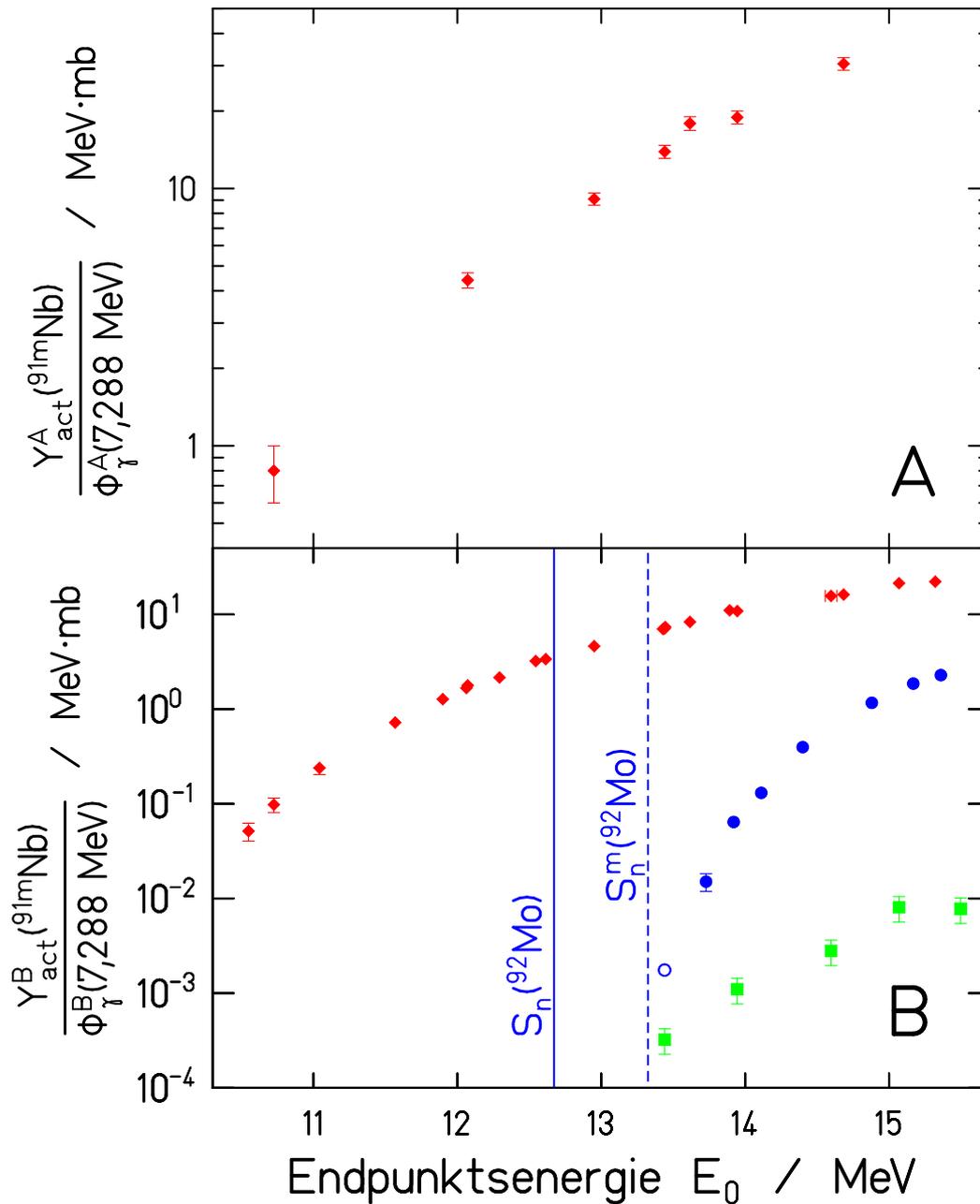


Abbildung 5.7: Aktivierungsausbeuten der Photodesintegrationsreaktionen $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ (rot Rauten), $(\gamma, n)^{91\text{m}}\text{Mo}$ (blaue Punkte) und $(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ (grüne Quadrate) an den Bestrahlungsplätzen A und B. Zur Bestrahlung und Messung der (γ, n) -Reaktion wurde die Rohrpost verwendet. Der blaue Kreis ist die Nachweisgrenze. Die durchgezogene und gestrichelte blaue senkrechte Linie ist die Neutronenseparationsenergie von ^{92}Mo , bzw. die Reaktionsschwelle für die Bevölkerung des Isomers in ^{91}Mo .

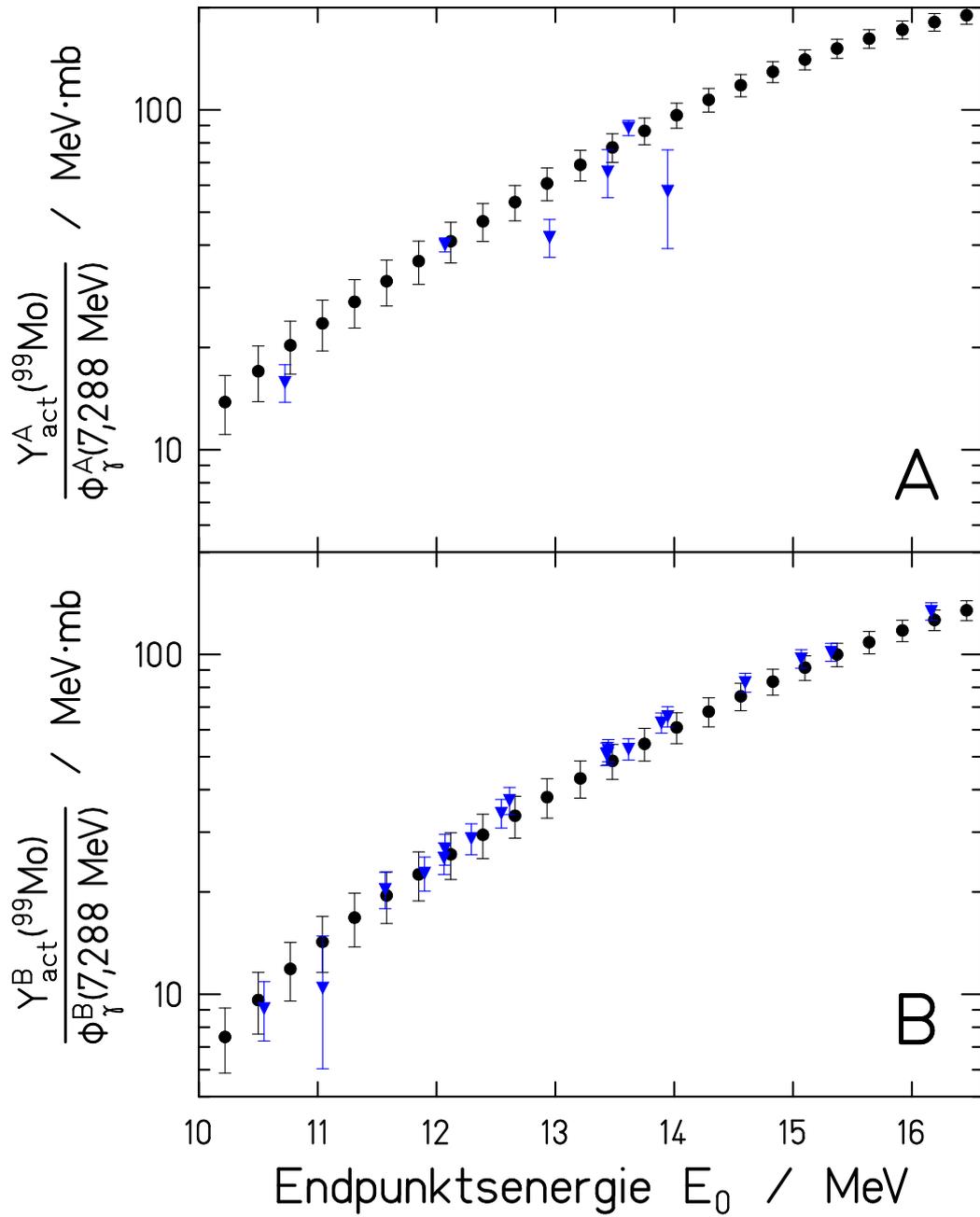


Abbildung 5.8: Aktivierungsausbeute der Photodesintegrationsreaktion $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ (blaue Dreiecke) und Faltungsintegral der Photoneutronenquerschnitte von Beil et al. (schwarze Punkte) an den Bestrahlungsplätzen A und B.

Kapitel 6

Vergleich mit Hauser-Feshbach-Modellrechnungen

In diesem Kapitel soll die normierte Ausbeute mit Hauser-Feshbach-Modellrechnungen verglichen werden, wobei auch die Abhängigkeit auf verschiedene Eingangsgrößen des Hauser-Feshbach-Modells [Haus52] untersucht wird (γ -Stärkefunktion, Optisches Modell, Niveaudichte). Abschließend wird der Einfluss einer Änderung der untersuchten Reaktionsquerschnitte auf die Überproduktionsfaktoren (die vorhergesagten Häufigkeiten), also die Sensitivität der kosmologischen Netzwerkrechnungen (Simulation der Nukleosynthese) diskutiert.

6.1 Der Computercode TALYS

TALYS [Koni05] ist ein Program zur Analyse und Vorhersage von Kernreaktionen, das von A. Koning, S. Hilaire und M. Duijvestijn 1998 an der Nuclear Research and Consultancy Group (NRG, Petten, Niederlande), bzw. am Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA, Bruyères-le-Châtel, Frankreich) entwickelt wurde. Die in TALYS verwendeten Modelle und Parameter sind in der Bedienungsanleitung detailliert beschrieben. Diese kann mit dem TALYS-Programmpaket (Datei `talys1.0.pdf`) oder separat [Koni07] heruntergeladen werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen experimentellen Ausbeuten, wurden mit Photodesintegrationsquerschnitten verglichen, die mit der Version TALYS-1.0 berechnet wurden. TALYS ermöglicht die Verwendung verschiedener Modelle für unterschiedliche Reaktionstypen. Gleichzeitig können eine Vielzahl von Parametern gezielt variiert werden. Neben dem Ausgangskern (z.B. ^{92}Mo) lassen sich in der Eingabedatei u.a. das Projektil (in diesem Fall das Photon) und Parameter zur Rechengenauigkeit eingeben. Die gewünschten Projektilenergien können als Liste aus einer einfachen Textdatei aufgerufen werden. Die Ausgabedatei umfasst neben allen Eingabeparametern und verwendeten Modellen die Querschnitte, sortiert nach emittierten Teilchen (Ejektilen) und nach Endkern. Im Gegensatz zu NON-SMOKER wird dabei auch zwischen der Bevölkerung von Grundzustand und Isomeren unterschieden. Ein sehr wichtiger Vorteil, da die Methode der Photoaktivierung hierauf exklusiv selektiv ist. Beispielsweise

lässt sich die Bevölkerung des Grundzustandes von ^{91}Nb durch die Methode der Photoaktivierung nicht bestimmen, da beim β -Zerfall (Elektroneneinfang) kein Gammaquant emittiert wird.

Vergleich verschiedener Eingangsgrößen in TALYS

Im Folgenden soll der Einfluss verschiedener Eingangsgrößen auf den Querschnitt der $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$ -, (γ, n) -, (γ, α) - (Abb. 6.1) und $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ - (Abb. 6.2), sowie $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ -Reaktionen (Abb. 6.3) untersucht werden. In den folgenden drei Unterabschnitten werden dazu die Ausbeute-Integrale der drei Photodesintegrationsreaktionen, gefaltet mit der Bremsstrahlungsverteilung, und die experimentell gemessene Ausbeute miteinander verglichen.

In den Teilabbildungen a) bis c) sind die Ausbeuten der Modellrechnungen und Daten auf die Photonenfluenz, bestimmt mit dem ^{11}B -Übergang mit der zweithöchsten Energie bei 7,288 keV, normiert. Die Teilabbildungen d) bis f) zeigen beides normiert auf das Verhältnis der Ausbeute von ^{196}Au dividiert durch den Wert der Simulation bei derselben Energie.

In den Abb. a) und d) werden unterschiedliche Modelle der Photonenstärkefunktion betrachtet (PSF, *engl.*: Photon Strength Function; durchgezogene Kurven). Sie bestimmt, wie stark ein Photon absorbiert wird. Ihr Verlauf wird im wesentlichen durch die Dipolriesenresonanz bestimmt. Abb. b) und e) zeigen unterschiedliche Beschreibungen für Potentiale des Optischen Modells (OMP, *engl.*: Optical Model Potential; gestrichelte Kurven). Es bestimmt u.a., in welchem Verhältnis die konkurrierenden Ausgangskanäle bevölkert werden. Die Kernniveaudichte (NLD, *engl.*: Nuclear Level Density) bestimmt entscheidend, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmter Endzustand bevölkert werden kann. Auch in dieser Kategorie gibt es eine Reihe alternativer Ansätze (punktierte Kurven in Abb. c) und f)).

Die Photonenstärkefunktion

Die Modelle im Eingangskanal der Reaktion, also der Absorption, haben den größten Einfluss auf den Gesamtquerschnitt. Für photoneninduzierte Reaktionen ist dies die Photonenstärkefunktion. Sie soll daher zuerst betrachtet werden. In Abb. 6.1 d) zeigt sich dies auch darin, dass der relative Verlauf der Photodesintegrationsreaktionen (γ, p) , (γ, n) und (γ, α) fast gleich ist.

TALYS enthält vier Modelle der γ -Strahlen-(Photonen-)stärkefunktion. Die Standardoption in TALYS ist die Brink-Axel-Option [Brin57, Axel62], welche die Form der Dipolriesenresonanz durch eine standardisierte Lorentzkurve mit einer Resonanz beschreibt.

Für die sog. Brink-Axel-Option wird die Parametrisierung der Riesenresonanz nach Dietrich und Berman [Diet88] verwendet (BA/DB, blaue durchgezogene Kurve in Abb. 6.1 bis 6.3 a), bzw. d); Parametrisierung in Tab. 6.1).

Der Vergleich der beiden Bestrahlungsplätze A und B zeigt auch hier, dass die Beschreibung der Bremsstrahlungsspektren, bzw. die Normierung auf die

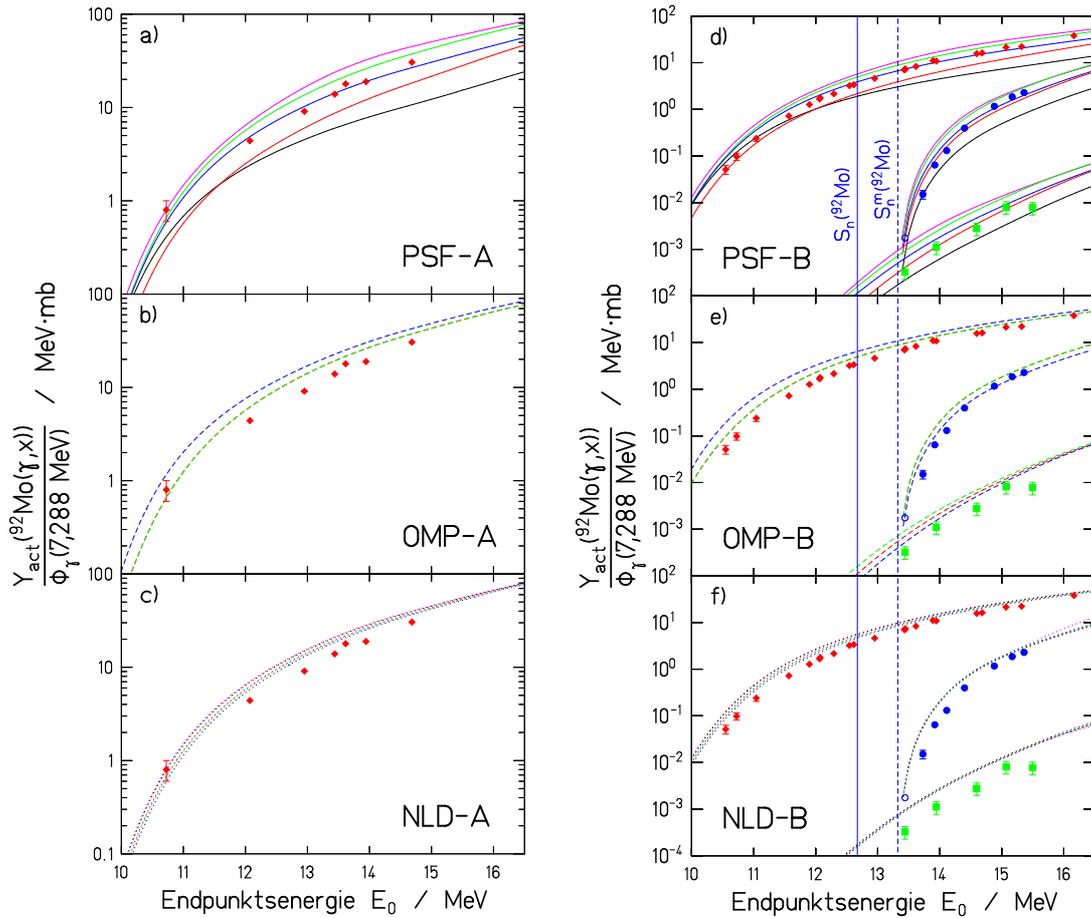


Abbildung 6.1: Vergleich der experimentellen Ausbeute der $^{92}\text{Mo}(\gamma,p)$ -, (γ,n) - und (γ,α) -Reaktionen (rote Rauten, blaue Punkte, bzw. grüne Quadrate) mit der integralen Ausbeute unterschiedlicher Modelle der Photonenstärkefunktion (PSF) am Bestrahlungsplatz A (Kernresonanzfluoreszenzmessplatz; a)) und B (Elektronenstrahlfänger; d)), sowie den zweier Potentiale des Optischen Modells (OMP; b), bzw. e)) und der Kernniveaudichten (NLD; c), bzw. f)). Der offene blaue Kreis ist die Detektionsschwelle. Zur Auswertung der (γ,n) -Reaktion wurde der Isomerenzerfall mit einer Photonenenergie von 653 keV herangezogen. Erläuterungen siehe Text.

