

Über die Produktion radioaktiver Restkerne durch schnelle Neutronen

Diplomarbeit
von
Carsten Kaftan

ausgeführt im
Zentrum für Strahlenschutz
und Radioökologie (ZSR)
der Universität Hannover

März 1994

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Aufgabenstellung	3
3	Neutronenaktivierung	4
3.1	Neutronenspektren	6
3.2	Neutronenflüsse	9
3.3	Proben und Bestrahlungszeiten	10
3.4	Wechselwirkung von Neutronen mit Materie	12
4	Messung der Aktivitäten	15
4.1	Radioaktiver Zerfall	15
4.2	γ -Spektrometrie	16
4.3	Bestimmung der Detektor-Efficiency:	18
4.3.1	Energieabhängigkeit	20
4.3.2	Räumlicher Verlauf	23
4.3.3	Ergebnisse	25
4.4	Auswertung und Korrektur der gemessenen Gammaspektren	27
4.4.1	IDENT [^] : Das .XTD-Format	29
4.4.2	UNGRND: Die Untergrundkorrektur	30
4.4.3	ABSORB: Korrektur der Selbstabsorption	30
4.4.4	CLEANXTD: Überprüfung der Linienzuordnung	31
4.4.5	SUMESC: Korrektur von Koinzidenzeffekten	32
4.4.6	XTD2ACT: Konvertierung zum .ACT-Format	35
4.4.7	Ein Beispiel für die Korrektur der berechneten Aktivitäten	36
4.4.8	Ein Beispiel für die Anwendung der Programme	36
4.5	Ergebnisse	41
5	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	45
5.1	Herleitung einer Formel zur Berechnung	45
5.2	Ergebnisse	48
6	Least-Squares-Adjustment	53
6.1	Statistische Grundlagen	53
6.1.1	Schätzfunktionen	53
6.1.2	Mehrdimensionale Zufallsgrößen, Kovarianz und Korrelation	55
6.1.3	χ^2 -Test	58
6.2	Das Least-Squares-Adjustment-Verfahren	59
6.2.1	Verallgemeinerung des Least-Squares-Adjustments	59
6.2.2	Lösung durch Linearisierung	60
6.2.3	Least-Squares-Adjustment für Anregungsfunktionen	62
6.3	STAYSL93	63

(...)

Inhalt (Fortsetzung)

7 Anpassung der gemessenen Wirkungsquerschnitte	68
7.1 Wahl der Eingabedaten.....	68
7.2 Ergebnisse.....	69
7.2.1 ^{27}Al (n, 2p4n) ^{22}Na	70
7.2.2 ^{27}Al (n, 2p2n) ^{24}Na	71
7.2.3 natCu (n, 2p4/6n) ^{54}Mn	72
7.2.4 natCu (n, 3p2/4n) ^{59}Fe	73
7.2.5 natCu (n, 2p6/8n) ^{56}Co	74
7.2.6 natCu (n, 2p5/7n) ^{57}Co	75
7.2.7 natCu (n, 2p4/6n) ^{58}Co	76
7.2.8 natFe (n, 3pxn) ^{48}V	77
7.2.9 natFe (n, 2pxn) ^{51}Cr	78
7.2.10 natFe (n, pxn) ^{52}Mn	79
7.2.11 natFe (n, pxn) ^{54}Mn	80
8 Zusammenfassung	81
Anhang	82
Glossar.....	83
Literatur.....	84
Flußspektren.....	86
Efficiencymessungen.....	87
Nuklidaten für die Efficiencymessungen.....	88
Nuklidaten für die Probenmessungen.....	90
Q-Werte und Reaktionskanäle.....	91
Anregungsfunktionen.....	92
Danksagung / Versicherung der Selbständigkeit	101

1 Einleitung

Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen durch schnelle Neutronen wurden in der Vergangenheit meist nur bis zu Neutronenenergien von 20 MeV untersucht. Oberhalb von 30 MeV existieren praktisch keine experimentellen Daten, Wirkungsquerschnitte in diesem Bereich wurden aus Berechnungen und der Interpolation von Meßergebnissen bei niedrigeren Energien gewonnen. In den letzten Jahren ist jedoch ein Bedarf für genaue Daten bei höheren Neutronenenergien entstanden, wofür einige Beispiele gegeben werden sollen:

- Die hochenergetische Strahlung im Weltraum tritt mit der Oberfläche von ungeschützten bzw. atmosphärelosen Objekten, z.B. Meteoroiden, in Wechselwirkung. Dabei werden neue Kerne ("kosmogene Nuklide") sowie hochenergetische sekundäre Teilchen produziert. Um den Einfluß dieser sekundären Teilchen, vor allem Neutronen und Protonen, quantitativ beschreiben zu können, werden Wirkungsquerschnittsdaten benötigt. (Die kosmogene Strahlung selbst besteht zu etwa 90% aus Protonen und zu etwa 8% aus α -Teilchen.)
- Entsprechende Daten sind wegen der kosmischen Strahlung auch für die Luft- und Raumfahrt von Bedeutung. Flugzeuge erreichen Höhen, in denen Menschen und Materialien meßbaren Strahlenbelastungen ausgesetzt sind. Bedingt durch die langen Aufenthaltsdauern von Astronauten in Raumstationen (der russische Kosmonaut Poljakow startete am 8. Januar zu einem 14-monatigen Rekord-Aufenthalt im All) treten auch hier deutliche Belastungen auf.
- Auf der Erde sind Wirkungsquerschnittsdaten z.B. für den Strahlenschutz an Beschleunigern und bei der projektierten Verbrennung radioaktiven Abfalles an Spallationsneutronenquellen nötig.

Allgemein gilt, daß sich durch bessere Wirkungsquerschnittsdaten Belastungen von Menschen, Materialschäden und unerwünschte Aktivierungen bei großen Neutronenflüssen besser vorhersagen und einplanen lassen.

Zwei in den letzten Jahren durchgeführte Experimente untersuchten Anregungsfunktionen im Bereich unter 100 MeV: 1991 aktivierten Schrewe und Mitarbeiter Silber ($^{107,109}\text{Ag}(n, 3/5n)^{105}\text{Ag}$) bei Neutronenenergien im Bereich um 27, 31, 38, 39, 60 und 64 MeV [SCH92]; 1992 untersuchten Nakamura und Mitarbeiter die Reaktionen $^{14}\text{N}(n, p\alpha)^{10}\text{Be}$, $^{16}\text{O}(n, ^3\text{He})^{14}\text{C}$, $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26}\text{Al}$ und $^{nat}\text{Si}(n, pxn)^{26}\text{Al}$ für Neutronenenergien zwischen etwa 15 MeV und 35 MeV [NAK92].

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dieser Reaktion zwischen dem Projektil, hier einem Neutron, und dem Probenkern. Er wird als Fläche angegeben und entspricht etwa dem Produkt aus der Querschnittsfläche des Kerns und der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Reaktion nach dem Eindringen des Neutrons in den Kern. Die übliche Einheit ist das barn, $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$. Der Wirkungsquerschnitt ist abhängig von der Reaktionsart, dem Targetnuklid und der Energie der eintreffenden Neutronen bzw. deren spektralen Verteilung. Unter der Voraussetzung, daß nur ein kleiner Teil der Probenkerne A reagiert, wird der Wirkungsquerschnitt σ durch folgende Gleichung definiert:

$$\text{prod}_B = n_n \cdot \frac{n_A}{F} \cdot \sigma \quad (1.1)$$

prod_B	Zahl der produzierten Kerne B
n_n	Zahl der Neutronen, die die Probe durchdringen
n_A	Zahl der Kerne A in der Probe
F	Querschnittsfläche der Probe

Da nur ein kleiner Teil der Probennuklide mit den Neutronen reagiert, können sekundäre Reaktionen zwischen Neutronen und den produzierten Kernen vernachlässigt werden. Ist B radioaktiv, ist die Zahl prod_B der produzierten Kerne nicht gleich der Zahl der in der Probe vorhandenen Kerne B, da der radioaktive Zerfall zu berücksichtigen ist. Die Wirkungsquerschnitte für Aktivierungsreaktionen können aus γ -spektrometrischen Messungen der aktivierten Proben gewonnen werden. Die Proben werden nach der Bestrahlung gemessen, und mit den ermittelten Aktivitäten und Neutronenflußdichten die Wirkungsquerschnitt berechnet.

Die Anregungsfunktion ("Excitation-function") $\sigma(E)$ gibt die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wieder. Eine punktweise Messung der Anregungsfunktionen ist bei höheren Energien (> 20 MeV) nicht möglich, da keine geeignete monoenergetische Neutronenquelle ausreichender Stärke zur Verfügung steht. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Neutronenenergie läßt sich deshalb nicht direkt ermitteln. Möglich ist die Messung des flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitts $\langle \sigma \rangle$ für ein bestimmtes Neutronenspektrum $\varphi(E)$ ¹:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int \sigma(E) \cdot \varphi(E) \, dE}{\int \varphi(E) \, dE} \quad (1.2)$$

Der Wert von $\langle \sigma \rangle$ wird vom Verlauf des Flußspektrums $\varphi(E)$ über den gesamten Energiebereich beeinflußt. Häufig gibt es im Spektrum $\varphi(E)$ bei höheren Neutronenenergien einen "High-Energy-Peak", einen Bereich stärkeren Flusses. Dieser Peak läßt sich i.a. gut bestimmen und eignet sich oft besser für die Normierung des Wirkungsquerschnittes als das Gesamtspektrum. Dies führt zu einer leicht modifizierten Definition des flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitts $\overline{\sigma}$, die im folgenden verwendet werden soll:

$$\overline{\sigma} = \frac{\int \sigma(E) \cdot \varphi(E) \, dE}{\int_{\text{Peak}} \varphi(E) \, dE} \quad (1.3)$$

Das Integral im Nenner wird nur über einen bestimmten Teil des Neutronenspektrums ausgeführt, den High-Energy-Peak, der den Bereich des größten Flusses bei höheren Neutronenenergien angibt. Mit Hilfe von Anpassungsverfahren wie dem Least-Squares-Adjustment – entsprechende deutsche Ausdrücke wie "Minimum-Chi-Quadrat-Methode" [BOS92] oder "Methode der kleinsten Quadrate" [BRO79] werden selten gebraucht – kann eine theoretisch berechnete Anregungsfunktion $\sigma_a(E)$ an die Meßergebnisse $\overline{\sigma}_i$ angepaßt werden. Gesucht wird eine "gute" Schätzung $\sigma_e(E)$, die die Meßergebnisse und die berechnete "a-priori"-Funktion ("Guessfunction") $\sigma_a(E)$ "angemessen" berücksichtigt. Wie diese vagen Forderungen mathematisch formuliert werden, ist nicht von vornherein festgelegt. Oft wird eine ursprünglich von C.F. Gauß (1777-1855) vorgeschlagene Interpretation angewendet, die das Least-Squares-Adjustment definiert: Die beste Schätzung θ_e eines Parameters θ aufgrund von unabhängigen Meßergebnissen θ_i sei diejenige, für die gewichtete Summe der Abstandsquadrate $(\theta_i - \theta_e)^2$, der sogenannte χ^2 -Wert, minimal wird. Die Abstandsquadrate werden dabei nach der Varianz σ_i^2 der Meßergebnisse gewichtet.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\theta_i - \theta_e)^2}{\sigma_i^2} \stackrel{!}{=} \text{minimal.} \quad (1.4)$$

Durch die Wichtung mit den Varianzen werden die genaueren Meßergebnisse stärker berücksichtigt; durch die Minimierung der Abstandsquadrate wird gewährleistet, daß die Schätzung "nahe" an dem

¹ Eine Liste der verwendeten Bezeichnungen steht im Glossar (Anhang).

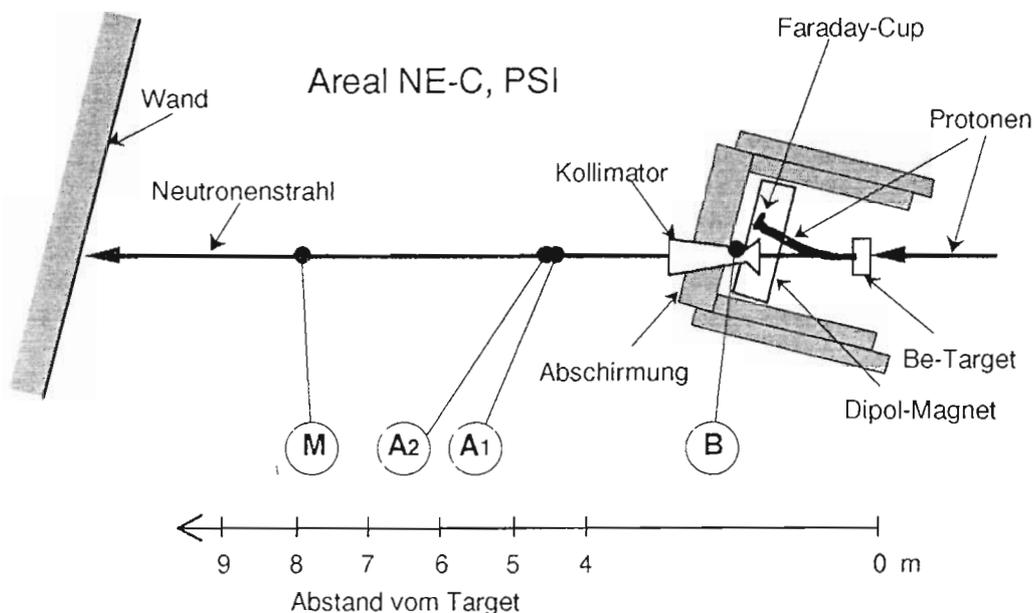
"richtigen" Wert liegt. Aus "integralen Messungen", also Messungen für einen verteilten Parameter, können so "differentielle Ergebnisse", also Ergebnisse für feste Parameterwerte, gewonnen werden. Ein solches Verfahren wird oft als "Entfaltung" bezeichnet, dieser Ausdruck bezeichnet aber eigentlich nur bestimmte mathematische Operationen und keine Anpassungsverfahren. Das Least-Squares-Adjustment läßt sich für die Anpassung von Anregungsfunktionen, d.h. der Schätzung von $\sigma(E)$, verallgemeinern. Mit diesem Verfahren können die (unterschiedlichen) Genauigkeiten der Meßergebnisse berücksichtigt werden, die wegen den Unsicherheiten bei der Bestimmung der Flüsse höherenergetischer Neutronen relativ groß sind. Ergebnis des Least-Squares-Adjustments ist eine Anregungsfunktion $\sigma_e(E)$, die – bei korrekt angegebenen Werten und Kovarianzen – "besser" als die ursprüngliche Funktion $\sigma_a(E)$ ist. Um aussagekräftige Meßergebnisse zu erhalten, sollten die Bestrahlungen mit Neutronen möglichst verschiedener Energieverteilungen, bei nicht zu kleinen Flüssen in den interessierenden Energiebereichen, durchgeführt werden.

2 Aufgabenstellung

In der Literatur existieren keine Angaben über Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen durch schnelle Neutronen oberhalb von 30 MeV; solche Daten werden jedoch benötigt. Im Rahmen von Experimenten mit schnellen Neutronen am Paul-Scherrer-Institut Villigen/Schweiz (PSI) sollten Anregungsfunktionen für die Produktion von Restkernen im Energiebereich von 30 - 70 MeV untersucht werden. Da die Neutronenflußdichten für schnelle Neutronen in Bestrahlungseinrichtungen wie dem PSI relativ niedrig und für Aktivierungsexperimente nur bedingt geeignet sind, sollte neben Aktivierungen in wohldefinierten Neutronenfeldern auch die Möglichkeit der Aktivierung in weniger definierten Neutronenfeldern höherer Intensität, und damit eine Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten, getestet werden. Die experimentellen Daten sollten mittels γ -Spektrometrie gewonnen werden. Die im PSI erzeugten Neutronen waren nicht monoenergetisch sondern enthielten Anteile niederenergetischer Neutronen; deshalb sollte die Auswertung über eine Anpassung von a-priori-Anregungsfunktionen an die Meßergebnisse erfolgen. Den benötigten a-priori-Funktionen lagen kernphysikalische Modelle und – im niederenergetischen Bereich – evaluierte experimentelle Werte zugrunde. Die zur Auswertung und Interpretation der Daten nötigen Programme zu erstellen bzw. passend umzuschreiben war Teil der Aufgabenstellung.

3 Neutronenaktivierung

Die Neutronenaktivierungen wurden in 4 Bestrahlungsreihen mit verschiedenen spektralen Verteilungen der Neutronenenergien vom 2.6.1992 – 10.6.1992 und vom 31.7.1993 – 4.8.1993 am Paul Scherrer Institut durchgeführt. Der im Injektor 1 erzeugte Protonenstrahl wurde zum Areal NE-C (Abb. 3.2) geführt und traf auf ein ^9Be -Target, in dem durch die Reaktion $^9\text{Be}(p, n)$ Neutronen erzeugt wurden. Mit einem Dipolmagneten wurden die Protonen von den im Target erzeugten freien Neutronen getrennt und zum Faraday-Cup gelenkt. Die Messungen im Faraday-Cup dienten zur Bestimmung der Protonenstrahlladung, aus der sich indirekt der Neutronenfluß ermitteln ließ. Die freien Neutronen wurden zu einem Strahl kollimiert. Aktivierungsposition B lag in der Targetkammer, die Aktivierungspositionen A₁ (1992) und A₂ (1993) sowie die Referenzposition an genau vermessenen Positionen im Strahl (Abb. 3.1, Tabelle 3.3).



- (B) Position B
- (A1) Position A 1992
- (A2) Position A 1993
- (M) Referenzposition

Abb. 3.1: Detektor- und Aktivierungspositionen (schematisch, teilweise nicht maßstabstreu)

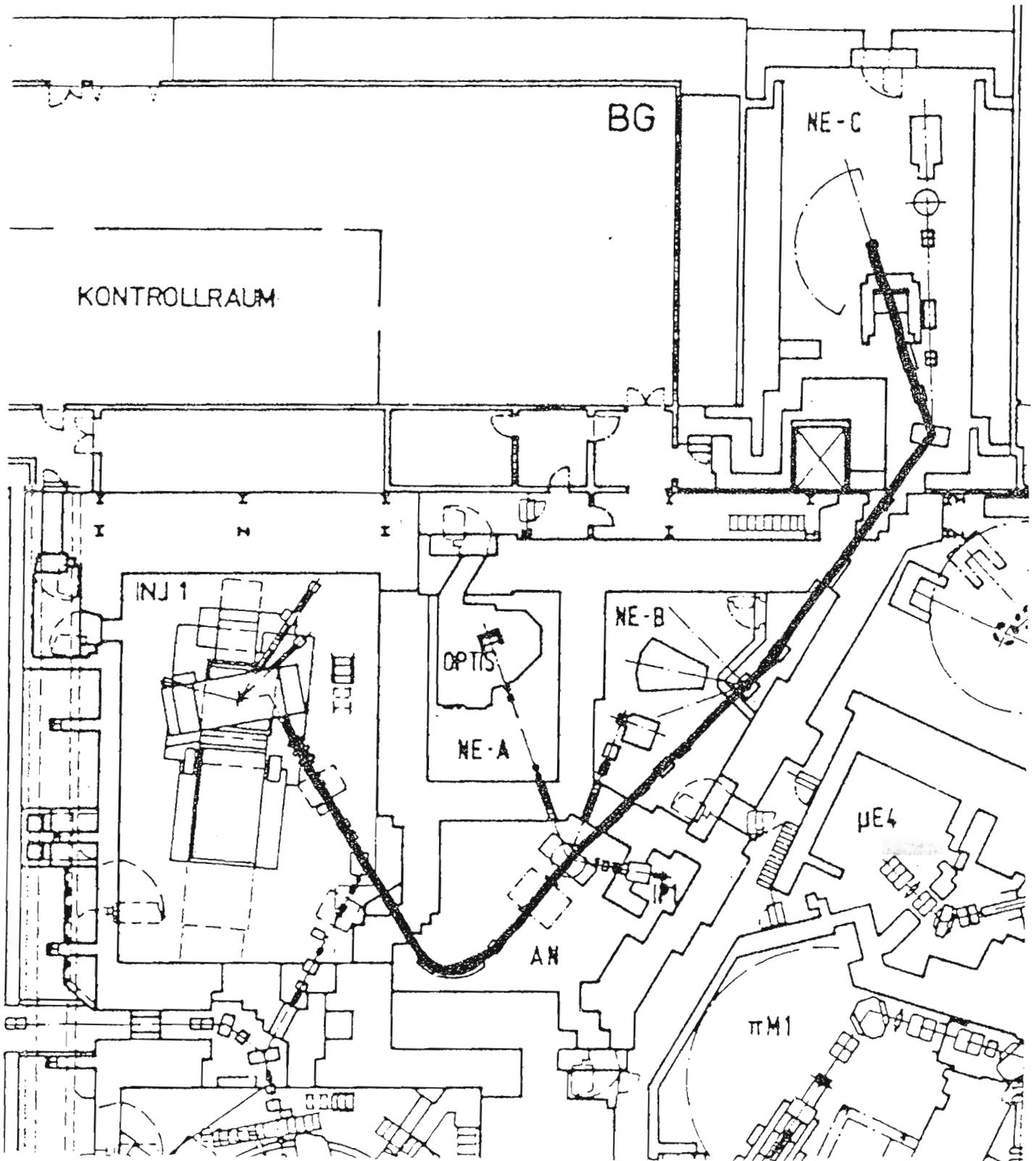


Abb. 3.2: Strahlgang PSI/Villigen,
Neutronenaktivierungen im Areal NE-C
(Fett nachgezeichnet)

Tabelle 3.3: Bestrahlungspositionen

Position	Bestrahlung	Abstand vom ^9Be -Target	
A	1992	4.275 ± 0.015 m	Aktivierung einzelner Proben
A	1993	4.406 m	Aktivierung einzelner Proben
B	1992/1993	in der Targetkammer	Aktivierung mehrerer Proben gleichzeitig
Referenz	1992/1993	7.787 ± 0.010 m	Referenzposition der PTB

Die Proben in der Targetkammer (Position B) wurden jeweils vor Beginn einer Bestrahlungsreihe befestigt und während der gesamten Strahlzeit aktiviert. Auf Position A wurde jeweils eine Probe für eine gewisse Zeit bestrahlt und dann wieder entfernt.

Die Neutronenstrahlen wurden durch die Bestrahlung einer 2 mm dicken Beryllium-Scheibe mit monoenergetischen Protonen erzeugt (Q-Wert für die (p, n) Reaktion am ^9Be : $Q = -1.85$ MeV). Die produzierten freien Neutronen sind aus mehreren Gründen nicht monoenergetisch:

- Die Protonen werden im 2mm dicken ^9Be -Target, hauptsächlich durch unelastische Stöße mit den Elektronen der Atomhülle, unterschiedlich stark abgebremst ($\Delta E_p \leq 5.9$ MeV für $E_p = 31.9$ MeV).
- In der Umgebung des Targets, im Kollimator und in der Luft werden die produzierten Neutronen gestreut.
- Nukleare Prozesse in angeregten Targetatomen erzeugen einen starken Anteil von niederenergetischen Neutronen am Gesamtspektrum.

3.1 Neutronenspektren

Die erzeugten Neutronenstrahlen weisen ein Spektrum mit folgenden Charakteristika auf (Abb. 3.6): Etwa ein Drittel bis die Hälfte des Neutronenflusses entfällt auf den High-Energy-Peak, der klar zu erkennen ist und eine Breite von etwa -7 MeV bis $+5$ MeV um die Peakenergie, die Energie des im oberen Energiebereichs maximalen Flusses, besitzt. Der Neutronenfluß im niederenergetischen Bereich (etwa bis 5 MeV) ist vergleichsweise groß und reicht an die Werte für den Peak heran.

Die Daten wurden von der PTB/Braunschweig ([NOL91], [SCH91], [SCH93]) aus verschiedenen Messungen und Vergleichen mit Werten ähnlicher Bestrahlungen ermittelt.

Tabelle 3.4
Größen zur Beschreibung eines
Teilchenstrahlenfeldes

Name (Teilchen-)	Formel	Erläuterungen
Flußdichte	$\varphi = \frac{dN}{dA \cdot dt}$	dN Teilchen durchdringen in dem Zeitintervall dt eine Kugel mit der Querschnittsfläche dA.
Fluenz	$\phi = \int \varphi dt$	Zeitintegral der Flußdichte.
Fluß	$\Phi = \int \varphi dA$	Flächenintegral der Flußdichte.

Tabelle 3.5: Neutronenspektren

Bezeichnung	Gesamtspektrum		High-Energy-Peak			
	E_p	ϕ/Q	E_{Grenze}	E_{Peak}	ΔE_{Peak}	ϕ_{Peak}/Q
	[MeV]	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot \text{C}} \right]$	[MeV]	[MeV]	[MeV]	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot \text{C}} \right]$
Energie 3 (34 MeV)	39.5		28.0	34.0	11.5	10.2 ± 5.9%
Energie 1 (45 MeV)	50.3	30.5	38.0	44.5	12.3	10.6 ± 8.4%
Energie 5 (56 MeV)	60.9		48.0	55.7	12.9	9.38 ± 11.6%
Energie 2 (66 MeV)	71.8	34.4	58.0	66.1	13.8	10.7 ± 9.2%

- E_p : Energie der einfallenden Protonen (monoenergetisch)
- ϕ : Neutronenfluenz an der Referenzposition (Tabelle 3.3)
- Q : Protonenstrahlladung
- E_{Grenze} : Untere Energiegrenze des High-Energy-Peaks
(nach oben sind die Peaks durch die Protonenenergien begrenzt)
- E_{Peak} : Energie des High-Energy-Peaks (Energie beim maximalen Fluß)
- ϕ_{Peak} : Neutronenfluenz des High-Energy-Peaks an der Referenzposition
- ΔE_{Peak} : Breite des Peaks

Abb. 3.7 zeigt die Neutronenspektren, normiert auf den High-Energy-Peak (im niedrigen Energiebereich unter 5 MeV sind die Spektren z.T. extrapoliert). Die einzelnen Werte können Tabelle A2 im Anhang entnommen werden. Abb. 3.6 zeigt schematisch den Verlauf der Neutronenspektren.

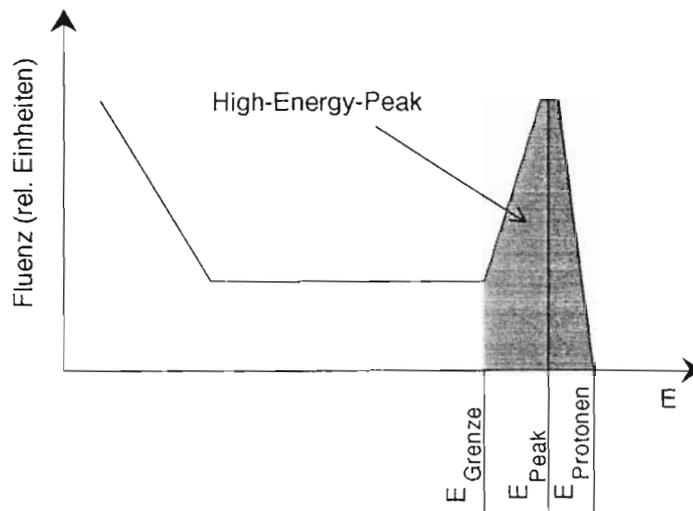


Abb. 3.6: Neutronenspektrum (schematisch)

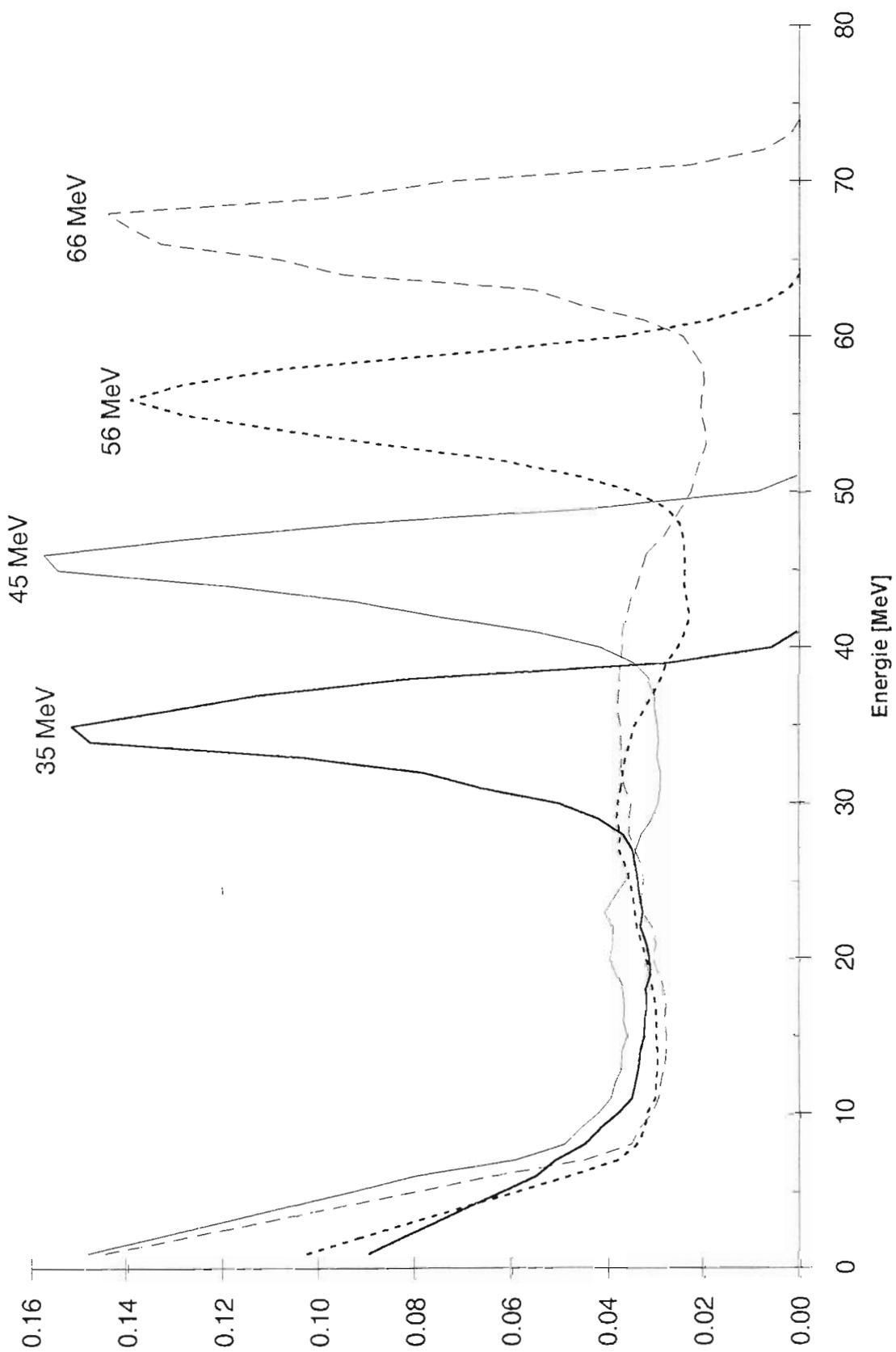


Abb. 3.7: Neutronenspektren (Peakfläche = 1 [MeV])