Photonenfluss korrekt ist.

Durch eine Lorentzkurve mit einer Resonanz werden allerdings nur sphärische Kerne korrekt beschrieben. Wenn Kerne bereits im Grundzustand eine permanente axiale Deformation besitzen, spaltet sich die Dipolriesenresonanz (GDR, *engl.*: Giant Dipole Resonanz) in zwei Komponenten auf, wobei der Energieunterschied proportional zum Deformationsparameter γ ist (siehe z.B. [Snov86]). Im Falle einer triaxialen Deformation besteht die GDR sogar aus drei Lorentzkurven.

In der Version TALYS-1.0 ist es möglich, die GDR-Parameter individuell für einzelne Kerne (lokal) anzupassen und eine Aufspaltung in zwei Resonanzen zu berücksichtigen. Der Absorptionsquerschnitt für die elektrische Dipolanregung ($E1$) lautet:

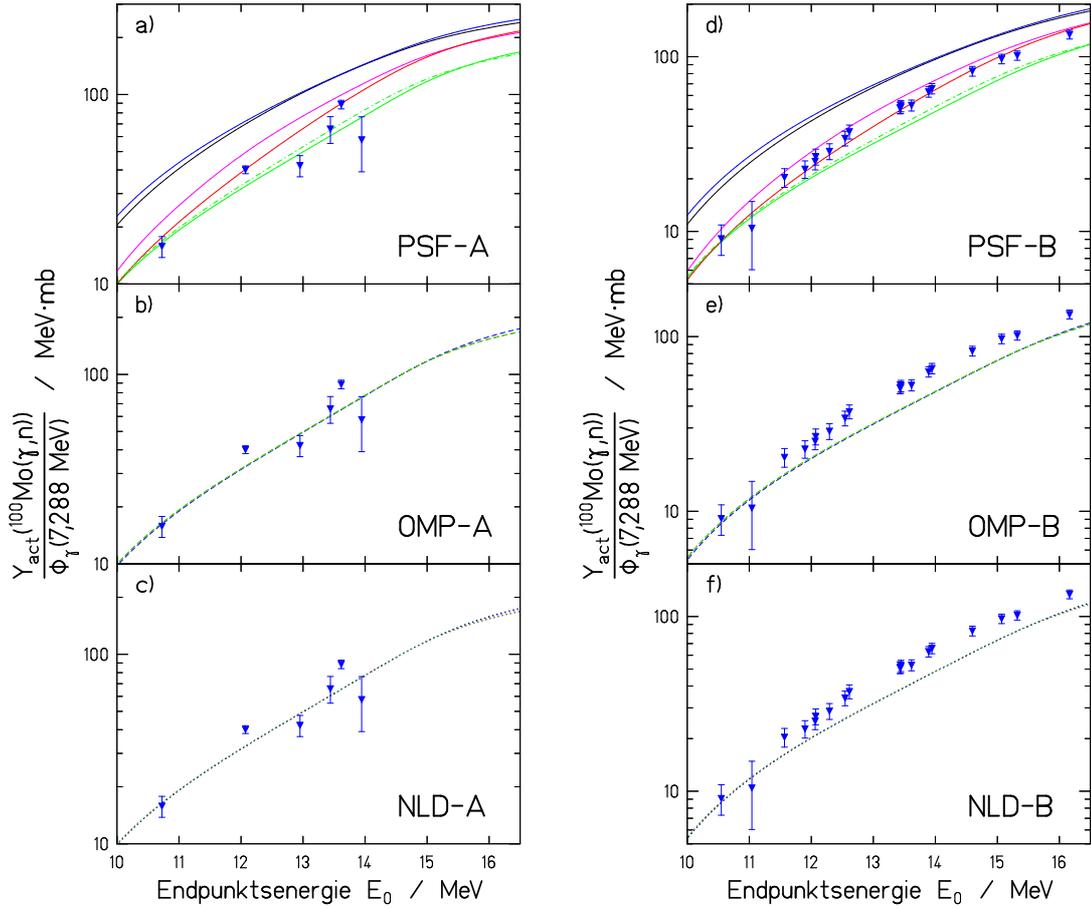


Abbildung 6.2: Vergleich der experimentellen Ausbeute der $^{100}\text{Mo}(\gamma,n)$ -Reaktion (blaue Dreiecke) mit der integralen Ausbeute unterschiedlicher Modelle der Photonstärkefunktion (PSF) am Bestrahlungsplatz A (Kernresonanzfluoreszenzmessplatz; a)) und B (Elektronenstrahlfänger; d)), sowie den zweier Potentiale des Optischen Modells (OMP; b), bzw. e)) und der Kernniveaudichten (NLD; c), bzw. f)). Die Ausbeute wurde mit dem Übergang bei 778 keV berechnet. Erläuterungen siehe Text.

$$\sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_{\text{E1},i} \frac{(E_\gamma \Gamma_{\text{E1},i})^2}{(E_\gamma^2 - E_{\text{E1},i}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{\text{E1},i}^2}, \quad (6.1)$$

mit der Stärke $\sigma_{\text{E1},i}$, der Energie $E_{\text{E1},i}^2$ und der Breite $\Gamma_{\text{E1},i}^2$ der i -ten Lorentzkurve der Riesenresonanz.

Im Rahmen von Kernresonanzfluoreszenzuntersuchungen aller stabilen geradzahigen Mo-Isotope an ELBE wurden Parametrisierungen für Lorentzkurven mit zwei und drei Resonanzen bestimmt (BA/J, [Jung08]) und für Berechnungen der Photodesintegrationsquerschnitte verwendet (grüne Kurve, verschiedene Parametrisierungen in Tab. 6.1).

Eine zweite Option ist die PSF nach Kopecky und Uhl (KU, [Kope90]). Sie enthält eine verallgemeinerte Lorentzkurve mit einer γ -energieabhängigen Dämpfungskorrektur (rote Kurve).

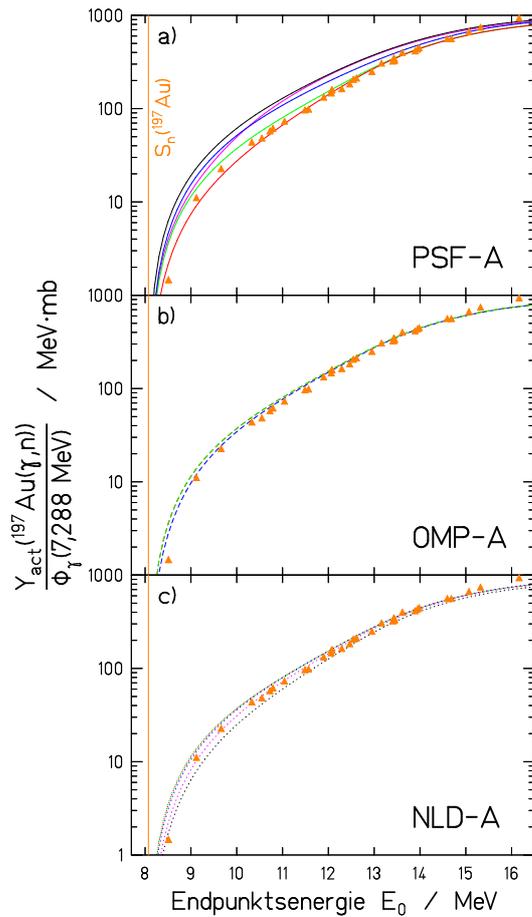


Abbildung 6.3: Vergleich der experimentellen Ausbeute der $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ -Reaktion (orangefarbene Dreiecke) mit der integralen Ausbeute unterschiedlicher Modelle der Photonenstärkefunktion (PSF; a)) am Bestrahlungsplatz A (Kernresonanzfluoreszenzmessplatz), sowie den zweier Potentiale des Optischen Modells (OMP; b)) und der Kernniveaudichten (NLD; c)). Der Übergang bei 1205 keV wurde zur Bestimmung der Aktivierungsausbeute benutzt. Erläuterungen siehe Text.

Zusätzlich bietet TALYS noch die Möglichkeit, alternativ zwei mikroskopische Modelle für die PSF zu verwenden. Diese beruhen auf Berechnungen der PSF von S. Goriely basierend auf dem Hartree-Fock-BCS-Modell (Bardeen-Cooper-Schrieffer) (HFBCS, Option 3 in TALYS-1.0; schwarze Kurve), bzw. dem Hartree-Fock-Bogolyubov-Modell [Belg06] (HFB, Option 4; violette Kurve).

Diskussion der PSF: Für ^{92}Mo ist das Bild nahezu konsistent für alle drei Reaktionskanäle. Am höchsten liegt HFB, nur geringfügig niedriger und bei etwa 16 MeV fast identisch: BA/J. Niedriger liegt BA/DB, gefolgt von KU und deutlich niedriger HFBCS, wobei sich letzteres bei etwa 12 MeV mit KU schneidet, und bei 10 MeV mit BA/DB zusammenfällt. Dies ist allerdings nur bei der (γ, p) -Kurve zu beobachten, da nur dieser Kanal signifikant offen ist. (Die Reaktionsschwelle für die (γ, α) -Reaktion liegt bei 5,61 MeV [Chad00].)

Oberhalb von ca. 12 MeV folgen die Messpunkte am ehesten der BA/DB-Parametrisierung, wobei die Zuordnung für die (γ, α) -Reaktion aufgrund der größeren Unsicherheiten nicht ganz so eindeutig zu treffen ist. Hier werden die Messpunkte auch durch KU korrekt wiedergegeben. Dies ist auch der Fall für (γ, p) unterhalb 12 MeV. Bei einem Teil der Aktivierungsexperimente wurden Mo-Proben auch am KRF-Messplatz (Bestrahlungsplatz A) bestrahlt, um mit der direkten Photonenflussbestimmung einen Vergleich zu den Ausbeuten

Isotop	Modell- rechnung	Resonanz-		
		energie	breite	maximum
${}^A X$		$E_i^{\text{res}} / \text{MeV}$	$\Gamma_i^{\text{res}} / \text{MeV}$	$\sigma_i^{\text{max}} / \text{mb}$
${}^{92}\text{Mo}$	BA/DB	16,82	4,14	162
	BA/ J_0^{exp}	16,62	4,49	192
	BA/ $J_{1/2}$	16,21	4,31	132
	BA/ $J_{2/2}$	17,48	4,86	59
	BA/ $J_{1/3}$	16,60	4,48	64
	BA/ $J_{2/3}$	17,31	4,82	59
	BA/ $J_{3/3}$	15,92	4,19	68
${}^{100}\text{Mo}$	BA/DB	15,74	7,81	171
	BA/ $J_{1/2}$	14,19	3,49	88,1
	BA/ $J_{2/2}$	17,64	4,94	124,3
	BA/ $J_{1/3}$	14,39	3,56	86,1
	BA/ $J_{2/3}$	16,61	4,48	68,5
	BA/ $J_{3/3}$	18,48	5,32	57,7
${}^{197}\text{Au}$	BA/DB	13,73	4,76	502
	BA/ $J_{1/2}$	13,2	3,14	431,0
	BA/ $J_{2/2}$	15,2	3,94	172,0

Tabelle 6.1: Unterschiedliche Parametrisierungen der Lorentzkurve zur Anpassung der Riesenresonanz für ${}^{92,100}\text{Mo}$ und ${}^{197}\text{Au}$. Die Parametrisierung der Riesenresonanz kann mit den Befehlen für die Resonanzenergie (`egr Z A E_i^{res} i`), -breite (`ggr Z A Γ_i^{res} i`), sowie -maximum (`sgr Z A σ_i^{res} i`) eingegeben werden. Weitere Erläuterungen siehe Text.

zu bekommen, die im Elektronenstrahlfänger (Bestrahlungsplatz B) aktiviert wurden und bei denen die Photonenfluenz mittels Normierung durch die Aktivierungsausbeute von ${}^{196}\text{Au}$ bestimmt wurde. Dies ist aufgrund der HWZ und der 20-minütigen Wartezeit vor dem Betreten des Kernphysikcaves für die ${}^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ -Reaktion nicht möglich und bei der (γ, α) -Reaktion reicht die Statistik wegen des geringen Querschnitts nicht aus. Die normierten experimentellen Aktivierungsausbeuten sind aufgrund der unterschiedlichen spektralen Verteilung der Bremsstrahlung an den beiden Bestrahlungsplätzen nicht direkt vergleichbar, aber sie weichen im Rahmen der Messunsicherheit nicht signifikant relativ zu den integralen Ausbeuten der Modellrechnungen ab.

Bei der (γ, n) -Reaktion von ${}^{100}\text{Mo}$ zeigen die integralen Ausbeuten einen anderen Verlauf. Die experimentellen Daten liegen genau auf der Kurve berechnet mit dem PSF-Modell KU. HFB liegt nur geringfügig höher. Der Verlauf von BA/DB und HFBCS ist sehr ähnlich und bei 10 MeV etwa um einen Faktor zwei und bei 16 MeV ca. 1,5 mal höher als der Verlauf der Datenpunkte. Die Parametrisierung BA/J stimmt mit diesen bei 10,5 MeV gut überein, verläuft dann aber deutlich niedriger.

Auch hier wurden einige Messungen der am Bestrahlungsplatz A aktivierten Mo-Proben analysiert. Die Ergebnisse sind aber nur bedingt aussagekräftig, da die Proben vorrangig für die Untersuchung der Photodisintegration von ^{92}Mo bestrahlt wurden, und gerade wegen der höheren Aktivität von ^{99}Mo und dessen HWZ von ca. 66 h zur Reduzierung der Totzeit erst zwei bis vier Wochen später gemessen wurden. Dadurch war das Signal-zu-Untergrundverhältnis mit wenigen hundert Ereignissen im Peak bei der vollen Energie für die parasitäre Messung der $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ -Ausbeute sehr ungünstig.

Im Zuge von Aktivierungsexperimenten mit Sm [Nair08a] wurden Au-Proben auch zwischen 8 und 10 MeV bestrahlt. Da die Resonanzenergie der Riesenresonanz von ^{197}Au deutlich niedriger als für Mo liegt, ist die Änderung des Photodisintegrationsquerschnitts nicht mehr so groß und der Verlauf der integralen Ausbeute verläuft bei 16 MeV deutlich flacher. Die Daten liegen über dem integralen Ausbeute des KU-Modells und bestätigen oberhalb von etwa 12 MeV die Parametrisierung BA/JG - darunter liegt deren Ausbeute-Integral geringfügig höher. Die übrigen Modelle, BA/DB, HFBCS und HFB liegen insgesamt bis zu einem Faktor zwei zu hoch.

Die PSF der elektrischen Dipolanregung von ^{197}Au ist in Abb. 6.4 für einige experimentelle Daten und theoretische Modelle aufgetragen.

Potentiale des Optischen Modells

Standardmäßig wird in TALYS eine phänomenologische Parametrisierung des sphärischen Potentials im Optischen Modell (OMP, *engl.*: optical-model potential) von A. J. Koning und J. P. Delaroche [Koni03] verwendet. Im Falle der hier untersuchten Elemente Mo ($Z = 42$) und Au ($Z = 79$) existiert für Protonen nur eine globale Parametrisierung, wohingegen für Neutronen standardmäßig auf lokale Parameter für Mo und Au zurückgegriffen werden kann (grüne gestrichelte Kurve).

(Alternativ kann auch die globale Parametrisierung eingesetzt werden. Eine Vergleichsrechnung zeigt im untersuchten Energiebereich für Mo und Au keinen signifikanten Unterschied. Für Neutronen kann aufgrund des Kausalitätsprinzips eine Dispersionsrelation angenommen werden, die Real- und Imaginärteil des optischen Potentials verbindet, siehe [Koni07]. Auch hier wurde keine Abweichung festgestellt. Auf die Darstellung dieser beiden Modellrechnungen wurde daher in den Abb. 6.1 bis 6.3, b) und e) verzichtet.)

Als Variante kann auch das α -OMP von McFadden und Satchler [McFa66] verwendet werden, welches ausschließlich die (γ, α) -Reaktion betrifft (rote gestrichelte Kurve).

Alternative Rechnungen wurden mit dem halbmikroskopischen OMP nach J.-P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux (JLM) [Jeuk77] durchgeführt (blaue gestrichelte Kurve). Für eine ausführliche Beschreibung und zu weitere Quellenangaben sei wiederum auf das TALYS-Handbuch [Koni07] verwiesen.

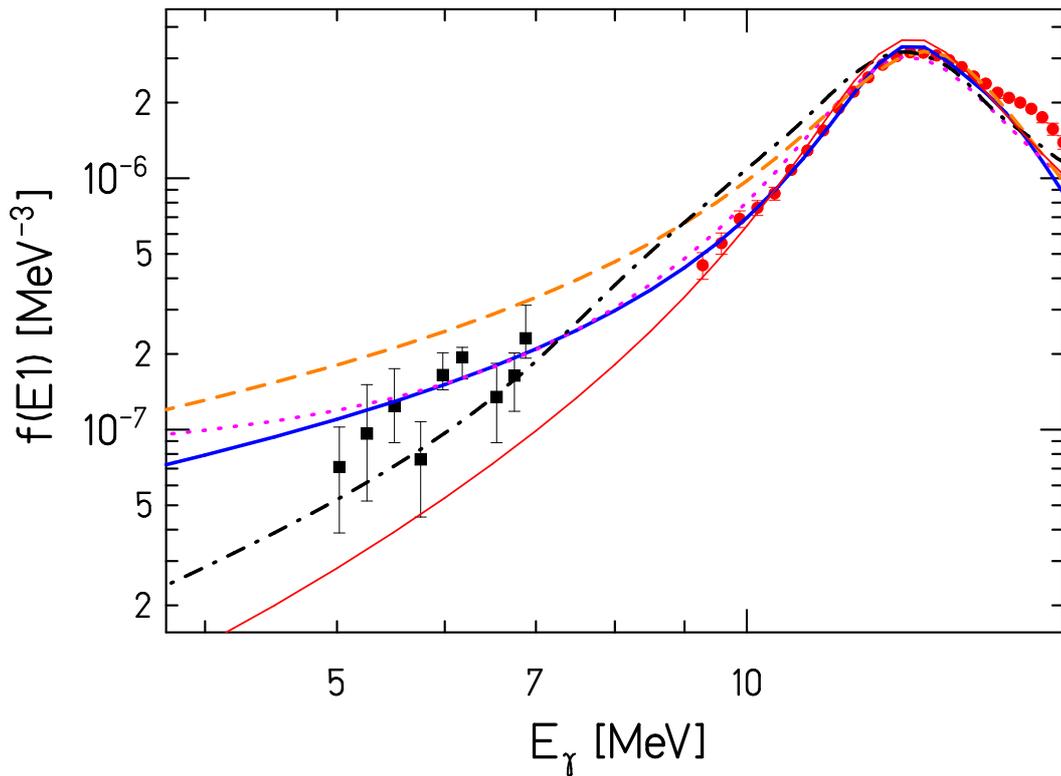


Abbildung 6.4: Die Photonenstärkefunktion von ^{197}Au , abgeleitet aus der Annahme einer oblaten Deformation (durchgezogene dicke blaue Kurve) im Vergleich mit verschiedenen Modellen. Die gestrichelte orangefarbene und punktierte rosa-farbene Kurve entspricht den Stärkefunktionen, die durch die Modelle von Brink und Axel [Brin57, Axel62], bzw. von Kopecky und Uhl [Kope90] gegeben sind. Die mikroskopische E1-Photoabsorptionsstärkefunktion, die mit dem QRPA-Modell bestimmt wurde [Gori02, Khan01] ist als strich-punktierte Kurve gezeigt. Alle Berechnungen wurden mit dem TALYS-Code durchgeführt. Das Modell der erweiterten, verallgemeinerten Lorentzfunktion (EGLO, *engl.*: Enhanced Generalized LOrentzian), entnommen aus der referenzierten Eingabeparameterbibliothek RIPL-2 (*engl.*: Reference Input Parameter Library), ist als dünne rote durchgezogene Kurve dargestellt. Die experimentelle Stärkefunktion von Bartholomew et al. [Bart73] (schwarze Quadrate) unterhalb der Neutronenemissionsschwelle und die Stärkefunktion, die aus den $^{197}\text{Au}(\gamma,n)$ -Photoneutronenquerschnitten von Veysi re et al. [Veys70] (rote Punkte) abgeleitet sind, ist ebenfalls gezeigt.

Diskussion der OMP: Bei ^{92}Mo sieht man deutlich, dass sich die Verteilung der Photonstärke auf die einzelnen Reaktionskanäle ändert. Für (γ,p) ist das JLM-Modell um bis zu einen Faktor zwei gr o er als dasjenige von KD, bei (γ,n) und (γ,α) ist es umgekehrt. Dies ist offensichtlich auf eine unterschiedliche Berechnung der Transmissionskoeffizienten für die Teilchenemission zurückzuführen. Die integrale Ausbeute des α -Potentials im Optischen Modell von McFadden und Satchler liegt zwischen derjenigen von KD und JLM. Insgesamt sind die Variationen zwischen den verschiedenen OMP nur etwa halb so groß wie diejenigen der

PSF.

Im Falle der Reaktion $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ betragen die Unterschiede zwischen KD und JLM höchstens etwa 2%.

Die KD-Modellrechnung für $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ liegen im Bereich der ersten drei MeV oberhalb der Schwelle bis zu etwa 20% höher als die Berechnung mit dem JLM-Modell. Darüber unterscheiden sich beide Modelle wenig bis gar nicht.

Kernniveaudichten

Die fünf verschiedenen Modelle zu Kernniveaudichten werden in dem kürzlich erschienenen Artikel von Koning et al. (siehe [Koni08] und Referenzen darin) ausführlich beschrieben.

Standardmäßig wird in TALYS bei niedrigen Energien das Modell mit konstanter Temperatur (CTM, *engl.*: Constant Temperature Model) verwendet, welches bei hohen Energien in das sog. Fermi-Gas-Modell (FGM, grüne punktierte Kurve) übergeht. Die weiteren Optionen sind das sog. ‚rückverschobene‘ Fermi-Gas-Modell (BFM, *engl.*: Back-shifted Fermi-gas Model, blaue Kurve), bei dem die Paarungsenergie bei der Extrapolation gegen 0 MeV als freier Parameter angepasst wird, sowie das ebenfalls mikroskopische Modell der verallgemeinerten Superfluidität (GSM, *engl.*: Generalized Superfluid Model, rote Kurve). Hier werden supraleitende Paarungskorrelationen der BCS-Theorie berücksichtigt.

Schließlich werden neben den phänomenologischen auch hier wieder zwei mikroskopische Ansätze als Alternativen angeboten. Der erste verwendet Tabellen mikroskopischer Niveaudichten auf der Basis von Hartree-Fock-Rechnungen für die RIPL-Datenbank von S. Goriely (MLD-G, *engl.*: Microscopic Level Densities, schwarze Kurve). Der zweiten Ansatz wurde von Hilaire und Goriely vorgeschlagen und beruht auf Berechnungen im Rahmen des deformierten Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov-Modells (MLD-H, violette Linie).

Diskussion der NLD: Bei der (γ, p) -Reaktion von ^{92}Mo unterscheiden sich die Modelle im unteren Energiebereich etwa um einen Faktor 1,5, werden dann zu größeren Energien hin kleiner. BFM liegt am niedrigsten, die beiden mikroskopischen Modelle am höchsten. Das CTM- und das FGM-Modell liegen dazwischen. Die beiden anderen Reaktionskanäle zeigen weniger Abweichung, lediglich das Modell MLD-H weicht im (γ, p) -Kanal ab 15 MeV zu größeren Endpunktsenergien bis zu einem Faktor 1,5 hin ab.

Die Modelle der Kernniveaudichten zeigen bei ^{100}Mo keine nennenswerten Abweichungen. Anders bei ^{197}Au . Hier treten im Bereich von 9 bis 10 MeV Unterschiede bei den mikroskopischen Modellen auf, die im Gegensatz zu ^{92}Mo aber niedriger liegen, als die anderen drei Modelle und zwar MLD-G um einen Faktor 1,8 und MLD-H um 1,4.

6.2 Der NON-SMOKER-Code

Der NON-SMOKER-Code beruht wie auch TALYS auf Berechnungen des statistischen Modells nach W. Hauser und H. Feshbach. Er wurde von T. Rauscher

und F.-K. Thielemann (Univ. Basel, CH) entwickelt. Der Code wurde in [Raus00] und [Raus01] ausführlich beschrieben. Aktuelle Querschnitte wurden in [Raus04] veröffentlicht.

Der Photodesintegrationsquerschnitt des NON-SMOKER-Codes lässt sich mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnen experimentellen Daten nur als integrale Ausbeute vergleichen, wenn im Endzustand der Photodesintegrationsreaktion kein Isomer existiert, da beim Querschnitt für die Produktion eines Isotops nicht zwischen einzelnen Endzuständen unterschieden wird. Die Methode der Photoaktivierung mit anschließender Zerfallsmessung ist aber darauf exklusiv selektiv. Somit eignet sich nur die Aktivierung von ^{197}Au und ^{100}Mo zum Vergleich mit dem NON-SMOKER-Code.

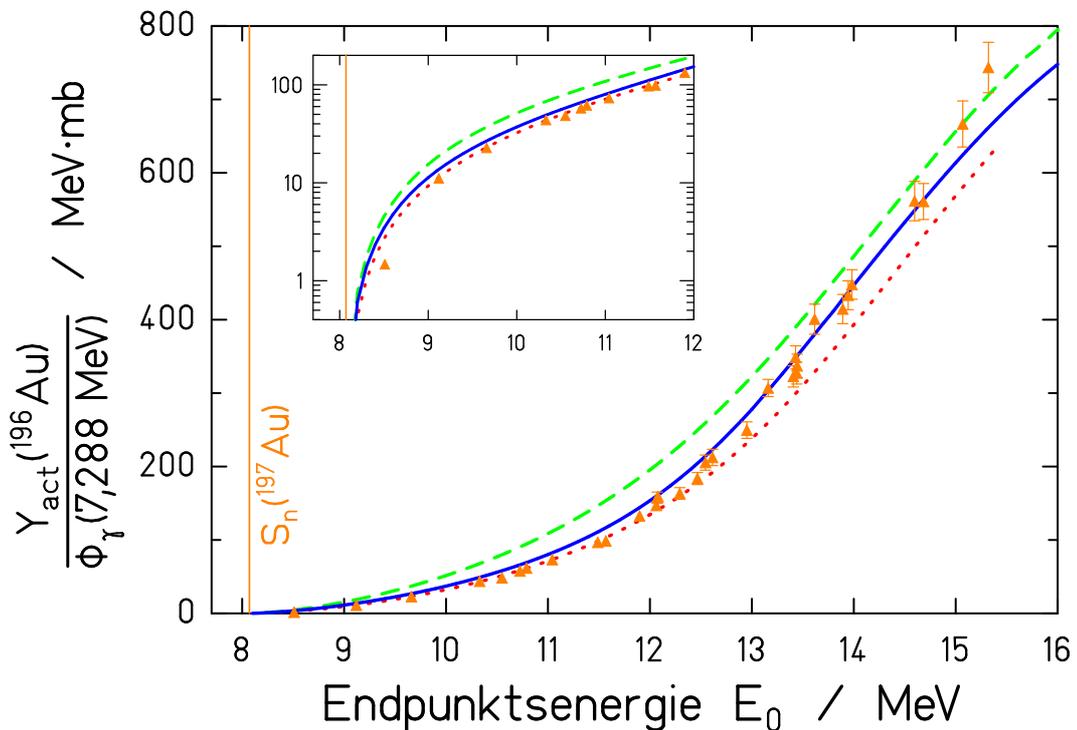


Abbildung 6.5: Experimentelle Aktivierungsausbeute normiert auf die Photonendosisleistung für die $^{197}\text{Au}(\gamma,n)$ -Reaktion im Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen. Die experimentellen Daten sind als orangefarbene Dreiecke dargestellt, senkrechte Linie zeigt die Neutronenemissionsschwelle an. Die rote gepunktete Kurve ist die Ausbeute, berechnet mit dem Querschnitt des NON-SMOKER-Codes [Raus04], die grüne gestrichelte Kurve ist mit den Querschnitt von TALYS [Koni05] berechnet. Die blaue durchgezogene Kurve wurde mit modifizierten Photonendosisleistungsparametern [Jung08] in TALYS erzeugt.

Die integrale und experimentelle Ausbeute der Reaktion $^{197}\text{Au}(\gamma,n)$ ist in Abb. 6.5 dargestellt. Die Daten die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden, sind als orangefarbene Dreiecke dargestellt. Die rote, gepunktete Kurve entspricht der Ausbeute, die auf den Photodesintegrationsquerschnitten von NON-SMOKER beruhen. Mit dem TALYS-Querschnitt wurde die gestrichelte und die

durchgezogene Kurve berechnet. Die grüne gestrichelte Kurve entspricht der Standardparametrisierung von TALYS und die blaue durchgezogene den modifizierten Riesenresonanzparametern [Jung08].

Unterhalb einer Endpunktsenergie von etwa 13 MeV stimmen NON-SMOKER und TALYS-MLD-H mit den Daten sehr gut überein, wohingegen TALYS-CTM einen Faktor über den Daten liegt. Oberhalb von 13 MeV verläuft NON-SMOKER etwas niedriger als experimentellen Daten, die ab etwa 15 MeV steiler ansteigen als die Modellrechnungen.

Für die $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ -Reaktion sind integrale und experimentelle Ausbeute in Abb. 6.6 gezeigt. Es zeigt sich im Rahmen der Fehler eine sehr gute Übereinstimmung der integrierten und durch Untergrundabzug korrigierten Daten von Beil et al. [Beil74] (schwarze Punkte) und der an ELBE gewonnenen Photoaktivierungsausbeuten (blaue Dreiecke) von ^{99}Mo . Beide Messreihen stimmen auch nahezu exakt mit der integralen Ausbeute des NON-SMOKER-Codes [Raus04] überein, die allerdings nur bis zu einer Endpunktsenergie von 15,6 MeV geht.

Unterhalb von 11 MeV stimmt NON-SMOKER auch mit dem integralen Ausbeute von TALYS [Koni05] überein. Für die Berechnung der integralen TALYS-Ausbeute wurde die modifizierte Parametrisierung der Photonenstärke nach Brink und Axel verwendet [Jung08]. Da sich die Kernniveaudichtemodelle für ^{100}Mo praktisch nicht unterscheiden (siehe Abb. 6.2) ist hier nur das Standard-CTM-Modell gezeigt. Oberhalb von etwa 13 MeV liegt TALYS etwa 10% tiefer als die Daten von Beil.

Die experimentelle Ausbeute der Isomere von ^{91}Mo und ^{91}Nb lässt sich aus oben genannten Gründen nicht mit der integralen Ausbeute des NON-SMOKER-Querschnittes für die (γ, n) - und (γ, p) -Reaktion von ^{92}Mo vergleichen. In der Abb. 5.6 ist die mit NON-SMOKER und TALYS berechneten Querschnitte für die Bevölkerung des gesamten Isotops mit eingezeichnet.