3.2 Neutronenflüsse

In automatischen Loggerprotokollen der Bestrahlung wurden jede Minute, teilweise auch alle 10-Sekunden, die Meßwerte des Faraday-Cups und weiterer Detektoren aufintegriert und ausgegeben. Der Faraday-Cup gibt die Protonenstrahlladung pro Meßintervall in μC an, aus der mit den bekannten Umrechnungsfaktoren (Tabelle 3.5) die Neutronenfluenz berechnet werden kann. Mit den ebenfalls protokollierten Zeitangaben läßt sich die Neutronenflußdichte der Referenzposition berechnen. Einige Lücken in den Loggerprotokollen konnten durch Aufzeichnungen im Laborbuch geschlossen werden. Die Neutronenflußdichte an der Position A erhält man dann durch folgende Berechnungen:

Der unterschiedliche Abstand zum Target wird mit der Annahme eines sich vom Target kegelförmig ausbreitenden Strahls korrigiert. Für die Verhältnisse der Neutronenfluenzen ϕ_A zu ϕ_R gilt dann, wenn r_A und r_R die Abstände von Position A bzw. Referenzposition zum Target bezeichnen:

$$\frac{\phi_A}{\phi_R} = \frac{r_R^2}{r_A^2} = \begin{cases} 3.318 & 1992 \\ 3.124 & 1993 \end{cases} \quad (3.8)$$

Die Schwächung in der Luft wird mit einem Vorfaktor berücksichtigt. Die folgenden Werte basieren auf einem Vorschlag von Herrn Schrewe/PTB und Interpolation:

Tabelle 3.9: Korrekturfaktoren für die Fluenzschwächung in Luft

Energie	Faktor
34 MeV	0.966
45 MeV	0.974 \pm 2.0%
56 MeV	0.978
66 MeV	0.982 \pm 1.5%

Bei der Bestrahlung mit 45 MeV war zu Beginn der Magnet, der die Protonen aus dem Strahl ablenken sollte nicht eingeschaltet; davon waren die Proben in der B-Position und die Probe ALNA1 betroffen. Da der Faraday-Cup in diesem Zeitraum nicht arbeitete, wurde die Protonenstrahlladung aus Messungen mit dem NE 102-Detektor bestimmt. Aus Zeiten, in denen FC und NE-102 brauchbare Ergebnisse lieferten, wurde das ziemlich konstante Verhältnis zwischen den Zählraten bestimmt:

$$\text{Umrechnungsfaktor}_{\text{ALNA1}}: \frac{\text{Zählrate FC}}{\text{Zählrate NE-102}} = 1.954 \pm 0.0188$$

3.3 Proben und Bestrahlungszeiten

Es wurden runde, dicke Scheiben aus Eisen, Kupfer, Aluminium, Quarz und Graphit, bestrahlt. Die folgende Liste gibt eine Aufstellung der verwendeten Materialien:

Tabelle 3.10: Probenmaterialien

Bezeichnung	Material	Isotopenverteilung ²	
"FE":	Eisen	⁵⁶ Fe 91.7 %	⁵⁷ Fe 2.2 %
	Reinheit: 99.99+%	⁵⁴ Fe 5.8 %	⁵⁸ Fe 0.3 %
	Härtegrad: Wie gewalzt		
"FEX":	Eisen	⁵⁶ Fe 91.7 %	⁵⁷ Fe 2.2 %
	Reinheit: 99.5%	⁵⁴ Fe 5.8 %	⁵⁸ Fe 0.3 %
	Härtegrad: Viertelhart		
"CU":	Kupfer	⁶³ Cu 69.17%	⁶⁵ Cu 30.83 %
	Reinheit: 99.9%		
	Härtegrad: Halbhart		
"AL":	Aluminium	²⁷ Al 100. %	
	Reinheit: 99.999%		
	Härtegrad: Wie gewalzt		
"SIO":	Quarz, SiO ₂	²⁸ Si 30.74%	¹⁶ O 66.508%
	(Suprasil)	²⁹ Si 1.56%	¹⁸ O 0.133%
		³⁰ Si 1.03%	¹⁷ O 0.025%
"C":	Kohlenstoff	¹² C 98.90%	¹³ C 1.10 %
	(Reaktorgraphit)		

In Tabelle 3.11 sind Name, Material, Masse m, Durchmesser Ø und Dicke d der Scheiben, Peakenergie E_n, Position A oder B, Beginn und Ende der Bestrahlung und die Protonenstrahlladung Q für alle bestrahlten Proben angegeben. Einzelne Anfangs- und Endzeiten für Proben in Position B wurden aufgrund des Loggerprotokolles geschätzt, da keine Angaben dazu vorlagen. Bei der Bestrahlung mit 45 MeV-Neutronen ist zu berücksichtigen, daß zu Anfang die Protonen nicht aus dem Neutronenstrahl entfernt wurden (Kapitel 3.2). Die Intensitätsprofile der Neutronenstrahlen besitzen ein zentrales Plateau von etwa 4 cm Durchmesser, so daß die Proben in guter Näherung homogen bestrahlt wurden.

² Die Angaben zur natürlichen Isotopenverteilung in den Proben wurden der Karlsruher Nuklidkarte ([SEE81]) entnommen. Bei Quarz ist das Verhältnis zwischen Sauerstoff und Silizium berücksichtigt.

Tabelle 3.11: Probanddaten, sortiert nach Material und Neutronenenergie

Name	Mat.	m [g]	Ø [mm]	d [mm]	E _n [MeV]	Pos.	Beginn der Bestrahlung	Ende (en)	Q [mC]
ALUB3	AL	1.33995	25	1	34	B	4.8.93 23:32	10.8.93 9:23	254.52
ALNA1	AL	1.34150	25	1	45	A	3.6.92 00:02	3.6.92 10:29	82.92
ALNB1	AL	1.34280	25	1	45	B	2.6.92 12:09	5.6.92 18:56	320.49
ALUA5	AL	1.33651	25	1	56	A	2.8.93 21:25	3.8.93 2:14	52.10
ALUB5	AL	1.33146	25	1	56	B	31.7.93 16:00	4.8.93 8:20	511.37
ALNA2	AL	1.33380	25	1	66	A	9.6.92 22:58	10.6.92 5:17	46.03
ALNB2	AL	1.33390	25	1	66	B	5.6.92 21:48	10.6.92 5:58	764.72
CU-A3	CU	4.23093	25	1	34	A	9.8.93 11:46	9.8.93 18:17	12.13
CU-B3	CU	4.24990	25	1	34	B	4.8.93 23:32	10.8.93 9:23	254.52
CUNA1	CU	4.22320	25	1	45	A	3.6.92 18:24	4.6.92 13:35	10.26
CUNB1	CU	4.24350	25	1	45	B	2.6.92 12:09	5.6.92 18:56	320.49
CU-A5	CU	4.24515	25	1	56	A	2.8.93 6:35	2.8.93 7:58	8.62
							3.8.93 18:58	4.8.93 4:40	61.51
CU-B5	CU	4.24117	25	1	56	B	31.7.93 16:00	4.8.93 8:20	511.37
CUNA2	CU	4.22800	25	1	66	A	8.6.92 15:36	9.6.92 3:09	106.44 ³
CUNB2	CU	4.22270	25	1	66	B	5.6.92 21:48	10.6.92 5:58	764.72
FE-A3	FE	3.91554	25	1	34	A	8.8.93 6:42	9.8.93 9:49	165.20
FEXB3	FEX	3.59913	25	1.02	34	B	4.8.93 23:32	10.8.93 9:23	254.52
FENA1	FE	3.91070	25	1	45	A	5.6.92 0:37	5.6.92 17:14	105.43
FENB1X	FEX	3.60220	25	1.02	45	B	2.6.92 12:09	5.6.92 18:56	320.49
FENB1	FE	3.91800	25	1	45	B	2.6.92 12:09	5.6.92 18:56	320.49
FEXA5	FEX	3.59071	25	1.02	56	A	3.8.93 11:55	3.8.93 18:58	63.55
FEXB5	FEX	3.60732	25	1.02	56	B	31.7.93 16:00	4.8.93 8:20	511.37
FENA2	FE	3.91020	25	1	56	A	9.6.92 3:40	9.6.92 12:27	81.03
FENB2X	FEX	3.59640	25	1.02	66	B	5.6.92 21:48	10.6.92 5:58	764.72
FENB2	FE	3.91900	25	1	66	B	5.6.92 21:48	10.6.92 5:58	764.72
GRAB3	C	0.64689	25	≈1	34	B	4.8.93 23:32	10.8.93 9:23	254.52
GRAA5	C	0.94355	25	≈1	56	A	2.8.93 0:45	2.8.93 2:26	
							2.8.93 3:14	2.8.93 4:32	
							2.8.93 6:11	2.8.93 6:35	
GRAB5	C	0.64357	25	≈1	56	B	31.7.93 16:00	4.8.93 8:20	511.37
QUAB3	SIO	1.16704	15	3	34	B	4.8.93 23:32	10.8.93 9:23	254.52
QUNB1	SIO	1.18570	15	3	45	B	2.6.92 12:09	5.6.92 18:56	320.49
QUAA5	SIO	1.16401	15	3	56	A	2.8.93 13:31	2.8.93 21:25	95.16
QUAB5	SIO	1.16352	15	3	56	B	31.7.93 16:00	4.8.93 8:20	511.37
QUNB2	SIO	1.19270	15	3	66	B	5.6.92 21:48	10.6.92 5:58	764.72

³ Der von der PTB angegebene Wert von 10.64 mC ist nach den hier ausgeführten Berechnungen falsch.

3.4 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Bei der Bestrahlung von Materie mit Neutronen stehen im allgemeinen – bei Berücksichtigung der relevanten Erhaltungssätze – mehrere Reaktionsmöglichkeiten offen. Die Erhaltung von Energie und Impuls der beteiligten Teilchen führt, wie später in diesem Kapitel gezeigt wird, zu Beschränkungen.

Das auf die Probe treffende Neutron wird durch Wechselwirkungen mit den Atomen in der Probe abgebremst ("moderiert"). Dringt das Neutron in einen Atomkern ein und emittiert dieser Kern unmittelbar nach einer Wechselwirkung mit dem Neutron ein Nukleon oder ein Cluster aus mehreren Nukleonen, so spricht man von einer direkten Reaktion. Direkte Reaktionen finden in der Zeitspanne von etwa 10^{-20} s statt, etwa der Zeit, in der sich ein Neutron durch ein Volumen von der Größe des Kerns bewegt. Zu den direkten Reaktionen gehören:

- Elastische Streuung (n, n): ${}^A_Z\text{K} + n \rightarrow {}^A_Z\text{K} + n$
Das Neutron wird abgelenkt und bewegt sich mit unverminderter kinetischer Energie weiter.
- Unelastische Streuung (n, n'): ${}^A_Z\text{K} + n \rightarrow {}^A_Z\text{K}^* + n'$
Das Neutron überträgt einen Teil seiner kinetischen Energie auf den Kern und bewegt sich mit verringerter Geschwindigkeit weiter. Die Energieänderung wird durch einen Strich am Symbol für das Neutron angedeutet. Dabei kann die Energie auf ein einzelnes Nukleon im Kern übertragen ("Einteilchenanregung") oder der gesamte Kern angeregt werden.
- Austauschreaktionen (n, b): ${}^A_Z\text{K} + n \rightarrow {}^{A-X+1}_{Z-Y}\text{K} + {}^X_Y\text{b}$
Ein Nukleon oder ein Cluster aus mehreren Nukleonen wird durch das Neutron aus dem Kern herausgeschlagen.

Wird nach der Wechselwirkung kein Nukleon zu einem ungebundenen Energieniveau angehoben, bildet sich ein angeregter Compoundkern, dessen Anregungsenergie statistisch auf seine Nukleonen verteilt wird:



Die Anregungsenergie setzt sich aus der kinetischen Energie des Neutrons und seiner freiwerdenden Bindungsenergie von etwa 6-8 MeV zusammen. Normalerweise besitzt über "längere" Zeiträume (10^{-16} s) kein Nukleon genügend Energie um den Kern zu verlassen, bis durch Fluktuationen in der Energieverteilung einzelne oder mehrere Nukleonen emittiert werden. In diesem Zeitraum gehen die Informationen über die stattgefundene Neutron-Kern-Wechselwirkung (abgesehen von denjenigen Größen, die Erhaltungssätzen genügen) verloren. Der Zerfall des Compoundkerns ist deshalb unabhängig von der Art seiner Bildung. Gibt der Kern seine Anregungsenergie nur durch die Emission von Photonen ab, ohne daß Nukleonen emittiert werden, spricht man von einer Einfangreaktion. Es ist möglich, daß der angeregte Compoundkern zerfällt, bevor sich ein statistisches Gleichgewicht eingestellt hat ("Präequilibriumszerfall").

Auf der Nuklidkarte ergibt sich für die möglichen Reaktionen folgendes Bild (anstelle der Nuklide sind die Reaktionen angegeben, die den Targetkern in diese Nuklide umwandeln würden):

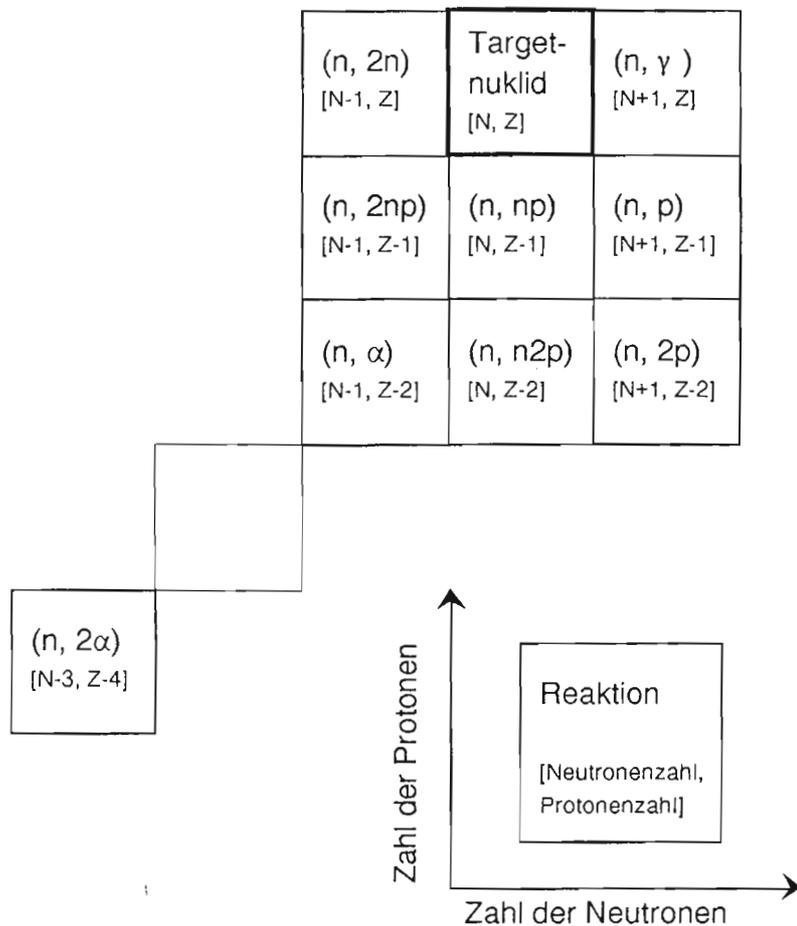


Abb. 3.12: Neutroneninduzierte Reaktionen (analog zur Nuklidkarte)

Im folgenden soll die Energie- und Impulsbilanz der Reaktionen untersucht werden. Die Wechselwirkung eines freien Neutrons n mit einem Atomkern A läßt sich allgemein so beschreiben:



Der verbleibende Restkern sei B ; b bezeichnet summarisch die nach dem Zusammenprall emittierten leichten Partikel und Gamma-Quanten. Die Energiedifferenz Q ("Q-Wert", "Wärmetönung") berechnet sich aus der Massendifferenz der beiden Seiten der Gleichung über die Einsteinsche Energie-Masse-Beziehung: $Q = (m_n + m_A - m_B - m_b) \cdot c^2$, mit m_n , m_A , m_B und m_b als den Massen der jeweiligen Teilchen. Reaktionen mit positivem Q -Wert bezeichnet man als exotherm; Reaktionen mit negativem Q -Wert endotherm. Letztere können nur dann stattfinden, wenn das Neutron eine ausreichend große kinetische Energie besitzt, so daß die Schwellenenergie überwunden werden kann. Als Schwellenenergie wird der Energiebetrag bezeichnet, der mindestens zugeführt werden muß, damit eine Reaktion stattfinden kann.

Für Austauschreaktionen oder Compoundkernreaktionen folgt aus der Impulserhaltung:

$$m_n \cdot v_n = m_{K^*} \cdot v_{K^*} \quad (3.14)$$

also

$$v_{K^*} = \frac{m_n \cdot v_n}{m_{K^*}} \quad (3.15)$$

- m_n Neutronenmasse
- v_n Geschwindigkeit des aufprallenden Neutrons
- m_{K^*} Masse des Compoundkerns K^* , $m_{K^*} = m_n + m_A$
- m_A Masse des Kerns vor der Reaktion
- v_{K^*} Geschwindigkeit des Compoundkerns nach der Reaktion

Die Energie ΔE_{kin} , die zur Überwindung der Schwelle bei endothermen Reaktionen zur Verfügung steht, ist die Differenz der kinetischen Energien von Neutron (vor der Reaktion) und Compoundkern (nach der Reaktion):

$$\Delta E_{kin} = \frac{1}{2} (m_n \cdot v_n^2 - m_{K^*} \cdot v_{K^*}^2) \quad (3.16)$$

v_{K^*} wird durch den Ausdruck aus Gleichung 3.15 ersetzt:

$$\Delta E_{kin} = \frac{1}{2} m_n v_n^2 \left(1 - \frac{m_n}{m_{K^*}}\right) \quad (3.17)$$

Für die kinetische Energie des Neutrons $E_{kin,n} = \frac{1}{2} m_n v_n^2$ folgt:

$$E_{kin,n} = \Delta E_{kin} \left(\frac{m_{K^*}}{m_{K^*} - m_n}\right) = \Delta E_{kin} \left(\frac{m_n + m_A}{m_A}\right) = \Delta E_{kin} \left(1 + \frac{m_n}{m_A}\right) \quad (3.18)$$

Falls ein Energiebetrag $|Q|$ nötig ist um eine Reaktion stattfinden zu lassen (der Q-Wert ist in diesem Fall negativ), muß das Neutron eine kinetische Energie größer oder gleich der Schwellenenergie aufweisen:

$$E_{kin,n} \geq |Q| \left(1 + \frac{m_n}{m_A}\right) \quad (3.19)$$

Für die entsprechende Geschwindigkeit v_n des Neutrons gilt:

$$v_n \geq \sqrt{2 |Q| \frac{m_n + m_A}{m_n \cdot m_A}} \quad (3.20)$$

Diese Rechnungen wurden für den nichtrelativistischen Fall durchgeführt, eine Näherung, die bei niedrigen Neutronenenergien erlaubt ist.

Zur Berechnung der Schwellenenergien und Q-Werte wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit das Programm Q_WERT geschrieben. Als Parameter werden die leichten Teilchen, die der Kern emittieren kann, und eine Datei der Massendefekte, z.B. [WAP88], angegeben. Q_WERT berechnet dann für vorgegebene Targetnuklide und Projektile alle Reaktionskanäle und die entsprechenden Werte. Zur Beschränkung der Ausgabe können bestimmte Voreinstellungen (z.B. maximale Massendifferenz, maximale Zahl der emittierten Teilchen, interessierende Produktnuklide) getroffen werden.

4 Messung der Aktivitäten

Die bei der Aktivierung entstandenen radioaktiven Nuklide wurden γ -spektrometrisch gemessen. Die nächsten Kapitel geben eine Übersicht über die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse und die Meßergebnisse mit den durchgeführten Korrekturen.

4.1 Radioaktiver Zerfall

Die Zahl $-dN$ der pro Zeiteinheit zerfallenden Kerne radioaktiver Nuklide hängt von der Gesamtzahl N der Kerne und einer für das jeweilige Nuklid typischen Zerfallskonstanten λ ab:

$$A := - \frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (4.1)$$

Die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit heißt Aktivität A . Aus Gleichung (4.1) folgt für einen Zeitpunkt t (bezogen auf den Zeitpunkt 0):

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (4.2)$$

$N(t)$ gibt die Zahl der Kerne zum Zeitpunkt t und N_0 die Zahl der Kerne zum Zeitpunkt 0 an. Statt λ wird auch die Halbwertszeit $T_{1/2}$ angegeben, die Zeit, in der die Hälfte der vorgegeben Menge eines Nuklides zerfallen ist:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (4.3)$$

Es gibt im allgemeinen mehrere Möglichkeiten des Zerfalls, zum einen können verschiedene Zerfallsprodukte entstehen (ein Beispiel hierfür ist der Zerfall von Wismut: ^{212}Bi zerfällt zu 36.2% in ^{208}Tl und zu 63.8% in ^{212}Po), zum anderen werden nach dem Zerfall häufig verschiedene angeregte Energieniveaus des Produktkerns eingenommen. Diese angeregten Energieniveaus werden normalerweise sehr schnell verlassen und es wird, eventuell über mehrere Zwischenschritte auf kleinere Energieniveaus, das Grundniveau eingenommen. Bei dem Übergang von einem Energieniveau zu einem anderen wird mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein Photon emittiert. Die Energie des Photons ist dann fast genau gleich der Energiedifferenz der beiden Energieniveaus. Alternativ hierzu sind strahlungslose Übergänge ("Internal Conversion") möglich. Die Energieniveaus, und damit auch die Energien der emittierten Photonen, sind charakteristisch für die Nuklide. Normalerweise sind auf einem angeregten Energieniveau Übergangsmöglichkeiten zu mehreren anderen Niveaus möglich. Die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Übergang ("Verzweigungsverhältnis") hängt nicht von vorherigen Zustandsübergängen sondern nur vom eingenommenen Energieniveau ab. Deshalb werden die Photonen einer Abfolge von Übergängen isotrop und unabhängig voneinander emittiert. Natürlich muß dabei das Endniveau eines Überganges das Anfangsniveau des nächsten sein. Beim radioaktiven Zerfall existieren also im allgemeinen mehrere Pfade vom ursprünglich besetzten angeregten Energieniveau zum Grundzustand, wobei die jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten voneinander unabhängig und konstant sind. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem radioaktiven Zerfall ein bestimmtes Photon γ emittiert wird heißt die Abundance I_γ . Sie berechnet sich aus den Wahrscheinlichkeiten der Pfade, die über den entsprechenden Niveauübergang führen, und der Wahrscheinlichkeit für einen nicht strahlungslosen Übergang zwischen den beiden Niveaus.

Beschrieben werden die Übergangswahrscheinlichkeiten mit Zerfallsschemata ("Termschemata"), die z.B. in [ICR83] aufgelistet sind. Ein Beispiel soll für ^{58}Co gegeben werden (Abb. 4.4).

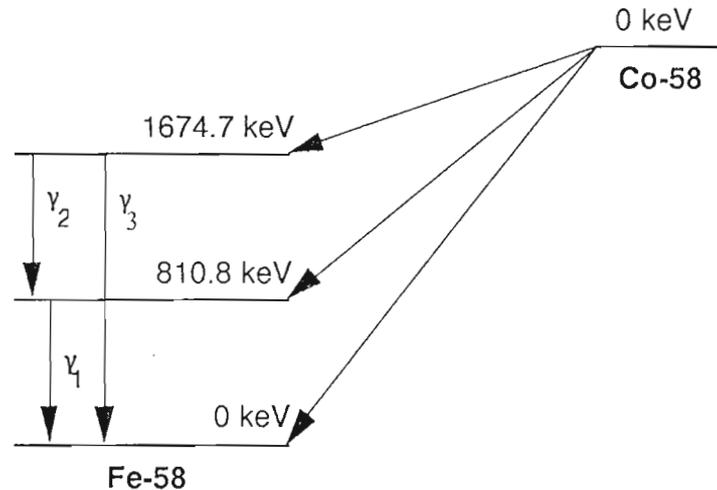


Abb. 4.4: Zerfallsschema von ^{58}Co (vereinfacht)

$^{58}_{27}\text{Co}$ zerfällt unter β^+ -Zerfall zu $^{58}_{26}\text{Fe}$. Die zwei wichtigsten angeregten Energieniveaus von ^{58}Fe liegen bei 1.6747 MeV und 0.8108 MeV (die Energie eines Niveaus wird immer relativ zum Grundniveau angegeben). Die Abundances der Photonen γ_i sind:

$$I_{\gamma_1} = 0.994, I_{\gamma_2} = 6.76 \cdot 10^{-3} \text{ und } I_{\gamma_3} = 5.17 \cdot 10^{-3}$$

Die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang vom 810.8 keV-Niveau zum Grundniveau liegt bei $3 \cdot 10^{-4}$, für die beiden anderen möglichen Übergänge sind diese Wahrscheinlichkeiten sehr klein.

4.2 γ -Spektrometrie

Die Messungen der γ -Spektren erfolgte mit einem Germanium-Detektor. Die Halbleiter-Detektoren (Germanium oder Silizium) funktionieren nach folgendem Prinzip: Durch ein einfallendes Photon werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband befördert und können durch das Anlegen eines elektrischen Feldes an einer Elektrode gesammelt werden. Bei ihrer Bewegung im Halbleiterkristall bewirken diese Elektronen kaskadenartig bei weiteren Elektronen das Überwinden der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband und verstärken den meßbaren Effekt. Aus der Stärke des Impulses kann die Energie der Photonen bestimmt werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ("Efficiency") des Detektors, also die Wahrscheinlichkeit ein aus einer Probe emittiertes Photon zu messen, hängt von der Photonenenergie und dem Meßaufbau (vor allem dem Abstand von der Probe zum Detektor) ab. In manchen Fällen werden mehrere Photonen gleichzeitig gemessen, der Detektor mißt in diesem Fall die Summe der Energien beider Photonen ("Koinzidenzpeak", "Summenpeak"). Die Wahrscheinlichkeit der Messung eines Photons hängt in guter Näherung nicht von weiteren gleichzeitig im Detektor gemessenen Photonen ab, da die Anregung von Elektronen zunächst lokal stattfindet und sich nicht gegenseitig beeinflusst. Die "Efficiency" für die gleichzeitige Messung mehrerer gleichzeitig emittierter Photonen ist also das Produkt der Efficiencies der einzelnen Photonen. Die (im Vergleich mit der Auflösungszeit des Detektors) gleichzeitige Emission von Photonen erfolgt bei mehreren aufeinanderfolgenden Übergängen in einem radioaktiven Nuklid. Nach einem Meßereignis kann für eine kurze Zeitspanne ("Totzeit") kein weiteres Photon gemessen werden, da die an den Detektor angeschlossene Meßelektronik eine bestimmte Zeit zur Verarbeitung

der Signale benötigt. Eine ausführliche Beschreibung der γ -Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren bietet [DEB88].

Ein Spektrum wird erstellt, indem zu jedem Energieintervall ("Kanal") die Anzahl ("Counts") der Photonen, die in diesem Intervall gemessen wurden, aufgetragen wird. Durch verschiedene Effekte variiert die gemessene Energie etwas um die Energie der Photonen, deshalb weisen die sich im Spektrum bildenden "Peaks" oder "Linien" eine gewisse Breite auf. Die Zahl der gemessenen Photonen ist gleich der Fläche eines Peaks, d.h. der Summe der Counts in den Kanälen um die Photonenenergie, ohne den Untergrund. Der Peak bei der Photonenenergie heißt Full-Energy-Peak, die Peakfläche wird als Area bezeichnet.

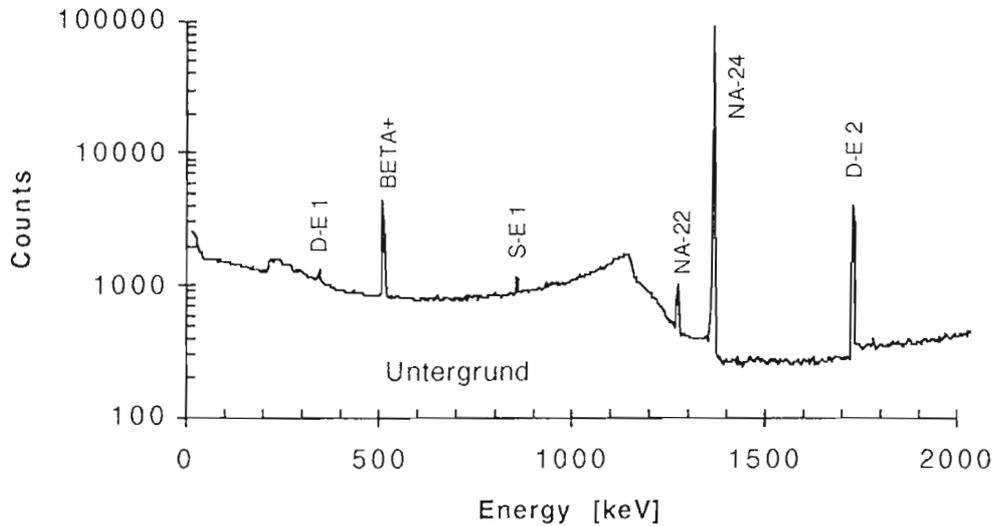
Als Untergrund sollen hier alle Meßereignisse bezeichnet werden, die nicht zu den Peaks aus der gemessenen Probe gehören. Der Untergrund läßt sich in zwei Komponenten einteilen:

- Auch bei Leermessungen – Messungen ohne Probe – werden Photonen gemessen. Sie stammen z.B. von radioaktiven Nukliden in der Umgebung oder der Höhenstrahlung.
- Bei der Messung einer radioaktiven Probe erzeugen die Photonen einer γ -Linie neben den Full-Energy-, Escape- und Summenpeaks auch kontinuierlich verteilte Counts in niedrigeren Kanälen. Diese Counts entstehen z.B. durch den Comptoneffekt und tragen zu dem Untergrund für andere Peaks bei.

Bei Photonenenergien von mehr als 1022 keV kann Paarbildung eintreten: Aus dem Photon werden im Detektorkristall ein Positron und ein Elektron gebildet. Das Positron wird abgebremst und reagiert mit einem Elektron ("Annihilation"), es entstehen zwei 511-keV-Photonen (511 keV entspricht der Elektronen- bzw. Positronenmasse). Kann eines dieser Photonen den Kristall verlassen, wird scheinbar ein Peak mit um 511 keV verringerter Energie gemessen ("Single-Escape-Peak"), falls beide Photonen den Kristall verlassen entsteht ein um 1022 keV verschobener Peak ("Double-Escape-Peak").