6.3 Astrophysikalische Erhöhungsfaktoren

Wie bereits in Abschn. 2.5 angedeutet, befinden sich die Atomkerne in Sternen abhängig von der Temperatur teilweise in angeregten Zuständen. Damit verschiebt sich die Anregungsfunktion zu niedrigeren Photonenenergien, bei der die Photonendichte gemäß der Planckfunktion um Größenordnungen höher ist. Dementsprechend sind die astrophysikalischen Reaktionsraten auch um Größenordnungen höher als im Labor gemessene Raten [Fowl74, Raus95, Raus00, Ilia07, Kiss08, Raus08].

Nach der Brink-Axel-Hypothese [Brin57, Axel62, Axel70] lässt sich die die Riesenresonanz genauso auf einem angeregten Zustand aufbauen wie auf dem Grundzustand. Mit dem TALYS-Code lassen sich die Querschnitte der Photodesintegrationsreaktionen für jeden beliebigen Anfangszustand berechnen [Koni05, Koni07]. Eine weitere Option ist die Berechnung der astrophysikalischen Raten direkt als Funktion der Temperatur. Beide Varianten sollen im folgenden verglichen werden.

Die astrophysikalische Rate λ einer Photodesintegrationsreaktion (γ, j) ist

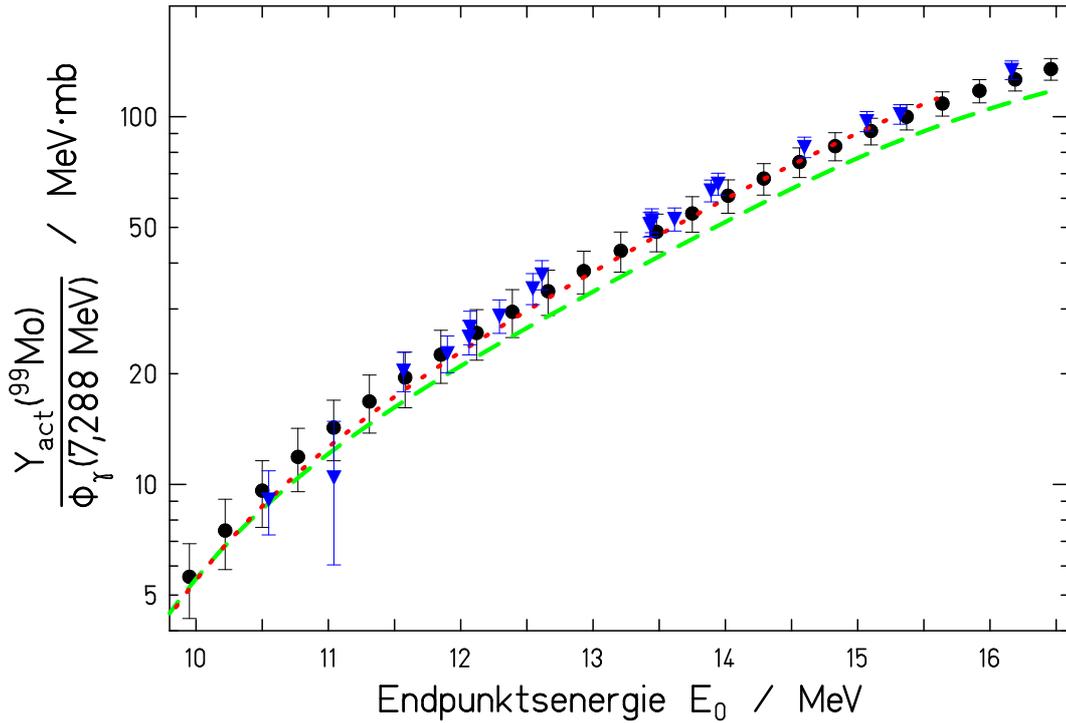


Abbildung 6.6: Experimentelle Aktivierungsausbeute normiert auf die Photonенfluss für die $^{100}\text{Mo}(\gamma,n)$ -Reaktion im Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen. Die korrigierten Photoneutronendaten von Beil et al. [Beil74] sind als schwarze Punkte dargestellt, die an ELBE gewonnenen Photoaktivierungsausbeuten als blaue Dreiecke. Die gestrichelte und punktierte Kurve resultieren aus den Berechnungen der Ausbeute unter Berücksichtigung der Querschnitte des TALYS-Codes [Koni05] mit modifizierten Eingabeparametern (siehe Text) bzw. des NON-SMOKER-Codes [Raus04].

proportional zum Faltungsintegral aus der Planck-Verteilung n_γ und dem Reaktionsquerschnitt σ :

$$\lambda_{(\gamma,j)}(T) = \int_0^\infty c \cdot n_\gamma(E, T) \cdot \sigma_{(\gamma,j)}(E) dE. \quad (6.2)$$

Die Planck-Verteilung ist abhängig von der Temperatur:

$$n_\gamma(E, T) dE = \frac{1}{\pi^2} \frac{1}{(\hbar c)^3} \frac{E^2}{e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE. \quad (6.3)$$

(Das Maximum befindet sich bei $E \approx \frac{3}{2}k_B T$. Bei einer Temperatur von 10^9 K ($T_9 = 1$) gilt: $k_B T = 86$ keV.)

Im Labor können (zumindest bis heute) jedoch nur Querschnitte aus dem Grundzustand gemessen werden. Der Laborquerschnitt entspricht der Summe aller Partialquerschnitte in die Zustände ν des Endkerns [Vogt01]:

$$\sigma_{(\gamma,j)}^{\text{lab}} = \sum_{\nu} \sigma^{0\nu}. \quad (6.4)$$

Um nun die astrophysikalische Rate $\lambda_{(\gamma,j)}^*(T)$ zu erhalten, muss die rechte Seite von Glg. 6.2 durch eine Summe der Raten $\lambda_{(\gamma,j)}^{\mu}(T)$ für die Photodesintegration aller (Grund- und angeregten) Zustände μ im Ausgangskern ersetzt und jeder Zustand mit dem entsprechenden Spin- und Boltzmann-Faktor gewichtet werden [Utsu06]. Die ‚wahre‘ astrophysikalische Rate λ^* ist daher definiert durch

$$\lambda_{(\gamma,j)}^*(T) = \frac{1}{G(T)} \sum_{\mu} \frac{2J_{\mu} + 1}{2J_0 + 1} \cdot \lambda_{(\gamma,j)}^{\mu}(T) \cdot e^{-\frac{E_{\mu}}{k_{\text{B}}T}}, \quad (6.5)$$

wobei in $\lambda_{(\gamma,j)}^{\mu}(T)$ der Querschnitt aus dem Grundzustand $\sigma_{(\gamma,j)}(E)$ durch den entsprechenden Querschnitt $\sigma_{(\gamma,j)}^{\mu}(E) = \sum_{\nu} \sigma^{\mu\nu}(E)$ für die Photodesintegration aus dem Niveau μ ersetzt werden muss.

$$G(T) = \sum_{\mu} \frac{2J_{\mu} + 1}{2J_0 + 1} \cdot e^{-\frac{E_{\mu}}{k_{\text{B}}T}} \quad (6.6)$$

ist die temperaturabhängige, normierte Partitionsfunktion (Zustandssumme) des Ausgangskerns. Für Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl wie ^{92}Mo ist der Spin des Grundzustandes $J_0 = 0$ und der Nenner des Spinfaktors in Glg. 6.5 und 6.6 gleich eins. Ferner kürzt sich der Spinfaktor für den Grundzustand weg und der Boltzmann-Faktor ist ebenfalls gleich eins.

Will man beispielsweise eine angenäherte astrophysikalische Rate für ^{92}Mo mit Grundzustand, erstem ($J_1 = 2$) und zweitem ($J_2 = 4$) angeregtem Zustand berechnen, lautet Glg. 6.5 mit ausgeschriebener Summe:

$$\lambda_{(\gamma,j)}^*(T) \approx \frac{\lambda_{(\gamma,j)}^0(T) + 5 \cdot \lambda_{(\gamma,j)}^1(T) \cdot e^{-\frac{E_1}{k_{\text{B}}T}} + 9 \cdot \lambda_{(\gamma,j)}^2(T) \cdot e^{-\frac{E_2}{k_{\text{B}}T}}}{1 + 5 \cdot e^{-\frac{E_1}{k_{\text{B}}T}} + 9 \cdot e^{-\frac{E_2}{k_{\text{B}}T}}}. \quad (6.7)$$

Auch wenn die Temperaturen $k_{\text{B}}T$ viel kleiner als die Anregungsenergien E_{μ} sind, ergibt sich daher ein signifikanter Betrag dieser Niveaus für doppelt geradzahlige Kerne [Mohr04]:

$$\frac{n_{\mu}}{n_0} = (2J_{\mu} + 1) \cdot e^{-\frac{E_{\mu}}{k_{\text{B}}T}}. \quad (6.8)$$

Für die ersten fünf angeregten Zustände in ^{92}Mo sind diese Faktoren in Tab. 6.2 aufgelistet.

Auch wenn die Werte sehr gering erscheinen – der erste angeregte Zustand ist bei der höchsten Temperatur von 3 GK mit gerade mal 1,5% bevölkert – werden diese Werte durch die um Größenordnungen höheren Photonendichten bei den niedrigeren Anregungsenergien überkompensiert.

In Abb. 6.7 ist der Ratenintegrand der drei Photodesintegrationsreaktionen bei 2 und 3 GK aufgetragen. Es zeigt sich, dass bei der (γ,n) -Reaktion die Lage

Niveau	Energie	Spin	spin-gewichteter Boltzmann-Faktor		
			n_i/n_0		
i	E_i / keV	J_i^π	$T_9 = 1$	$T_9 = 2$	$T_9 = 3$
1	1509,5	2^+	$1,234 \cdot 10^{-7}$	$7,856 \cdot 10^{-4}$	$1,456 \cdot 10^{-2}$
2	2282,6	4^+	$2,823 \cdot 10^{-11}$	$1,594 \cdot 10^{-5}$	$1,317 \cdot 10^{-3}$
3	2519,6	0^+	$2,004 \cdot 10^{-13}$	$4,476 \cdot 10^{-7}$	$5,852 \cdot 10^{-5}$
4	2526,9	5^-	$2,026 \cdot 10^{-12}$	$4,721 \cdot 10^{-6}$	$6,259 \cdot 10^{-4}$
5	2612,3	6^+	$8,883 \cdot 10^{-13}$	$3,398 \cdot 10^{-6}$	$5,315 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.2: Verhältnis der Bevölkerung der ersten fünf angeregten Zustände in ^{92}Mo nach Glg. 6.8.

des Gamow-Fensters (also der Bereich, bei dem der Ratenintegrand einen signifikanten Beitrag zur Rate liefert) praktisch unabhängig von der Temperatur ist. Das Maximum liegt dicht über der Schwelle, ab der die Bevölkerung des Isomers in ^{91}Mo möglich ist (etwa 13,5 MeV). Die hochenergetische Seite des Gamow-Fensters verschiebt sich nur geringfügig von etwa 14 MeV bei 2 GK auf 14,5 MeV bei 3 GK, bis der Ratenintegrand um mehr als eine Größenordnung abgefallen ist. Die Breite vergrößert sich von etwa 1,5 auf 2 MeV.

Beim (γ, p) -Kanal verhält sich die Breite zwar noch ähnlich, aber das Maximum des Gamow-Peaks verschiebt sich von etwa 9,8 zu 10,1 MeV. Für die schwächste Rate, der (γ, α) -Reaktion, ist der Effekt am deutlichsten. Die Breite nimmt etwa 1 MeV von 2 auf 3 MeV zu, während sich das Maximum von 10,2 MeV auf 10,9 MeV verlagert. Aber auch die relative Intensitätszunahme ist leicht unterschiedlich: während das Maximum des Ratenintegranden bei geladenen Teilchen im Ausgangskanal etwa 9 Größenordnungen beträgt, ist dieses bei Neutronen um einen Faktor 10^{11} erhöht. Die Form der Kurven ist relativ unabhängig von der Temperatur, was nicht verwunderlich ist, da die Planckverteilung gleichmäßig exponentiell abfällt.

In Abb. 6.8 sind die Raten bei 3 GK für die drei niedrigsten Ausgangszustände in ^{92}Mo aufgetragen, gewichtet mit Spin- und Boltzmann-Faktor. Hier zeichnet sich ein gänzlich anderes Bild ab: für zunehmende Anregungsenergie verschiebt sich das Gamow-Fenster zu entsprechend niedrigeren Energien. Bei den geladenen Teilchen im Ausgangskanal ändert sich die Breite des Gamow-Fensters kaum und die Intensität schwankt um weniger als eine Größenordnung. Es ist daher anzunehmen, dass noch eine Reihe weiterer angeregter Niveaus eine signifikante Rolle spielen.

Bei der (γ, n) -Reaktion zeigt sich eine deutliche Abweichung des Ratenintegranden mit dem Querschnitt aus dem Grundzustand im Vergleich zu den beiden nächsthöheren Niveaus in der Form der Kurve, der Intensität und Breite des Gamow-Fensters: bereits beim ersten angeregten Zustand ist die Unterdrückung der Bevölkerung des Grundzustandes in ^{91}Mo mit dem hohen Spin von $9/2^+ = 4,5$ praktisch nicht mehr erkennbar. Dies kann damit erklärt werden, dass die Spindifferenz zwischen Ausgangs- und Endkern deutlich reduziert ist (siehe Tab. 6.2).

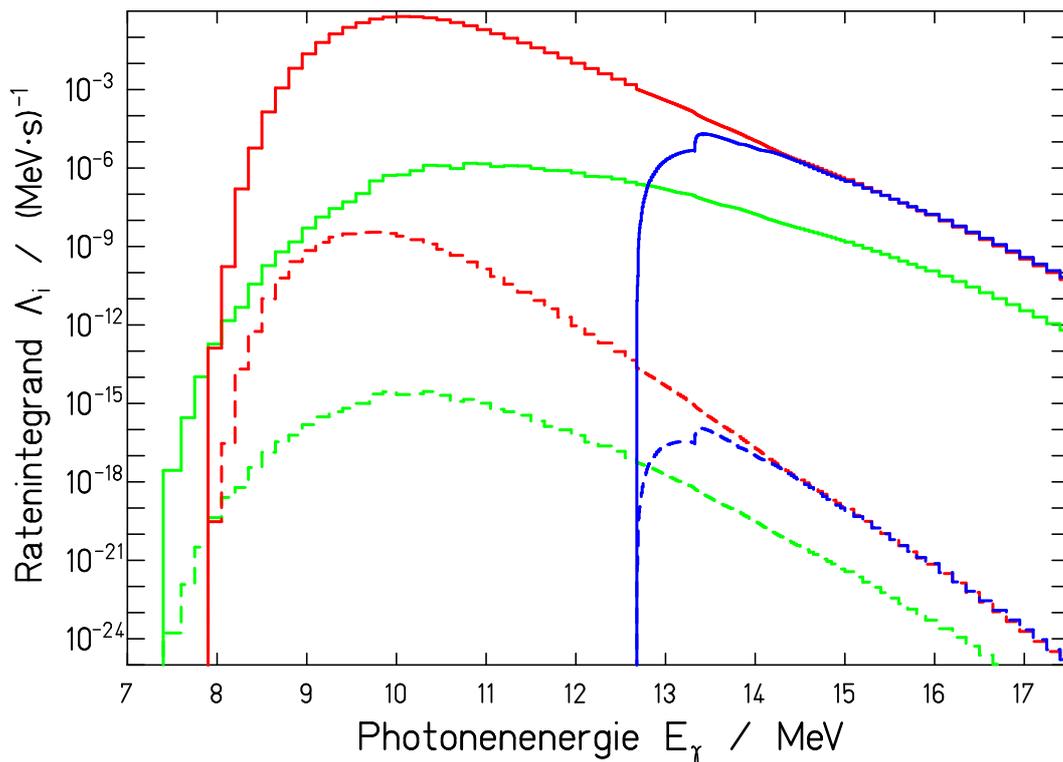


Abbildung 6.7: Integrand $\Lambda_i = d\lambda_i/dE$ der astrophysikalischen Reaktionsraten für die Photodesintegration von ^{92}Mo mit Neutronen (blaue Kurve), Protonen (rot) und α -Teilchen (grün) im Ausgangskanal bei $T = 2$ GK (durchgezogene Kurven) und 3 GK (gestrichelt). Der Integrand der Rate ist das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit c , Photonendichte n_γ bei der Temperatur T und der Reaktionsquerschnitt σ aus dem Grundzustand von ^{92}Mo .