Wenn ein bei einem β^+ -Zerfall emittiertes Positron annihiliert, entstehen meist zwei Photonen einer Energie von 511 keV, die sich aufgrund der Impulserhaltung in entgegengesetzter Richtung fortbewegen. Diese Reaktion findet z.B. in der Detektorabschirmung statt. Eines dieser Photonen kann im Detektor gemessen werden und erzeugt einen Peak bei 511 keV (" β^+ -Peak"). Die Efficiency für die Messung von β -Peaks ist nicht gleich der Efficiency für ein aus der Probe emittiertes 511-keV-Photon, da die Annihilation normalerweise nicht in der Probe stattfindet, und die Efficiency stark vom Ort der Emission eines Photons abhängt.

Abb. 4.5 zeigt als Beispiel ein Spektrum einer neutronenaktivierten Aluminiumprobe.



	gemessene Peakenergie	Herkunft der Linie
D-E 1	347.45 MeV	Double-Escape Linie der ^{24}Na Linie bei 1368.5 keV
S-E 1	857.96 MeV	Single-Escape Linie der ^{24}Na Linie bei 1368.5 keV
NA-24	1369.78 MeV	^{24}Na Linie bei 1368.5 keV
D-E 2	1733.36 MeV	Double-Escape Linie der ^{24}Na -Linie bei 2753.9 keV ⁴
NA-22	1275.77 MeV	^{22}Na -Linie bei 1274.5-keV
BETA+	512.03 MeV	β^+ -Linie bei 511 keV

Abb. 4.5: Spektrum einer neutronenaktivierten Aluminiumprobe

4.3 Bestimmung der Detektor-Efficiency:

Zur Bestimmung der Aktivität aus den gemessenen Spektren ist vor allem die Kenntnis der Efficiency notwendig. Sie quantifiziert den Zusammenhang zwischen der Rate der gemessenen Photonen und der Aktivität. Die Efficiency ist stark energieabhängig, die Efficiencykurve gibt die Efficiency in Abhängigkeit von der Photonenenergie an. Fast alle Messungen, die in dieser Arbeit betrachtet werden, sind auf dem Germanium-Detektor "GE_NEU" der Zentraleinrichtung für Strahlenschutz durchgeführt worden. Die Proben waren dicke Scheiben (1 bzw. 3 mm) von einem vergleichsweise großen (2.5 bzw. 1.5 cm) Durchmesser (Kapitel 3.3), die wegen ihrer schwachen Aktivität in nur einem Zentimeter Abstand vor dem Detektor positioniert wurden. Um die Efficiency für diese Geometrie zu bestimmen, wurden mit Standard-Punktquellen bekannter Aktivität an mehreren Positionen (Abb. 4.6) Spektren aufgenommen und aus den Verhältnissen Peakarea zu Aktivität und Meßzeit die Efficiency berechnet. Die Selbstabsorption, die Absorption von emittierten Photonen in der Probe, ist dabei nicht berücksichtigt worden. Dieser Effekt kann später bei der Korrektur der Meßergebnisse einfach und genau korrigiert werden.

⁴ Die 2753.9-keV-Linie selbst ist im Spektrum nicht enthalten, da das Spektrum nur bis etwa 2000 keV aufgezeichnet wurde.

Zur Efficiencybestimmung des Detektors "GE_NEU" wurden vor allem folgende Messungen ausgewertet:

- Mit einer ^{226}Ra -Quelle (die viele Linien über einen großen Energiebereich aufweist) wurde die energieabhängige Efficiencykurve aufgenommen. Dabei auftretende Koinzidenzen wurden korrigiert.
- Mit einer ^{137}Cs -Quelle wurden an verschiedenen Positionen (Abb. 4.6) die Efficiency für eine Energie von 661.6 keV gemessen.
- Die Abhängigkeit der Efficiency von einer Verschiebung parallel zur Detektoroberfläche wurde mit einer ^{57}Co -Quelle bei 122.1 keV aufgenommen. Diese Messungen sind zusätzlich zu den ^{137}Cs -Messungen durchgeführt worden.

Diese und andere durchgeführte Meßreihen erlauben folgende empirische Annahmen:

- Die Energieabhängigkeit der Efficiency ist bis auf einen für alle Energien konstanten Faktor unabhängig von der Position der Punktquelle (unter anderem belegt durch mehrere ^{226}Ra -Messungen in verschiedenen Positionen: Die Efficiencykurven unterscheiden sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nur durch einen konstanten Faktor).
- Bei Parallelverschiebung der Position ändert sich die Efficiencykurve um einen vom Detektorabstand nicht abhängigen Faktor.
- Die Veränderung der Efficiency bei Verschiebung auf der Mittelachse ist proportional zur Änderung des Abstandes.
- Die Efficiency ist zylindersymmetrisch zur Mittelachse.

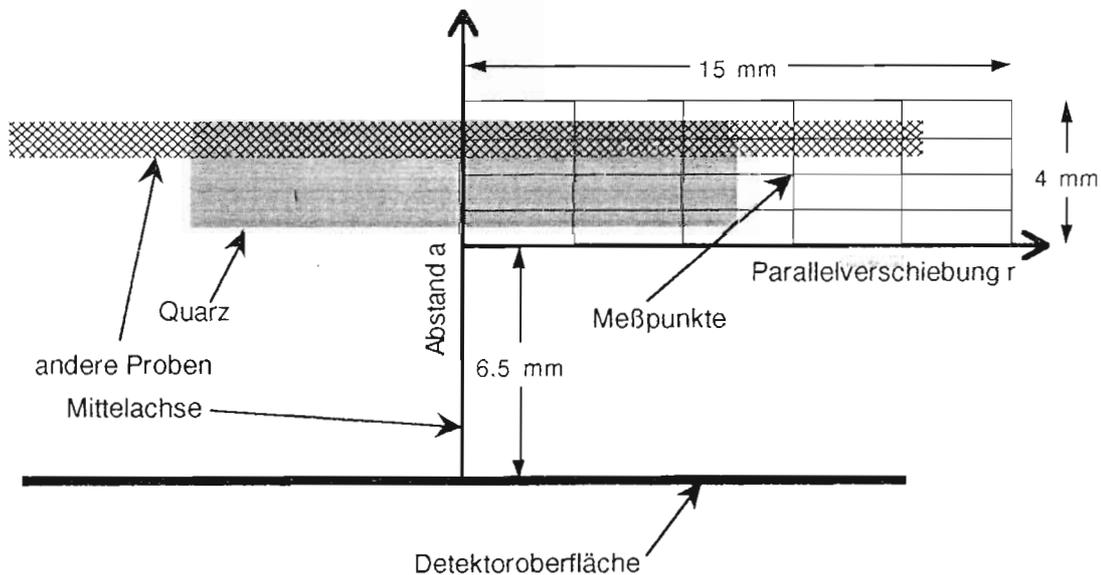


Abb. 4.6: Koordinatensystem des Detektors für Efficiencymessungen

Die Efficiency für eine Punktquelle in Abhängigkeit von der Energie E, dem Abstand r von der Mittelachse und dem Abstand a zum Detektor berechnet sich dann folgendermaßen:

$$\text{Eff}(E, r, a) = \text{Eff}(E, 0, a_0) \cdot F(r) + S(E_0) \cdot (a - a_0) \cdot \frac{\text{Eff}(E, 0, a_0)}{\text{Eff}(E_0, 0, a_0)} \quad (4.7)$$

Diese Formel entspricht nicht den physikalischen Zusammenhängen; sie soll, wie die auf der vorigen Seite aufgeführten empirischen Annahmen, lediglich eine Näherung zur Interpolation der Meßwerte sein. Die durchgeführten Meßreihen zeigen, daß diese Annahmen eine gute Näherung darstellen. $\text{Eff}(E, 0, a_0)$ ist die Efficiencykurve in einem Abstand a_0 vom Detektor auf der Mittelachse, $\text{Eff}(E_0, 0, a_0)$ ist der Wert dieser Efficiencykurve bei der Energie, für den der Parameter $S(E_0)$ bestimmt wurde.

Die Parameter $F(r)$ und $S(E_0)$ und die Efficiencykurve $\text{Eff}(E, 0, a_0)$ werden aus den Messungen bestimmt. Für die räumlich ausgedehnten Proben müssen die entsprechenden Punktwerte über das überstrichene Volumen aufintegriert bzw. aufsummiert werden.

4.3.1 Energieabhängigkeit

Die Energieabhängigkeit der Efficiency ($\text{Eff}(E, 0, a_0)$ aus Formel 4.7) wurde mit einer Radium-Messung bestimmt. Radium weist im für die durchgeführten Messungen wichtigen Bereich (200 - 2000 keV) viele Linien auf, so daß die gesamte Kurve mit einer Messung bestimmt werden konnte. Dadurch wird die Genauigkeit wesentlich erhöht, da keine Schwankungen der Position auftreten, wie sie bei dem Positionieren mehrerer Präparate unvermeidlich sind. Außerdem konnte ziemlich lange (46 h) bei kleiner Zählrate (also geringer Totzeit) gemessen werden. Daß viele Linien dicht benachbart sind, vermindert die Präzision der Areabestimmung. Die einzelnen Standardabweichungen konnten nicht bestimmt werden, da die Effekte der gegenseitigen Beeinflussung der Linien nicht quantitativ bekannt sind. Eine Prüfung ergab, daß die rechnerischen Standardabweichungen etwa statistisch verteilt sind. Aufgrund der großen Anzahl von Linien sind statistische Schätzungen ziemlich genau. Bei einigen Linien ist eine Koinzidenzkorrektur sinnvoll. Dafür wurde eine ungefähre Efficiencykurve ermittelt und aus dieser Kurve mit SUMESC die Korrekturfaktoren berechnet. Andere Rechnungen mit iterativen Programmen zeigten, daß auch mit aufwendigeren Koinzidenz-korrekturverfahren kein weiterer Gewinn an Genauigkeit mehr erzielt werden kann. Korrekturen über 5% sind in Tabelle 4.8 aufgeführt.

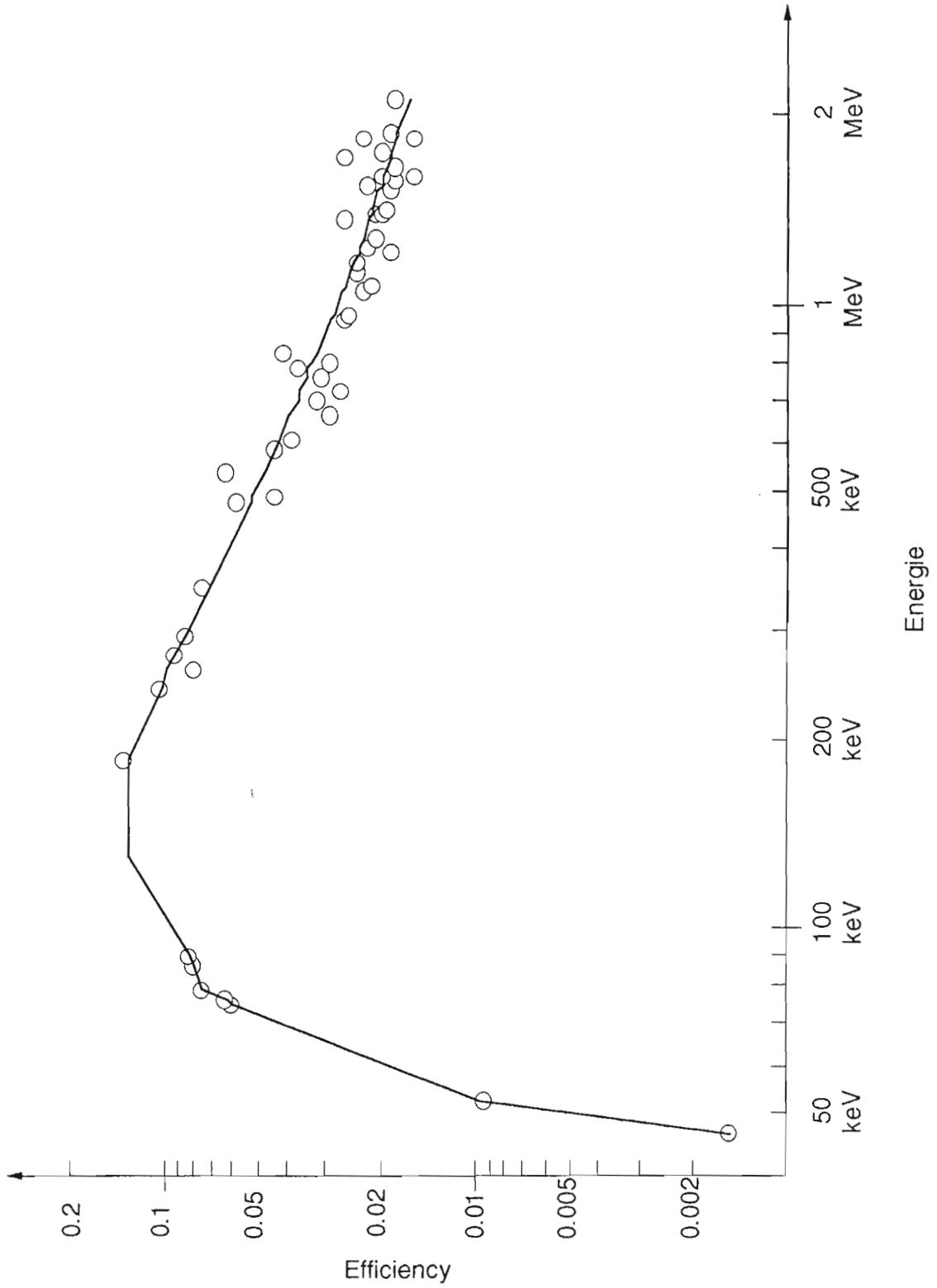


Abb. 4.9: Efficiencykurve, gemessene (○) und gefittete (—) Werte

Tabelle 4.8: Koinzidenzkorrekturen (> 5%)

E [keV]	Korr.	E [keV]	Korr.	E [keV]	Korr.
1070.00	5.21%	258.80	6.29%	703.00	7.71%
274.60	5.33%	487.20	6.45%	719.80	8.32%
580.20	5.33%	665.50	6.71%	1207.70	8.32%
806.20	5.42%	1847.40	-6.84%	1729.60	-11.61%

Der größte Fehler ist 11.61%, d.h. wenn die vorläufig berechnete Efficiency auf 10 % genau ist (und damit die Korrekturkoeffizienten – die Efficiency geht hier quadratisch ein – auf etwa 20 %), liegt der nicht korrigierte Fehler der Koinzidenzkorrektur grob abgeschätzt bei 2.3%. Durch die Mittelung der Efficiencywerte ist der Einfluß dieses nicht korrigierten Fehlers auf die letztendlich ermittelte Efficiencykurve ohne Auswirkung. (Die nicht gefitteten Werte unter 186 keV weisen nur sehr geringe Koinzidenzeffekte auf.) Für Energien größer oder gleich 186 keV bildet die Efficiencykurve in doppeltlogarithmischer Darstellung etwa eine Gerade. Die koinzidenzkorrigierten Werte wurden also folgendermaßen gefittet: Der Wert für die Energie E wurde bestimmt, indem durch die Werte im Energiebereich von $1/e \cdot E$ bis $e \cdot E$ ($e \approx 2.72$) mit Least-Squares-Adjustment nach den Parametern α und β die Funktion $f(E) = e^{\alpha + \beta \cdot \ln(E)}$ gelegt wurde. In doppelt-logarithmischer Darstellung entspricht das einer Gerade durch die Punkte für $\ln(E)$ -Werte im Bereich $\ln(E)-1$ bis $\ln(E)+1$. Mit dieser Funktion wurde dann der gefittete Wert an der Stelle E bestimmt.

Zwischen den beiden Linien bei 89.80 und 186.00 besitzt Radium keine weitere Linie. Um die Efficiencykurve zu verbessern wurde recht willkürlich ein Punkt bei 129.24 keV (in logarithmischer Darstellung die Mitte zwischen den benachbarten Energiewerten) mit der Efficiency von 186.00 keV eingefügt. Diese Ergänzung ist recht grob, verbessert aber die Qualität der Efficiencykurve, da aus dem Vergleich mit anderen Efficiencykurven der ungefähre Verlauf in diesem Bereich ersichtlich ist.

4.3.2 Räumlicher Verlauf

Der Verlauf der Efficiency parallel zur Detektoroberfläche (der Parameter $F(r)$ aus Formel 4.7) ist aus folgenden Meßwerten bestimmbar⁵:

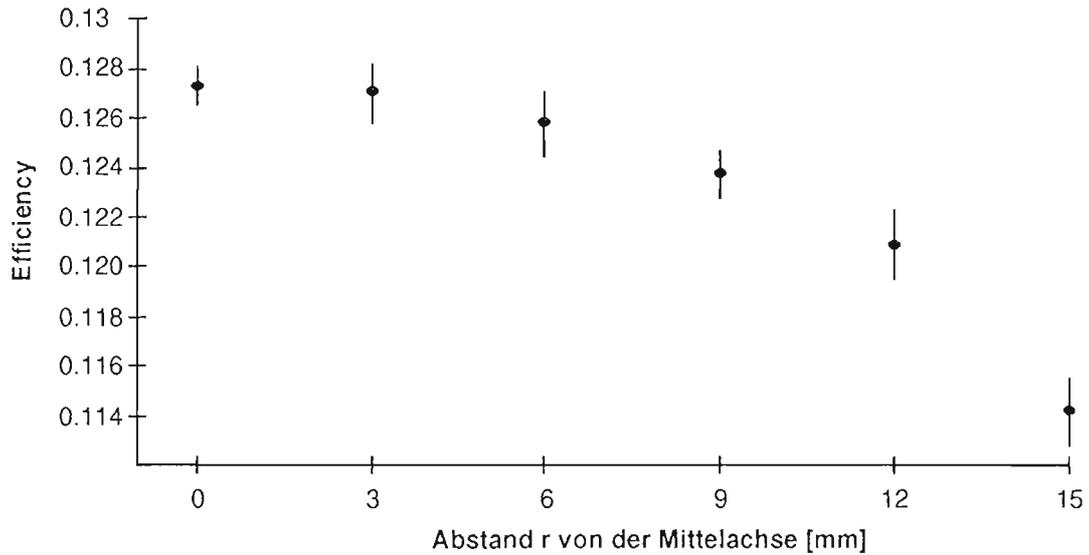


Abb. 4.10: Efficiency ($E_\gamma = 122.1$ keV, $a = 1$ cm)

Die Auswertung dieser Messungen ergibt für $F(r)$ und die Aufintegrationen über die Fläche:

Tabelle 4.11: Parameter $F(r)$

r [mm]	$F(r)$	Fläche A [mm ² /π]	$F(r) \cdot A$ [mm ² /π]
0	1	2.25	2.25
3	0.99787	18	17.962
6	0.98816	36	35.574
9	0.97256	54	52.518
12	0.94986	72	68.39
15	0.89692	90	80.723

Der Ausdruck $F(r) \cdot \text{Fläche } A$ gibt den Korrekturfaktor für einen dünnen Kreisring um den Radius r an. Die Fläche zu einem Radius berechnet sich hier aus der Einteilung der Kreisfläche (Radius 18 mm) in einen zentralen Kreis von 3 mm Durchmesser und 5 konzentrischen Kreisringen mit einer

⁵ Die Ergebnisse der hier aufgeführten Messungen (Abb. 4.10 und Abb. 4.13) sind im Anhang (A3) tabelliert.

Breite von 3 mm. Für die Proben berechnen sich folgende Gesamtfaktoren aus den nach der Fläche gewichteten Werten $F(r)$:

$$\begin{aligned} \text{Quarz (Radius = 7.5 mm):} & \quad 0.9917 \\ \text{andere (Radius = 12.5 mm):} & \quad 0.9695 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Die in Abb. 4.13 dargestellten Meßwerte ermöglichen die Bestimmung des Parameters $S(E_0)$ für $E_0 = 661.6$ keV. Um die Fehlerbalken kenntlich zu machen, wurden sie teilweise geringfügig verschoben. Rechts sind die Abstände a vom Detektor für die jeweilige Meßreihe angegeben.

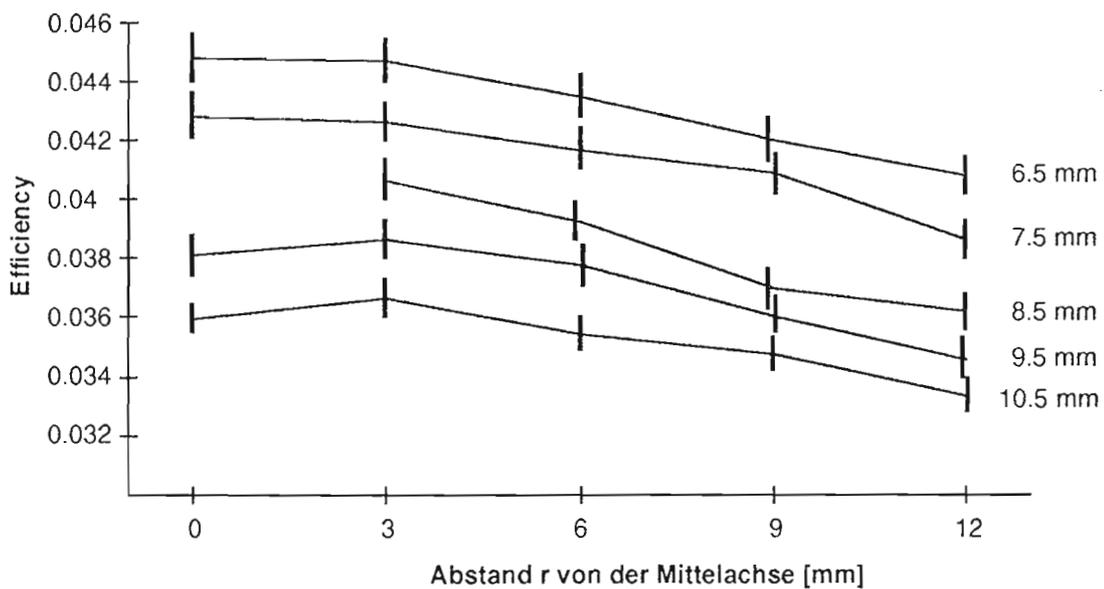


Abb. 4.13: Efficiency ($E_\gamma = 661.6$ keV)

Bei 661.6 keV ist die Efficiency deutlich geringer als 122.1 keV, entsprechend ungenauer fallen die Ergebnisse aus. Folgende Annahme beschreibt diese Meßergebnisse am besten: Die Änderung der Efficiency dE bei Änderung des Abstandes vom Detektor auf der Mittelachse um da ist für die Abstände a konstant (natürlich nur für jeweils dieselbe Energie).

Um den Parameter $S(E_0)$ zu bestimmen, werden die obigen Meßergebnisse abhängig vom Abstand r durch die passenden Faktoren $F(r)$ dividiert; so erhält man jeweils die rechnerischen Werte für die Mittelachse bei den 5 verschiedenen Abständen. Tabelle 4.14 enthält die Efficiencywerte, die sich aus den mit der Standardabweichung gewichteten Ergebnisse berechnen.

Tabelle 4.14: Efficiency bei 661.6 keV

a [mm]	Efficiency
6.5	0.04223
7.5	0.04047
8.5	0.03797
9.5	0.03636
10.5	0.03453

Die mittlere Änderung der Efficiency pro Millimeter Änderung des Abstandes ist also:

$$S(661.6 \text{ keV}) = 0.001926 \pm 0.00034 \quad (4.15)$$

Die Standardabweichung bezieht sich auf die ungewichteten 5 Werte, die Standardabweichungen der einzelnen Werte selbst sind nicht berücksichtigt. Es muß noch ein Wert für eine bestimmte Position berechnet werden – dann kann $\text{Eff}(E, 0, a_0)$, und damit für jede Position im betrachteten Gebiet, die Efficiency berechnet werden. Dieser Standardwert soll für die Position "1 cm Abstand vom Detektor, auf der Mittelachse, bei 661.6 keV" berechnet werden. Dazu wurden für alle Meßpunkte mit den bisher ermittelten Zahlen der Wert für diese Position berechnet und mit den jeweiligen Standardabweichungen gewichtet:

$$\text{Eff}(E_0 = 661.6 \text{ keV}, r = 0, a_0 = 1) = 0.03533 \pm 0.00061 \quad (4.16)$$

Die Efficiencykurve $\text{Eff}(E, 0, a_0)$ wird an diesen Wert angepaßt: Die entsprechende Efficiency für die Energie 661.6 keV ist nach doppeltlogarithmischer Interpolation 0.03995. Multipliziert mit 0.8843 ist diese Kurve $\text{Eff}(E, 0, a_0)$. Damit sind alle Größen aus Formel 4.7 bekannt. Auswertungen von Messungen mit diesen Daten führten teilweise zu Übereinstimmungen zwischen entsprechenden Werten von etwa 1 %. Dementsprechend werden die hier berechneten Größen 4-stellig angegeben.

4.3.3 Ergebnisse

Aus Abb. 4.6 sind die Ausdehnung der Proben zu entnehmen. Quarz überstreicht die Detektorabstände von 7 mm bis 10 mm und eine Kreisfläche von 7.5 mm Radius. Die anderen Proben sind zwischen 9 und 10 mm vom Detektor entfernt und belegen eine Kreisfläche mit Radius 12.5 mm. Formel 4.7 wird für die Raumpunkte berechnet und aufsummiert, als Ergebnis erhält man:

$$\begin{aligned} \text{Quarz:} \\ \text{Efficiency}_{\text{Quarz}} &= 0.9917 \cdot \text{Eff}(E, 0, a_0) \\ \\ \text{andere Proben:} \\ \text{Efficiency}_{\text{andere Proben}} &= 0.9695 \cdot \text{Eff}(E, 0, a_0) \end{aligned} \quad (4.17)$$

Die Werte sind in Tabelle 4.18 vollständig aufgeführt. Bei der Beurteilung dieser Werte sollte die angegebene Unsicherheit der Cäsiumprobe von 1.5% beachtet werden.