Bei den Protonen und α -Teilchen ist ein solcher Effekt nicht erkennbar¹. Allerdings zeichnet sich bei der Rate mit Querschnitten aus dem zweiten angeregten Zustand ein deutlicher Abfall ab der (γ, n) -Reaktionsschwelle ab.

Numerisch lässt sich das Integral in Glg. 6.2 durch eine Summe annähern. In Tab. 6.3 sind die Ratenintegranden der einzelnen Anregungszustände von ^{92}Mo der einzelnen Photodesintegrationsreaktionen für Temperaturen von 2 und 3 GK aufaddiert.

In TALYS können die Reaktionsraten auch direkt als Funktion der Temperatur berechnet (TALYS-Keyword: `astro y`). Die astrophysikalischen Raten können entweder nur für den Grundzustand (Keyword: `astrogs y`), oder unter Berücksichtigung aller Zustände (Keyword: `astrogs n`) ausgegeben werden. In beiden Fällen wird eine interne Energietabelle verwendet (E_{astro}). Da die Schrittweite der Photonenenergie bei der Berechnung der Querschnitte an deren Strukturen (insbesondere im Bereich der Neutronenseparationsenergie) angepasst wurde

¹Die Spins von Grundzustand und Isomer in ^{91}Nb sind zwar identisch zu denen in ^{91}Mo , aber die Anregungsenergie ist mit nur 105 keV statt 653 keV deutlich kleiner und der Effekt wird durch die Coulomb-Barriere überdeckt.

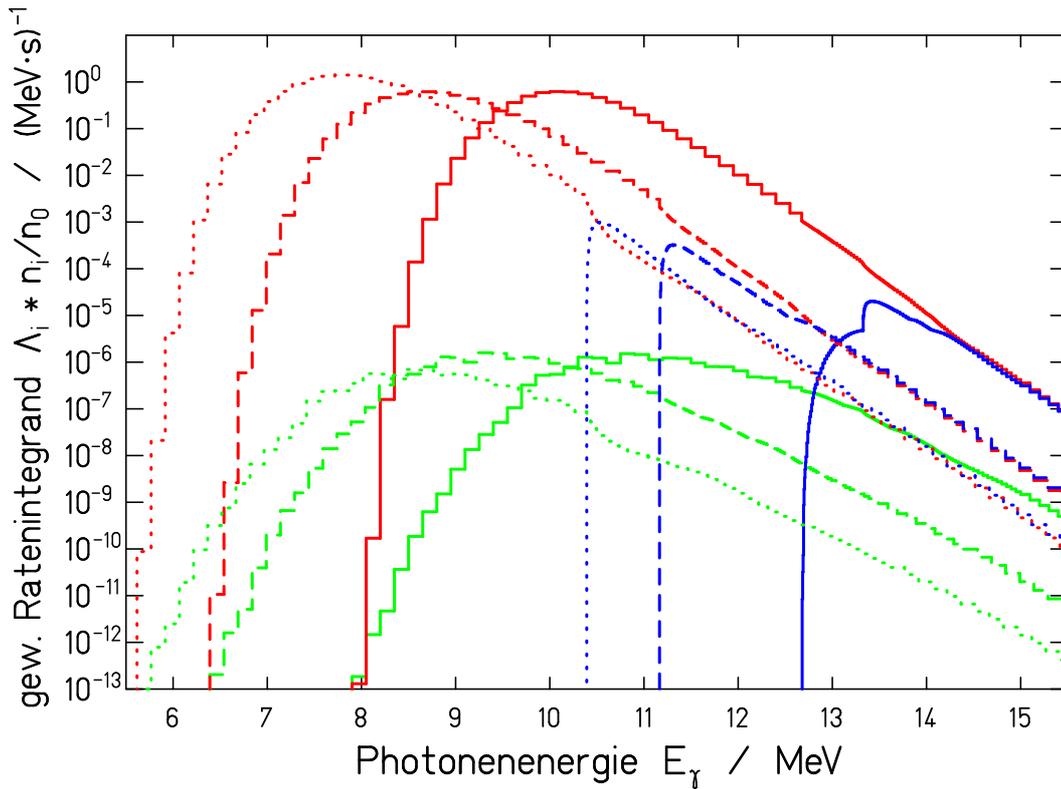


Abbildung 6.8: Gewichteter Integrand Λ_i der astrophysikalischen Reaktionsraten für die Photodesintegration aus unterschiedlichen Anregungszuständen von ^{92}Mo (Reaktionstypen mit denselben Farben wie in Abb. 6.7) bei 3 GK. Die Ratenintegranden mit den Querschnitten aus dem Grundzustand von ^{92}Mo sind durchgezogen, die aus dem ersten angeregten gestrichelt, und die aus dem zweiten angeregten Zustand gepunktet gezeichnet.

(E_{input}) können sich Unterschiede ergeben. Daher wurde die Rate für den Querschnitt aus dem Grundzustand mit beiden Energielisten gerechnet. Die Unterschiede sind jedoch nicht größer als 12% für die in Tab. 6.3 angegebenen Temperaturen und Reaktionskanäle. Die mit TALYS direkt berechnete Grundzustandsrate weicht von der Summe der Ratenintegranden mit der Energieschrittweite der `astrogS`-Funktion um weniger als 3% ab. Die mit der Zustandssumme gewichtete Gesamtrate aus Grundzustand, sowie erstem und zweitem angeregtem Zustand unterscheidet sich von der `astro`-Funktion für den (γ, n) -Kanal etwa um einen Faktor 100. Hier spielen offensichtlich weitere höher angeregte Zustände eine dominierende Rolle. Im (γ, p) -Kanal beträgt dieser Unterschied nur etwa einen Faktor 25 und im (γ, α) -Kanal ist er etwas temperaturabhängiger und zwar 12 mal größer bei $T = 2$ GK, sowie 19 mal größer bei 3 GK.

Um diesen Faktor unterscheiden sich dann auch ungefähr die mit den drei niedrigsten Zuständen berechnete, bzw. mit der `astro`-Funktion und `astrogS`-Funktion berechneten astrophysikalischen Enhancement- oder Verstärkungsfaktoren, also das Verhältnis zwischen thermalisierter und nicht-thermalisierter astrophysikalischer Rate.

Ausg.- niveau i	$\lambda_{(\gamma,n)} / s^{-1}$		$\lambda_{(\gamma,p)} / s^{-1}$		$\lambda_{(\gamma,\alpha)} / s^{-1}$	
	$T_9 = 2$	$T_9 = 3$	$T_9 = 2$	$T_9 = 3$	$T_9 = 2$	$T_9 = 3$
astrogs	$5,83 \cdot 10^{-17}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$3,77 \cdot 10^{-9}$	$8,07 \cdot 10^{-1}$	$3,34 \cdot 10^{-15}$	$2,73 \cdot 10^{-6}$
$E_{\text{astro}}^{i=0}$	$5,66 \cdot 10^{-17}$	$1,34 \cdot 10^{-5}$	$3,78 \cdot 10^{-9}$	$8,08 \cdot 10^{-1}$	$3,35 \cdot 10^{-15}$	$2,77 \cdot 10^{-6}$
$E_{\text{input}}^{i=0}$	$4,95 \cdot 10^{-17}$	$1,20 \cdot 10^{-5}$	$3,79 \cdot 10^{-9}$	$8,11 \cdot 10^{-1}$	$3,43 \cdot 10^{-15}$	$2,74 \cdot 10^{-6}$
$E_{\text{input}}^{i=1}$	$1,86 \cdot 10^{-15}$	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$3,67 \cdot 10^{-9}$	$8,70 \cdot 10^{-1}$	$3,49 \cdot 10^{-15}$	$2,66 \cdot 10^{-6}$
$E_{\text{input}}^{i=2}$	$5,60 \cdot 10^{-15}$	$4,39 \cdot 10^{-4}$	$9,56 \cdot 10^{-9}$	$1,90 \cdot 10^{+0}$	$1,55 \cdot 10^{-15}$	$1,14 \cdot 10^{-6}$
$\sum_{i=0}^2$	$7,50 \cdot 10^{-15}$	$5,96 \cdot 10^{-4}$	$1,70 \cdot 10^{-8}$	$3,52 \cdot 10^{+0}$	$8,47 \cdot 10^{-15}$	$6,45 \cdot 10^{-6}$
astro	$7,34 \cdot 10^{-13}$	$6,20 \cdot 10^{-2}$	$3,78 \cdot 10^{-7}$	$9,03 \cdot 10^{+1}$	$1,03 \cdot 10^{-13}$	$1,22 \cdot 10^{-4}$
$\frac{E_{\text{input}}^{i=0}}{\sum_{i=0}^2}$	152	50	4,5	4,3	2,5	2,3
$\frac{\text{astrogs}}{\text{astro}}$	12607	4493	100	112	31	44

Tabelle 6.3: Astrophysikalische Reaktionsraten berechnet als Summe des Ratenintegranden für den Querschnitt aus dem Grundzustand (Niveau $i = 0$, $E_{\text{input}}^{i=0}$), sowie dem ersten ($E_{\text{input}}^{i=1}$) und zweiten ($E_{\text{input}}^{i=2}$) angeregten Zustand und deren Summe gewichtet mit der Zustandssumme ($\sum_{i=0}^2$). Die in TALYS direkt berechneten astrophysikalischen Reaktionsraten können entweder nur für den Grundzustand (**astrogs**), oder mit Berücksichtigung aller Zustände (**astro**) ausgegeben werden. Die bei der **astro**-Funktion in TALYS verwendete interne Energietabelle wurde auch zu einer Vergleichsrechnung der Rate für den Querschnitt aus dem Grundzustand benutzt ($E_{\text{astro}}^{i=0}$). Der astrophysikalische Verstärkungsfaktor ist das Verhältnis der Summe der Raten und der Grundzustandsrate. Er ist sowohl für die Berechnung mit dem Ratenintegranden, als auch mit der **astro**-Funktion angegeben.

Durch die Größe dieser Werte wird die Bedeutung der Überprüfung der Modellrechnungen durch das Experiment nochmals unterstrichen.

Kapitel 7

Ergebnisse der Aktivierungsausbeuten im astrophysikalischen Kontext

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, weichen die gemessenen Photoaktivierungsausbeuten um weit weniger als ein Faktor 2 von den integralen Ausbeuten ab. Um die in Kapitel 2 beschriebene Unterproduktion zu beseitigen, müssten die gesamte Photodesintegrationsrate von ^{92}Mo mehrere Größenordnungen kleiner sein, so dass in den Netzwerkrechnungen entsprechend mehr Kerne übrig bleiben.

Anstelle eines zu groß angenommenen Querschnitts der Vernichtungsreaktionen von ^{92}Mo könnten auch die Querschnitte für die Erzeugung z.B. aus ^{93}Mo viel zu klein sein. Analog gilt dies auch für die beiden Ru-p-Kerne. Dann müssten aber die Überproduktionsfaktoren für beide Isotope deutlich unterschiedlich sein was nicht der Fall ist.

Aufgrund der ähnlichen großen Unterproduktion aller vier p-Kerne in diesem Massenbereich, ist möglicherweise ein anderer Prozess oder Entstehungsort für diese Isotope wahrscheinlich. Durch die Variation der Prozessparameter allein ([Rapp06]) lässt sich die Abweichung nicht befriedigend erklären.

Von Fröhlich et al. [Froe06] wird eine neutrino-induzierte Nukleosynthese für neutronenarme Kerne mit Massen $A > 64$ zur Erklärung deren solarer Häufigkeiten vorgeschlagen. Dieser sog. νp -Prozess soll in Supernova-Explosionen stattfinden, wenn starke ν -Flüsse protonenreiche Auswürfe erzeugen.

Im Paper von D. Bazin et al. werden die Halbwertszeiten und β -Zerfallseigenschaften der $N = Z$ -Kerne ^{96}Cd , ^{98}In und ^{100}Sn untersucht, die einen Einfluss auf die Zusammensetzung der Asche des rp -Prozesses (rapid proton capture) in Röntgenstrahlenausbrüchen (x-ray bursts) haben sollen. Dies helfe beim Verständnis der Krusten von Neutronensternen und sei möglicherweise der Ursprung der Kerne $^{92,94}\text{Mo}$ oder $^{96,98}\text{Ru}$ [Bazi08].

Der Ursprung der leichtesten Molybdän-Isotope wird auch im Astrophys. J. Lett. von J. L. Fisker et al. [Fisk09] diskutiert. Darin wird der Einfluss der Protonenseparationsenergie von ^{93}Rh auf das Produktionsverhältnis von ^{92}Mo und ^{94}Mo in den protonenreichen Typ-II-Supernova-Auswürfen untersucht und mit dem solaren Verhältnis verglichen. Es wird gezeigt, dass letzteres mit den aktu-

ellen Ergebnissen und Ausflusscharakteristiken nicht erreicht werden kann. Auch die Protoneneinfangsraten von $^{90,91,92}\text{Ru}$ und ^{94}Pd können die Diskrepanz nicht erklären. Die protonenreichen SN-Auswürfe könnten also nicht allein für die Produktion der zwei leichtesten Mo-Isotope verantwortlich sein, es sei denn die Bedingungen in diesen Auswürfen wären völlig anders als die Ergebnisse der neuesten SN-Rechnungen.

Kapitel 8

Schlussfolgerung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Querschnitte der Photo-desintegrationsreaktionen (γ, p) und (γ, n) des p-Kerns ^{92}Mo je nach verwendeten Modellen höchstens um einen Faktor zwei bis drei von den Hauser-Feshbach-Modellrechnungen, die in den Netzwerkrechnungen verwendet wurden, abweichen. Die (γ, α) -Reaktion spielt im gemessenen Energiebereich und im astrophysikalischen Szenario lediglich eine untergeordnete Rolle.

Die Zuverlässigkeit der Photoaktivierungsmethode mit anschließender Gammaspektroskopie konnte anhand der Reaktion $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ bestätigt werden, die in guter Übereinstimmung mit der Methode der direkten Messung der Photoneutronen ist.

Durch Messungen an zwei verschiedenen Messplätzen mit unterschiedlichen Bremsstrahlungsspektren konnten systematische Unsicherheiten in der Absolutnormierung der Aktivierungsausbeute auf die Photonenfluenz minimiert werden.

Die Ursache für die deutliche Unterschätzung der vorhergesagten Isotopenhäufigkeit von ^{92}Mo ist also nicht auf einen zu hohen Querschnitt für den Abbau des Isotops durch photoneninduzierte Reaktionen zurückzuführen.

Denkbar ist noch ein zu niedriger angenommener Querschnitt für die Photo-desintegrationsreaktionen, die aus den Saatkernen zur Bildung von ^{92}Mo führen. Diese lassen sich jedoch im Allgemeinen nicht mit der Methode der Photoaktivierung bestimmen. Das liegt daran, dass ^{92}Mo selbst ja stabil ist. Die Reaktion $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$ ist für die Photoaktivierung mit anschließender Gammaspektroskopie auch nicht geeignet, da auf den Betazerfall des Grundzustands von ^{93}Mo kein anschließender Gammazerfall folgt und die Bevölkerung des Isomers aufgrund der Spinfolge $0^+ \rightarrow 21/2^+$ so gut wie ausgeschlossen ist.

Die Aktivierungsausbeute der eben genannten Reaktion könnte mit der Beschleunigermassenspektroskopie (AMS, *engl.*: Accelerator Mass Spectroscopy) untersucht werden¹, wie sie auch bei der Aktivierung von $^{64}\text{Ni}(\gamma, n)$ an ELBE durchgeführt wurde [Walt08].

Während dieser Arbeit wurden an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt e.V., www.gsi.de) Experimente mit Coulombdissoziation an Mo-Isotopen durchgeführt, deren Auswertung jedoch noch nicht abgeschlossen ist.

¹Die HWZ ist mit 4000 Jahren lange genug.

Es ist jedoch nicht zu erwarten, dass die HFM-Rechnungen bei den benachbarten Kernen von ^{92}Mo zu großen Abweichungen von der Theorie führen sollten.

Untersuchungen der Netzwerkrechnungen, bei denen gezielt einzelne Typen von Querschnitten in unterschiedlichen astrophysikalischen Szenarien variiert wurden, zeigten keine wesentlichen Änderungen der Unterproduktion von ^{92}Mo [Rapp06].

Als mögliche Erklärung bleibt somit nur eine Abweichung in der Saatverteilung, oder ein ganz anderer Prozess übrig. Erst 2006 wurde der sog. νp -Prozess vorgeschlagen [Froe06].