Tabelle 4.18: Efficiencykurven

E [keV]	gemessene Werte (mit Standardabweichung ⁶)	gefittet	für Quarz- Proben	für andere Proben
46.50	$1.5393 \cdot 10^{-3} \pm 4.9620 \cdot 10^{-5}$	$1.5393 \cdot 10^{-3}$	$1.4603 \cdot 10^{-3}$	$1.3556 \cdot 10^{-3}$
53.20	$9.2973 \cdot 10^{-3} \pm 1.6435 \cdot 10^{-4}$	$9.7369 \cdot 10^{-3}$	$9.2369 \cdot 10^{-3}$	$8.5748 \cdot 10^{-3}$
74.80	$6.1294 \cdot 10^{-2} \pm 5.0194 \cdot 10^{-4}$	$6.1294 \cdot 10^{-2}$	$5.8146 \cdot 10^{-2}$	$5.3979 \cdot 10^{-2}$
77.10	$6.3015 \cdot 10^{-2} \pm 3.7000 \cdot 10^{-4}$	$6.3015 \cdot 10^{-2}$	$5.9779 \cdot 10^{-2}$	$5.5494 \cdot 10^{-2}$
79.30	$7.4447 \cdot 10^{-2} \pm 2.7076 \cdot 10^{-3}$	$7.4447 \cdot 10^{-2}$	$7.0625 \cdot 10^{-2}$	$6.5562 \cdot 10^{-2}$
87.20	$8.0095 \cdot 10^{-2} \pm 5.9085 \cdot 10^{-4}$	$8.0095 \cdot 10^{-2}$	$7.5982 \cdot 10^{-2}$	$7.0536 \cdot 10^{-2}$
89.80	$8.2923 \cdot 10^{-2} \pm 8.8914 \cdot 10^{-4}$	$8.2923 \cdot 10^{-2}$	$7.8665 \cdot 10^{-2}$	$7.3026 \cdot 10^{-2}$
129.24		$1.3235 \cdot 10^{-1}$	$1.2556 \cdot 10^{-1}$	$1.1656 \cdot 10^{-1}$
186.00	$1.3540 \cdot 10^{-1} \pm 5.8511 \cdot 10^{-4}$	$1.3235 \cdot 10^{-1}$	$1.2556 \cdot 10^{-1}$	$1.1656 \cdot 10^{-1}$
241.90	$1.0206 \cdot 10^{-1} \pm 3.8721 \cdot 10^{-4}$	$1.0276 \cdot 10^{-1}$	$9.7488 \cdot 10^{-2}$	$9.0500 \cdot 10^{-2}$
258.80	$7.9401 \cdot 10^{-2} \pm 1.0067 \cdot 10^{-3}$	$9.7512 \cdot 10^{-2}$	$9.2505 \cdot 10^{-2}$	$8.5875 \cdot 10^{-2}$
274.60	$9.3957 \cdot 10^{-2} \pm 3.0977 \cdot 10^{-4}$	$9.2221 \cdot 10^{-2}$	$8.7486 \cdot 10^{-2}$	$8.1215 \cdot 10^{-2}$
295.20	$8.6063 \cdot 10^{-2} \pm 6.5682 \cdot 10^{-4}$	$8.5455 \cdot 10^{-2}$	$8.1067 \cdot 10^{-2}$	$7.5257 \cdot 10^{-2}$
351.90	$7.4037 \cdot 10^{-2} \pm 3.3271 \cdot 10^{-4}$	$7.1985 \cdot 10^{-2}$	$6.8289 \cdot 10^{-2}$	$6.3394 \cdot 10^{-2}$
480.30	$5.8583 \cdot 10^{-2} \pm 7.3426 \cdot 10^{-4}$	$5.3277 \cdot 10^{-2}$	$5.0541 \cdot 10^{-2}$	$4.6918 \cdot 10^{-2}$
487.20	$4.4139 \cdot 10^{-2} \pm 2.6904 \cdot 10^{-4}$	$5.2551 \cdot 10^{-2}$	$4.9853 \cdot 10^{-2}$	$4.6279 \cdot 10^{-2}$
533.50	$6.2467 \cdot 10^{-2} \pm 4.0729 \cdot 10^{-4}$	$4.8316 \cdot 10^{-2}$	$4.5835 \cdot 10^{-2}$	$4.2549 \cdot 10^{-2}$
580.20	$4.4563 \cdot 10^{-2} \pm 2.1196 \cdot 10^{-4}$	$4.4850 \cdot 10^{-2}$	$4.2547 \cdot 10^{-2}$	$3.9497 \cdot 10^{-2}$
609.30	$3.9128 \cdot 10^{-2} \pm 4.5318 \cdot 10^{-4}$	$4.2922 \cdot 10^{-2}$	$4.0718 \cdot 10^{-2}$	$3.7800 \cdot 10^{-2}$
665.50	$2.8903 \cdot 10^{-2} \pm 2.1540 \cdot 10^{-4}$	$3.9750 \cdot 10^{-2}$	$3.7709 \cdot 10^{-2}$	$3.5006 \cdot 10^{-2}$
703.00	$3.2904 \cdot 10^{-2} \pm 1.7869 \cdot 10^{-4}$	$3.8047 \cdot 10^{-2}$	$3.6094 \cdot 10^{-2}$	$3.3507 \cdot 10^{-2}$
719.80	$2.7031 \cdot 10^{-2} \pm 2.5670 \cdot 10^{-4}$	$3.7402 \cdot 10^{-2}$	$3.5482 \cdot 10^{-2}$	$3.2939 \cdot 10^{-2}$
768.40	$3.1768 \cdot 10^{-2} \pm 1.1243 \cdot 10^{-4}$	$3.5015 \cdot 10^{-2}$	$3.3217 \cdot 10^{-2}$	$3.0836 \cdot 10^{-2}$
785.90	$3.7737 \cdot 10^{-2} \pm 1.9590 \cdot 10^{-4}$	$3.4393 \cdot 10^{-2}$	$3.2627 \cdot 10^{-2}$	$3.0288 \cdot 10^{-2}$
806.20	$2.8846 \cdot 10^{-2} \pm 2.3204 \cdot 10^{-4}$	$3.3386 \cdot 10^{-2}$	$3.1672 \cdot 10^{-2}$	$2.9402 \cdot 10^{-2}$
839.10	$4.1718 \cdot 10^{-2} \pm 3.5566 \cdot 10^{-4}$	$3.2347 \cdot 10^{-2}$	$3.0686 \cdot 10^{-2}$	$2.8486 \cdot 10^{-2}$
934.10	$2.6347 \cdot 10^{-2} \pm 3.0116 \cdot 10^{-4}$	$2.9716 \cdot 10^{-2}$	$2.8190 \cdot 10^{-2}$	$2.6169 \cdot 10^{-2}$
964.10	$2.5276 \cdot 10^{-2} \pm 2.1626 \cdot 10^{-4}$	$2.8775 \cdot 10^{-2}$	$2.7298 \cdot 10^{-2}$	$2.5341 \cdot 10^{-2}$
1052.00	$2.3231 \cdot 10^{-2} \pm 5.3062 \cdot 10^{-4}$	$2.6915 \cdot 10^{-2}$	$2.5533 \cdot 10^{-2}$	$2.3703 \cdot 10^{-2}$
1070.00	$2.1814 \cdot 10^{-2} \pm 1.6693 \cdot 10^{-4}$	$2.6567 \cdot 10^{-2}$	$2.5203 \cdot 10^{-2}$	$2.3397 \cdot 10^{-2}$
1120.30	$2.4154 \cdot 10^{-2} \pm 4.4170 \cdot 10^{-4}$	$2.5649 \cdot 10^{-2}$	$2.4332 \cdot 10^{-2}$	$2.2588 \cdot 10^{-2}$
1155.20	$2.3681 \cdot 10^{-2} \pm 3.5279 \cdot 10^{-4}$	$2.5053 \cdot 10^{-2}$	$2.3767 \cdot 10^{-2}$	$2.2063 \cdot 10^{-2}$
1207.70	$1.8612 \cdot 10^{-2} \pm 2.3003 \cdot 10^{-4}$	$2.4215 \cdot 10^{-2}$	$2.2971 \cdot 10^{-2}$	$2.1325 \cdot 10^{-2}$
1238.10	$2.2112 \cdot 10^{-2} \pm 3.6426 \cdot 10^{-4}$	$2.3758 \cdot 10^{-2}$	$2.2538 \cdot 10^{-2}$	$2.0923 \cdot 10^{-2}$
1281.00	$2.1027 \cdot 10^{-2} \pm 3.7574 \cdot 10^{-4}$	$2.3146 \cdot 10^{-2}$	$2.1958 \cdot 10^{-2}$	$2.0384 \cdot 10^{-2}$
1377.70	$2.6331 \cdot 10^{-2} \pm 2.2343 \cdot 10^{-4}$	$2.1898 \cdot 10^{-2}$	$2.0774 \cdot 10^{-2}$	$1.9285 \cdot 10^{-2}$
1385.30	$2.0878 \cdot 10^{-2} \pm 2.5699 \cdot 10^{-4}$	$2.1809 \cdot 10^{-2}$	$2.0689 \cdot 10^{-2}$	$1.9207 \cdot 10^{-2}$
1401.50	$1.9772 \cdot 10^{-2} \pm 1.6234 \cdot 10^{-4}$	$2.1622 \cdot 10^{-2}$	$2.0512 \cdot 10^{-2}$	$1.9042 \cdot 10^{-2}$
1408.00	$1.9353 \cdot 10^{-2} \pm 3.0403 \cdot 10^{-4}$	$2.1548 \cdot 10^{-2}$	$2.0442 \cdot 10^{-2}$	$1.8977 \cdot 10^{-2}$
1509.20	$1.8871 \cdot 10^{-2} \pm 1.8385 \cdot 10^{-4}$	$2.0572 \cdot 10^{-2}$	$1.9516 \cdot 10^{-2}$	$1.8117 \cdot 10^{-2}$
1538.50	$2.2174 \cdot 10^{-2} \pm 2.6359 \cdot 10^{-4}$	$2.0306 \cdot 10^{-2}$	$1.9263 \cdot 10^{-2}$	$1.7882 \cdot 10^{-2}$
1583.20	$1.7963 \cdot 10^{-2} \pm 2.3060 \cdot 10^{-4}$	$1.9988 \cdot 10^{-2}$	$1.8961 \cdot 10^{-2}$	$1.7602 \cdot 10^{-2}$
1594.80	$2.0009 \cdot 10^{-2} \pm 3.9868 \cdot 10^{-4}$	$1.9894 \cdot 10^{-2}$	$1.8872 \cdot 10^{-2}$	$1.7520 \cdot 10^{-2}$
1599.30	$1.5955 \cdot 10^{-2} \pm 2.9543 \cdot 10^{-4}$	$1.9858 \cdot 10^{-2}$	$1.8838 \cdot 10^{-2}$	$1.7488 \cdot 10^{-2}$
1661.30	$1.8137 \cdot 10^{-2} \pm 1.9791 \cdot 10^{-4}$	$1.9425 \cdot 10^{-2}$	$1.8427 \cdot 10^{-2}$	$1.7107 \cdot 10^{-2}$
1729.60	$2.6628 \cdot 10^{-2} \pm 3.1263 \cdot 10^{-4}$	$1.8939 \cdot 10^{-2}$	$1.7967 \cdot 10^{-2}$	$1.6679 \cdot 10^{-2}$
1764.50	$1.9728 \cdot 10^{-2} \pm 2.6674 \cdot 10^{-4}$	$1.8703 \cdot 10^{-2}$	$1.7743 \cdot 10^{-2}$	$1.6471 \cdot 10^{-2}$
1838.40	$1.5821 \cdot 10^{-2} \pm 4.1876 \cdot 10^{-4}$	$1.8130 \cdot 10^{-2}$	$1.7199 \cdot 10^{-2}$	$1.5966 \cdot 10^{-2}$
1847.40	$2.2625 \cdot 10^{-2} \pm 2.4638 \cdot 10^{-4}$	$1.8072 \cdot 10^{-2}$	$1.7144 \cdot 10^{-2}$	$1.5915 \cdot 10^{-2}$
1873.20	$1.8607 \cdot 10^{-2} \pm 2.0909 \cdot 10^{-4}$	$1.7910 \cdot 10^{-2}$	$1.6990 \cdot 10^{-2}$	$1.5772 \cdot 10^{-2}$
2118.50	$1.7965 \cdot 10^{-2} \pm 2.3577 \cdot 10^{-4}$	$1.6431 \cdot 10^{-2}$	$1.5587 \cdot 10^{-2}$	$1.4470 \cdot 10^{-2}$

⁶ Die Standardabweichungsangabe bezieht sich nur auf die Peakfläche und unterschätzt die "richtige" Standardabweichung, die vor allem durch die gegenseitige Peakbeeinflussung bestimmt wird.

4.4 Auswertung und Korrektur der gemessenen Gammaskpektren

Mit der Efficiencykurve ϵ , dem gemessenen Spektrum und den Daten dieser Messung kann die Aktivität A eines produzierten radioaktiven Nuklides in einer Probe zu einen bestimmten Zeitpunkt t bestimmt werden:

$$A(t) = \frac{\text{Area}_\gamma \cdot \lambda}{I_\gamma \cdot \epsilon(E_\gamma)} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t_{\text{mess}}}} \cdot e^{\lambda \cdot (t_{\text{BOC}} - t)} \cdot \frac{\Delta t_{\text{mess}}}{\Delta t_{\text{mess}} - \Delta t_{\text{tot}}} \quad (4.19)$$

❶
❷
❸
❹

$A(t)$	Aktivität des radioaktiven Nuklides zum Zeitpunkt t
Area_γ	Area des Full-Energy-Peaks der γ -Linie
I_γ	Abundance von γ
$\epsilon(E_\gamma)$	Efficiency des Meßaufbaus für die Energie von γ
λ	Zerfallskonstante des radioaktiven Nuklides
Δt_{mess}	Zeitdauer der Messung
t_{BOC}	Zeitpunkt des Meßbeginns ("Begin of Counting")
Δt_{tot}	gesamte Totzeit der Messung

Der erste Term dieser Gleichung (❶) berechnet die Aktivität zum Meßzeitpunkt ohne Berücksichtigung des Zerfalls während der Meßzeit selbst (vgl. Kapitel 4.2). In ❷ wird der Zerfall während der Meßzeit korrigiert und die Aktivität für den Beginn der Meßzeit t_{BOC} bestimmt. Term ❸ rechnet die Aktivität auf den gewünschten Zeitpunkt t um (Gleichung 4.2). Die Gesamt-Totzeit wird durch den Faktor ❹ ausgeglichen; es wird angenommen, daß die Meßereignisse und damit die Totzeiten gleichmäßig über den Meßzeitraum verteilt sind.

Zur Bestimmung der Peakareas und der anschließenden Berechnung der Aktivitäten sowie zur weiteren Bearbeitung wurde am ZSR ein computergesteuertes System installiert [BOD89][LÜP89], das im Rahmen dieser Arbeit erweitert wurde und im folgenden vorgestellt werden soll:

Ein Computer steuert die Messungen und gibt die Spektren als ".DAT"-Dateien aus, die den Header⁷ und eine Liste der Kanalhalte umfassen. Das Programm KOMPLEX [OHN90] (oder das Programm GAMMA) berechnet aus den Spektrum die Area und die Energie der Peaks. Die Ergebnisse werden als ".RES"-Dateien, die den Header und eine Liste der Peaks enthalten, ausgegeben. KOMPLEX, das in dieser Arbeit verwendet wurde, benötigt zusätzliche Angaben über einige Detektoreigenschaften. IDENT ordnet den Linien nach ihren Energien die möglichen passenden Nuklide zu und berechnet die Aktivitäten nach Gleichung 4.19. Dazu benötigt IDENT die Efficiency des Detektors, die Abundances und Halbwertszeiten der möglicherweise in der Probe enthaltenen Nuklide und den Zeitpunkt, für die die Aktivität berechnet werden soll (normalerweise das Ende der Bestrahlung der Probe). Die Ausgabedateien (".ACT") enthalten den Header, die Linien, Angaben über die (möglichen) Nuklide, die Halbwertszeiten und die Aktivitäten mit den Standardabweichungen. Eine weitere Auswertung kann dann mit NUKLID und SIGMA durchgeführt werden; als Endergebnis werden Wirkungsquerschnitte berechnet. In dieser Arbeit wurde die Berechnung der flußgemittelten Wirkungsquerschnitte (Gleichung 1.3) aus den Aktivitäten mit einer Tabellenkalkulation durchgeführt.

Bei der Aktivitätsbestimmung und Linienzuordnung mit IDENT treten Fehler auf, so werden Koinzidenzeffekte nicht berücksichtigt und bei mehreren Nukliden mit Linien gleicher Energie fehlerhafte Zuordnungen vorgenommen. Als Ergänzung wurde deshalb IDENT umgeschrieben (IDENT[^])

⁷ Der Header enthält die Informationen über den Meßzeitpunkt, den Probenamen, etc.

und die Programme SUMESC, UNGRND, ABSORB, CLEANXTD sowie XTD2ACT entwickelt, die im folgenden vorgestellt werden sollen. Einen schematischen Überblick gibt Abb. 4.20.

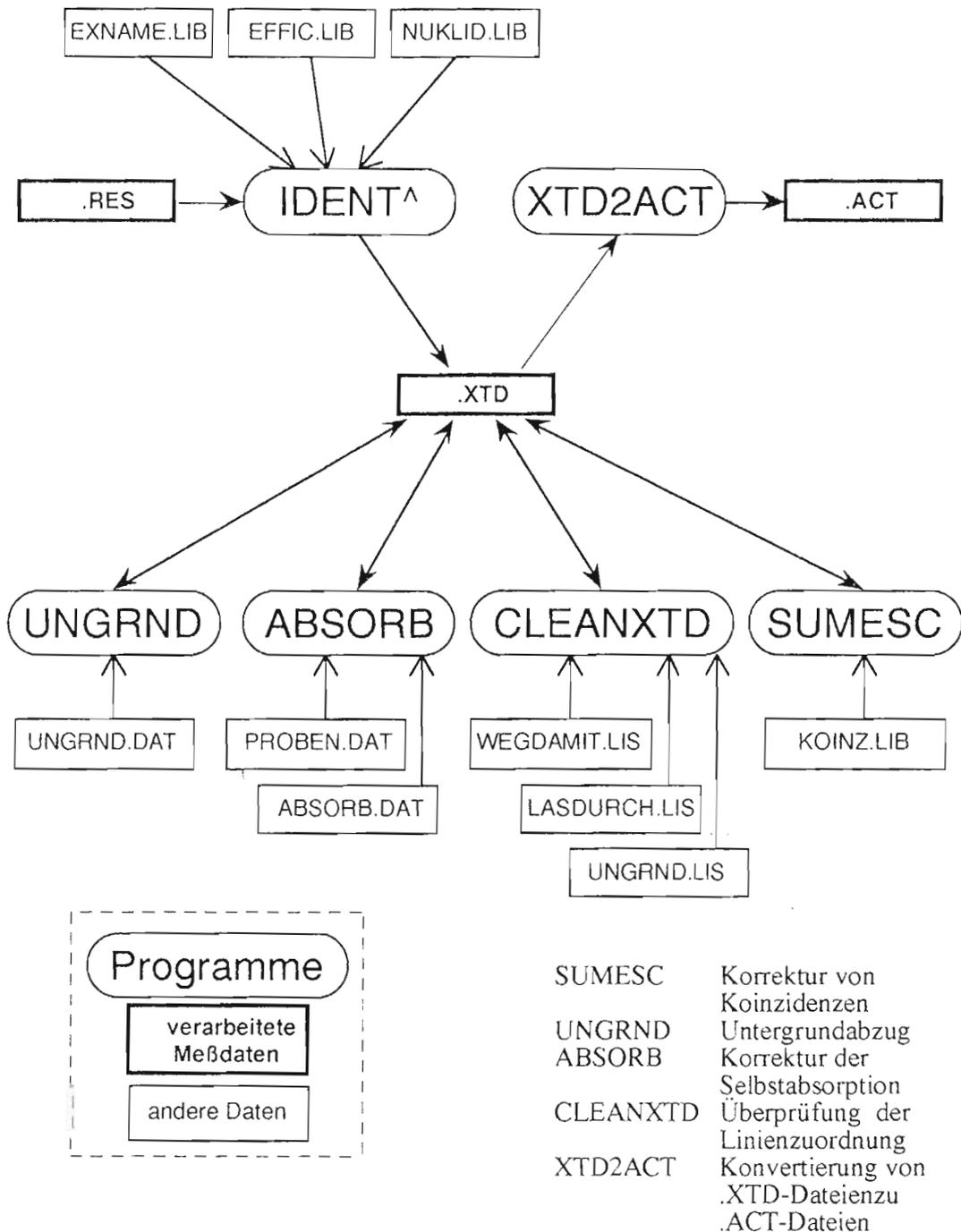


Abb. 4.20: Programmsystem (schematisch)

4.4.1 IDENT^: Das .XTD-Format

Für die Bearbeitung der Daten sind auch Informationen zur Messung nötig, die in den .ACT-Dateien nicht gegeben werden. Dazu gehören Angaben über die Meßdauer, die Peakareas, etc. Außerdem sind die 3-stelligen Aktivitätsangaben des .ACT-Formats nicht ausreichend, da die Genauigkeit der Messungen oft recht groß ist. Deshalb wurde ein "erweitertes Format" .XTD ("extended") eingeführt, das folgende Angaben enthält:

Im Header:

1. Zeile:
Name des Spektrums
2. Zeile (Angaben zum Experiment):
Name der Probe
Name des Experiments
Datum und Zeitpunkt des Experiment-Endes
3. Zeile (Angaben zum Detektor/Totzeit):
Name des Detektors
Detektorgeometrie
Abstand zum Detektor
Totzeit
4. Zeile (Angaben zur Messung):
Meßdatum und Meßzeit (Beginn der Messung)
Meßdauer

In den einzelnen Linien,

auf den Positionen 1 - 60 (Ergebnisse der Auswertung):

- Produkt nuklid ("Nuklid")
- Halbwertszeit ("Thalb")
- Energie der Linie (Literaturwert, "EI")
- Tags (zur Kennzeichnung der Linien, "TAGs")
- Aktivität mit Fehlerangabe ("Aktivität")

auf den Positionen 61-102 (Ausgangswerte):

- Gemessene Energie ("Em")
- Area mit Fehlerangabe ("Area")
- Efficiency·Abundance ("Eff.*Abund.")

Alle Namen können 8 Zeichen umfassen, die Aktivitäten werden auf 5 Stellen ausgegeben. Die einzelnen Zeilen sind sehr lang; bei einer Ausgabe von 80 Zeichen pro Zeile werden die Standardabweichung der Area und die Größe Efficiency · Abundance (diese Größe ist unter anderem wichtig für die Berechnung der Koinzidenzkorrektur) nicht mehr angezeigt, aber das Prinzip "eine Gammalinie pro Zeile" sollte weiterhin eingehalten werden.

Ein Beispiel soll die Anordnung im .XTD-Format zeigen:

```
Spektrum: A1299212
Probe: FENB2 aus Experiment: STAP2 Referenzzeit: 10. 6.1992 5:16:45 Uhr
Detektor: GE_NEU Geometrie: XXXXXXXX Abstand: -0.9 cm Tdead: 3.0 %
Messdatum(BoC): 12. 9.1992 12:51: 6 Uhr Messdauer(life): 255060 s

Nuklid Thalb[h] El[keV] TAGs Aktivitaet [Bq] Em[keV] Area +/- Area Eff.*Abund.
XX-226 0.46197E+05 308.54 ??? 0.00000E+00 +- 0.000E+00 308.54 0.00000E+00 0.000E+00 0.00000E+00
```

Zwei weitere Ergänzungen zum .ACT-Format sind:

- Es werden alle Peaks ausgegeben, auch die ohne Zuordnung eines Nuklides. Diese Linien werden mit "?????" als Nuklidnamen gekennzeichnet.
- Zu den identifizierten Nukliden werden alle in der Nukliddatei aufgeführten Linien ausgegeben, also auch die, für die kein Peak gemessen wurde.

Neben den Nuklidnamen werden folgende Bezeichnungen verwendet:

SUMME	"Summenpeak"
S-E	"Single-Escape-Peak"
D-E	"Double-Escape-Peak"
??????	"keine Identifizierung"
UNTGRUND	"Untergrundpeak"
BETA +	"Beta+ - Peak"

Um Ausgaben im .XTD-Format zu erhalten, wurde das Programm IDENT zu dem Programm IDENT^ umgeschrieben.

4.4.2 UNGRND: Die Untergrundkorrektur

In UNGRND.DAT oder einer anderen entsprechenden Datei werden die Peaks von Untergrund- bzw. Leermessungen und die Namen der verwendeten Detektoren aufgeführt. Die Areas der Untergrundpeaks werden – multipliziert mit dem Verhältnis der Meßzeiten der Probenmessung und der Untergrundmessung – von den Areas der Probenmessungspeaks abgezogen, falls die zugehörigen Energien innerhalb eines bestimmten Intervalls liegen. Der durch die γ -Linien der Probe selbst erzeugte Untergrund wird nicht korrigiert (Kapitel 4.2).

Dieses Programm kann nur einmal sinnvoll auf eine Datei angewendet werden, deshalb werden die Ausgabedateien markiert, so daß das Programm schon korrigierte Dateien nicht nochmals bearbeitet ("Untergrund ok" in der 1. Zeile der .XTD-Dateien).

4.4.3 ABSORB: Korrektur der Selbstabsorption

Bei "dicken" Proben (die verwendeten Proben waren immerhin bis zu 3 mm dick) werden die Photonen vor dem Verlassen des Probenkörpers abgeschwächt. Die Weglänge durch den Probenkörper – und damit die Schwächung – hängt vom Entstehungsort des Photons ab. Außerdem ist die Abschwächung energieabhängig.

Die Massenschwächungskoeffizienten μ in Abhängigkeit von der Linienenergie können aus Tabellen [STO70] entnommen werden. Es gilt für den Durchtritt einer Linie durch eine Scheibe mit der Massenbelegungsichte ξ :

$$\text{Durchlässigkeit} = e^{-\xi \cdot \mu} \quad (4.21)$$

Die Massenbelegungsichte wird in g/cm^2 angegeben, sie gibt den Quotienten aus der Masse des Körpers und seiner Oberfläche an. Der Massenschwächungskoeffizient wird umgekehrt in cm^2/g angegeben, und muß gegebenenfalls umgerechnet werden, da oft nur die Verhältnisse b/Atom^8 tabelliert sind.

Bei der Selbstabsorption wird nicht die gesamte Dicke der Scheibe durchdrungen, sondern – je nach Entstehungsort – nur ein gewisser Anteil, der im Mittel gleichmäßig über die gesamte Dicke der Scheibe verteilt ist. Die Massenbelegungsichte der Wegstrecke, die von dem Photon zu durchdringen ist, hängt folgendermaßen von dem Entstehungsort mit der Koordinate x ($x = 0$ an der dem Detektor zugewandten Oberfläche) ab:

$$\xi = \xi_{\text{ges}} \cdot \frac{x}{d} \quad (\text{d: Dicke der Probe, } \xi_{\text{ges}} = \xi \text{ der ganzen Probe}) \quad (4.22)$$

Also folgt für die Selbstabsorption:

$$\text{Durchlässigkeit} = \int_0^d e^{-\xi_{\text{ges}} \cdot x \cdot \mu / d} \frac{dx}{d} = \frac{1 - e^{-\xi_{\text{ges}} \cdot \mu}}{\xi_{\text{ges}} \cdot \mu} \quad (4.23)$$

Für die Korrektur der Aktivitäten A gilt:

$$A_{\text{korrt}} = A_{\text{mess}} \cdot \frac{\xi_{\text{ges}} \cdot \mu}{1 - e^{-\xi_{\text{ges}} \cdot \mu}} \quad (4.24)$$

Das Programm ABSORB benötigt die Angaben der Massenschwächungskoeffizienten für die verwendeten Materialien ("ABSORB.DAT") und eine Liste der Massen und Dicken der aus diesen Materialien hergestellten Proben ("PROBEN.DAT"): Die Aktivitäten A_{mess} werden eingelesen und die korrigierten Aktivitäten A_{korrt} ausgegeben. Die Ein- und Ausgabe wird im .XTD-Format durchgeführt.

4.4.4 CLEANXTD: Überprüfung der Linienzuordnung

IDENT[^] gibt alle möglichen Zuordnungen einer Linie zu Nukliden an: Falls das Nuklid eine Linie in einem gewissen Bereich um die gemessene Energie hat, wird dieses Nuklid dieser Linie zugeordnet. Dabei sind viele Fehler möglich, von denen einige durch einfache aber umständliche Prozeduren erkannt werden können. Einige solcher Plausibilitätskontrollen werden von CLEANXTD durchgeführt. Eine wichtige Größe hierbei ist das Produkt aus Efficiency und Abundance, das näherungsweise zur Nachweiswahrscheinlichkeit proportional ist. Dieses Produkt soll hier kurz als Stärke einer Linie bezeichnet werden. CLEANXTD prüft die Linien auf Plausibilität und ändert offensichtlich nicht korrekte Zuordnungen. Welche Linienzuordnungen außerdem von vornherein als falsch oder richtig erkannt werden sollen kann der Benutzer gesondert angeben. Eine sinnvolle Auswahl verringert die Anzahl der falschen Zuordnungen und ermöglicht eine bessere Kontrolle. Untergrundlinien gehören nicht zur Probe und werden, bei Wahl des entsprechenden Eintrags in

⁸ 1 b = 10^{-24} cm^2 .

WEGDAMIT.LIS, ersatzlos gestrichen. Alle anderen Linien werden als nichtidentifiziert gekennzeichnet wenn die gemessene Linie nicht mehrfach zugeordnet wurde, werden also nicht gelöscht.

Folgende Operationen werden von CLEANXTD durchgeführt:

- Ist die Stärke einer Linie eines Nuklides, die im Spektrum nicht auftaucht, um einen bestimmten Faktor größer als die Stärke einer von Ident[^] diesem Nuklid zugeordneten Linie (hier werden noch weitere Voraussetzungen wie doppelte Zuordnungen oder alternative Möglichkeiten der Identifizierung geprüft), so werden alle Zuordnungen zu diesem Nuklid gelöscht.
- Vorgegebene Zuordnungen und Linien mit großem Fehler werden gelöscht.
- Die "Qualität" der Zuordnungen wird geprüft: Die Anzahl der doppelt zugeordneten Linien (bezogen auf die gemessenen Linien und auf die Nuklidlinien) und die der nicht-identifizierten Linien wird ausgegeben.

Die Ein- und Ausgabedateien von CLEANXTD ("Clean .XTD-Files") sind wieder im .XTD-Format. Angaben über zu löschende Nuklide in Abhängigkeit der gemessenen Probe ("WEGDAMIT.LIS"), über korrekte Zuordnungen ("LASDURCH.LIS") und über Untergrundnuklide ("UNGRND.LIS") werden berücksichtigt.

4.4.5 SUMESC: Korrektur von Koinzidenzeffekten

Die Übergänge in einem Nuklid können sehr schnell hintereinander in einer Kaskade erfolgen (Kapitel 4.1) und die dabei emittierten Photonen gleichzeitig im Detektor gemessen werden (Kapitel 4.2). Der Detektor "sieht" dann nur einen Peak bei der Summe der beiden Einzelenergien der Photonen. Je größer die Efficiency der Meßanordnung ist, desto wahrscheinlicher tritt ein solcher Fehler auf. Bei den durchgeführten Aktivitätsmessungen wurden die Proben in weniger als einem Zentimeter Abstand vom Detektor justiert (üblich sind 5 oder 10 cm), dabei traten Fehler von bis zu etwa 10% auf. Der Fehler besteht liegt in einer Unterschätzung ("Summing-Out") oder einer Überschätzung ("Summing-In"⁹) der Full-Energy-Peak-Area, da die gleichzeitig gemessenen Photonen im Spektrum nicht den richtigen Energien zugeordnet werden:

- Summing-In: Die Area einer Linie wird überschätzt, da ein Summenpeak derselben Energie gemessen wird.
- Summing-Out: Die Area einer Linie wird unterschätzt, da ein Teil der entsprechenden Photonen als Teil eines Summenpeaks gemessen wurde.

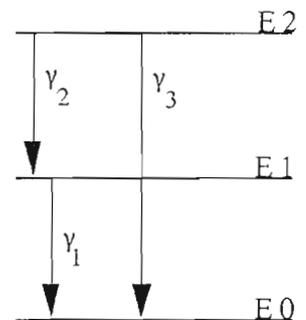


Abb. 4.25:
Zerfallsschema

Abb. 4.25 zeigt ein einfaches Zerfallsschema. Der Zerfall findet entweder direkt von E₂ nach E₀ oder über eine Zwischenstufe E₁ statt. Der Koinzidenzfehler resultiert aus einer gleichzeitigen Messung der Photonen γ_1 und γ_2 : Der entsprechende Count wird dem Peak bei γ_3 zugeordnet und nicht den Peaks von γ_1 und γ_2 . Die Peakareas von γ_1 und γ_2 unterliegen also einem Summing-Out-Fehler, die Peakarea von γ_3 einem Summing-In-Fehler. Ist die γ_3 -Linie sehr schwach, kann eine einfache Korrektur dadurch erfolgen, daß die Peakarea bei γ_3 , zu der dann hauptsächlich die Summenpeaks von γ_1 und γ_2 beitragen, jeweils auf die Peaks von γ_1 und γ_2 aufaddiert wird. In vielen Fällen jedoch liegt der Summenpeak entstehungsbedingt genau auf einer

⁹ Die Begriffe "Summing In" und "Summing Out" wurden aus [DEB88] übernommen.

stärkeren Full-Energy-Linie, so daß eine derartige Korrektur nicht durchgeführt werden kann. Wesentlich besser und immer anwendbar ist eine Berechnung der Korrektur für die einzelnen Peaks aufgrund der Zerfallsschemata und der Efficiency. Summing-In und Summing-Out-Korrektur einer Linie γ können durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{\text{Area}_{\text{mess}}}{\text{Aktivität} \cdot \text{Meßzeit}} = (I_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma} + p_{\text{Summing-In}}) \cdot (1 - p_{\text{Summing-Out}}) \quad (4.26)$$

In der Aktivitätsangabe seien die nötigen Korrekturen (z.B. für den Zerfall während der Meßzeit) enthalten. Ein Mitschleppen der entsprechenden Terme würde die Formeln unnötig aufblähen. Für die Korrektur gilt also:

$$\text{Area}_{\text{korr}} = \frac{\text{Area}_{\text{mess}}}{1 - p_{\text{Summing-Out}}} \cdot \frac{I_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma}}{I_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma} + p_{\text{Summing-In}}} \quad (4.27)$$

$\text{Area}_{\text{mess}}$ gibt die gemessene, $\text{Area}_{\text{korr}}$ die koinzidenzkorrigierte Area an. I_{γ} und ϵ_{γ} sind Abundance und Efficiency der Linie γ , $p_{\text{Summing-In}}$ und $p_{\text{Summing-Out}}$ geben die Wahrscheinlichkeiten für ein Summing-In- bzw. ein Summing-Out-Ereignis an. Für $p_{\text{Summing-In}} = p_{\text{Summing-Out}} = 0$ gilt:

$$\text{Area}_{\text{mess}} = I_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \text{Aktivität} \cdot \text{Meßzeit} \quad (4.28)$$

Diese Gleichung entspricht Gleichung 4.19. Der Ausdruck $\text{Area}_{\text{mess}}/(\text{Aktivität} \cdot \text{Meßzeit})$ ist die Wahrscheinlichkeit p_{peak} , daß ein Meßereignis der Energie des Photons γ zugeordnet wird. Daß die Beschreibung der Koinzidenzeffekte durch Gleichung 4.26 zulässig ist und wie die Wahrscheinlichkeiten für Summing-In und Summing-Out ermittelt werden können, soll an einem Modell (Abb. 4.29) demonstriert werden.