Neuere Untersuchungen der Abläufe in Supernovaexplosionen [Mart08] haben ergeben, dass die innersten Auswürfe bei einer Supernovaexplosion ein möglicher Entstehungsort sein könnten. Der neu geformte Neutronenstern kühlt sich durch die Emission von Neutrinos und Antineutrinos aller Familien² ab. Während die Neutrinos herausströmen, wechselwirken sie mit der Materie in der Atmosphäre des Proto-Neutronensterns. Durch die kontinuierliche Deposition von Energie wird die Materie in Bezug auf die Gravitation ungebunden. Dies resultiert in einem Ausfluss an Materie, der als neutrinogetriebener Wind bekannt ist. Die Temperaturen sind so hoch, dass er aus Strahlung, Elektron-Positronpaaren, sowie aus Protonen und Neutronen besteht. Die Energie der Protonen ist so hoch, dass die Protonen die Coulombbarrieren schwerer bereits vorhandener Kerne überwinden können und Modellrechnungen einer Arbeitsgruppe aus Garching [Bura06] zeigten (bestätigt durch [Prue06, Wana06]), dass die „problematischen leichten p-Kerne“ $^{92,94}\text{Mo}$ und $^{96,98}\text{Ru}$ über Serien von $(\text{p},\gamma),\beta^+$ - und (n,p) -Reaktionen erzeugen können. Durch den Namen νp -Prozess wird ausgedrückt, dass die (Anti)-Neutrinos eine wichtige Rolle spielen und dass dieser ‚neue‘ p-Prozess ähnliche Eigenschaften hat, wie der von B²FH ([Burb57]) vorgeschlagene.

Unabhängig davon wäre eine Messung der Aktivierungsausbeute der beiden Rutheniumisotope $^{96,98}\text{Ru}$ möglich und interessant, da die aktivierten Kerne γ -Übergänge mit genügend starker Photonenemissionswahrscheinlichkeit aufweisen. Eine Einschränkung ist allerdings die im Vergleich zu ^{92}Mo deutlich niedrigere Isotopenhäufigkeit in natürlichem Ruthenium. Sollten die erwarteten Ausbeuten für die Messung am Zerfallsmessplatz zu niedrig ausfallen, wäre eine Option die Nutzung des Felsenkellerlabors in Dresden mit einem stark reduzierten Untergrund, wie bei der Untersuchung der Sm-Isotope [Nair08b].

²Elektron-, Myon- und Tauneutrinos

Anhang A

Detektorausmaße

A.1 HPGe-Detektoren zur Bestimmung der Photonenfluenz

Detektorhersteller, -typ und Seriennummer	Kristalleigenschaften			Position	
	Durch- messer	Länge	Betriebs- spannung	Polar- winkel	Proben- abstand
	d / mm	l / mm	U / V	θ	x / mm
#1 ORTEC GMX 100, 41-N31587A	79,1	90	-4500	127°	320
#2 CANBERRA (EURISYS) EGC 100 SEG4, 73615	76,5	86,9	+4500	90°	280
#3 ORTEC GMX 100, 41-N31569A	78,2	93,1	-4800	127°	320
#4 CANBERRA (EURISYS) EGC 100 SEG4, 73633	76,7	86,9	+4500	90°	280

Tabelle A.1: Eigenschaften der High-Purity-Germanium-(HPGe)-Detektoren am Photonenstreuungsmessplatz in der verwendeten Position. Alle vier Detektoren haben eine nominelle Effektivität von 100% relativ zu einem ($3'' \times 3''$)-NaI-Detektor. Die EURISYS-Detektoren sind segmentiert.

A.2 HPGe-Detektoren im Zerfallsmessplatz

Während der ersten Messkampagne wurde der Detektor #1 aus dem KRF-Messplatz (in der großen Bleiburg) für die Zerfallsmessung benutzt.

Detektor- nummer	nominelle Effektivität	Durch- messer	Länge	Betriebs- spannung
		d/mm	l/mm	U/V
ORTEC 41-N31587A	100%	79,1	90	-4500
CANBERRA GC9020 b-04097	90%	78,5	79	+4500
ORTEC 43-N31529A	60%	68,3	76,7	-4500

Tabelle A.2: Kristalleigenschaften der High-Purity-Germanium-(HPGe)-Detektoren am Zerfallsmessplatz.

A.3 Si-Detektoren zur Bestimmung der Endpunktsenergie

Detektor- nummer	Betriebs- spannung	Leck- strom	Auflösung bei 5486 keV
	U / V	$I / \mu\text{A}$	FWHM / keV
1	+145	0,04	19
2	+145	0,02	18
3	+145	0,02	23
4	+145	0,03	24

Tabelle A.3: Eigenschaften der Si-Detektoren zur Aufnahme der Protonenspektren aus der Deuteriumaufbruchreaktion.

Anhang B

Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für vollständig absorbierte Photonen

B.1 Aktivitätsnormale

Isotop und Zerfall	HWZ	Q -Wert	Photonenenergie	\sim -emissions-
	$T_{1/2}$	keV	E_γ / keV	wahrsch. $p_\gamma / \%$
$^{22}\text{Na}(\beta^+)^{22}\text{Ne}$	(950,5 \pm 0,4) d	2842,1	1274,542 \pm 0,007	99,940 \pm 0,014
$^{54}\text{Mn}(\varepsilon/\beta^+)^{54}\text{Cr}$	(312,15 \pm 0,08) d	1377,1	834,848 \pm 0,005	99,9750 \pm 0,0012
$^{57}\text{Co}(\varepsilon)^{57}\text{Fe}$	(271,83 \pm 0,08) d	836,1	122,0614 \pm 0,0003	85,68 \pm 0,13
			136,4743 \pm 0,0005	10,68 \pm 0,08
$^{60}\text{Co}(\beta^-)^{60}\text{Ni}$	(1925,3 \pm 0,4) d	2823,9	1173,237 \pm 0,004	99,850 \pm 0,030
			1332,501 \pm 0,005	99,9820 \pm 0,0010
$^{65}\text{Zn}(\varepsilon/\beta^+)^{65}\text{Cu}$	(243,94 \pm 0,21) d	1351,4	1115,546 \pm 0,004	50,60 \pm 0,22
$^{88}\text{Y}(\beta^+)^{88}\text{Sr}$	(106,626 \pm 0,021) d	3622,6	898,042 \pm 0,003	94,0 \pm 0,3
			1836,063 \pm 0,012	99,33 \pm 0,03
$^{133}\text{Ba}(\varepsilon)^{133}\text{Cs}$	(30,13 \pm 0,24) a	517,4	276,4000 \pm 0,0015	7,164 \pm 0,022
			302,8527 \pm 0,0010	18,33 \pm 0,06
			356,0146 \pm 0,0015	62,05 \pm 0,19
			383,8505 \pm 0,0015	8,940 \pm 0,030
$^{137}\text{Cs}(\beta^-)^{137\text{m}}\text{Ba}$	(10,535 \pm 0,017) a	1175,63	661,660 \pm 0,003	85,00 \pm 0,20
$^{226}\text{Ra}(\alpha)^{222}\text{Rn}$	(1600 \pm 7) a	4870,63	186,210 \pm 0,020	3,51 \pm 0,06

Tabelle B.1: Eigenschaften der im Zerfalls- und KRF-messplatz verwendeten Quellen: Halbwertszeit (HWZ), Reaktionsenthalpie (Q -Wert), Photonenenergie und -emissionswahrscheinlichkeit [Scho00, Fire05].

Anhang C

Photonenstreuung an ^{11}B

Ex- per.	Endpkts.- energie	Aktivierungs- ausbeute
	E_0 / MeV	$Y_{\text{act}}/\Phi_\gamma / \text{MeVmb}$
1	15,36	2,28 \pm 0,16
2	14,88	1,16 \pm 0,08
3	14,40	0,396 \pm 0,030
4	15,17	1,86 \pm 0,13
5	13,92	0,064 \pm 0,007
10	13,73	0,015 \pm 0,003
11	14,11	0,130 \pm 0,012
6	13,44	0,00175 \pm 0,00019

Tabelle C.1: Absolute Aktivierungsausbeuten von $^{91\text{m}}\text{Mo}$ am Bestrahlungsplatz B mit der Rohrpost. Der Wert beim Rohrpostexperiment 6 stellt die Nachweisgrenze dar.

Mess- kam- pagne	Pb-Absorber Dicke / mm		Experi- ment- nummer	Endpunkts- energie E_0 / MeV	Photonen- fluenz Φ_γ / $10^{12}/(\text{MeV cm}^2)$
	$\Theta = 127^\circ$	$\Theta = 90^\circ$			
1	8	15	1	12,61	$0,548 \pm 0,023$
			2	12,55	$0,94 \pm 0,04$
			3	11,90	$1,15 \pm 0,04$
			4	12,29	$1,59 \pm 0,06$
			5	12,06	$1,45 \pm 0,05$
			6	16,16	$1,05 \pm 0,04$
			7	13,89	$1,92 \pm 0,07$
			8	13,45	$1,92 \pm 0,07$
2	5	10	10	11,57	$1,10 \pm 0,04$
			11	13,43	$0,898 \pm 0,030$
			12	11,04	$0,897 \pm 0,029$
			13	10,55	$0,897 \pm 0,029$
4	8	13	19	12,07	$1,34 \pm 0,05$
			20	13,62	$1,47 \pm 0,06$
			22	15,32	$3,80 \pm 0,13$
			23	15,07	$5,34 \pm 0,19$
			24	14,60	$4,11 \pm 0,15$
7	8	15	25	12,95	$2,72 \pm 0,09$
			26	10,73	$1,42 \pm 0,05$
			27	13,44	$2,85 \pm 0,10$
			28	13,95	$2,38 \pm 0,08$
			29	14,68	$3,23 \pm 0,10$
8	8	13	30	13,41	$2,33 \pm 0,08$
			31	12,47	$2,69 \pm 0,09$
			32	11,49	$4,53 \pm 0,15$
			33	13,98	$2,65 \pm 0,09$

Tabelle C.2: Dicke der Pb-Absorber während der einzelnen Messkampagnen (die Dicke der Cu-Absorber betrug stets 3 mm) für die unter 127° und 90° stehenden HPGe-Detektoren, sowie die Endpunktenergien der einzelnen Aktivierungsexperimente aus dem Deuteriumaufbruch und die mit ^{11}B bestimmte Photonenfluenz am Bestrahlungsplatz A.

Ex- per.	Endp.- erg. E_0 / MeV	Aktivierungsausbeute $Y_{\text{act}}/\Phi_\gamma$ / MeVmb				
		Bestrahlungsplatz A			Bestrahlungsplatz B	
		^{196}Au	$^{91\text{m}}\text{Nb}$	^{99}Mo	$^{91\text{m}}\text{Nb}$	^{99}Mo
1	12,61	212 ± 11			3,4 ± 0,3	37 ± 3
2	12,55	205 ± 10			3,2 ± 0,3	34 ± 3
3	11,90	133 ± 7			1,27 ± 0,15	22,7 ± 2,6
4	12,29	163 ± 8			2,16 ± 0,23	28,7 ± 3,0
5	12,06	147 ± 7			1,66 ± 0,18	25,2 ± 2,7
6	16,16	935 ± 47			37,9 ± 2,5	134 ± 8
7	13,89	415 ± 20			11,0 ± 0,8	63 ± 4
8	13,45	337 ± 16			7,4 ± 0,6	52 ± 4
10	11,57	99 ± 4			0,72 ± 0,09	20,4 ± 2,5
11	13,43	349 ± 16			7,0 ± 0,6	51 ± 4
12	11,04	73,2 ± 3,3			0,24 ± 0,04	10 ± 4
13	10,55	48,3 ± 2,2			0,051 ± 0,011	9,1 ± 1,8
19	12,07	158 ± 8	4,4 ± 0,3	40,1 ± 1,9	1,78 ± 0,20	26,8 ± 2,8
20	13,62	401 ± 20	17,9 ± 1,1	89 ± 5	8,3 ± 0,6	53 ± 4
22	15,32	744 ± 34			22,2 ± 1,5	102 ± 6
23	15,07	667 ± 31			21,3 ± 1,4	97 ± 6
24	14,60	562 ± 27			15,7 ± 1,1	83 ± 5
25	12,95	250 ± 11	9,1 ± 0,5	42 ± 5	4,6 ± 0,4	
26	10,73	57,6 ± 2,5	0,80 ± 0,22	15,8 ± 2,0	0,10 ± 0,02	
27	13,44	327 ± 15	13,9 ± 0,8	66 ± 11	7,1 ± 0,6	51 ± 4
28	13,95	433 ± 20	18,9 ± 1,1	58 ± 19	10,8 ± 0,8	66 ± 4
29	14,68	561 ± 24	30,5 ± 1,7		16,2 ± 1,1	
30	13,41	323 ± 15				
31	12,47	184 ± 8				
32	11,49	97 ± 4				
33	13,98	448 ± 20				

Tabelle C.3: Absolute Aktivierungsausbeuten am Bestrahlungsplatz A und B bei manuellem Probentransfer. Die Au-Aktivierung im Elektronenstrahlfänger dient zur Normierung der Photonenfluenz. Daher existieren dort keine absoluten Ausbeuten von ^{196}Au .

Anhang D

Zerfallseigenschaften der Photodesintegrationstargets

Zerfalls- kanal	HWZ	Photonen- energie	Emissionswahr- scheinlichkeit
	$T_{1/2}$	E_γ / keV	$p(E_\gamma) / \%$
$^{88}\text{Zr}(\epsilon) \rightarrow ^{88}\text{Y}$ $^{88}\text{Y}(\beta^+/\epsilon) \rightarrow ^{88}\text{Sr}$	(83,4 ± 0,3) d (106,626 ± 0,021) d	392,9 ± 0,1	0,226 ± 0,014
		898,042 ± 0,003	93,68 ± 0,07
		1836,063 ± 0,012	99,24 ± 0,31
		2734,0 ± 0,5	0,71 ± 0,07
$^{91g}\text{Mo}(\beta^+/\epsilon) \rightarrow ^{91}\text{Nb}$	(15,49 ± 0,01) min	1581,5 ± 0,1	0,226 ± 0,014
		1637,3 ± 0,1	0,329 ± 0,021
		3149,2 ± 0,4	0,055 ± 0,004
$^{91m}\text{Mo}(\text{IT}) \rightarrow ^{91}\text{Mo}$ $(\beta^+/\epsilon) \rightarrow ^{91m}\text{Nb}$	(64,6 ± 0,6) s	652,9 ± 0,1	48,2 ± 1,6
		1208,11 ± 0,09	18,6 ± 1,7
		1508,00 ± 0,09	24,2 ± 2,1
$^{91m}\text{Nb}(\epsilon) \rightarrow ^{91}\text{Zr}$	(60,86 ± 0,22) d	1204,67 ± 0,08	2,02 ± 0,08
$^{99}\text{Mo}(\beta^-) \rightarrow ^{99(m)}\text{Tc}$	(2,7475 ± 0,0004) d	140,511 ± 0,001	4,52 ± 0,24
		366,421 ± 0,015	1,20 ± 0,04
		739,500 ± 0,017	12,13 ± 0,41
		777,921 ± 0,020	4,28 ± 0,08
$^{196}\text{Au}(\epsilon) \rightarrow ^{196}\text{Pt}$ $^{196}\text{Au}(\beta^-) \rightarrow ^{196}\text{Hg}$	(6,1669 ± 0,0006) d	333,03 ± 0,05	22,9 ± 0,9
		355,73 ± 0,05	87,0 ± 3,0
		426,10 ± 0,08	6,6 ± 0,3

Tabelle D.1: Zerfallseigenschaften der aktivierten Isotope.

Quellen: Nuclear Data Sheets,

$A = 88$ [Mukh05] (^{88}Zr , ^{88}Y , ^{88}Sr),

$A = 91$ [Bagl99] (^{91}Mo , ^{91}Nb),

$A = 99$ [Muel86, Peke94] (^{99}Mo , ^{99m}Tc [Tuli01]),

$A = 196$ [Huan07] (^{196}Au).