Definitionen und Bezeichnungen:

γ_i sei das Photon, das einem Übergang zwischen zwei Energieniveaus entspricht

I_{γ_i} sei die Abundance des Photons γ_i

Y_{γ_i} sei die Gesamtwahrscheinlichkeit für einen Übergang, also die Summe aus der Abundance I_{γ_i} und den Wahrscheinlichkeiten der entsprechenden strahlungslosen Übergänge

ϵ_{γ_i} sei die Efficiency des Detektors für diese Linie

$p_{E_x E_y}$ sei die Wahrscheinlichkeit für den Übergang von E_x nach E_y (auch in mehreren Schritten)

p_i sei die Wahrscheinlichkeit der Messung von γ_i

$p_{i|x}$ sei die bedingte Wahrscheinlichkeit der Messung des Photons γ_i wenn das Energieniveau E_x eingenommen wurde bzw. wird, also $p_{i|x} = p_i / Y_{E_x}$

p_{peak_i} sei die Wahrscheinlichkeit eines Meßereignisses bei der Energie von γ_i .

Betrachtet wird jeweils ein Zerfall, d.h. ein Durchlauf durch das Schema von γ_5, γ_6 oder γ_7 nach γ_8 mit der Wahrscheinlichkeit $Y_{\gamma_5} + Y_{\gamma_6} + Y_{\gamma_7} = Y_{\gamma_8} = p_{E_a E_b}$

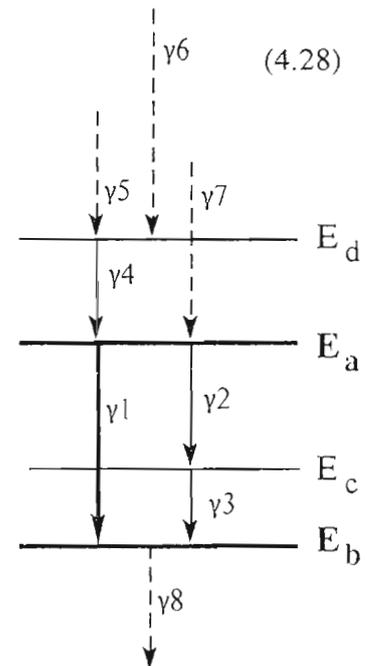


Abb. 4.29:
Zerfallsschema

Die Linie γ_1 soll gemessen werden. Die Wahrscheinlichkeit p_{peak_1} für ein Meßereignis bei γ_1 ist die Wahrscheinlichkeit p_1 für die Messung des Photons γ_1 plus der Wahrscheinlichkeit $p_{2|a} \cdot p_{3|c}$, daß die Photonen γ_2 und γ_3 gleichzeitig gemessen werden, wenn kein anderes Photon ($\gamma_4, \gamma_5, \gamma_6, \gamma_7$

oder γ_8) zum gleichen Zeitpunkt gemessen wird. Die Wahrscheinlichkeit der gleichzeitigen Messung der Photonen γ_2 und γ_3 ist $p_{\text{Summing-In}}$; die Wahrscheinlichkeit der Messung eines anderen Photons gleichzeitig mit der Messung der Photonen γ_1 bzw. γ_2 und γ_3 ist $p_{\text{Summing-Out}}$.

Abb. 4.29 zähle vollständig alle Pfade auf, die über die beiden Energieniveaus E_a und E_b führen. Die gestrichelten Pfeile markieren die Anfangs- bzw. Endübergänge. Es gilt nach der Pfadregel der Wahrscheinlichkeitsrechnung (alle Übergangswahrscheinlichkeiten sind konstant und damit insbesondere voneinander unabhängig):

$$\begin{aligned}
 \frac{p_{\text{Peak}_1}}{p_{E_a E_b}} &= (1-p_6) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{1|a} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &+ (1-p_5) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{1|a} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &+ (1-p_7) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{1|a} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &+ (1-p_6) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{2|a} \cdot p_{3|c} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &+ (1-p_5) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{2|a} \cdot p_{3|c} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &+ (1-p_7) \cdot (1-p_{4|d}) \cdot p_{2|a} \cdot p_{3|c} \cdot (1-p_{8|b}) \\
 &= ((1-p_6)(1-p_{4|d})(1-p_{8|b}) + (1-p_5)(1-p_{4|d})(1-p_{8|b}) + (1-p_7)(1-p_{4|d})(1-p_{8|b})) \\
 &\cdot (p_{1|a} + p_{2|a} \cdot p_{3|c}) \\
 &= (1 - p_{\text{Summing-Out}}) \cdot (p_{1|a} + p_{\text{Summing-In}|a})
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

Es gilt also:

$$\begin{aligned}
 p_{\text{Peak}_1} &= (1 - p_{\text{Summing-Out}}) \cdot (p_1 + p_2 \cdot p_{3|c}) \\
 &= (1 - p_{\text{Summing-Out}}) \cdot (p_1 + p_{\text{Summing-In}})
 \end{aligned} \tag{4.31}$$

Nach Einsetzen für p_{Peak_1} und p_1 ergibt sich Gleichung 4.26.

Die für die Korrektur benötigten Größen $1 - p_{\text{Summing-Out}}$ und $p_{\text{Summing-In}}$ lassen sich also für beliebige Termschemata durch Aufsummieren der Beiträge der einzelnen Pfade berechnen. Es müssen alle möglichen Pfade, die Anfangs- und Endniveau des interessierenden Übergangs beinhalten, berücksichtigt werden. Zur Durchführung einer Korrektur werden folgende Informationen benötigt:

- Das Zerfallsschema
- Die Abundances der Photonen und die Wahrscheinlichkeiten der entsprechenden strahlungslosen Übergänge
- Die Efficiencykurve

Die Zerfallsschemata und die zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten sind für alle Nuklide konstant, aus ihnen lassen sich einfach die Wahrscheinlichkeiten für die Besetzung eines Energieniveaus und damit die bedingten Wahrscheinlichkeiten Y_{γ_i} berechnen. Die Efficiency, die zur Berechnung der Wahrscheinlichkeiten p_i der Messung eines Photons benötigt wird, ändert sich aber für jede Meßanordnung. Das Korrekturprogramm SUMESC ("Summen- und Escapepeakkorrektur") beschreibt deshalb die Korrektur nach Formel 4.26 als Funktion der Efficiencykurve. Mit einem kleinen Programm werden die Zerfallsschemadaten in Korrekturkoeffizienten umgerechnet: Für alle γ -Linien eines Nuklides werden in einer Liste die in bestimmter Weise normierten Übergangswahrscheinlichkeiten und Abundances angegeben, wobei markiert wird, ob es sich um Summing-In oder Summing-Out-Linien handelt. Diese Liste ist für alle Messungen gleich und wird in einer Datei ("KOINZ.LIB") abgespeichert. Bei der Korrektur einer Messung mit SUMESC werden aus diesen Koeffizienten und den Produkten aus Efficiency und Abundance der Linien, die in den jeweiligen .XTD-Files angegeben werden, die Korrekturen berechnet.

SUMESC sucht außerdem nach Single- und Double-Escape-Linien, β^+ -Zerfalls-Linien und Summenpeaks. Da für den β^+ -Zerfall keine Efficiency angegeben wird, werden die Areas der

Summenpeaks von β^+ -Linie und γ -Linien auf die entsprechenden Full-Energy-Peaks der Linien addiert. Ansonsten wird nur für Linien, für die keine Korrekturkoeffizienten vorliegen, eine Areasummierung durchgeführt. Dabei wird darauf geachtet, daß nur innerhalb der Linien eines Nuklides korrigiert wird und es werden Koinzidenzen beliebiger Ordnung bearbeitet.

Für die Berechnung der Korrektur gilt:

- Die Koinzidenzkorrektur einer Linie ist nur von den verwendeten Kerndaten und der Efficiencykurve abhängig, also nicht von anderen gemessenen Linien. Im allgemeinen hängt so die Genauigkeit der Korrektur hauptsächlich von der Genauigkeit der Bestimmung der Linie selbst ab. Die Fehler bei der Bestimmung der im allgemeinen kleinen Summenpeaks beeinflussen das Ergebnis nicht.
- Vor allem bei kleiner Totzeit ist die Wahrscheinlichkeit der "gleichzeitigen" Messung von Photonen, die nicht in einer Kaskade direkt hintereinander emittiert wurden, extrem klein. Das "Zeitfenster", in dem die Photonen im Detektor gemessen werden müssen, um einen Summenpeak zu erzeugen, ist sehr kurz. Deshalb wird in SUMESC angenommen, daß Summenpeaks ausschließlich durch Koinzidenzeffekte wie oben beschrieben innerhalb eines Kerns erzeugt werden, und nicht etwa zwei verschiedene Kerne gleichzeitig Photonen emittieren.
- Es wird ebenfalls angenommen, daß alle γ -Linien eines Nuklides unterschiedliche Energien aufweisen. Falls die spektrale Auflösung zu gering ist, um zwei Linien zu trennen, kann die Summing-In-Korrektur für diese Linien nicht mehr durchgeführt werden.
- Der Summing-Out-Effekt ist proportional zur Peakfläche, der Wert $p_{\text{Summing-Out}}$ ist durch die Efficiency beschränkt. Im Gegensatz dazu kann der Fehler beim Summing-In-Effekt sehr groß werden, wenn die zugehörige γ -Linie schwach ist.

Einige kleinere Korrekturen bei inkonsistenten bzw. unvollständigen Eingabedaten werden von SUMESC automatisch durchgeführt. Da eine Koinzidenzkorrektur nur einmal durchgeführt werden kann, werden die .XTD-Dateien nach beendeter Korrektur markiert. Die Daten für die Zerfalls-schemata sind tabelliert, z.B. [ICR83].

4.4.6 XTD2ACT: Konvertierung zum .ACT-Format

Um eine weitere Bearbeitung mit den Programmen NUKLID und SIGMA zu ermöglichen, können die .XTD-Dateien mit dem Programm XTD2ACT in das .ACT-Format konvertiert werden. Dabei gehen einige Informationen verloren, eine Rückkonvertierung ist deshalb nicht möglich.

4.4.7 Ein Beispiel für die Korrektur der berechneten Aktivitäten

Wie sich die durchgeführten Korrekturen auf die berechneten Aktivitäten auswirken, soll am Beispiel von ⁵²Mn (Messung A3069215) demonstriert werden.

Tabelle 4.32: Vergleich zweier Linien desselben Nuklides

Angewandtes Programm	rechn. Aktivität der 744.2 keV-Linie (8.6% Std.-abw.)	rechn. Aktivität der 1434.1 keV-Linie (6.3% Std.-abw.)	Differenz (bzgl. Mittelwert)
KOMPLEX und IDENT [^] :	2.159 Bq	2.130 Bq	0.339 %
ABSORB:	2.183 Bq	2.150 Bq	0.372 %
SUMESC:	2.284 Bq	2.278 Bq	0.068 %

Ein deutliches Indiz für die Korrektheit der Korrekturen ist, daß nach der Bearbeitung die beiden ermittelten Werte für die Aktivität weit besser übereinstimmen. Die relative Differenz, bezogen auf den Mittelwert der beiden Aktivitätsangaben, reduziert sich auf ein Fünftel. Dies ist auch ein Beleg für die Präzision der Efficiencymessungen, da die beiden Linienenergien in voneinander weit entfernten Energiebereichen liegen und die Koinzidenzkorrektur anscheinend korrekt ausfällt. Der Verlauf der Efficiencykurve scheint also über einen weiten Energiebereich konsistent zu sein, und die absolute Größe der Efficiency, von der die Koinzidenzkorrektur abhängt, scheint ebenfalls richtig ermittelt worden zu sein. Durch die Anwendung von ABSORB und SUMESC ändern sich die berechneten Aktivitätswerte um 5.828% bei der 744.2 keV-Linie bzw. um 6.983% bei der 1434.1 keV-Linie. Diese Korrekturen sind so groß, daß sie auf jeden Fall berücksichtigt werden sollten. Die maximalen Werte der durchgeführten Korrekturen liegen für ABSORB bei knapp 20%, für SUMESC bei etwa 11%.

4.4.8 Ein Beispiel für die Anwendung der Programme

Im folgenden soll als Beispiel eine Messung mit den vorgestellten Programmen bearbeitet werden. Dafür wird ein Spektrum einer mit 66-MeV-Neutronen bestrahlten Eisenprobe ausgewählt (Messung A1869208). Das Ergebnis der Auswertung des Spektrums (Abb. 4.34) mit KOMPLEX und IDENT[^] sieht folgendermaßen aus:

Tabelle 4.33: Messung A1869208, unbearbeitet

Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]	Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]
X-PB1	74.95	0.38772E+00 +- 0.101E-01	TH-232	238.60	0.37455E+00 +- 0.946E-01
RA-226	74.80	0.58104E+01 +- 0.152E+00	RA-226	241.90	0.25415E+01 +- 0.290E+00
TH-232	74.80	0.32057E+01 +- 0.838E-01	TH-232	238.60	0.42914E+00 +- 0.490E-01
X-PB2	84.80	0.18812E+00 +- 0.597E-02	??????	263.86	0.00000E+00 +- 0.000E+00
RA-226	87.20	0.47640E+01 +- 0.151E+00	NI-56	269.50	0.97111E+00 +- 0.103E+00
U-235	84.20	0.27437E+01 +- 0.871E-01	SC-44M	271.20	0.19263E+01 +- 0.205E+00
CO-57	122.10	0.18898E+00 +- 0.354E-01	RA-226	295.20	0.21581E+01 +- 0.450E+00
FE-59	142.60	0.15663E+02 +- 0.439E+01	CR-48	308.30	0.15616E+03 +- 0.102E+02
U-235	143.80	0.12487E+01 +- 0.350E+00	??????	316.23	0.00000E+00 +- 0.000E+00
NI-56	158.40	0.81340E+01 +- 0.561E-01	CR-51	320.10	0.83190E+03 +- 0.428E+01
SC-47	159.40	0.26069E+02 +- 0.180E+00	??????	331.46	0.00000E+00 +- 0.000E+00
??????	200.23	0.00000E+00 +- 0.000E+00	MN-52	346.00	0.62352E+03 +- 0.126E+02
TH-232	238.60	0.28880E+00 +- 0.129E-01	RA-226	351.90	0.10649E+01 +- 0.100E+00
RA-226	241.90	0.22182E+01 +- 0.560E+00	MG-28	400.60	0.10689E+04 +- 0.120E+03

(...)

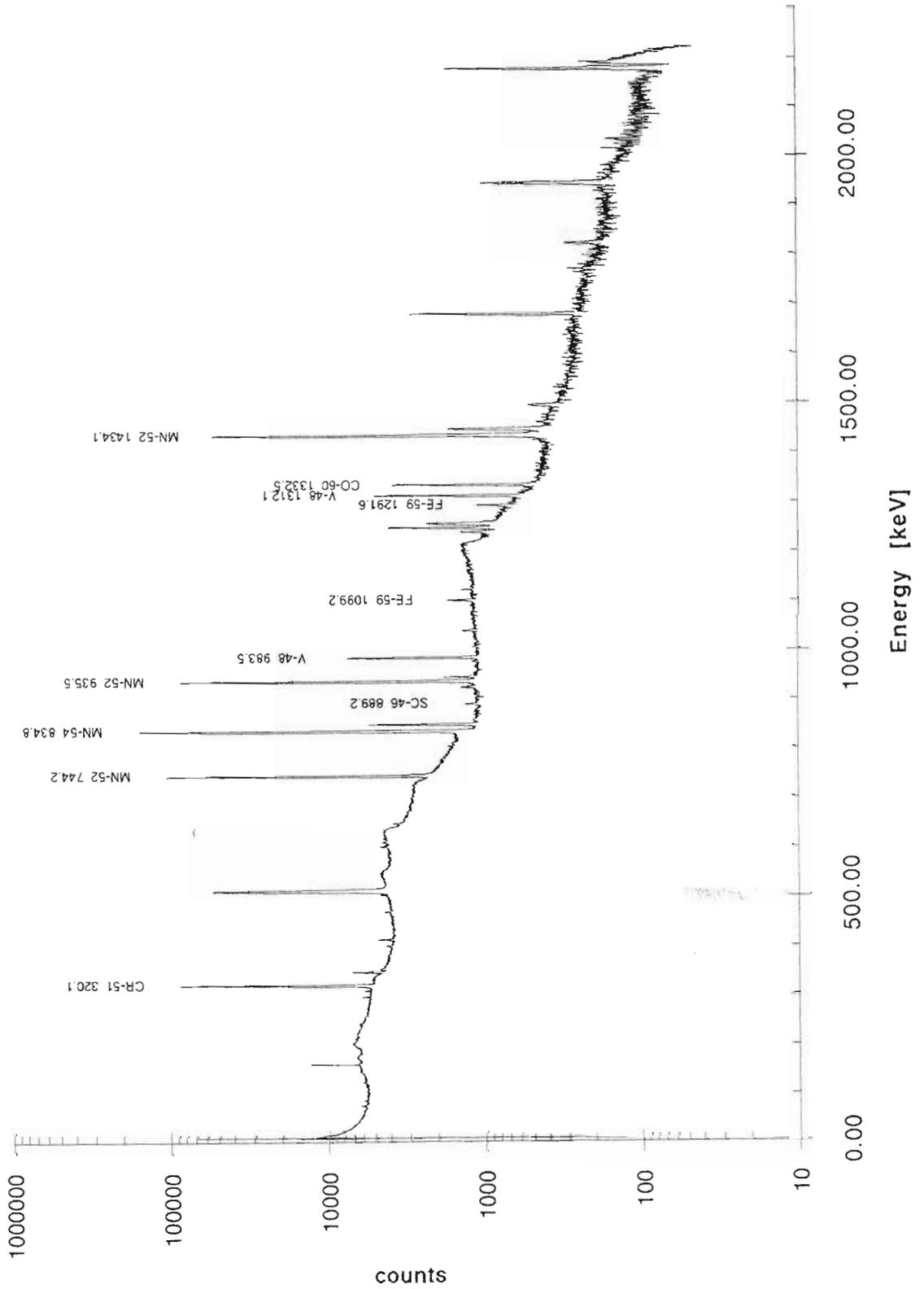


Abb. 4.34: Spektrum einer aktivierten Eisenprobe (Messung A1869208)
(Die für weitere Berechnungen verwendeten Linien sind angegeben.)

Tabelle 4.33 (Fortsetzung)

Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]	Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]
??????	411.69	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	1238.30	0.26821E+01 +- 0.135E+00
??????	433.09	0.00000E+00 +- 0.000E+00	RA-226	1238.10	0.28182E+02 +- 0.141E+01
??????	467.92	0.00000E+00 +- 0.000E+00	MN-52	1246.20	0.86771E+03 +- 0.230E+02
BETA +	511.00	0.73813E+02 +- 0.118E+01	MN-52	1247.70	0.96222E+04 +- 0.256E+03
TH-232	510.80	0.18229E+04 +- 0.291E+02	??????	1253.53	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	600.00	0.69017E+03 +- 0.644E+02	??????	1254.69	0.00000E+00 +- 0.000E+00
RA-226	609.30	0.85131E+00 +- 0.180E+00	??????	1256.07	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	647.00	0.78872E+03 +- 0.460E+02	??????	1257.28	0.00000E+00 +- 0.000E+00
??????	670.90	0.00000E+00 +- 0.000E+00	FE-59	1291.60	0.37149E+01 +- 0.256E+00
TH-232	727.20	0.39133E+01 +- 0.228E+01	V-48	1312.10	0.26243E+02 +- 0.512E+00
MN-52	744.20	0.66871E+03 +- 0.645E+01	SC-48	1312.10	0.43838E+03 +- 0.855E+01
RA-226	806.20	0.14914E+02 +- 0.220E+01	CO-60	1332.50	0.13102E+02 +- 0.163E+00
MN-54	834.80	0.39516E+03 +- 0.499E+01	MN-52	1333.60	0.73307E+03 +- 0.913E+01
CO-56	846.80	0.15002E+01 +- 0.239E+00	FE-52	1434.10	0.87949E+08 +- 0.930E+07
MN-56	846.80	0.31787E+24 +- 0.507E+23	MN-52	1434.10	0.11809E+02 +- 0.125E+01
MN-52	848.20	0.11935E+03 +- 0.190E+02	FE-52	1434.10	0.49083E+10 +- 0.260E+08
CO-56	846.80	0.11853E+02 +- 0.501E+00	MN-52	1434.10	0.65904E+03 +- 0.349E+01
MN-56	846.80	0.25115E+25 +- 0.106E+24	??????	1444.82	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	848.20	0.94295E+03 +- 0.398E+02	??????	1446.78	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-46	889.20	0.72064E+00 +- 0.491E-01	??????	1448.67	0.00000E+00 +- 0.000E+00
??????	922.92	0.00000E+00 +- 0.000E+00	??????	1494.76	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	935.50	0.68040E+03 +- 0.102E+02	??????	1680.14	0.00000E+00 +- 0.000E+00
RA-226	934.10	0.71446E+04 +- 0.107E+03	RA-226	1764.50	0.16486E+01 +- 0.657E+00
V-48	944.10	0.23768E+02 +- 0.351E+01	CO-56	1771.40	0.32260E+01 +- 0.565E+00
U-238	946.00	0.10682E+02 +- 0.158E+01	MG-28	1778.80	0.11903E+03 +- 0.432E+02
CO-56	977.40	0.15169E+02 +- 0.176E+01	??????	1823.58	0.00000E+00 +- 0.000E+00
V-48	983.50	0.26427E+02 +- 0.461E+00	S-38	1941.90	0.18483E+22 +- 0.375E+21
SC-48	983.50	0.45277E+03 +- 0.789E+01	??????	1945.53	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	1037.80	0.50167E+01 +- 0.352E+00	??????	1947.72	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-48	1037.50	0.16637E+02 +- 0.117E+01	??????	1981.81	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	1099.20	0.39841E+01 +- 0.145E+00	CO-56	2015.30	0.37871E+01 +- 0.858E-02
SC-46	1120.50	0.67722E+00 +- 0.135E+00	CO-56	2034.90	0.36680E+01 +- 0.429E+00
RA-226	1120.30	0.42103E+01 +- 0.841E+00	??????	2178.56	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-44M	1157.10	0.33494E+01 +- 0.132E+01	??????	2182.25	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-44	1157.10	0.79894E+15 +- 0.315E+15	??????	2189.90	0.00000E+00 +- 0.000E+00
RA-226	1155.20	0.19574E+02 +- 0.771E+01	??????	2193.77	0.00000E+00 +- 0.000E+00

Diese Auswertung enthält viele Angaben, die korrigiert werden müssen. Z.B. sind Aktivitätsangaben für Untergrundnuklide aus den natürlichen Zerfallsreihen (²³⁸U, ²³²Th) unsinnig, da die entsprechenden Photonen nicht aus der positionierten Probe, für die Efficiency ermittelt wurde, emittiert wurden.

Auf das entsprechende .XTD-File wurden die Programme in folgender Reihenfolge angewendet:

UNGRND → ABSORB → CLEANXTD → SUMESC → CLEANXTD

Die Einträge in den unterstützenden Dateien wie z.B. ABSORB.DAT oder WEGDAMIT.LIS wurden passend gewählt. CLEANXTD wird nach Ablauf nochmals aufgerufen, um die "Qualität" der Zuordnungen zu prüfen. Ursprünglich sind 26 Linien nichtidentifiziert, und es wurden Nuklide wie ²⁸Mg identifiziert. Die durch die Programme automatisch korrigierten Daten stehen in Tabelle 4.35.

Tabelle 4.35: : Messung Al869208, bearbeitet

Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]	Nuklid	E[keV]	Aktivität [Bq]
BETA +	511.00	0.78467E+02 +- 0.149E+01	CO-56	1360.20	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-46	889.20	0.74526E+00 +- 0.507E-01	CO-56	2015.30	0.40040E+01 +- 0.907E-02
SC-46	1120.50	0.00000E+00 +- 0.000E+00	D-E	2178.56	0.00000E+00 +- 0.000E+00
SC-47	159.40	0.32735E+02 +- 0.755E+00	D-E	2182.25	0.00000E+00 +- 0.000E+00
V-48	983.50	0.28693E+02 +- 0.661E+00	CO-56	3202.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
V-48	1312.10	0.28499E+02 +- 0.646E+00	CO-56	1175.10	0.00000E+00 +- 0.000E+00
S-E	433.09	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	3273.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
V-48	944.10	0.25152E+02 +- 0.372E+01	CO-56	977.40	0.16522E+02 +- 0.192E+01
V-48	2240.40	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	3009.80	0.00000E+00 +- 0.000E+00
V-48	928.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	3451.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CR-51	320.10	0.84294E+03 +- 0.434E+01	CO-56	1964.00	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	1434.10	0.68025E+03 +- 0.401E+01	CO-56	1810.80	0.00000E+00 +- 0.000E+00
D-E	411.69	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	2213.00	0.00000E+00 +- 0.000E+00
S-E	922.92	0.00000E+00 +- 0.000E+00	CO-56	2113.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	1434.10	0.12637E+02 +- 0.134E+01	CO-56	3548.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	935.50	0.74018E+03 +- 0.119E+02	CO-57	122.10	0.19929E+00 +- 0.373E-01
MN-52	744.20	0.72578E+03 +- 0.752E+01	CO-57	136.50	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	1333.60	0.72915E+03 +- 0.105E+02	CO-57	14.40	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	1246.20	0.91764E+03 +- 0.243E+02	CO-57	692.00	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	848.20	0.69431E+03 +- 0.635E+02	CO-60	1332.50	0.12805E+02 +- 0.185E+00
MN-52	848.20	0.99142E+03 +- 0.418E+02	CO-60	1173.20	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	1247.70	0.10109E+05 +- 0.269E+03	??????	200.23	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	346.00	0.16584E+04 +- 0.460E+02	??????	308.30	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	647.00	0.17295E+04 +- 0.170E+03	SUMME	316.23	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-52	600.00	0.66332E+04 +- 0.450E+03	??????	400.60	0.00000E+00 +- 0.000E+00
MN-54	834.80	0.39948E+03 +- 0.504E+01	??????	467.92	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	1099.20	0.40518E+01 +- 0.148E+00	SUMME	1253.53	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	1291.60	0.37435E+01 +- 0.258E+00	SUMME	1254.69	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	192.40	0.00000E+00 +- 0.000E+00	SUMME	1256.07	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	142.60	0.10444E+02 +- 0.486E+01	??????	1257.28	0.00000E+00 +- 0.000E+00
FE-59	335.00	0.00000E+00 +- 0.000E+00	SUMME	1444.82	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	846.80	0.12607E+02 +- 0.564E+00	SUMME	1446.78	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	846.80	0.15531E+01 +- 0.248E+00	SUMME	1448.67	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	1238.30	0.18967E+01 +- 0.168E+00	SUMME	1494.76	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	2598.60	0.00000E+00 +- 0.000E+00	SUMME	1680.14	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	1771.40	0.34249E+01 +- 0.599E+00	SUMME	1823.58	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	1037.80	0.53634E+01 +- 0.377E+00	??????	1942.74	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	2034.90	0.33002E+01 +- 0.489E+00	SUMME	1945.53	0.00000E+00 +- 0.000E+00
CO-56	3253.60	0.00000E+00 +- 0.000E+00	??????	1947.72	0.00000E+00 +- 0.000E+00

Die Bilanz der "Qualitätskontrolle":

7 Linien sind nicht identifiziert,
⁵⁶Co: Die 846.80 keV-Linie wurde 2 gemessenen Linien zugeordnet,
⁵²Mn: Die 1434.10 keV-Linie wurde 2 gemessenen Linien zugeordnet,
⁵²Mn: Die 848.20 keV-Linie wurde 2 gemessenen Linien zugeordnet,
die bei 1333.96 keV gemessene Linie wurde 2 Nuklidlinien zugeordnet,
die bei 848.19 keV gemessene Linie wurde 2 Nuklidlinien zugeordnet,
die bei 846.49 keV gemessene Linie wurde 2 Nuklidlinien zugeordnet,
die bei 1246.70 keV gemessene Linie wurde 2 Nuklidlinien zugeordnet.

Die Ursachen der festgestellten Fehler:

- Die 846.80 keV-Linie von ^{56}Co (die bei 846.49 keV gemessen wurde) und die 848.20 keV-Linie von ^{52}Mn (die bei 848.19 keV gemessen wurde) werden wechselseitig zugeordnet, da die Abstände weniger als 2 keV betragen (diese Linien werden nicht ausgewertet, da diese Nähe zu Störungen bei der Areabestimmung führt und bessere Linien von ^{52}Mn und ^{56}Co gemessen wurden).
- Es gibt zwei ^{52}Mn -Linien bei 1246.2 keV und bei 1247.7 keV. Letztere hat eine sehr kleine Abundance und die Zuordnung von dieser zu der bei 1246.70 keV gemessenen Linie ist falsch (dann wäre die berechnete Aktivität um 2 Größenordnungen größer als in Wirklichkeit).
- Die bei 1333.96 keV gemessene Linie ist eine Überschneidung von ^{60}Co und ^{52}Mn . Es läßt sich nicht feststellen, welcher Anteil der Area von welchem Nuklid stammt.
- Die Meßelektronik erzeugt etwa bei Kanal 4040 eine Stufe, die mit den Gammalinien der Probe nichts zu tun hat aber einen Peak bei 2182.25 keV vortäuscht.
- Ein typischer Fehler von KOMPLEX liegt darin, daß es bei einem großen Peak zusätzlich zu diesem Peak mehrere kleine Peaks in der näheren Umgebung berechnet, die nicht existieren. Ein solcher Fall liegt u.a. bei 1434.10 keV, 1947.72 keV und 1941.90 keV vor.
- Weitere Effekte wie Comptonkanten oder kleinere statistische Schwankungen im Spektrum werden von KOMPLEX mit Peaks verwechselt.

Durch die Anwendung der Programme wurden zum einen die Werte der Aktivitäten nicht unerheblich korrigiert, zum anderen ist die "Qualität" der Linienzuordnung besser geworden, wenn auch nicht alle fehlerhaften Zuordnungen automatisch korrigiert werden konnten.

Die größte Massenzahldifferenz zwischen Probenkern und Restkern der gemessenen Reaktionen ist 10 (^7Be ist kein Restkern, sondern ein aus dem Targetkern emittiertes und im Probenkörper verbliebenes Teilchen). Die Neutronenstrahlen müssen mit Protonen kontaminiert gewesen sein, da die Protoneneinfangreaktionen $\text{Fe} \rightarrow \text{Co}$ und $\text{Cu} \rightarrow \text{Zn}$ nicht neutroneninduziert sein können. Die Berechnung der Aktivitäten erfolgte wie in den vorhergegangenen Kapiteln vorgestellt. Für jede gemessene Reaktion bei einer bestimmten Energie und Position (Tabelle 4.36) wurden die Aktivitätsbestimmungen mit den kleinsten Standardabweichungen ausgesucht und für die weitere Bearbeitung verwendet. Die folgende Liste (Tabelle 4.37) führt alle gemessenen spezifischen Aktivitäten auf, sortiert nach Ordnungs- und Massenzahl der Produktnuklide. Grundlage dieser Liste sind 557 von 1226 einzelnen Aktivitätsbestimmungen.

Tabelle 4.37: Gewichtete mittlere Aktivitäten mit Standardabweichungen

PROBE	PROD.	AKTIVITÄT [Bq/g]	ZAHL MESS.	MINIMUM [Bq/g]	MAXIMUM [Bq/g]
		Name der bestrahlten Probe (Kap 3.3)			
		Reaktionsprodukt			
		Spezifische Aktivität in Bq/g \pm gewichtete mittlere Standardabweichung			
		Anzahl der verwendeten Messungen			
		Minimale verwendete spezifische Aktivität in Bq/g			
		Maximale verwendete spezifische Aktivität in Bq/g			
ALUB5	^7Be	$0.19146 \cdot 10^0 \pm 0.764 \cdot 10^{-2}$	2	$0.15911 \cdot 10^0$	$0.26066 \cdot 10^0$
ALNB2	^7Be	$0.40726 \cdot 10^0 \pm 0.260 \cdot 10^{-3}$	1	$0.40726 \cdot 10^0$	$0.40726 \cdot 10^0$
ALUB3	^{22}Na	$0.30798 \cdot 10^0 \pm 0.227 \cdot 10^{-1}$	3	$0.29038 \cdot 10^0$	$0.32279 \cdot 10^0$
ALNA1	^{22}Na	$0.14713 \cdot 10^{-1} \pm 0.340 \cdot 10^{-2}$	5	$0.10439 \cdot 10^{-1}$	$0.19055 \cdot 10^{-1}$
ALNB1	^{22}Na	$0.22845 \cdot 10^1 \pm 0.240 \cdot 10^0$	7	$0.10505 \cdot 10^1$	$0.35563 \cdot 10^1$
ALUB5	^{22}Na	$0.47676 \cdot 10^1 \pm 0.935 \cdot 10^{-1}$	4	$0.43148 \cdot 10^1$	$0.49820 \cdot 10^1$
ALNA2	^{22}Na	$0.76218 \cdot 10^{-2} \pm 0.346 \cdot 10^{-2}$	1	$0.76218 \cdot 10^{-2}$	$0.76218 \cdot 10^{-2}$
ALNB2	^{22}Na	$0.39960 \cdot 10^1 \pm 0.422 \cdot 10^{-1}$	2	$0.39904 \cdot 10^1$	$0.39976 \cdot 10^1$
ALUB3	^{24}Na	$0.39775 \cdot 10^4 \pm 0.581 \cdot 10^2$	4	$0.39403 \cdot 10^4$	$0.40002 \cdot 10^4$
ALNA1	^{24}Na	$0.38716 \cdot 10^2 \pm 0.113 \cdot 10^1$	8	$0.37745 \cdot 10^2$	$0.40019 \cdot 10^2$
ALNB1	^{24}Na	$0.11399 \cdot 10^5 \pm 0.129 \cdot 10^4$	4	$0.10020 \cdot 10^5$	$0.12931 \cdot 10^5$
ALUA5	^{24}Na	$0.25704 \cdot 10^2 \pm 0.121 \cdot 10^1$	2	$0.25340 \cdot 10^2$	$0.25760 \cdot 10^2$
ALUB5	^{24}Na	$0.10201 \cdot 10^5 \pm 0.147 \cdot 10^3$	2	$0.10129 \cdot 10^5$	$0.10230 \cdot 10^5$
ALNA2	^{24}Na	$0.19712 \cdot 10^2 \pm 0.618 \cdot 10^1$	2	$0.13757 \cdot 10^2$	$0.23448 \cdot 10^2$
ALNB2	^{24}Na	$0.57831 \cdot 10^4 \pm 0.184 \cdot 10^3$	7	$0.56486 \cdot 10^4$	$0.59111 \cdot 10^4$
CUNB1	^{54}Mn	$0.49141 \cdot 10^{-1} \pm 0.322 \cdot 10^{-2}$	1	$0.49141 \cdot 10^{-1}$	$0.49141 \cdot 10^{-1}$
CU-A5	^{54}Mn	$0.40373 \cdot 10^{-2} \pm 0.261 \cdot 10^{-4}$	2	$0.36620 \cdot 10^{-2}$	$0.40700 \cdot 10^{-2}$
CU-B5	^{54}Mn	$0.58441 \cdot 10^0 \pm 0.182 \cdot 10^{-1}$	3	$0.52919 \cdot 10^0$	$0.71760 \cdot 10^0$
CUNA2	^{54}Mn	$0.53093 \cdot 10^{-2} \pm 0.752 \cdot 10^{-3}$	1	$0.53093 \cdot 10^{-2}$	$0.53093 \cdot 10^{-2}$
CUNB2	^{54}Mn	$0.72322 \cdot 10^0 \pm 0.795 \cdot 10^{-2}$	3	$0.71624 \cdot 10^0$	$0.73024 \cdot 10^0$
CU-B5	^{56}Co	$0.31467 \cdot 10^0 \pm 0.294 \cdot 10^{-1}$	8	$0.24853 \cdot 10^0$	$0.38932 \cdot 10^0$
CUNA2	^{56}Co	$0.13312 \cdot 10^{-1} \pm 0.100 \cdot 10^{-2}$	2	$0.11435 \cdot 10^{-1}$	$0.15706 \cdot 10^{-1}$
CUNB2	^{56}Co	$0.15390 \cdot 10^1 \pm 0.372 \cdot 10^{-1}$	14	$0.14039 \cdot 10^1$	$0.16094 \cdot 10^1$
CU-B3	^{57}Co	$0.41514 \cdot 10^{-1} \pm 0.178 \cdot 10^{-2}$	3	$0.35963 \cdot 10^{-1}$	$0.51947 \cdot 10^{-1}$
CUNB1	^{57}Co	$0.23246 \cdot 10^1 \pm 0.209 \cdot 10^{-1}$	2	$0.22164 \cdot 10^1$	$0.23768 \cdot 10^1$
(...)					

Tabelle 4.37 (Fortsetzung)

PROBE	PROD.	AKTIVITÄT [Bq/g]	ZAHL MESS.	MINIMUM [Bq/g]	MAXIMUM [Bq/g]
CU-A5	⁵⁷ Co	0.18766·10 ⁻¹ ± 0.637·10 ⁻³	5	0.17610·10 ⁻¹	0.19790·10 ⁻¹
CU-B5	⁵⁷ Co	0.91386·10 ⁺¹ ± 0.683·10 ⁻¹	8	0.87886·10 ⁺¹	0.10764·10 ⁺²
CUNA2	⁵⁷ Co	0.25771·10 ⁻¹ ± 0.292·10 ⁻³	4	0.20860·10 ⁻¹	0.30238·10 ⁻¹
CUNB2	⁵⁷ Co	0.78398·10 ⁺¹ ± 0.481·10 ⁻¹	6	0.75401·10 ⁺¹	0.80877·10 ⁺¹
CU-A3	⁵⁸ Co	0.20427·10 ⁻¹ ± 0.254·10 ⁻²	4	0.17803·10 ⁻¹	0.27393·10 ⁻¹
CU-B3	⁵⁸ Co	0.24911·10 ⁺² ± 0.269·10 ⁺⁰	3	0.24861·10 ⁺²	0.24974·10 ⁺²
CUNA1	⁵⁸ Co	0.15828·10 ⁻¹ ± 0.828·10 ⁻³	1	0.15828·10 ⁻¹	0.15828·10 ⁻¹
CUNB1	⁵⁸ Co	0.56216·10 ⁺² ± 0.955·10 ⁺⁰	2	0.56135·10 ⁺²	0.56330·10 ⁺²
CU-A5	⁵⁸ Co	0.12145·10 ⁺⁰ ± 0.417·10 ⁻²	4	0.11572·10 ⁺⁰	0.13067·10 ⁺⁰
CU-B5	⁵⁸ Co	0.10092·10 ⁺³ ± 0.151·10 ⁺¹	3	0.99863·10 ⁺²	0.10167·10 ⁺³
CUNA2	⁵⁸ Co	0.25058·10 ⁺⁰ ± 0.648·10 ⁻²	2	0.24938·10 ⁺⁰	0.25340·10 ⁺⁰
CUNB2	⁵⁸ Co	0.68202·10 ⁺² ± 0.104·10 ⁺¹	4	0.67688·10 ⁺²	0.68574·10 ⁺²
CU-B3	⁵⁹ Fe	0.23406·10 ⁺¹ ± 0.528·10 ⁻¹	6	0.22332·10 ⁺¹	0.23817·10 ⁺¹
CUNB1	⁵⁹ Fe	0.37688·10 ⁺¹ ± 0.594·10 ⁻¹	2	0.36651·10 ⁺¹	0.37968·10 ⁺¹
CU-A5	⁵⁹ Fe	0.14238·10 ⁻¹ ± 0.171·10 ⁻²	6	0.10234·10 ⁻¹	0.23262·10 ⁻¹
CU-B5	⁵⁹ Fe	0.35881·10 ⁺¹ ± 0.898·10 ⁻¹	7	0.88911·10 ⁻¹	0.89142·10 ⁺¹
CUNA2	⁵⁹ Fe	0.28977·10 ⁻¹ ± 0.277·10 ⁻²	2	0.28074·10 ⁻¹	0.30106·10 ⁻¹
CUNB2	⁵⁹ Fe	0.67854·10 ⁺¹ ± 0.103·10 ⁺⁰	6	0.67087·10 ⁺¹	0.69178·10 ⁺¹
CU-B3	⁶⁰ Co	0.72499·10 ⁺⁰ ± 0.274·10 ⁻¹	6	0.69855·10 ⁺⁰	0.75291·10 ⁺⁰
CUNB1	⁶⁰ Co	0.14286·10 ⁺¹ ± 0.315·10 ⁻¹	2	0.14054·10 ⁺¹	0.14480·10 ⁺¹
CU-B5	⁶⁰ Co	0.27721·10 ⁺¹ ± 0.733·10 ⁻¹	6	0.26846·10 ⁺¹	0.29074·10 ⁺¹
CUNB2	⁶⁰ Co	0.18200·10 ⁺¹ ± 0.233·10 ⁻¹	6	0.18006·10 ⁺¹	0.18630·10 ⁺¹
CU-B3	⁶⁴ Cu	0.15702·10 ⁺⁵ ± 0.124·10 ⁺⁴	2	0.14059·10 ⁺⁵	0.16394·10 ⁺⁵
CU-B5	⁶⁴ Cu	0.38067·10 ⁺⁵ ± 0.212·10 ⁺⁴	2	0.37954·10 ⁺⁵	0.38286·10 ⁺⁵
CU-B3	⁶⁵ Zn	0.31584·10 ⁻¹ ± 0.489·10 ⁻²	1	0.31584·10 ⁻¹	0.31584·10 ⁻¹
CUNB1	⁶⁵ Zn	0.88464·10 ⁻¹ ± 0.928·10 ⁻²	1	0.88464·10 ⁻¹	0.88464·10 ⁻¹
CU-B5	⁶⁵ Zn	0.22030·10 ⁺⁰ ± 0.295·10 ⁻¹	2	0.20475·10 ⁺⁰	0.24665·10 ⁺⁰
CUNB2	⁶⁵ Zn	0.13230·10 ⁺⁰ ± 0.637·10 ⁻²	3	0.12444·10 ⁺⁰	0.13497·10 ⁺⁰
FENA2	⁷ Be	0.56695·10 ⁻¹ ± 0.128·10 ⁻¹	1	0.56695·10 ⁻¹	0.56695·10 ⁻¹
FENB2	⁷ Be	0.10662·10 ⁺¹ ± 0.487·10 ⁻¹	2	0.95437·10 ⁺⁰	0.11312·10 ⁺¹
FENB1	⁴⁶ Sc	0.19727·10 ⁻¹ ± 0.108·10 ⁻²	2	0.18896·10 ⁻¹	0.30737·10 ⁻¹
FENB1X	⁴⁶ Sc	0.15688·10 ⁻¹ ± 0.100·10 ⁻²	2	0.15022·10 ⁻¹	0.27240·10 ⁻¹
FENB2	⁴⁶ Sc	0.17756·10 ⁺⁰ ± 0.716·10 ⁻²	3	0.17182·10 ⁺⁰	0.19016·10 ⁺⁰
FENB2X	⁴⁶ Sc	0.18487·10 ⁺⁰ ± 0.840·10 ⁻²	3	0.16903·10 ⁺⁰	0.19541·10 ⁺⁰
FENA1	⁴⁸ V	0.53216·10 ⁻² ± 0.475·10 ⁻³	2	0.52387·10 ⁻²	0.54619·10 ⁻²
FENB1	⁴⁸ V	0.25269·10 ⁺⁰ ± 0.149·10 ⁻¹	4	0.22578·10 ⁺⁰	0.30492·10 ⁺⁰
FENB1X	⁴⁸ V	0.25969·10 ⁺⁰ ± 0.358·10 ⁻¹	8	0.22421·10 ⁺⁰	0.33440·10 ⁺⁰
FEXA5	⁴⁸ V	0.23616·10 ⁻¹ ± 0.413·10 ⁻²	7	0.15622·10 ⁻¹	0.43737·10 ⁻¹
FENA2	⁴⁸ V	0.12924·10 ⁻¹ ± 0.331·10 ⁻³	9	0.12230·10 ⁻¹	0.23454·10 ⁻¹
FENB2	⁴⁸ V	0.75288·10 ⁺¹ ± 0.248·10 ⁺⁰	8	0.64427·10 ⁺¹	0.85491·10 ⁺¹
FENB2X	⁴⁸ V	0.71963·10 ⁺¹ ± 0.139·10 ⁺⁰	6	0.64342·10 ⁺¹	0.76915·10 ⁺¹
FE-A3	⁵¹ Cr	0.26870·10 ⁺⁰ ± 0.661·10 ⁻¹	4	0.12718·10 ⁺⁰	0.34544·10 ⁺⁰
FEXB3	⁵¹ Cr	0.34114·10 ⁺² ± 0.178·10 ⁺⁰	3	0.33830·10 ⁺²	0.34997·10 ⁺²
FENA1	⁵¹ Cr	0.68971·10 ⁺⁰ ± 0.215·10 ⁻¹	7	0.61390·10 ⁺⁰	0.70841·10 ⁺⁰
FENB1	⁵¹ Cr	0.13989·10 ⁺³ ± 0.586·10 ⁺⁰	4	0.13322·10 ⁺³	0.14187·10 ⁺³
FENB1X	⁵¹ Cr	0.14025·10 ⁺³ ± 0.511·10 ⁺⁰	4	0.13854·10 ⁺³	0.14228·10 ⁺³
FEXA5	⁵¹ Cr	0.13296·10 ⁺⁰ ± 0.628·10 ⁻¹	3	0.89054·10 ⁻¹	0.34296·10 ⁺⁰
FENA2	⁵¹ Cr	0.37216·10 ⁺⁰ ± 0.110·10 ⁻¹	5	0.32801·10 ⁺⁰	0.41834·10 ⁺⁰
FENB2	⁵¹ Cr	0.21399·10 ⁺³ ± 0.110·10 ⁺¹	4	0.21258·10 ⁺³	0.21509·10 ⁺³
FENB2X	⁵¹ Cr	0.21059·10 ⁺³ ± 0.666·10 ⁺⁰	3	0.20929·10 ⁺³	0.21158·10 ⁺³

(...)

Tabelle 4.37 (Fortsetzung)

PROBE	PROD.	AKTIVITÄT [Bq/g]	ZAHL MESS.	MINIMUM [Bq/g]	MAXIMUM [Bq/g]
FE-A3	⁵² Mn	0.40237 · 10 ⁺⁰ ± 0.247 · 10 ⁻¹	10	0.33783 · 10 ⁺⁰	0.43483 · 10 ⁺⁰
FEXB3	⁵² Mn	0.26839 · 10 ⁺² ± 0.463 · 10 ⁺⁰	9	0.25537 · 10 ⁺²	0.28034 · 10 ⁺²
FENA1	⁵² Mn	0.31375 · 10 ⁺⁰ ± 0.228 · 10 ⁻¹	8	0.28672 · 10 ⁺⁰	0.37584 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁵² Mn	0.79231 · 10 ⁺² ± 0.899 · 10 ⁺⁰	6	0.75035 · 10 ⁺²	0.81079 · 10 ⁺²
FENB1X	⁵² Mn	0.80115 · 10 ⁺² ± 0.841 · 10 ⁺⁰	9	0.78785 · 10 ⁺²	0.81175 · 10 ⁺²
FEXA5	⁵² Mn	0.34328 · 10 ⁺⁰ ± 0.222 · 10 ⁻¹	11	0.32099 · 10 ⁺⁰	0.47528 · 10 ⁺⁰
FENA2	⁵² Mn	0.58299 · 10 ⁺⁰ ± 0.212 · 10 ⁻¹	8	0.57664 · 10 ⁺⁰	0.60173 · 10 ⁺⁰
FENB2	⁵² Mn	0.18199 · 10 ⁺³ ± 0.178 · 10 ⁺¹	6	0.17357 · 10 ⁺³	0.18886 · 10 ⁺³
FENB2X	⁵² Mn	0.18001 · 10 ⁺³ ± 0.204 · 10 ⁺¹	6	0.17125 · 10 ⁺³	0.18555 · 10 ⁺³
FE-A3	⁵⁴ Mn	0.40675 · 10 ⁺⁰ ± 0.945 · 10 ⁻²	5	0.39915 · 10 ⁺⁰	0.41802 · 10 ⁺⁰
FEXB3	⁵⁴ Mn	0.11281 · 10 ⁺² ± 0.109 · 10 ⁺⁰	6	0.32794 · 10 ⁺⁰	0.35605 · 10 ⁺²
FENA1	⁵⁴ Mn	0.28403 · 10 ⁺⁰ ± 0.622 · 10 ⁻²	7	0.27700 · 10 ⁺⁰	0.28690 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁵⁴ Mn	0.83278 · 10 ⁺² ± 0.110 · 10 ⁺¹	4	0.82827 · 10 ⁺²	0.84106 · 10 ⁺²
FENB1X	⁵⁴ Mn	0.84069 · 10 ⁺² ± 0.111 · 10 ⁺¹	4	0.83126 · 10 ⁺²	0.84923 · 10 ⁺²
FEXA5	⁵⁴ Mn	0.16169 · 10 ⁺⁰ ± 0.322 · 10 ⁻²	5	0.15775 · 10 ⁺⁰	0.21470 · 10 ⁺⁰
FENA2	⁵⁴ Mn	0.14870 · 10 ⁺⁰ ± 0.429 · 10 ⁻²	6	0.14349 · 10 ⁺⁰	0.15485 · 10 ⁺⁰
FENB2	⁵⁴ Mn	0.10167 · 10 ⁺³ ± 0.127 · 10 ⁺¹	4	0.10092 · 10 ⁺³	0.10242 · 10 ⁺³
FENB2X	⁵⁴ Mn	0.10020 · 10 ⁺³ ± 0.129 · 10 ⁺¹	3	0.99708 · 10 ⁺²	0.10100 · 10 ⁺³
FEXB3	⁵⁹ Fe	0.69244 · 10 ⁺⁰ ± 0.426 · 10 ⁻¹	6	0.65301 · 10 ⁺⁰	0.73442 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁵⁹ Fe	0.12406 · 10 ⁺¹ ± 0.405 · 10 ⁻¹	8	0.10392 · 10 ⁺¹	0.13274 · 10 ⁺¹
FENB1X	⁵⁹ Fe	0.12393 · 10 ⁺¹ ± 0.484 · 10 ⁻¹	8	0.11753 · 10 ⁺¹	0.13393 · 10 ⁺¹
FENB2	⁵⁹ Fe	0.10737 · 10 ⁺¹ ± 0.323 · 10 ⁻¹	8	0.95521 · 10 ⁺⁰	0.11073 · 10 ⁺¹
FENB2X	⁵⁹ Fe	0.10442 · 10 ⁺¹ ± 0.786 · 10 ⁻¹	6	0.93590 · 10 ⁺⁰	0.11213 · 10 ⁺¹
FE-A3	⁵⁶ Co	0.34986 · 10 ⁻¹ ± 0.126 · 10 ⁻¹	2	0.34725 · 10 ⁻¹	0.35415 · 10 ⁻¹
FEXB3	⁵⁶ Co	0.15428 · 10 ⁺⁰ ± 0.147 · 10 ⁻¹	2	0.14557 · 10 ⁺⁰	0.16524 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁵⁶ Co	0.19722 · 10 ⁺⁰ ± 0.405 · 10 ⁻¹	7	0.15315 · 10 ⁺⁰	0.28688 · 10 ⁺⁰
FENB1X	⁵⁶ Co	0.38364 · 10 ⁺⁰ ± 0.706 · 10 ⁻¹	11	0.27774 · 10 ⁺⁰	0.50194 · 10 ⁺⁰
FENB2	⁵⁶ Co	0.73280 · 10 ⁺⁰ ± 0.499 · 10 ⁻¹	5	0.66892 · 10 ⁺⁰	0.77573 · 10 ⁺⁰
FENB2X	⁵⁶ Co	0.67369 · 10 ⁺⁰ ± 0.595 · 10 ⁻¹	4	0.60680 · 10 ⁺⁰	0.74705 · 10 ⁺⁰
FEXB3	⁵⁷ Co	0.14055 · 10 ⁺⁰ ± 0.248 · 10 ⁻²	4	0.13151 · 10 ⁺⁰	0.16499 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁵⁷ Co	0.16659 · 10 ⁻¹ ± 0.603 · 10 ⁻³	3	0.15810 · 10 ⁻¹	0.19165 · 10 ⁻¹
FENB1X	⁵⁷ Co	0.25417 · 10 ⁺⁰ ± 0.933 · 10 ⁻³	7	0.16210 · 10 ⁺⁰	0.28729 · 10 ⁺⁰
FENB2	⁵⁷ Co	0.43157 · 10 ⁻¹ ± 0.201 · 10 ⁻²	3	0.42036 · 10 ⁻¹	0.43891 · 10 ⁻¹
FENB2X	⁵⁷ Co	0.25440 · 10 ⁺⁰ ± 0.385 · 10 ⁻²	4	0.24488 · 10 ⁺⁰	0.25715 · 10 ⁺⁰
FEXB3	⁵⁸ Co	0.59235 · 10 ⁺⁰ ± 0.277 · 10 ⁻¹	3	0.54179 · 10 ⁺⁰	0.62173 · 10 ⁺⁰
FENB1X	⁵⁸ Co	0.99055 · 10 ⁺⁰ ± 0.131 · 10 ⁻¹	4	0.97587 · 10 ⁺⁰	0.10200 · 10 ⁺¹
FENB2	⁵⁸ Co	0.25180 · 10 ⁻¹ ± 0.109 · 10 ⁻¹	1	0.25180 · 10 ⁻¹	0.25180 · 10 ⁻¹
FENB2X	⁵⁸ Co	0.88679 · 10 ⁺⁰ ± 0.221 · 10 ⁻¹	3	0.86152 · 10 ⁺⁰	0.95022 · 10 ⁺⁰
FEXB3	⁶⁰ Co	0.85184 · 10 ⁺⁰ ± 0.605 · 10 ⁻¹	1	0.85184 · 10 ⁺⁰	0.85184 · 10 ⁺⁰
FENB1	⁶⁰ Co	0.92088 · 10 ⁺⁰ ± 0.269 · 10 ⁻¹	2	0.60104 · 10 ⁺⁰	0.13270 · 10 ⁺¹
FENB1X	⁶⁰ Co	0.88416 · 10 ⁺⁰ ± 0.471 · 10 ⁻¹	2	0.62225 · 10 ⁺⁰	0.11803 · 10 ⁺¹
FENB2	⁶⁰ Co	0.45979 · 10 ⁺¹ ± 0.660 · 10 ⁻¹	2	0.32674 · 10 ⁺¹	0.76989 · 10 ⁺¹
FENB2X	⁶⁰ Co	0.42606 · 10 ⁺¹ ± 0.950 · 10 ⁻¹	2	0.34292 · 10 ⁺¹	0.47575 · 10 ⁺¹
GRAB3	⁷ Be	0.48673 · 10 ⁺¹ ± 0.117 · 10 ⁺⁰	3	0.46660 · 10 ⁺¹	0.50282 · 10 ⁺¹
GRAB5	⁷ Be	0.63241 · 10 ⁺² ± 0.228 · 10 ⁺¹	3	0.61214 · 10 ⁺²	0.64306 · 10 ⁺²
QUAB3	⁷ Be	0.45623 · 10 ⁺⁰ ± 0.619 · 10 ⁻¹	1	0.45623 · 10 ⁺⁰	0.45623 · 10 ⁺⁰
QUNB1	⁷ Be	0.10249 · 10 ⁺¹ ± 0.406 · 10 ⁻¹	4	0.92637 · 10 ⁺⁰	0.12501 · 10 ⁺¹
QUAA5	⁷ Be	0.96689 · 10 ⁻¹ ± 0.420 · 10 ⁻²	2	0.93298 · 10 ⁻¹	0.11654 · 10 ⁺⁰
QUAB5	⁷ Be	0.44499 · 10 ⁺¹ ± 0.124 · 10 ⁺⁰	3	0.42679 · 10 ⁺¹	0.45597 · 10 ⁺¹
QUNB2	⁷ Be	0.54165 · 10 ⁺¹ ± 0.319 · 10 ⁻¹	3	0.52175 · 10 ⁺¹	0.54917 · 10 ⁺¹
QUNB1	²² Na	0.59178 · 10 ⁻¹ ± 0.410 · 10 ⁻²	4	0.48073 · 10 ⁻¹	0.65051 · 10 ⁻¹
QUAB5	²² Na	0.38995 · 10 ⁺⁰ ± 0.239 · 10 ⁻¹	4	0.38677 · 10 ⁺⁰	0.39491 · 10 ⁺⁰
QUNB2	²² Na	0.57465 · 10 ⁺⁰ ± 0.202 · 10 ⁻¹	3	0.56933 · 10 ⁺⁰	0.58862 · 10 ⁺⁰
QUAB3	²⁴ Na	0.52838 · 10 ⁺³ ± 0.104 · 10 ⁺²	3	0.52293 · 10 ⁺³	0.53950 · 10 ⁺³
QUAA5	²⁴ Na	0.65422 · 10 ⁺¹ ± 0.876 · 10 ⁺⁰	2	0.64241 · 10 ⁺¹	0.67611 · 10 ⁺¹
QUAB5	²⁴ Na	0.13535 · 10 ⁺⁴ ± 0.171 · 10 ⁺²	2	0.13374 · 10 ⁺⁴	0.13730 · 10 ⁺⁴

5 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

5.1 Herleitung einer Formel zur Berechnung

Die flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitte (Gleichungen 1.1 und 1.3) für die neutroneninduzierten Reaktionen sollen mit den gemessenen Aktivitäten bestimmt werden. Im folgenden soll eine entsprechende Formel hergeleitet werden.

Für die zeitliche Änderung der Zahl n_B der Produktkerne gilt nach Gleichung 1.1 (formuliert mit der Neutronenflußdichte φ) und bei Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls (Gleichung 4.1):

$$\frac{dn_B}{dt} = \sigma \cdot \varphi \cdot n_A - \lambda \cdot n_B \quad (5.1)$$

Zu Beginn der Bestrahlung existieren keine Produktkerne. Die Integration von Gleichung 5.1 mit dieser Randbedingung liefert für die Zahl $n_B(t)$ der Produktkerne zu einem bestimmten Zeitpunkt t :

$$n_B(t) = \frac{\sigma \cdot \varphi \cdot n_A}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (5.2)$$

Hier wird eine konstante Neutronenflußdichte φ während der gesamten Bestrahlungszeit vorausgesetzt. Für lange Bestrahlungszeiten bzw. große Zerfallskonstanten konvergiert n_B gegen den Grenzwert $\sigma \cdot \varphi \cdot n_A / \lambda$. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, wenn Neubildungsrate und Zerfall bzw. Aktivität gleich groß sind. Die Aktivität $A(t)$ zu einem bestimmten Zeitpunkt während der Bestrahlung ist nach Gleichung 4.2 ($t = 0$ am Beginn der Bestrahlung):

$$A(t) = \sigma \cdot \varphi \cdot n_A \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (5.3)$$

Für die Sättigungsaktivität A_∞ , die Aktivität im Gleichgewicht, gilt:

$$A_\infty = \sigma \cdot \varphi \cdot n_A \quad (5.4)$$

Aus der Aktivität am Ende der Bestrahlung A_{EOI} und der Dauer der Bestrahlung $t_{EOI} - t_{BOI}$ läßt sich die Sättigungsaktivität A_∞ berechnen. Bei späterer Messung der Aktivität läßt sich A_{EOI} leicht mit dem Zerfallsgesetz (Gleichung 4.2) bestimmen. Der zeitliche Verlauf der Aktivität, auch nach dem Ende der Bestrahlung, ist schematisch in Abb. 5.5 dargestellt.