Literaturverzeichnis

- [Agos03] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako *et al.*; *GEANT4—a simulation toolkit*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003) 250.
- [Ajze90] F. Ajzenberg-Selove; *Energy Levels of Light Nuclei $A = 11 - 12$* ; Nuclear Physics **A506** (1990) 1.
- [Alli06] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis *et al.*; *Geant4 Developments and Applications*; IEEE Transactions on Nuclear Science **53** (2006) 270.
- [Ande89] E. Anders und N. Grevesse; *Abundances of the elements: Meteoritic and solar*; Geochimica et Cosmochimica Acta **53** (1989) 197.
- [Arno03] A. Arnould und S. Goriely; *The p -process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status*; Physics Reports – Review Section of Physics Letters **384** (2003) 1.
- [Arpe96] C. Arpesella; *A low background counting facility at Laboratori Nazionali del Gran Sasso*; Applied Radiation and Isotopes **47** (1996) 991.
- [Audi03] G. Audi, A. H. Wapstra und C. Thibault; *The AME2003 atomic mass evaluation - (II). Tables, graphs and references*; Nuclear Physics **A729** (2003) 337.
- [Axel62] P. Axel; *Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-MeV Photon Interactions*; Physical Review **126** (1962) 671.
- [Axel70] P. Axel, K. K. Min und D. C. Sutton; *Intermediate Structure in Photon Interaction Cross Sections of Sn and Zr*; Physical Review C **2** (1970) 689.
- [Bag199] C. M. Baglin; *Nuclear Data Sheets for $A = 91$* ; Nuclear Data Sheets **86** (1999) 1.
- [Bart73] G. A. Bartholomew, E. D. Earle, A. J. Ferguson, J. W. Knowles und M. A. Lone; *Gamm-Ray Strength Function*; in: M. Baranger und E. Vogt (Hg.), *Advances in Nuclear Physics*; Bd. 7; Kap. 4; Plenum Press, New York, 1973; S. 229.

- [Bazi08] D. Bazin, F. Montes, A. Becerril, G. Lorusso, A. Amthor, T. Baumann, H. Crawford, A. Estrade, A. Gade, T. Ginter, C. J. Guess, M. Hausmann, G. W. Hitt, P. Mantica, M. Matos, R. Meharchand, K. Minamisono, G. Perdikakis, J. Pereira, J. Pinter, M. Portillo, H. Schatz, K. Smith, J. Stoker, A. Stolz und R. G. T. Zegers; *Production and β Decay of rp -Process Nuclei ^{96}Cd , ^{98}In , and ^{100}Sn* ; Physical Review Letters **101** (2008) 252501.
- [Beer80] H. Beer und F. Käppeler; *Neutron capture cross sections on ^{138}Ba , $^{140,142}\text{Ce}$, $^{175,176}\text{Lu}$, and ^{181}Ta at 30 keV: Prerequisite for investigation of the ^{176}Lu cosmic clock*; Physical Review C **21** (1980) 534.
- [Beil74] H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprêtre, A. De Miniac und A. Veysièrè; *A Study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even Mo isotopes*; Nuclear Physics **A227** (1974) 427.
- [Belg06] T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhitang, S. Gorieily, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Obložinský, V. Plujko und P. Young; *Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2: Reference Input Parameter Library-2*; IAEA-TECDOC-1506; IAEA; Wien, Juni 2006; URL <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- [Bell68] R. A. I. Bell, R. D. Gill, B. C. Robertson, J. S. Lopes und H. J. Rose; *Electromagnetic Transitions in ^{11}B and ^{14}C* ; Nuclear Physics **A118** (1968) 481.
- [Berg70] M. J. Berger und S. M. Seltzer; *Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets*; Physical Review C **2** (1970) 621.
- [Berm75] B. L. Berman und S. C. Fultz; *Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons*; Reviews of Modern Physics **47** (1975) 713.
- [Berm87] B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill und J. W. Jury; *Absolute photoneutron cross sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb*; Physical Review C **36** (1987) 1286.
- [Bevi03] P. R. Bevington und D. K. Robinson; *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*; The McGraw-Hill Companies, Inc., New York, 2003; 3. Aufl.
- [Bied53] L. C. Biedenharn und M. E. Rose; *Theory of Angular Correlation of Nuclear Radiations*; Reviews of Modern Physics **25** (1953) 729.
- [Both37] W. Bothe und W. Gentner; *Atomumwandlungen durch γ -Strahlen*; Zeitschrift für Physik **106** (1937) 236.

- [Both39] W. Bothe und W. Gentner; *Die Wellenlängenabhängigkeit der Kernphotoeffekte; mit Anhang: Die radioaktiven Isotope des Selens*; Zeitschrift für Physik **112** (1939) 45.
- [Brie00] J. F. E. Briesmeister; *MCNP—a general Monte Carlo N-particle transport code*; Report LA13709; Los Alamos National Laboratory, 2000.
- [Brin57] D. M. Brink; *Individual Particle and Collective Aspects of the Nuclear Photoeffect*; Nuclear Physics **4** (1957) 215.
- [Buec01b] A. Büchner; *Beam Transport behind the LINAC 1*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Report July 1999 - December 2000 FZR-319; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2001.
- [Buec01a] A. Büchner, P. Evtushenko, U. Lehnert, P. Michel, K. Möller, C. Schneider und J. Teichert; *Electron Beam Diagnostics at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Report July 1999 - December 2000 FZR-319; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2001.
- [Bura06] R. Buras, M. Rampp, H.-T. Janka und K. Kifonidis; *Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport - I. Numerical method and results for a $15 M_{\odot}$ star*; Astronomy & Astrophysics **447** (2006) 1049.
- [Burb57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler und F. Hoyle; *Synthesis of the Elements in Stars*; Reviews of Modern Physics **29** (1957) 547.
- [Chad00] M. B. Chadwick, A. I. Blokhin, T. Fukahori, Y. Han, Y.-O. Lee, M. N. Martins, S. F. Mughabghab, P. Obložinský, V. V. Varlamov, B. Yu und J. Zhang; *Handbook on photonuclear data for applications: Cross-sections and spectra*; IAEA-TECDOC-1178; IAEA; Wien, Oktober 2000.
- [Coms68] M. N. H. Comsan, M. A. Farouk, A. A. El-Kamhaw, M. S. M. El-Tahawy und A. N. Lvov; *Angular Correlation Measurements in the $B^{10}(d, p, \gamma)B^{11}$ Reaction*; Zeitschrift für Physik **212** (1968) 71.
- [Daup05] N. Dauphas; *The U/Th production ratio and the age of the Milky Way from meteorites and Galactic halo stars*; Nature **435** (2005) 1203.
- [Daup02a] N. Dauphas, B. Marty und L. Reisberg; *Molybdenum evidence for inherited planetary scale isotope heterogeneity of the protosolar nebula*; Astrophysical Journal **565** (2002) 640.

- [Daup02b] N. Dauphas, B. Marty und L. Reisberg; *Molybdenum nucleosynthetic dichotomy revealed in primitive meteorites*; *Astrophysical Journal* **569** (2002) L139.
- [Daup03] N. Dauphas, T. Rauscher, B. Marty und L. Reisberg; *Short-lived p -nuclides in the early solar system and implications on the nucleosynthetic role of X-ray binaries*; *Nuclear Physics* **A719** (2003) 287C.
- [Daup04] N. Dauphas, A. M. Davis, B. Marty und L. Reisberg; *The cosmic molybdenum-ruthenium isotope correlation*; *Earth and Planetary Science Letters* **226** (2004) 465.
- [Debe01] K. Debertin und R. G. Helmer; *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*; Elsevier Science B.V., Amsterdam, 2001; 1. Aufl.; 3. Nachdr.
- [Diet88] S. S. Dietrich und B. L. Berman; *Atlas of Photoneutron Cross-Sections Obtained with Monoenergetic Photons*; *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **38** (1988) 199.
- [Erha05b] M. Erhard, E. Grosse, A. Hartmann, A. R. Junghans, C. Nair, K. D. Schilling, W. Schulze, R. Schwengner und A. Wagner; *The Photoactivation Setup at ELBE*; *Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2004 FZR-423*; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2005.
- [Erha05a] M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, K. Kosev, C. Nair, N. Nankov, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schwengner und A. Wagner; *Measurements of the Photodisintegration Yield of Mo and Au at Different Energies*; *Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2004 FZR-423*; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2005.
- [Erha06] M. Erhard, C. Nair, R. Beyer, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, N. Nankov, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schwengner und A. Wagner; *Electromagnetic excitations in nuclei: from photon scattering to photodisintegration*; in: *International Symposium on Nuclear Astrophysics - Nuclei in the Cosmos - IX*; Bd. 028 von *Proceedings of Science*; Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati/International School for Advanced Studies (SISSA), CERN, 2006; S. 056; POS(NIC-IX)056; URL http://pos.sissa.it//archive/conferences/028/057/NIC-IX_056.pdf.
- [Erha09] M. Erhard, A. R. Junghans, C. Nair, R. Schwengner, R. Beyer, K. Kosev, J. Klug, A. Wagner und E. Grosse; *Experimental study of the electric dipole strength in the even Mo nuclei and its deformation dependence*; *Angenommen von Physical Review C*.

- [Evtu01a] P. Evtushenko, A. Büchner, K. Jordan und P. Michel; *Status of the Stripline Beam Position Monitors System at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Report July 1999 - December 2000 FZR-319; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2001.
- [Evtu01b] P. Evtushenko, A. Büttig, K. Jordan und P. Michel; *Design of Electronics for the Stripline BPM*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Report July 1999 - December 2000 FZR-319; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2001.
- [Fass00] A. Fasso, A. Ferrari und P. R. Sala; *Electron-photon transport in FLUKA: status*; in: A. Kling, F. J. C. Barao, M. Nakagawa, L. Tavora und P. Vaz (Hg.), *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*; Proc. of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, 23-26 October 2000; Springer-Verlag, Berlin, 2001; ISBN 978-3-540-41795-8; S. 159–164.
- [Faut07] M. Fauth, P. Crespo, M. Erhard, A. R. Junghans, C. Nair, K. D. Schilling und A. Wagner; *A CAMAC-Based Data Acquisition System for Photoactivation Experiments at the Electron Accelerator ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2006 FZD-461; Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Institut für Strahlenphysik, 2007.
- [Fire05] R. B. Firestone; *Table of Isotopes*; Shirley, V. S. (Hg.); Wiley-Interscience, 1995; 8. Aufl.; CD ROM Edition, Version 1.0, März 1996.
- [Fisk09] J. L. Fisker, R. D. Hoffman und J. Pruet; *On the Origin of the Lightest Molybdenum Isotopes*; *Astrophysical Journal* **690** (2009) L135.
- [Fowl74] W. A. Fowler; *High Temperature Nuclear Astrophysics*; *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* **15** (1974) 82.
- [Frau65] H. Frauenfelder und R. M. Steffen; *Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*; Siegbahn, K. (Hg.); North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965; S. 997.
- [Froe06] C. Fröhlich, G. Martínez-Pinedo, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann, E. Bravo, W. R. Hix, K. Langanke und N. T. Zinner; *Neutrino-Induced Nucleosynthesis of $A > 64$ Nuclei: The νp Process*; *Physical Review Letters* **96** (2006) 142502.
- [Fult62] S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell und N. A. Kerr; *Photon-neutron Cross-Section Measurements on Gold Using nearly Monochromatic Photons*; *Physical Review* **127** (1962) 1273.

- [Gabr00] F. Gabriel, P. Gippner, E. Grosse, D. Janssen, P. Michel, H. Prade, A. Schamlott, W. Seidel, A. Wolf, R. Wünsch und ELBE-crew; *The Rossendorf radiation source ELBE and its FEL projects*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **161** (2000) 1143.
- [GEAN93] *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*; CERN Program Library Long Writeup W5013; CERN, Genf (Schweiz), 1993; URL <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html>.
- [Gori02] S. Goriely und E. Khan; *Large-scale QRPA calculation of E1-strength and its impact on the neutron capture cross section*; Nuclear Physics **A706** (2002) 217.
- [Gure80] G. M. Gurevich, L. E. Lazareva, V. M. Mazur, S. Y. Merkulov und G. V. Solodukhov; *Total photoabsorption cross sections for high-Z elements in the energy range 7–20 MeV*; Nuclear Physics **A338** (1980) 97.
- [Hara07] K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, S. Hohara, T. Kaihori, A. Makinaga, H. Utsunomiya, H. Toyokawa und K. Yamada; *Measurements of the $^{152}\text{Sm}(\gamma, n)$ Cross Section with Laser-Compton Scattering γ Rays and the Photon Difference Method*; Journal of Nuclear Science and Technology **44** (2007) 938.
- [Haug08] E. Haug; *Bremsstrahlung cross-section with screening and Coulomb corrections at high energies*; Radiation Physics and Chemistry **77** (2008) 207.
- [Haus52] W. Hauser und H. Feshbach; *The Inelastic Scattering of Neutrons*; Physical Review **87** (1952) 366.
- [Heit84] W. Heitler; *The quantum theory of radiation*; Dover publications, New York, 1984.
- [Heus93] G. Heusser; *Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **83** (1993) 223.
- [Huan07] X. Huang; *Nuclear data sheets for A = 196*; Nuclear Data Sheets **108** (2007) 1093; (Vorname: Xiaolong).
- [Ili07] C. Iliadis; *Nuclear Physics of Stars*; Physics Textbook; WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [Ishk70] B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, E. V. Lazutin, I. M. Piskarev und O. P. Shevchenko; *Intermediate Structure of the Cross Sections of Photoneutron Reactions on the Isotopes of Mo*; Soviet Journal of Nuclear Physics - USSR **11** (1970) 394.

- [Jeuk77] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux; *Optical-model potential in finite nuclei from Reids hard-core interaction*; Physical Review C **16** (1977) 80.
- [Jung08] A. R. Junghans, G. Rusev, R. Schwengner, A. Wagner und E. Grosse; *Photon data shed new light upon the GDR spreading width in heavy nuclei*; Physics Letters B **670** (2008) 200.
- [Just07] M. Justus, U. Lehnert, P. Michel und P. Evtushenko; *Design of an Electron Beam-Energy Control Loop Using Transverse Dispersion*; in: *Proceedings of DIPAC 2007 – 8th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators; 20.-23.05.2007; Venice, Italy; 2007.*
- [Kaep06] F. Käppeler und A. Mengoni; *Nuclear input for the s process: progress with experiments and theory*; Nuclear Physics **A777** (2006) 291.
- [Khan01] E. Khan, T. Suomijärvi, Y. Blumenfeld, N. Van Giai, N. Alamanos, F. Auger, E. Bauge, D. Beaumel, J. P. Delaroche, P. Delbourgo-Salvador, A. Drouart, S. Fortier, N. Frascaria, A. Gillibert, M. Girod, C. Jouanne, K. W. Kemper, A. Lagoyannis, V. Lapoux, A. Lépine-Szily, I. Lhenry, J. Libert, F. Maréchal, J. M. Maison, A. Musumarra, S. Ottini-Hustache, P. Piattelli, S. Pita, E. C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, D. Santonocito, J. E. Sauvestre, J. A. Scarpaci und T. Zerguerras; *Proton scattering from the unstable nuclei ^{30}S and ^{34}Ar : structural evolution along the sulfur and argon isotopic chains*; Nuclear Physics **A694** (2001) 103.
- [KHuK03] *Hadronen- und Kernphysik 2003 – Status und Perspektiven*; Techn. Ber.; Komitee für Hadronen- und Kernphysik (KHuK), Juni 2003; URL <http://www.gsi.de/documents/DOC-2003-Jul-16-1.pdf>.
- [Kiss08] G. G. Kiss, T. Rauscher, G. Gyürky, A. Simon, Z. Fülöp und E. Somorjai; *Coulomb Suppression of the Stellar Enhancement Factor*; Physical Review Letters **101** (2008) 191101.
- [Knol89] G. F. Knoll; *Radiation detection and measurement.*; John Wiley & Sons, New York, 1989; 2. Aufl.
- [Koni03] A. J. Koning und J. P. Delaroche; *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*; Nuclear Physics **A713** (2003) 231.
- [Koni05] A. J. Koning, S. Hilaire und M. Duijvestijn; *TALYS: Comprehensive Nuclear Reaction Modeling*; in: R. C. Haight, M. B. Chadwick, T. Kawano und P. Talou (Hg.), *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2004. Sep. 26 – Oct. 1, 2004. Santa Fe, New Mexico (USA)*; Bd. 769; AIP, 2005; S. 1154; URL <http://link.aip.org/link/?APC/769/1154/1>.

- [Koni07] A. J. Koning, S. Hilaire und M. Duijvestijn; *TALYS-1.0 – A nuclear reaction program*, 2007; URL <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.0.pdf>.
- [Koni08] A. J. Koning, S. Hilaire und S. Goriely; *Global and local level density models*; Nuclear Physics **A810** (2008) 13.
- [Kope90] J. Kopecky und M. Uhl; *Test of gamma-ray strength functions in nuclear-reaction model calculations*; Physical Review C **41** (1990) 1941.
- [Kran75] K. S. Krane; *E2, M1 Multipole Mixing Ratios in Even-Even Nuclei, $A \geq 152$* ; Atomic Data and Nuclear Data Tables **16** (1975) 383.
- [Kran70] K. S. Krane und R. M. Steffen; *Determination of the E2/M1 Multipole Mixing Ratios of the Gamma Transitions in Cd^{110}* ; Physical Review C **2** (1970) 724.
- [Lamb92] D. L. Lambert; *The p-nuclei: abundances and origins*; The Astronomy and Astrophysics Review **3** (1992) 201.
- [Lehn01] U. Lehnert; *Design of Electron-Beam Transport to the ELBE Experimental Caves*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Report July 1999 - December 2000 FZR-319; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2001.
- [LeoW87] W. R. Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*; Springer, Berlin, 1994; 2. Aufl.
- [Mart08] G. Martínez-Pinedo; *Supernova evolution and nucleosynthesis*; Physik Journal **7** (2008) 51.
- [McFa66] L. McFadden und G. R. Satchler; *Optical-Model Analysis of Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles*; Nuclear Physics **84** (1966) 177.
- [Mohr04] P. Mohr; *Photon-induced Reactions in Stars and in the Laboratory: A Critical Comparison*; in: M. Arnould, M. Lewitowicz, G. Münzenberg, H. Akimune, M. Ohta, H. Utsunomiya, T. Wada und T. Yamagata (Hg.), *TOURS SYMPOSIUM ON NUCLEAR PHYSICS V; Tours (FRANCE) 2003*; Bd. 704; AIP, 2004; S. 532.
- [Mohr07] P. Mohr, Z. Fülöp und H. Utsunomiya; *Photo-induced nucleosynthesis: Current problems and experimental approaches*; European Physical Journal A **32** (2007) 357.
- [Mukh05] G. Mukherjee und A. A. Sonzogni; *Nuclear data sheets for $A = 88$* ; Nuclear Data Sheets **105** (2005) 419.
- [Muel86] H.-W. Müller und D. Chmielewska; *Nuclear Data Sheets for $A = 99$* ; Nuclear Data Sheets **48** (1986) 663.

- [Nair05] C. Nair, A. R. Junghans, A. Wagner, M. Erhard und E. Grosse; *Coincidence Summing Corrections and Peak Fit Functions for γ - Spectra*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2004 FZR-423; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, April 2005.
- [Nair08b] C. Nair, M. Erhard, A. R. Junghans, D. Bemmerer, R. Beyer, E. Grosse, J. Klug, K. Kosev, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schwengner und A. Wagner; *Photoactivation experiment on ^{197}Au and its implication on the dipole strength in heavy nuclei*; Physical Review C **78** (2008) 055802.
- [Nair08a] C. Nair, A. R. Junghans, M. Erhard, D. Bemmerer, R. Beyer, P. Crespo, E. Grosse, M. Fauth, K. Kosev, G. Rusev, K. D. Schilling, R. Schwengner und A. Wagner; *Photodisintegration studies on p -nuclei: the case of Mo and Sm isotopes*; Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **35** (2008) 014036.
- [Nair09] C. K. Nair; *Photodisintegration studies of astrophysically relevant p -nuclei*; Dissertation; eingereicht bei der Technischen Universität Dresden, 2009.
- [Naum02a] B. Naumann; *Berechnung des Strahlungsuntergrundes in der Umgebung der Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-345; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR); Postfach 51 01 19, D-01314 Dresden, Bundesrepublik Deutschland, März 2002.
- [Naum02b] B. Naumann; *Calculation of Dose Rate Source Terms around the Beam Dump Vessel*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2001 FZR-341; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics & Radiation Source ELBE, April 2002.
- [Peke94] L. K. Peker; *Nuclear Data Sheets Update for $A = 99$* ; Nuclear Data Sheets **73** (1994) 1.
- [Penf59] A. S. Penfold und J. E. Leiss; *Analysis of Photonuclear Cross Sections*; Physical Review **114** (1959) 1332.
- [Prue06] J. Pruet, R. D. Hoffman, S. E. Woosley, H.-T. Janka und R. Buras; *Nucleosynthesis in Early Supernova Winds. II. The Role of Neutrinos*; Astrophysical Journal **644** (2006) 1028.
- [Radf95] D. C. Radford; *ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **361** (1995) 297.

- [Rapp06] W. Rapp, J. Görres, M. Wiescher, H. Schatz und F. Käppeler; *Sensitivity of p-Process Nucleosynthesis to Nuclear Reaction Rates in a 25 M_⊙ Supernova Model*; *Astrophysical Journal* **653** (2006) 474.
- [Raus08] T. Rauscher; *Two effects relevant for the study of astrophysical reaction rates: γ transitions in capture reactions and Coulomb suppression of the stellar enhancement*; in: J. Jolie, A. Zilges, N. Warr und A. Blazhev (Hg.), *CAPTURE GAMMA-RAY SPECTROSCOPY AND RELATED TOPICS: Proceedings of the 13th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*; Bd. 1090 von *American Institute of Physics Conference Series*; AIP, 2009; S. 48.
- [Raus00] T. Rauscher und F.-K. Thielemann; *Astrophysical reaction rates from statistical model calculations*; *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **75** (2000) 1.
- [Raus01] T. Rauscher und F.-K. Thielemann; *Tables of nuclear cross sections and reaction rates: An addendum to the paper "Astrophysical reaction rates from statistical model calculations"*; *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **79** (2001) 47.
- [Raus04] T. Rauscher und F.-K. Thielemann; *Predicted cross-sections for photon-induced particle emission*; *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **88** (2004) 1.
- [Raus95] T. Rauscher, F.-K. Thielemann und H. Oberhummer; *Reaction Rates for ¹⁴⁶Sm Production in Supernovae*; *Astrophysical Journal* **451** (1995) L37; Teil 2.
- [Raye95] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos und K. Nomoto; *The p-Process in Type-II Supernovae*; *Astronomy and Astrophysics* **298** (1995) 517.
- [Roch72] G. Roche, C. Ducos und J. Proriol; *Bremsstrahlung Cross-Section Formula Including a High-Order Coulomb Correction*; *Physical Review A* **5** (1972) 2403.
- [Rose67] H. J. Rose und D. M. Brink; *Angular Distributions of Gamma Rays in Terms of Phase-Defined Reduced Matrix Elements*; *Reviews of Modern Physics* **39** (1967) 306.
- [Ruse06c] G. Rusev; *Dipole-strength distributions below the giant dipole resonance in ⁹²Mo, ⁹⁸Mo and ¹⁰⁰Mo*; Dissertation; Technische Universität Dresden, 2006; Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Wissenschaftlich-Technische Berichte, FZD-478, August 2007, ISSN 1437-322X; URL <http://fzd.de/publications/010008/10008.pdf>.

- [Ruse06a] G. Rusev, E. Grosse, M. Erhard, A. R. Junghans, K. Kosev, K. D. Schilling, R. Schwengner und A. Wagner; *Pygmy dipole strength close to particle-separation energies – The case of the Mo isotopes*; The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei **27** (2006) 171, s01.
- [Ruse06b] G. Rusev, R. Schwengner, F. Dönau, M. Erhard, S. Frauendorf, E. Grosse, A. R. Junghans, L. Käubler, K. Kosev, L. K. Kostov, S. Mallion, K. D. Schilling, A. Wagner, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, M. Kreutz, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, P. von Brentano, C. Fransen, J. Jolie, A. Linnemann, N. Pietralla und V. Werner; *Systematics of magnetic dipole strength in the stable even-mass Mo isotopes*; Physical Review C **73** (2006) 044308.
- [Ruse08] G. Rusev, R. Schwengner, F. Dönau, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, K. Kosev, K. D. Schilling, A. Wagner, F. Bečvář und M. Krtička; *Low-energy tail of the giant dipole resonance in ^{98}Mo and ^{100}Mo deduced from photon-scattering experiments*; Physical Review C **77** (2008) 064321.
- [Ruse09] G. Rusev, A. P. Tonchev, R. Schwengner, C. Sun, W. Tornow und Y. K. Wu; *Multipole mixing ratios of transitions in ^{11}B* ; Physical Review C **79** (2009) 047601.
- [Salv87] F. Salvat, J. D. Martínez, R. Mayol und J. Parellada; *Analytical Dirac-Hartree-Fock-Slater screening function for atoms ($Z = 1 - 92$)*; Physical Review A **36** (1987) 467.
- [Schi51] L. I. Schiff; *Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung*; Physical Review **83** (1951) 252.
- [Schi02a] K. D. Schilling, R. Schwengner, F. Dönau, L. Käubler, A. Wagner, W. Neumann, T. Riedel und R. Schlenk; *Bremsstrahlung Collimator for the NRF Set-Up at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2001 FZR-341; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics & Radiation Source ELBE, April 2002.
- [Schi02b] K. D. Schilling, A. Wagner, F. Dönau, L. Käubler, R. Schwengner, W. Neumann und R. Schlenk; *Beam Shutter and Hardener for the NRF Set-Up at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2001 FZR-341; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics & Radiation Source ELBE, April 2002.
- [Schi03a] K. D. Schilling, F. Dönau, E. Grosse, L. Käubler, R. Schwengner, A. Wagner, B. Wustmann, U. Lehnert, A. Nowak, B. Rimarzig und R. Schlenk; *Radiator for the Production of Bremsstrahlung at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2002 FZR-372;

- Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, Mai 2003.
- [Schi03c] K. D. Schilling, M. Langer, U. Lehnert und W. Schulze; *Beam Separation Magnet of the Bremsstrahlung Facility at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2002 FZR-372; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, Mai 2003.
- [Schi03b] K. D. Schilling, U. Lehnert, F. Herbrand, R. Schwengner, A. Wagner, B. Caspar, M. Langer, T. Riedel und A. Wagner II; *Steering Magnets for the Production of Polarized Bremsstrahlung at ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2002 FZR-372; Forschungszentrum Rossendorf e.V. (FZR), Institute of Nuclear- and Hadron Physics, Mai 2003.
- [Scho00] U. Schötzig und H. Schrader; *Halbwertszeiten und Photonen-Emissionswahrscheinlichkeiten von häufig verwendeten Radionukliden*; PTB-Bericht PTB-Ra-16/5; Physikalisch-Technische Bundesanstalt; Braunschweig; 5. erweiterte und korrigierte Auflage, Mai 2000.
- [Schw05] R. Schwengner, R. Beyer, F. Dönau, E. Grosse, A. Hartmann, A. R. Junghans, S. Mallion, G. Rusev, K. D. Schilling, W. Schulze und A. Wagner; *The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **555** (2005) 211.
- [Schw07] R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, L. Kostov, C. Nair, N. Nankov, K. D. Schilling und A. Wagner; *Dipole response of ^{88}Sr up to the neutron-separation energy*; Physical Review C **76** (2007) 034321.
- [Selt86] S. M. Seltzer und M. J. Berger; *Bremsstrahlung Energy Spectra from Electrons with Kinetic Energy 1 keV - 10 GeV Incident on Screened Nuclei and Orbital Electrons of Neutral Atoms with $Z = 1 - 100$* ; Atomic Data and Nuclear Data Tables **35** (1986) 345.
- [Shod75] K. Shoda, H. Miyase, M. Sugawara, T. Saito, S. Oikawa, A. Suzuki und J. Uegaki; *(γ, p) Cross sections and isospin splitting of the giant dipole resonance in $N = 50$ nuclei*; Nuclear Physics **A239** (1975) 397.
- [Skor75] S. J. Skorka; *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*; Hamilton, W. D. (Hg.); North-Holland, Amsterdam, 1975; S. 283.

- [Snov86] K. A. Snover; *Giant Resonances in Excited Nuclei*; Annual Review of Nuclear and Particle Science **36** (1986) 545.
- [Soro73] Y. I. Sorokin, V. A. Khrushchev und B. A. Yurev; *Cross Sections of Photoneutron Reactions for ^{197}Au and ^{209}Bi* ; Izvestiya Akademii Nauk SSSR Seriya Fizicheskaya **37** (1973) 1890.
- [Spoh08] K. M. Spohr, M. Shaw, W. Galster, K. W. D. Ledingham, L. Robson, J. M. Yang, P. McKenna, T. McCanny, J. J. Melone, K.-U. Amthor, F. Ewald, B. Liesfeld, H. Schwoerer und R. Sauerbrey; *Study of photo-proton reactions driven by bremsstrahlung radiation of high-intensity laser generated electrons*; New Journal of Physics **10** (2008) 043037.
- [Teic03] J. Teichert, A. Büchner, P. Evtushenko, F. Gabriel, U. Lehnert, P. Michel und J. Voigtländer; *Results of beam parameter measurement of the ELBE electron accelerator after commissioning*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **507** (2003) 354.
- [Theo96] P. Theodórsson; *Measurement of Weak Radioactivity*; World Scientific, Singapore, 1996.
- [Tuli01] J. K. Tuli, G. Reed und B. Singh; *Nuclear data sheets for ^{99}Tc* ; Nuclear Data Sheets **93** (2001) 1.
- [Utsu06] H. Utsunomiya, P. Mohr, A. Zilges und M. Rayet; *Direct determination of photodisintegration cross sections and the p-process*; Nuclear Physics **A777** (2006) 459.
- [Veys70] A. Veysiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos und A. Lepretre; *Photoneutron cross sections of ^{208}Pb and ^{197}Au* ; Nuclear Physics **A159** (1970) 561.
- [Vidm05] T. Vidmar; *EFFTRAN - A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **550** (2005) 603.
- [Vogt00] K. Vogt; *Nukleosynthese neutronenarmer Kerne in einem quasithermischen Photonenbad am Beispiel der Platin - Isotope ^{190}Pt , ^{192}Pt und ^{198}Pt* ; Diplomarbeit; Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Mai 2000.
- [Vogt01] K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz und A. Zilges; *Measurement of the (γ, n) reaction rates of the nuclides ^{190}Pt , ^{192}Pt , and ^{198}Pt in the astrophysical γ process*; Physical Review C **63** (2001) 055802.

- [Vogt02] K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, K. Sonnabend, S. Volz und A. Zilges; *Measurement of the (γ, n) cross section of the nucleus ^{197}Au close above the reaction threshold*; Nuclear Physics **A707** (2002) 241.
- [Wagn07] A. Wagner, J. Claußner, P. Crespo, M. Erhard, M. Fauth, E. Grosse, A. Hartmann, C. Nair, A. R. Junghans, K. D. Schilling, R. Schwengener, M. Sobiella und J. Steiner; *Commissioning of a Pneumatic Delivery System for Photoactivation Experiments at the Electron Accelerator ELBE*; Wissenschaftlich-Technische Berichte, Annual Report 2006 FZD-461; Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Institut für Strahlenphysik, 2007.
- [Wagn08] A. Wagner, R. Beyer, M. Erhard, E. Grosse, A. R. Junghans, J. Klug, K. Kosev, C. Nair, N. Nankov, G. Rusev, K. D. Schilling und R. Schwengener; *Photon strength distributions in stable even-even molybdenum isotopes*; Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **35** (2008) 014035.
- [Walt08] S. Walter; *Die stellaren Querschnitte von ^{62}Ni und ^{63}Ni – Experimentelle Untersuchungen mittels Aktivierungstechnik und Flugzeitmethode*; Dissertation; Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe; Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 7411, 2008.
- [Walt96] W. Walter; *Gewöhnliche Differentialgleichungen: eine Einführung*; Springer, Berlin, 1996; 6. Aufl.
- [Wana06] S. Wanajo; *The rp-Process in Neutrino-Driven Winds*; Astrophysical Journal **647** (2006) 1323.
- [Waps03] A. H. Wapstra, G. Audi und C. Thibault; *The AME2003 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, adjustment procedures*; Nuclear Physics **A729** (2003) 129.
- [Zieg08] J. F. Ziegler, J. P. Biersack und M. D. Ziegler; *SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter*; SRIM Co., 2835 Cox Neck Rd., Chester, Maryland, 21619, U.S.A., 2008.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die als fremde Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Strahlenphysik (vormals: Institut für Kern- und Hadronenphysik) des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. Eckart Grosse angefertigt. Es haben bisher keine Promotionsverfahren stattgefunden.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften an der Technischen Universität Dresden an.

Dresden, den 27. August 2009

Martin Erhard