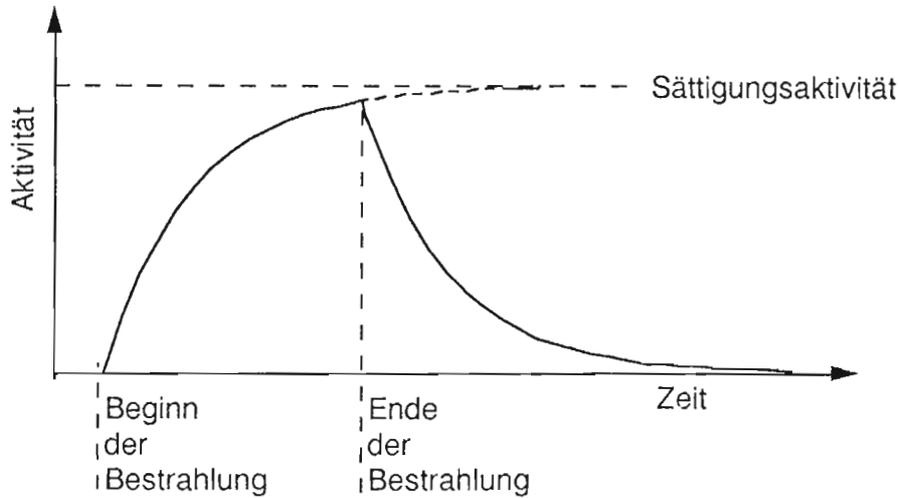


Abb. 5.5: Zeitlicher Verlauf der Aktivität bei konstanter Neutronenflußdichte während der Bestrahlung

Die Zahl n_A der Kerne in einer Probe berechnet sich aus der Probenmasse m , der relativen Atommasse u , der Avogadro-Konstanten N_A und der Reinheit r der Probe:

$$n_A = N_A \cdot \frac{m \cdot r}{u} = 6.022 \cdot 10^{23} \cdot \frac{m \cdot r}{u} \quad (5.6)$$

Die Neutronenflußdichte ϕ kann über den Protonenstrahlstrom $I = Q/(t_{EOI} - t_{BOI})$ mit dem Umrechnungsfaktor ϕ/Q (Neutronenfluenz zu Protonenstrahlladung) ermittelt werden. Der in dieser Arbeit verwendete flußgewichtete mittlere Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ wird mit dem Faktor ϕ_{Peak}/Q berechnet. Der Index "Peak" soll andeuten, daß sich die indizierte Größe nur auf den High-Energy-Peak-Bereich bezieht (vgl. Gleichung 1.3). Gleichung 5.4 wird nach σ aufgelöst und die unbekanntenen Größen durch die passenden Ausdrücke ersetzt:

$$\bar{\sigma} = \frac{A(t)}{(1 - e^{-\lambda t}) \cdot \phi_{Peak} \cdot n_A} = \frac{A_{EOI}}{(1 - e^{-\lambda(t_{EOI} - t_{BOI})}) \cdot I \cdot \frac{\phi_{Peak}}{Q} \cdot N_A \cdot \frac{m \cdot r}{u}} \quad (5.7)$$

A_{EOI}	Aktivität am Ende der Bestrahlung
λ	Zerfallskonstante des Produktnuclides
t_{EOI}	Zeitpunkt des Bestrahlungsendes
t_{BOI}	Zeitpunkt des Beginns der Bestrahlung
I	Protonenstrom (Protonenstrahlladung pro Zeiteinheit)
ϕ_{Peak}/Q	Verhältnis von Neutronenfluenz im Peak-Bereich zur Protonenstrahlladung
N_A	Avogadro-Konstante
m	Probenmasse
r	Reinheit der Probe
u	Relative Atommasse (Molmasse) des Probennuclides

Für mehrere Bestrahlungsintervalle oder bei Schwankungen in der Intensität des Neutronenstrahles muß Gleichung 5.7 ergänzt werden. Bekannt sei die Aktivität $A(t)$ zu einem bestimmten Zeitpunkt t nach dem Ende der Bestrahlungen. Außerdem kenne man für die Zeitintervalle Δt_i während der Bestrahlung die Protonenströme I_i bzw. die Protonenstrahlladung Q_i . $t - t_i$ ist der zeitliche Abstand

zwischen dem Ende des jeweiligen Zeitintervalles und dem Zeitpunkt der Messung. Die übrigen Größen – ϕ/Q , λ und n_A – sind in allen Zeitintervallen gleich. Dann gilt:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\frac{\phi_{\text{Peak}}}{Q} \cdot N_A \cdot \frac{m \cdot r}{u}} \cdot \frac{A(t)}{\sum_i I_i (1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t_i}) \cdot e^{-\lambda(t-t_i)}} \quad (5.8)$$

Die Terme $e^{-\lambda(t-t_i)}$ gleichen den Aktivitätsabfall zwischen den jeweiligen Intervallenden und dem Meßzeitpunkt aus. Für kurze Zeitintervalle ist der Ausdruck $(1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t_i}) / \Delta t_i$ etwa gleich λ . Mit $I_i = Q_i / \Delta t_i$ folgt:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\lambda \cdot \frac{\phi_{\text{Peak}}}{Q} \cdot N_A \cdot \frac{m \cdot r}{u}} \cdot \frac{A(t)}{\sum_i Q_i \cdot e^{-\lambda(t-t_i)}} \quad (5.9)$$

Mit Hilfe eines kleinen Programmes wurden aus den Loggerprotokollen (Kapitel 3.2) die Summen $\sum_i Q_i \cdot e^{-\lambda(t-t_i)}$ für alle Proben und Nuklide berechnet, für den Zeitpunkt t wurde das Ende der Bestrahlung gewählt:

$$Q^* = \sum_i Q_i \cdot e^{-\lambda(t_{\text{EOI}}-t_i)} \quad \rightarrow \quad \sum_{i, t(i)=t_{\text{BOI}}}^{t(i)=t_{\text{EOI}}} C(i) \cdot \kappa \cdot e^{-\lambda \cdot (t_{\text{EOI}}-t_i)} \quad (5.10)$$

- i Nummer der Logger-Ausgabe (mit den Detektormesswerten)
- t_i Zeit der Messung der i -ten Logger-Ausgabe
- t_{EOI} Ende der Bestrahlung
- t_{BOI} Beginn der Bestrahlung
- $C(i)$ Detektormesswert (Counts) der i -ten Logger-Ausgabe
- κ Umrechnungsfaktor zwischen dem Detektormesswert und der Protonenstrahlung
- λ Zerfallskonstante des gemessenen Nuklides

Bei maximalen zeitlichen Abständen von einer Minute zwischen zwei Loggereinträgen und einer minimalen Halbwertszeit von etwa 15 h ist der Fehler der Näherung $(1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t_i}) / \Delta t_i = \lambda$ kleiner als 0.041%.

5.2 Ergebnisse

Die folgenden Tabellen geben die berechneten flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitte $\overline{\sigma}$ für Position A, und "Pseudo-Wirkungsquerschnitte" $\overline{\sigma'}$ für Position B an. Die Werte $\overline{\sigma'}$ sind so berechnet, als wären die Proben im Strahl auf Position A und nicht in der Targetkammer befestigt gewesen. Q^* ist die korrigierte Protonenstrahlladung (Gleichung 5.10), E_n die Neutronenenergie und Mat. das Probenmaterial.

Tabelle 5.11: $\overline{\sigma}$ -Werte für Position A

Mat.	Nuklid	E_n	spez. Aktivität [Bq/g]		Q^* [mC]	$\overline{\sigma}$ [mb]		
Al	²² Na	45 MeV	$1.47 \cdot 10^{-2} \pm$	23.11%	82.91	$2.69 \cdot 10^{+1} \pm$		24.61%
Al	²² Na	66 MeV	$7.62 \cdot 10^{-3} \pm$	45.40%	46.02	$2.47 \cdot 10^{+1} \pm$		46.33%
Al	²⁴ Na	45 MeV	$3.87 \cdot 10^{+1} \pm$	2.92%	68.08	$5.68 \cdot 10^{+1} \pm$		8.95%
Al	²⁴ Na	56 MeV	$2.57 \cdot 10^{+1} \pm$	4.71%	47.3	$6.49 \cdot 10^{+1} \pm$		12.56%
Al	²⁴ Na	66 MeV	$1.97 \cdot 10^{+1} \pm$	31.35%	38.41	$5.04 \cdot 10^{+1} \pm$		32.69%
Cu	⁵⁴ Mn	56 MeV	$4.04 \cdot 10^{-3} \pm$	0.65%	70.06	$8.10 \cdot 10^{+0} \pm$		11.66%
Cu	⁵⁴ Mn	66 MeV	$5.31 \cdot 10^{-3} \pm$	14.16%	106.38	$5.77 \cdot 10^{+0} \pm$		16.92%
Cu	⁵⁹ Fe	56 MeV	$1.42 \cdot 10^{-2} \pm$	12.01%	69.69	$4.09 \cdot 10^{+0} \pm$		16.73%
Cu	⁵⁹ Fe	66 MeV	$2.90 \cdot 10^{-2} \pm$	9.56%	106	$4.50 \cdot 10^{+0} \pm$		13.30%
Cu	⁵⁶ Co	66 MeV	$1.33 \cdot 10^{-2} \pm$	7.51%	106.2	$3.65 \cdot 10^{+0} \pm$		11.92%
Cu	⁵⁷ Co	56 MeV	$1.88 \cdot 10^{-2} \pm$	3.39%	70.05	$3.28 \cdot 10^{+1} \pm$		12.13%
Cu	⁵⁷ Co	66 MeV	$2.58 \cdot 10^{-2} \pm$	1.13%	106.37	$2.43 \cdot 10^{+1} \pm$		9.32%
Cu	⁵⁸ Co	34 MeV	$2.04 \cdot 10^{-2} \pm$	12.43%	12.12	$5.01 \cdot 10^{+1} \pm$		13.80%
Cu	⁵⁸ Co	45 MeV	$1.58 \cdot 10^{-2} \pm$	5.23%	10.22	$4.13 \cdot 10^{+1} \pm$		9.95%
Cu	⁵⁸ Co	56 MeV	$1.21 \cdot 10^{-1} \pm$	3.43%	69.85	$5.55 \cdot 10^{+1} \pm$		12.14%
Cu	⁵⁸ Co	66 MeV	$2.51 \cdot 10^{-1} \pm$	2.59%	106.17	$6.19 \cdot 10^{+1} \pm$		9.61%
Fe	⁷ Be	66 MeV	$5.67 \cdot 10^{-2} \pm$	22.58%	80.76	$1.21 \cdot 10^{+1} \pm$		24.40%
Fe	⁴⁸ V	45 MeV	$5.32 \cdot 10^{-3} \pm$	8.93%	104.08	$2.70 \cdot 10^{-1} \pm$		12.30%
Fe	⁴⁸ V	56 MeV	$2.36 \cdot 10^{-2} \pm$	17.49%	63.08	$2.36 \cdot 10^{+0} \pm$		21.01%
Fe	⁴⁸ V	66 MeV	$1.29 \cdot 10^{-2} \pm$	2.56%	80.11	$8.36 \cdot 10^{-1} \pm$		9.60%
Fe	⁵¹ Cr	34 MeV	$2.69 \cdot 10^{-1} \pm$	24.60%	161.9	$1.69 \cdot 10^{+1} \pm$		25.32%
Fe	⁵¹ Cr	45 MeV	$6.90 \cdot 10^{-1} \pm$	3.12%	104.65	$6.03 \cdot 10^{+1} \pm$		9.02%
Fe	⁵¹ Cr	56 MeV	$1.33 \cdot 10^{-1} \pm$	47.23%	63.28	$2.30 \cdot 10^{+1} \pm$		48.65%
Fe	⁵¹ Cr	66 MeV	$3.72 \cdot 10^{-1} \pm$	2.96%	80.5	$4.16 \cdot 10^{+1} \pm$		9.71%
Fe	⁵² Mn	34 MeV	$4.02 \cdot 10^{-1} \pm$	6.14%	149.53	$5.53 \cdot 10^{+0} \pm$		8.57%
Fe	⁵² Mn	45 MeV	$3.14 \cdot 10^{-1} \pm$	7.27%	101.65	$5.70 \cdot 10^{+0} \pm$		11.15%
Fe	⁵² Mn	56 MeV	$3.43 \cdot 10^{-1} \pm$	6.47%	62.22	$1.22 \cdot 10^{+1} \pm$		13.32%
Fe	⁵² Mn	66 MeV	$5.83 \cdot 10^{-1} \pm$	3.64%	78.44	$1.35 \cdot 10^{+1} \pm$		9.94%
Fe	⁵⁴ Mn	34 MeV	$4.07 \cdot 10^{-1} \pm$	2.32%	164.9	$2.83 \cdot 10^{+2} \pm$		6.42%
Fe	⁵⁴ Mn	45 MeV	$2.84 \cdot 10^{-1} \pm$	2.19%	105.36	$2.78 \cdot 10^{+2} \pm$		8.74%
Fe	⁵⁴ Mn	56 MeV	$1.62 \cdot 10^{-1} \pm$	1.99%	63.52	$3.14 \cdot 10^{+2} \pm$		11.81%
Fe	⁵⁴ Mn	66 MeV	$1.49 \cdot 10^{-1} \pm$	2.89%	80.99	$1.86 \cdot 10^{+2} \pm$		9.69%
Fe	⁵⁶ Co	34 MeV	$3.50 \cdot 10^{-2} \pm$	36.01%	164.03	$6.18 \cdot 10^{+0} \pm$		36.51%
Qu	⁷ Be	56 MeV	$9.67 \cdot 10^{-2} \pm$	4.34%	94.96	$7.69 \cdot 10^{+2} \pm$		12.43%
Qu	²⁴ Na	56 MeV	$6.54 \cdot 10^{+0} \pm$	13.39%	79.83	$7.26 \cdot 10^{+2} \pm$		17.74%

Tabelle 5.12: $\bar{\sigma}$ -Werte für Position B

Mat.	Nuklid	E_n	spez. Aktivität		Q^*	$\bar{\sigma}$	
			[Bq/g]		[mC]	[mb]	
Al	⁷ Be	56 MeV	$1.91 \cdot 10^{-1}$	± 3.99%	501.79	$3.88 \cdot 10^{+0}$	± 12.31%
Al	⁷ Be	66 MeV	$4.07 \cdot 10^{-1}$	± 0.06%	739.05	$4.61 \cdot 10^{+0}$	± 9.25%
Al	²² Na	34 MeV	$3.08 \cdot 10^{-1}$	± 7.37%	254.21	$2.04 \cdot 10^{+2}$	± 9.49%
Al	²² Na	45 MeV	$2.28 \cdot 10^{+0}$	± 10.51%	320.17	$1.08 \cdot 10^{+3}$	± 13.49%
Al	²² Na	56 MeV	$4.77 \cdot 10^{+0}$	± 1.96%	510.82	$1.69 \cdot 10^{+3}$	± 11.81%
Al	²² Na	66 MeV	$4.00 \cdot 10^{+0}$	± 1.06%	763.25	$7.80 \cdot 10^{+2}$	± 9.31%
Al	²⁴ Na	34 MeV	$3.98 \cdot 10^{+3}$	± 1.46%	61.07	$7.24 \cdot 10^{+3}$	± 6.16%
Al	²⁴ Na	45 MeV	$1.14 \cdot 10^{+4}$	± 11.32%	111.07	$1.03 \cdot 10^{+4}$	± 14.13%
Al	²⁴ Na	56 MeV	$1.02 \cdot 10^{+4}$	± 1.44%	143.45	$8.49 \cdot 10^{+3}$	± 11.73%
Al	²⁴ Na	66 MeV	$5.78 \cdot 10^{+3}$	± 3.18%	145.7	$3.90 \cdot 10^{+3}$	± 9.79%
Cu	⁵⁴ Mn	45 MeV	$4.91 \cdot 10^{-2}$	± 6.55%	319.52	$1.81 \cdot 10^{+1}$	± 10.70%
Cu	⁵⁴ Mn	56 MeV	$5.84 \cdot 10^{-1}$	± 3.11%	509.72	$1.61 \cdot 10^{+2}$	± 12.05%
Cu	⁵⁴ Mn	66 MeV	$7.23 \cdot 10^{-1}$	± 1.10%	760.26	$1.10 \cdot 10^{+2}$	± 9.32%
Cu	⁵⁹ Fe	34 MeV	$2.34 \cdot 10^{+0}$	± 2.26%	248.06	$1.76 \cdot 10^{+2}$	± 6.40%
Cu	⁵⁹ Fe	45 MeV	$3.77 \cdot 10^{+0}$	± 1.58%	313.77	$2.01 \cdot 10^{+2}$	± 8.60%
Cu	⁵⁹ Fe	56 MeV	$3.59 \cdot 10^{+0}$	± 2.50%	499.93	$1.44 \cdot 10^{+2}$	± 11.91%
Cu	⁵⁹ Fe	66 MeV	$6.79 \cdot 10^{+0}$	± 1.52%	734.11	$1.52 \cdot 10^{+2}$	± 9.38%
Cu	⁵⁶ Co	56 MeV	$3.15 \cdot 10^{-1}$	± 9.34%	504.87	$2.21 \cdot 10^{+1}$	± 14.93%
Cu	⁵⁶ Co	66 MeV	$1.54 \cdot 10^{+0}$	± 2.42%	747.23	$6.00 \cdot 10^{+1}$	± 9.56%
Cu	⁵⁷ Co	34 MeV	$4.15 \cdot 10^{-2}$	± 4.29%	253.45	$1.86 \cdot 10^{+1}$	± 7.36%
Cu	⁵⁷ Co	45 MeV	$2.32 \cdot 10^{+0}$	± 0.90%	319.37	$7.44 \cdot 10^{+2}$	± 8.51%
Cu	⁵⁷ Co	56 MeV	$9.14 \cdot 10^{+0}$	± 0.75%	509.47	$2.19 \cdot 10^{+3}$	± 11.67%
Cu	⁵⁷ Co	66 MeV	$7.84 \cdot 10^{+0}$	± 0.61%	759.59	$1.04 \cdot 10^{+3}$	± 9.27%
Cu	⁵⁸ Co	34 MeV	$2.49 \cdot 10^{+1}$	± 1.08%	250.44	$2.95 \cdot 10^{+3}$	± 6.08%
Cu	⁵⁸ Co	45 MeV	$5.62 \cdot 10^{+1}$	± 1.70%	316.25	$4.74 \cdot 10^{+3}$	± 8.63%
Cu	⁵⁸ Co	56 MeV	$1.01 \cdot 10^{+2}$	± 1.50%	504.15	$6.39 \cdot 10^{+3}$	± 11.74%
Cu	⁵⁸ Co	66 MeV	$6.82 \cdot 10^{+1}$	± 1.52%	745.32	$2.40 \cdot 10^{+3}$	± 9.38%
Cu	⁶⁰ Co	34 MeV	$7.25 \cdot 10^{-1}$	± 3.78%	254.37	$2.30 \cdot 10^{+3}$	± 7.08%
Cu	⁶⁰ Co	45 MeV	$1.43 \cdot 10^{+0}$	± 2.20%	320.33	$3.23 \cdot 10^{+3}$	± 8.74%
Cu	⁶⁰ Co	56 MeV	$2.77 \cdot 10^{+0}$	± 2.64%	511.1	$4.70 \cdot 10^{+3}$	± 11.94%
Cu	⁶⁰ Co	66 MeV	$1.82 \cdot 10^{+0}$	± 1.28%	763.99	$1.70 \cdot 10^{+3}$	± 9.34%
Cu	⁶⁴ Cu	34 MeV	$1.57 \cdot 10^{+4}$	± 7.90%	51.22	$6.79 \cdot 10^{+4}$	± 9.91%
Cu	⁶⁴ Cu	56 MeV	$3.81 \cdot 10^{+4}$	± 5.57%	120.51	$7.52 \cdot 10^{+4}$	± 12.91%
Cu	⁶⁵ Zn	34 MeV	$3.16 \cdot 10^{-2}$	± 15.48%	253.32	$1.27 \cdot 10^{+1}$	± 16.60%
Cu	⁶⁵ Zn	45 MeV	$8.85 \cdot 10^{-2}$	± 10.49%	319.25	$2.55 \cdot 10^{+1}$	± 13.48%
Cu	⁶⁵ Zn	56 MeV	$2.20 \cdot 10^{-1}$	± 13.39%	509.26	$4.75 \cdot 10^{+1}$	± 17.74%
Cu	⁶⁵ Zn	66 MeV	$1.32 \cdot 10^{-1}$	± 4.81%	759.01	$1.57 \cdot 10^{+1}$	± 10.43%
Fe	⁷ Be	66 MeV	$1.07 \cdot 10^{+0}$	± 4.57%	739.05	$2.50 \cdot 10^{+1}$	± 10.32%
Fe	⁴⁶ Sc	45 MeV	$1.97 \cdot 10^{-2}$	± 5.47%	316.89	$1.72 \cdot 10^{+0}$	± 10.08%
Fe	⁴⁶ Sc	45 MeV	$1.57 \cdot 10^{-2}$	± 6.37%	316.89	$1.38 \cdot 10^{+0}$	± 10.59%
Fe	⁴⁶ Sc	66 MeV	$1.78 \cdot 10^{-1}$	± 4.03%	748.26	$6.46 \cdot 10^{+0}$	± 10.09%
Fe	⁴⁶ Sc	66 MeV	$1.85 \cdot 10^{-1}$	± 4.54%	748.26	$6.76 \cdot 10^{+0}$	± 10.31%
Fe	⁴⁸ V	45 MeV	$2.53 \cdot 10^{-1}$	± 5.90%	302.27	$4.41 \cdot 10^{+0}$	± 10.31%
Fe	⁴⁸ V	45 MeV	$2.60 \cdot 10^{-1}$	± 13.79%	302.27	$4.56 \cdot 10^{+0}$	± 16.17%
Fe	⁴⁸ V	66 MeV	$7.53 \cdot 10^{+0}$	± 3.29%	683.46	$5.71 \cdot 10^{+1}$	± 9.82%
Fe	⁴⁸ V	66 MeV	$7.20 \cdot 10^{+0}$	± 1.93%	683.46	$5.49 \cdot 10^{+1}$	± 9.45%

(...)

Tabelle 5.12 (Fortsetzung)

Mat.	Nuklid	E_n	spez. Aktivität [Bq/g]		Q^* [mC]	σ [mb]	
Fe	^{51}Cr	34 MeV	$3.41 \cdot 10^{+1}$	± 0.52%	244.24	$1.42 \cdot 10^{+3}$	± 6.01%
Fe	^{51}Cr	45 MeV	$1.40 \cdot 10^{+2}$	± 0.42%	309.79	$4.13 \cdot 10^{+3}$	± 8.47%
Fe	^{51}Cr	45 MeV	$1.40 \cdot 10^{+2}$	± 0.36%	309.79	$4.16 \cdot 10^{+3}$	± 8.47%
Fe	^{51}Cr	66 MeV	$2.14 \cdot 10^{+2}$	± 0.51%	716.35	$2.69 \cdot 10^{+3}$	± 9.27%
Fe	^{51}Cr	66 MeV	$2.11 \cdot 10^{+2}$	± 0.32%	716.35	$2.66 \cdot 10^{+3}$	± 9.26%
Fe	^{52}Mn	34 MeV	$2.68 \cdot 10^{+1}$	± 1.73%	208.38	$2.65 \cdot 10^{+2}$	± 6.23%
Fe	^{52}Mn	45 MeV	$7.92 \cdot 10^{+1}$	± 1.13%	272.39	$5.37 \cdot 10^{+2}$	± 8.54%
Fe	^{52}Mn	45 MeV	$8.01 \cdot 10^{+1}$	± 1.05%	272.39	$5.46 \cdot 10^{+2}$	± 8.52%
Fe	^{52}Mn	66 MeV	$1.82 \cdot 10^{+2}$	± 0.98%	561.68	$5.88 \cdot 10^{+2}$	± 9.31%
Fe	^{52}Mn	66 MeV	$1.80 \cdot 10^{+2}$	± 1.13%	561.68	$5.84 \cdot 10^{+2}$	± 9.32%
Fe	^{54}Mn	34 MeV	$1.13 \cdot 10^{+1}$	± 0.97%	253.59	$5.11 \cdot 10^{+3}$	± 6.06%
Fe	^{54}Mn	45 MeV	$8.33 \cdot 10^{+1}$	± 1.32%	319.52	$2.69 \cdot 10^{+4}$	± 8.56%
Fe	^{54}Mn	45 MeV	$8.41 \cdot 10^{+1}$	± 1.32%	319.52	$2.73 \cdot 10^{+4}$	± 8.56%
Fe	^{54}Mn	66 MeV	$1.02 \cdot 10^{+2}$	± 1.25%	760.26	$1.36 \cdot 10^{+4}$	± 9.34%
Fe	^{54}Mn	66 MeV	$1.00 \cdot 10^{+2}$	± 1.29%	760.26	$1.34 \cdot 10^{+4}$	± 9.34%
Fe	^{59}Fe	34 MeV	$6.92 \cdot 10^{-1}$	± 6.15%	248.06	$4.57 \cdot 10^{+1}$	± 8.58%
Fe	^{59}Fe	45 MeV	$1.24 \cdot 10^{+0}$	± 3.26%	313.77	$5.81 \cdot 10^{+1}$	± 9.07%
Fe	^{59}Fe	45 MeV	$1.24 \cdot 10^{+0}$	± 3.91%	313.77	$5.84 \cdot 10^{+1}$	± 9.32%
Fe	^{59}Fe	66 MeV	$1.07 \cdot 10^{+0}$	± 3.01%	734.11	$2.11 \cdot 10^{+1}$	± 9.73%
Fe	^{59}Fe	66 MeV	$1.04 \cdot 10^{+0}$	± 7.53%	734.11	$2.07 \cdot 10^{+1}$	± 11.93%
Fe	^{56}Co	34 MeV	$1.54 \cdot 10^{-1}$	± 9.53%	250.84	$1.78 \cdot 10^{+1}$	± 11.25%
Fe	^{56}Co	45 MeV	$1.97 \cdot 10^{-1}$	± 20.54%	316.67	$1.62 \cdot 10^{+1}$	± 22.21%
Fe	^{56}Co	45 MeV	$3.84 \cdot 10^{-1}$	± 18.40%	316.67	$3.17 \cdot 10^{+1}$	± 20.25%
Fe	^{56}Co	66 MeV	$7.33 \cdot 10^{-1}$	± 6.81%	747.23	$2.51 \cdot 10^{+1}$	± 11.49%
Fe	^{56}Co	66 MeV	$6.74 \cdot 10^{-1}$	± 8.83%	747.23	$2.32 \cdot 10^{+1}$	± 12.79%
Fe	^{57}Co	34 MeV	$1.41 \cdot 10^{-1}$	± 1.76%	253.45	$5.54 \cdot 10^{+1}$	± 6.24%
Fe	^{57}Co	45 MeV	$1.67 \cdot 10^{-2}$	± 3.62%	319.37	$4.68 \cdot 10^{+0}$	± 9.20%
Fe	^{57}Co	45 MeV	$2.54 \cdot 10^{-1}$	± 0.37%	319.37	$7.18 \cdot 10^{+1}$	± 8.47%
Fe	^{57}Co	66 MeV	$4.32 \cdot 10^{-2}$	± 4.66%	759.59	$5.01 \cdot 10^{+0}$	± 10.36%
Fe	^{57}Co	66 MeV	$2.54 \cdot 10^{-1}$	± 1.51%	759.59	$2.97 \cdot 10^{+1}$	± 9.38%
Fe	^{58}Co	34 MeV	$5.92 \cdot 10^{-1}$	± 4.68%	250.44	$6.17 \cdot 10^{+1}$	± 7.59%
Fe	^{58}Co	45 MeV	$9.91 \cdot 10^{-1}$	± 1.32%	316.25	$7.38 \cdot 10^{+1}$	± 8.56%
Fe	^{58}Co	66 MeV	$2.52 \cdot 10^{-2}$	± 43.29%	745.32	$7.78 \cdot 10^{-1}$	± 44.27%
Fe	^{58}Co	66 MeV	$8.87 \cdot 10^{-1}$	± 2.49%	745.32	$2.75 \cdot 10^{+1}$	± 9.58%
Fe	^{60}Co	34 MeV	$8.52 \cdot 10^{-1}$	± 7.10%	254.37	$2.37 \cdot 10^{+3}$	± 9.29%
Fe	^{60}Co	45 MeV	$9.21 \cdot 10^{-1}$	± 2.92%	320.33	$1.83 \cdot 10^{+3}$	± 8.95%
Fe	^{60}Co	45 MeV	$8.84 \cdot 10^{-1}$	± 5.33%	320.33	$1.76 \cdot 10^{+3}$	± 10.00%
Fe	^{60}Co	66 MeV	$4.60 \cdot 10^{+0}$	± 1.44%	763.99	$3.76 \cdot 10^{+3}$	± 9.36%
Fe	^{60}Co	66 MeV	$4.26 \cdot 10^{+0}$	± 2.23%	763.99	$3.50 \cdot 10^{+3}$	± 9.52%
Gr	^7Be	34 MeV	$4.87 \cdot 10^{+0}$	± 2.40%	249.11	$8.24 \cdot 10^{+3}$	± 6.45%
Gr	^7Be	56 MeV	$6.32 \cdot 10^{+1}$	± 3.61%	501.79	$5.71 \cdot 10^{+4}$	± 12.19%
Qu	^7Be	34 MeV	$4.56 \cdot 10^{-1}$	± 13.57%	249.11	$1.29 \cdot 10^{+3}$	± 14.83%
Qu	^7Be	45 MeV	$1.02 \cdot 10^{+0}$	± 3.96%	314.86	$2.06 \cdot 10^{+3}$	± 9.34%
Qu	^7Be	56 MeV	$4.45 \cdot 10^{+0}$	± 2.79%	501.79	$6.69 \cdot 10^{+3}$	± 11.97%
Qu	^7Be	66 MeV	$5.42 \cdot 10^{+0}$	± 0.59%	739.05	$4.55 \cdot 10^{+3}$	± 9.27%
Qu	^{22}Na	45 MeV	$5.92 \cdot 10^{-2}$	± 6.93%	320.17	$2.08 \cdot 10^{+3}$	± 10.93%
Qu	^{22}Na	56 MeV	$3.90 \cdot 10^{-1}$	± 6.13%	510.82	$1.03 \cdot 10^{+4}$	± 13.16%
Qu	^{22}Na	66 MeV	$5.75 \cdot 10^{-1}$	± 3.52%	763.25	$8.32 \cdot 10^{+3}$	± 9.90%
Qu	^{24}Na	34 MeV	$5.28 \cdot 10^{+2}$	± 1.97%	61.07	$7.14 \cdot 10^{+4}$	± 6.30%
Qu	^{24}Na	56 MeV	$1.35 \cdot 10^{+3}$	± 1.26%	143.45	$8.36 \cdot 10^{+4}$	± 11.71%

Ist das Verhältnis zwischen den Neutronenflußdichten im Strahl und den Neutronenflußdichten in der Targetkammer konstant und stimmen die spektralen Verteilungen der Neutronen an beiden Positionen überein, so müssen die Quotienten aus den $\overline{\sigma}$ und den zugehörigen $\overline{\sigma}$ konstant sein. Im folgenden werden – soweit möglich – diese Quotienten "B/A" angegeben.

Tabelle 5.13: "B/A"-Quotienten

Mat.	Energie	Nuklid	Schwelle	"B/A"
AL	45 MeV	²² Na	20.81 MeV	40.21
AL	66 MeV	²² Na	20.81 MeV	31.61
AL	45 MeV	²⁴ Na	3.02 MeV	180.47
AL	56 MeV	²⁴ Na	3.02 MeV	130.86
AL	66 MeV	²⁴ Na	3.02 MeV	77.34
CU	56 MeV	⁵⁴ Mn	13.78 MeV	19.90
CU	66 MeV	⁵⁴ Mn	13.78 MeV	19.06
CU	56 MeV	⁵⁹ Fe	6.21 MeV	35.13
CU	66 MeV	⁵⁹ Fe	6.21 MeV	33.81
CU	66 MeV	⁵⁶ Co	31.3 MeV	16.43
CU	56 MeV	⁵⁷ Co	22.55 MeV	66.96
CU	66 MeV	⁵⁷ Co	22.55 MeV	42.60
CU	34 MeV	⁵⁸ Co	14.44 MeV	59.00
CU	45 MeV	⁵⁸ Co	14.44 MeV	114.77
CU	56 MeV	⁵⁸ Co	14.44 MeV	115.13
CU	66 MeV	⁵⁸ Co	14.44 MeV	38.77
FE	66 MeV	⁷ Be		2.05
FE	45 MeV	⁴⁸ V	17.66 MeV	16.35
FE	66 MeV	⁴⁸ V	17.66 MeV	68.29
FE	34 MeV	⁵¹ Cr	-0.8 MeV	84.16
FE	45 MeV	⁵¹ Cr	-0.8 MeV	68.52
FE	66 MeV	⁵¹ Cr	-0.8 MeV	64.62
FE	34 MeV	⁵² Mn	11.79 MeV	47.86
FE	45 MeV	⁵² Mn	11.79 MeV	94.24
FE	66 MeV	⁵² Mn	11.79 MeV	43.59
FE	34 MeV	⁵⁴ Mn	-0.08 MeV	18.04
FE	45 MeV	⁵⁴ Mn	-0.08 MeV	96.68
FE	66 MeV	⁵⁴ Mn	-0.08 MeV	72.83
FE	34 MeV	⁵⁶ Co		2.88
QU	56 MeV	⁷ Be	20.42 MeV	8.71
QU	56 MeV	²⁴ Na	14.2 MeV	115.13

Statistische Auswertung der Quotienten "B/A":

Mittelwert:	58.90
Std.abw.:	42.48
Minimum:	2.05
Maximum:	180.47

Werden die Quotienten von $\overline{\sigma'}$ und $\overline{\sigma}$ in Abhängigkeit von der Schwellenenergie der entsprechenden Reaktion aufgetragen, ergibt sich folgendes Bild.

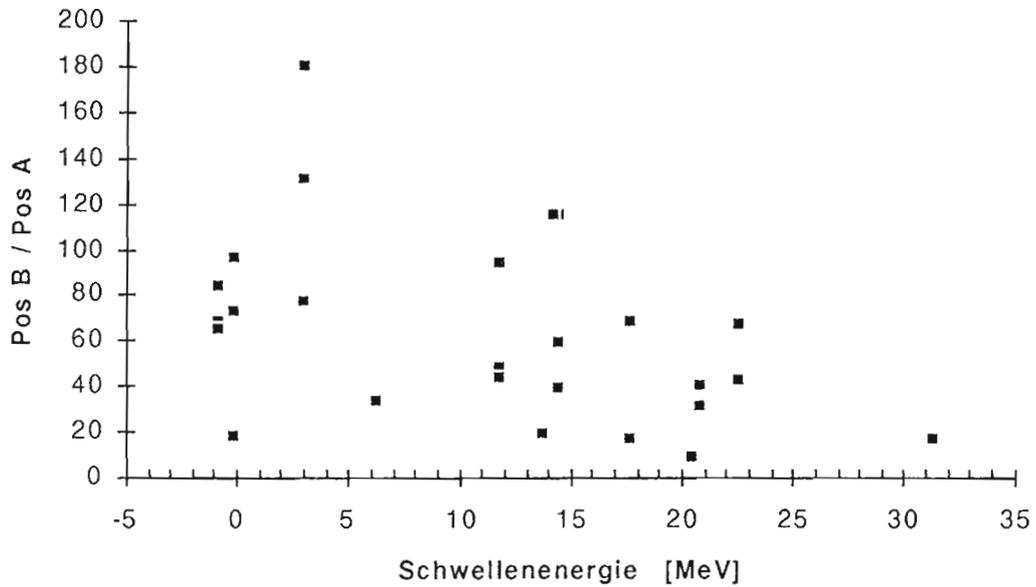


Abb. 5.14: Quotienten der formal berechneten Wirkungsquerschnitte

Offensichtlich variieren bei den auftretenden niedrigen Schwellenenergien von weniger als 35 MeV die Quotienten der berechneten Wirkungsquerschnitte beträchtlich. Es scheint aber, daß die Größe dieser Quotienten in Abhängigkeit von der Schwellenenergie der Reaktion begrenzt ist. Eine mögliche Erklärung ist, daß in der Targetkammer der Anteil niederenergetischer Neutronen durch Streuprozesse etc. wesentlich größer ist als im Strahl.

6 Least-Squares-Adjustment

Bevor in Kapitel 6.2 das Least-Squares-Adjustment-Verfahren beschrieben wird, sollen die grundlegenden und für das Verständnis wichtigen statistischen Begriffe definiert werden. Das Programm STAYSL93 zur praktischen Anwendung wird in 6.3 vorgestellt.

6.1 Statistische Grundlagen

6.1.1 Schätzfunktionen

In der Statistik sollen aus einzelnen Beobachtungen Aussagen über die entsprechende Grundgesamtheit getroffen werden. Zum Beispiel kann die Aktivität einer Probe mit langlebigen radioaktiven Nukliden, in diesem Fall die Grundgesamtheit, nicht über einen beliebig ausgedehnten Zeitraum gemessen werden. Aus einer oder mehreren Einzelmessungen über begrenzte Zeitintervalle soll die Aktivität bestimmt werden. Für solche Aufgaben werden Schätzfunktionen ("Schätzungen") gesucht, die aus den n einzelnen, voneinander unabhängigen Messungen $X_i, 1 \leq i \leq n$, ("Stichprobe vom Umfang n ") näherungsweise eine Eigenschaft θ der zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsverteilung $F(x)$ berechnen. Schätzfunktionen von diesem Typ, bei denen ein Schätzwert berechnet wird, nennt man Punktschätzungen. Intervallschätzungen geben ein Intervall (den Vertrauensbereich) an, das mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit den gesuchten Wert enthält. Im folgenden werden nur Punktschätzungen betrachtet. Von wenigen Fällen abgesehen, können auch durch beliebig lange und genaue Messungen die zu schätzenden Werte nicht exakt bestimmt werden, so daß eine Bewertung der Qualität von Schätzungen nötig ist. Die nächsten Absätze führen Kriterien für die Beurteilung von Schätzfunktionen auf.

Erwartungstreue:

Eine Schätzfunktion θ_1 heißt erwartungstreu, wenn ihr Erwartungswert gleich dem zu schätzenden Parameter θ ist.

$$\langle \theta_1 \rangle = \theta$$

Die Verzerrung (der Bias) einer Schätzfunktion ist die Differenz $\langle \theta_1 \rangle - \theta$.

Asymptotische Erwartungstreue:

Eine Schätzfunktion θ_1 heißt asymptotisch erwartungstreu, wenn ihr Erwartungswert für große Stichproben gegen den zu schätzenden Parameter θ konvergiert.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \langle \theta_1(X_1, X_2, \dots, X_n) \rangle = \theta$$

Jede erwartungstreue Schätzfunktion ist auch asymptotisch erwartungstreu.

Konsistenz:

Eine Schätzfunktion θ_1 heißt konsistent, falls sie für große Stichproben gegen den Parameter θ konvergiert.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} p(\| \theta_1(X_1, X_2, \dots, X_n) - \theta \| < \epsilon) = 1 \quad \forall \epsilon > 0.$$

p bezeichnet die Wahrscheinlichkeit des geklammerten Ereignisses und $\|$ eine Norm auf den Parameter θ bzw. die Schätzfunktion θ_1 .

Wirksamkeit:

Eine Schätzfunktion θ_1 von θ heißt wirksamer als eine weitere Schätzfunktion θ_2 , falls

$$\langle(\theta_1 - \theta)^2\rangle \leq \langle(\theta_2 - \theta)^2\rangle$$

$\langle(\theta_i - \theta)^2\rangle$ heißt der mittlere quadratische Fehler MSE ("mean squared error"), er ist gleich der Varianz der Schätzfunktion. Die Schätzfunktion mit dem kleinsten MSE heißt wirksamste Schätzfunktion (häufig existiert eine solche Schätzfunktion nicht). Falls es eine wirksamste Schätzfunktion gibt ist sie diejenige, die alle verfügbaren Informationen am besten ausnützt. So sind z.B. Schätzfunktionen, die die einzelnen Stichprobenergebnisse nach der jeweiligen Standardabweichung gewichten, "besser" als Schätzfunktionen, die alle Stichprobenergebnisse in gleichem Maße berücksichtigen.

Bei physikalischen Größen muß darauf geachtet werden, daß die Ergebnisse der Schätzung akzeptierbar sind. Zum Beispiel können bei Schätzungen normalerweise prinzipiell auch negative Ergebnisse auftreten, während manchmal die geschätzte Größe nur positiv sein kann. Im allgemeinen müssen bei der Suche nach der geeigneten Schätzfunktion Kompromisse zwischen den wünschenswerten Eigenschaften geschlossen werden, so wird z.B. in vielen Fällen eine asymptotische Erwartungstreue akzeptiert, wenn die entsprechende Schätzfunktion schnell konvergiert.

Die Punktschätzung Least-Squares-Adjustment (Gleichung 1.4) ist erwartungstreu und konsistent und per Definition die wirksamste Schätzung. Bei der Schätzung von Anregungsfunktionen kann es zu negativen Ergebnissen kommen, die physikalisch nicht akzeptierbar sind.

Die wichtigsten statistischen Größen sind Erwartungswert (Mittelwert) und Varianz bzw. Standardabweichung. Sie werden für eine Zufallsgröße x und für eine Stichprobe (X_1, X_2, \dots, X_n) wie folgt definiert:

Erwartungswert einer Zufallsgröße x :	Empirisches Mittel einer Stichprobe (X_1, X_2, \dots, X_n) :
$\langle x \rangle := \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot dF(x)$	$[X] := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i$

(6.1)

Varianz einer Zufallsgröße X :	(Korrigierte) empirische Varianz einer Stichprobe (X_1, X_2, \dots, X_n) :
$\sigma_x^2 := \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^2 \cdot dF(x)$	$s_X^2 := \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - [X])^2$

(6.2)

Gelegentlich wird als empirische Varianz ("sample variance") auch $s^2 = (1/n) \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - [X])^2$, die mittlere quadrierte Abweichung, bezeichnet [SMI91]. Dann gilt $\langle s^2 \rangle = \sigma^2 \cdot (n-1) / n$. Eine Schätzung nach dieser Definition ist lediglich asymptotisch erwartungstreu. Als Standardabweichungen werden die Wurzeln aus den Varianzwerten bezeichnet. Sie weisen dieselbe Einheit wie die Zufallsgröße bzw. die Stichprobe auf. Wichtig für die Berechnung der Standardabweichungen von Funktionen mehrerer Zufallsgrößen ist folgender Satz:

Die Varianz einer Summe voneinander unabhängiger Zufallsgrößen ist gleich der Summe der Varianzen der einzelnen Zufallsgrößen:

$$s_{\sum X_i}^2 := \sum s_{X_i}^2 \tag{6.3}$$

6.1.2 Mehrdimensionale Zufallsgrößen, Kovarianz und Korrelation

n-dimensionale Zufallsgrößen werden wie Stichproben mit Vektoren (x_1, x_2, \dots, x_n) bezeichnet. Im allgemeinen Fall bezeichnen die x_i verschiedene eindimensionale Zufallsgrößen. Für eine Stichprobe, die eine mehrdimensionale Zufallsgröße ist, gilt, daß alle x_i voneinander unabhängig und gleichverteilt sind. Es können mehrdimensionale Schätzfunktionen definiert werden, mit denen ein Parametervektor θ abgeschätzt werden soll. Die Differenz zwischen der Zahl der voneinander unabhängigen Eingabedaten und der Zahl der voneinander unabhängigen zu schätzenden Parameter heißt Freiheitsgrad. Er muß für alle Schätzungen positiv sein, d.h. die Anzahl der zu schätzenden Parameter muß kleiner als der Umfang des verwendeten Datensatzes sein.

Den Zusammenhang zwischen zwei Zufallsgrößen x_i und x_j beschreibt die Kovarianz $\text{cov}(x_i, x_j)$:

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \sigma_{x_i x_j}^2 := \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x_i - \langle x_i \rangle)(x_j - \langle x_j \rangle) dF(x_i, x_j) \quad (6.3)$$

Bei einem n-dimensionalen Zufallsvektor lassen sich die Kovarianzen als Matrix schreiben:

$$\text{cov}(X_i, X_j)_{\substack{i=1 \dots n \\ j=1 \dots n}} = \begin{pmatrix} \text{cov}(X_1, X_1) & \text{cov}(X_1, X_2) & \dots & \text{cov}(X_1, X_n) \\ \text{cov}(X_2, X_1) & \text{cov}(X_2, X_2) & \dots & \text{cov}(X_2, X_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \text{cov}(X_n, X_1) & \text{cov}(X_n, X_2) & \dots & \text{cov}(X_n, X_n) \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

Zur Berechnung der Kovarianz ist häufig diese Formel geeignet:

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \langle x_i \cdot x_j \rangle - \langle x_i \rangle \cdot \langle x_j \rangle \quad (6.5)$$

Die Schätzfunktion für eine unbekannte Kovarianz ist:

$$\text{cov}(X_i, X_j) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - [X]) (Y_i - [Y]) \quad (6.6)$$

Diese Schätzfunktion ist erwartungstreu und, falls der Erwartungswert von $X^2 Y^2$ existiert, konsistent. Für die Berechnung benutzt man oft:

$$\text{cov}(X_i, X_j) = \frac{1}{n-1} \left(\sum_{i=1}^n X_i Y_i - n [X] [Y] \right) \quad (6.7)$$

Die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix sind die Varianzen der Elemente des Zufallsvektors. Für unabhängige Zufallsgrößen sind die Nichtdiagonalelemente 0. Möchte man die gegenseitigen Abhängigkeiten von zwei Zufallsgrößen X_i und Y_i unabhängig von ihren Varianzen beschreiben, wählt man den Korrelationskoeffizient $\text{corr}(X_i, X_j)$:

$$\text{corr}(X_i, X_j) = \text{corr}(X_j, X_i) = \frac{\text{cov}(X_i, X_j)}{\sqrt{\sigma_{X_i}^2 \cdot \sigma_{X_j}^2}} \quad (6.8)$$

Aus der Symmetrie folgt: $\text{corr}(X_i, X_i) = 1$. Der Korrelationskoeffizient $\text{corr}(X_i, X_j)$ ist eine dimensionslose Zahl zwischen -1 und 1; bei $\text{corr}(X_i, X_j) = 0$ heißen X_i und X_j unkorreliert.

Folgende Aussagen sind äquivalent:

$$|\text{corr}(X_i, X_j)| = 1$$

und

$$\exists a, b \text{ mit } X_j = a + b \cdot X_i \tag{6.9}$$

Abbildung 6.10 zeigt drei Streudiagramme mit verschiedenen Korrelationskoeffizienten für die Zufallsgrößen X und Y.

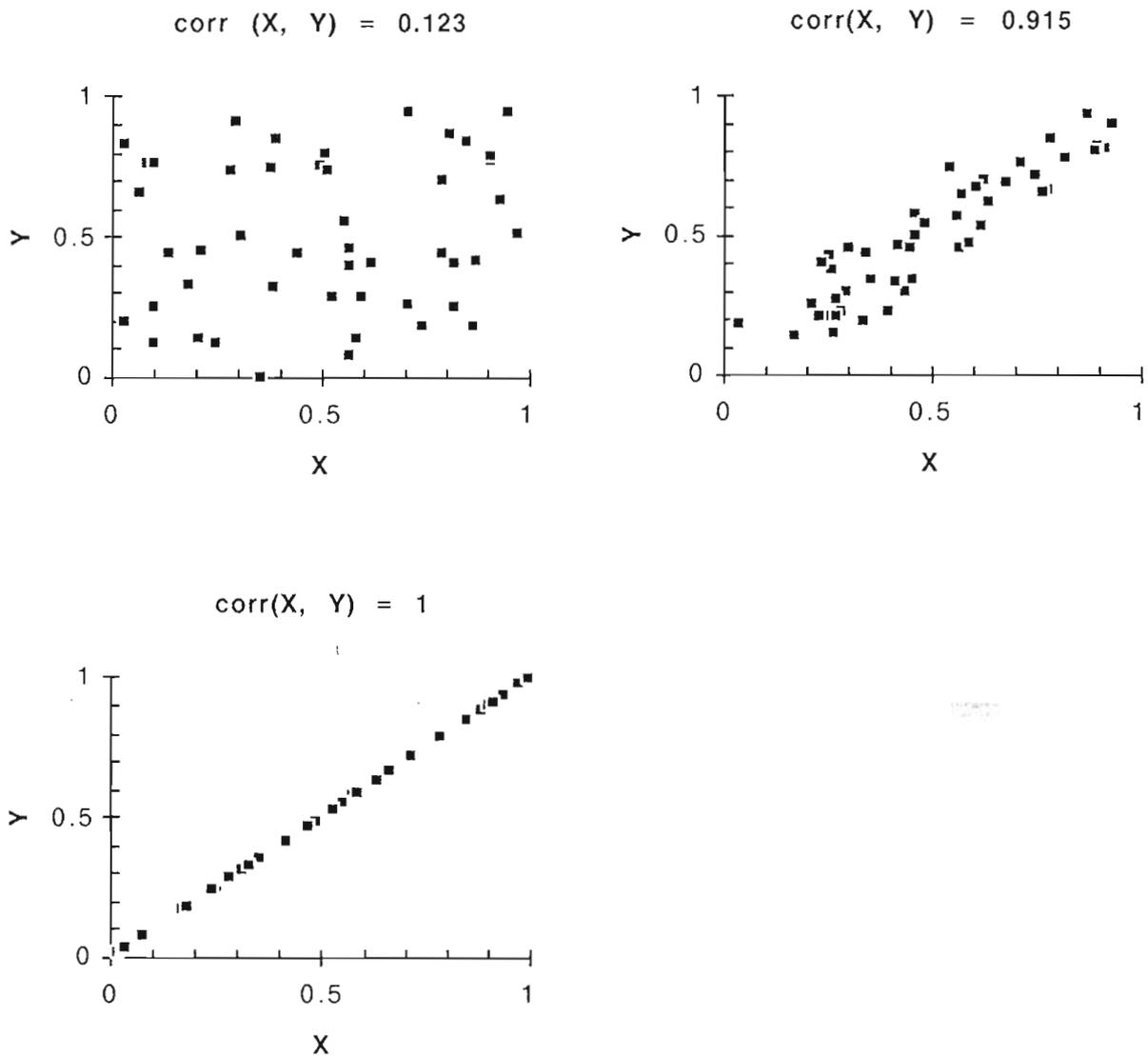


Abb. 6.10: Streudiagramme

Die Korrelationskoeffizienten lassen sich wieder als symmetrische Matrix schreiben:

$$\text{corr}(X_i, X_j)_{\substack{i=1\dots n \\ j=1\dots n}} = \begin{pmatrix} 1 & \text{corr}(X_1, X_2) & \dots & \text{corr}(X_1, X_n) \\ \text{corr}(X_2, X_1) & 1 & \dots & \text{corr}(X_2, X_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \text{corr}(X_n, X_1) & \text{corr}(X_n, X_2) & \dots & 1 \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

Bei voneinander unabhängigen Zufallsgrößen sind in der zugehörigen Korrelationsmatrix alle Nicht-diagonalelemente gleich 0. Die Korrelationsmatrix ist symmetrisch und positiv definit. Sie enthält weniger Informationen als die Kovarianzmatrix; um aus der Korrelation die Kovarianz zu berechnen, ist die zusätzliche Kenntnis der Varianzen nötig.

Zwei Beispiele für das Auftreten von Kovarianzen:

- Eine Meßreihe wird bei unveränderter Justierung des Apparats durchgeführt. Der eingestellte Wert kann nicht exakt bestimmt werden und beeinflusst alle Meßergebnisse in gleicher Weise. Solche systematischen Fehler können durch Einbeziehung von Kovarianzen berücksichtigt werden.
- Bei der Berechnung der Aktivitäten A_i verschiedener Proben mit der Formel $A_i = \text{Area}_{\text{Peak}_i} / (t_{\text{mess}_i} \cdot \varepsilon \cdot I_{\gamma_i})$ wird die detektorspezifische Efficiency ε verwendet (I_{γ} sei die Abundance und t_{mess} die Meßzeit). Die Varianz der Efficiency, d.h. die Varianz der Messungen, mit denen die Efficiency bestimmt wurde, ist die Kovarianz zwischen allen Aktivitätsangaben, falls alle anderen Größen unabhängig voneinander bestimmt werden.

Die Vernachlässigung von Kovarianzen führt zu verschobenen Schätzwerten und zur Unterschätzung von Fehlern, wie ein Beispiel ([SMI91], Example 12.2) zeigt:

Aus der Literatur seien zwei gemessene Werte für einen Wirkungsquerschnitt σ bekannt: $\sigma_1 = 1.85$ barn ($\pm 6\%$) und $\sigma_2 = 1.94$ barn ($\pm 8\%$). Man schätzt, daß die Fehler zu 50% korreliert sind, d.h. die Kovarianzmatrix C besitzt die Elemente $C_{11} = C_{22} = 1$ und $C_{12} = C_{21} = 0.5$. Gesucht wird die beste Schätzung σ_e mit dem zugehörigen Fehler (vgl. Gleichung 1.4). Eine Berechnung mit dem Programm STAYSL93 führt zu folgendem Resultat¹⁰: $\sigma_e = 1.867$ barn ($\pm 5.8\%$). Ohne Berücksichtigung der 50%igen Korrelation erhält man als verfälschtes Ergebnis: $\sigma_e = 1.881$ barn ($\pm 4.8\%$).

Eine Auswertung durchgeführter Experimente unter Berücksichtigung der Kovarianzen wird in [WAG79] ausführlich dokumentiert.

¹⁰ STAYSL93 ist für diese Art von Rechnungen nicht ausgelegt, die Ergebnisse können deshalb um etwa ± 0.001 vom Erwartungswert abweichen. Bei den berechneten Standardabweichungen von mehreren Prozent fällt diese Abweichung nur wenig ins Gewicht.

6.1.3 χ^2 -Test

In der Statistik besetzt die χ^2 -Verteilung eine prominente Rolle; sie wird für die Beurteilung von experimentellen Daten benutzt. Ihre Wahrscheinlichkeitsdichte p_{χ^2} ist für reelle positive Zahlen x und für die "Freiheitsgrade" n ($n = 1, 2, 3, \dots$) definiert:

$$p_{\chi^2, n}(x) = \frac{x^{(n/2)-1} \cdot e^{-(x/2)}}{\Gamma(\frac{n}{2}) \cdot 2^{n/2}} \quad \text{mit} \quad \Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (6.13)$$

Der Erwartungswert $\langle x \rangle$ ist gleich dem Freiheitsgrad n , die Varianz σ^2 ist gleich $2 \cdot n$. Der Ausdruck Freiheitsgrad bezieht sich auf die Daten, deren Konsistenz mit der χ^2 -Verteilung geprüft werden soll (Kap. 6.1.2).

Es gebe eine Stichprobe $X_i, 1 \leq i \leq n$ mit dem empirischem Mittelwert $[X]$ und der empirischen Varianz s^2 . Die zugrundeliegenden Wahrscheinlichkeitsverteilung x mit Mittelwert $\langle x \rangle$ und Varianz σ^2 sei normal verteilt. Dann gilt:

$$\text{Der Term } n \cdot s^2 / \sigma^2 \text{ ("}\chi^2\text{-Wert")} \text{ gehorcht der } \chi^2\text{-Verteilung} \\ \text{mit dem Freiheitsgrad } n-1 \quad (6.14)$$

Auf dieser Basis wird der χ^2 -Test durchgeführt. Der χ^2 -Wert z einer Stichprobe vom Umfang n wird berechnet und mit der kumulierten χ^2 -Verteilung α verglichen. $\alpha(z) = \int_0^z \chi^2(x) dx$ für den Freiheitsgrad $n-1$. z sollte etwa gleich seinem Erwartungswert $n-1$ sein, dann liegt α etwa bei 0.5 und das Ergebnis gibt keinen Anlaß, an den Daten zu zweifeln. Für $z \ll n-1$ wird der Wert $\alpha(z)$ betrachtet: Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, unter den genannten Bedingungen einen χ^2 -Wert kleiner oder gleich z zu erhalten. Zum Beispiel beträgt die Wahrscheinlichkeit, bei 10 Freiheitsgraden ein $z \leq 2.56$ zu erhalten, 1 %. In solchen Fällen ist die Varianz der Daten wesentlich größer als die Streuung der gemessenen Daten "zuläßt". Für $z \gg n-1$ wird der Wert $1-\alpha(z)$ betrachtet: Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, einen χ^2 -Wert größer als z zu erhalten. Z.B. beträgt die Wahrscheinlichkeit, bei 10 Freiheitsgraden ein $z > 23.3$ zu erhalten, 1 %. Die Streuung der Daten ist dann erheblich größer als aufgrund der Wahrscheinlichkeitsverteilung angenommen werden kann. In diesen beiden Fällen sind mit großer Wahrscheinlichkeit die Annahmen über die Wahrscheinlichkeitsverteilung falsch oder Messung der Daten war fehlerhaft. Als Faustregel gilt: Bei mehr als 10 Freiheitsgraden sollte der χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad etwa bei 1 liegen (bei weniger als 10 Freiheitsgraden ist der χ^2 -Test nicht zuverlässig [SMI91]).

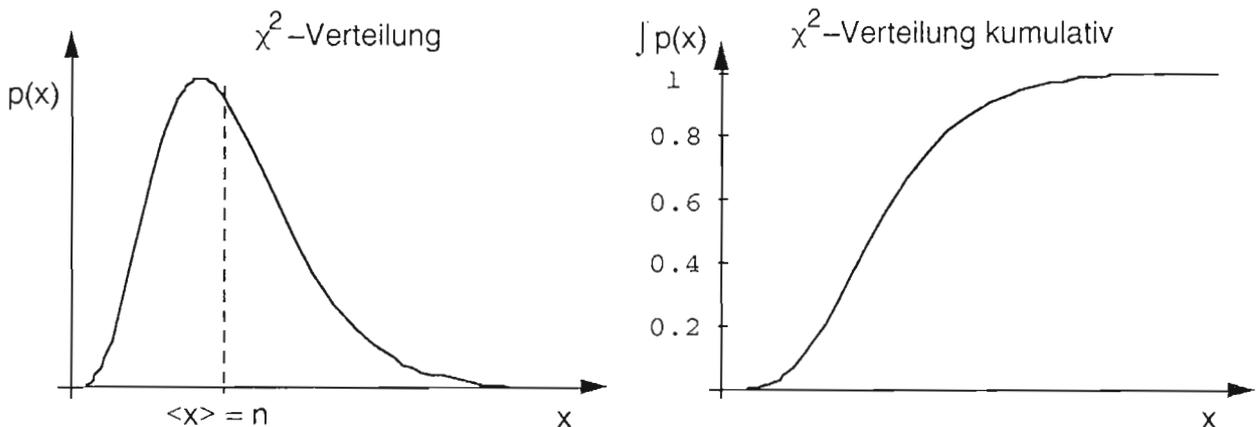


Abb. 6.12: χ^2 -Verteilung

6.2 Das Least-Squares-Adjustment-Verfahren

6.2.1 Verallgemeinerung des Least-Squares-Adjustments

Das Least-Squares-Adjustment basiert auf dem mit Gleichung 1.4 beschriebenen Verfahren. Diese Gleichung läßt sich für mehrere indirekt meßbare Parameter verallgemeinern. Der Vektor $\underline{\theta}$ bezeichne einen Satz von n Parametern, die geschätzt werden sollen, $\underline{\eta}$ die m meßbaren Observablen, für die gilt:

$$\underline{\eta} = D(\underline{\theta}) \quad (6.15)$$

D ist eine Funktion auf $\underline{\theta}$, wobei die Zahl der Parameter n kleiner als die Zahl der Observablen m sein muß. $\underline{\mu}$ ist eine Messung des Observablensatzes $\underline{\eta}$; aufgrund der Meßergebnisse soll $\underline{\theta}$ abgeschätzt werden. Dies ist eine Verallgemeinerung für den Fall, daß die Parameter $\underline{\theta}$ nicht direkt beobachtbar sind. Mit \underline{V} als der Kovarianzmatrix von $\underline{\mu}$ wird die Least-Squares-Bedingung neu formuliert ("Konventionelle Least-Squares-Methode"):

$$\chi^2 = (\underline{\eta} - \underline{\mu})^T \underline{V}^{-1} (\underline{\eta} - \underline{\mu}) = \text{minimal.} \quad (6.16)$$

Falls $\underline{\theta}$ eindimensional und gleich der Observablen $\underline{\eta}$ ist ($\underline{\theta} = \theta = D(\theta) = \underline{\eta} = \eta$), reduziert sich Gleichung 6.16 zu Gleichung 1.4. $\underline{\mu}$ und \underline{V} sind im allgemeinen eine statistische Auswertung mehrerer Messungen, es werden die Mittelwerte, Standardabweichungen und Kovarianzen der Observablenmessungen benutzt.

Bekannte "a priori"-Informationen $\underline{\theta}_a$ (Kovarianzmatrix \underline{V}_a) für die Parameter $\underline{\theta}$ lassen sich in Gleichung 6.16 integrieren. $\underline{\theta}_a$ kann das Ergebnis früherer Messungen oder theoretischer Berechnungen sein.

$$\begin{aligned} \chi^2 &= (\underline{\eta} - \underline{\mu})^T \underline{V}^{-1} (\underline{\eta} - \underline{\mu}) + (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a)^T \underline{V}_a^{-1} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \\ &= \text{minimal unter der Nebenbedingung } \underline{\eta} = D(\underline{\theta}) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Gleichung 6.17 definiert die "Allgemeine Least-Squares-Methode". Es wird angenommen, daß keine Kovarianzen zwischen den Werten $\underline{\theta}_a$ und den Meßergebnissen $\underline{\mu}$ auftreten. Die Zahl der Observablen kann jetzt auch kleiner als die Zahl der Parameter sein. Mit dieser Gleichung können alte Datensätze verbessert und überprüft werden, ohne daß Information verlorengeht. Verwendete man nur Gleichung 6.16 so würde die "a priori"-Information $\underline{\theta}_a$ nicht benutzt; eine solche Schätzung wäre weniger wirksam. Im folgenden bezieht sich der Begriff Least-Squares-Adjustment immer auf diese "Allgemeine Methode".

Daß eine Schätzung mit Formel 6.17 sinnvoll ist, postuliert das Gauß-Markov-Theorem [SMI91]:

Sei $\underline{\mu}$ mit der Kovarianzmatrix \underline{V} ein gemessener Datensatz und $\underline{\theta}_a$ mit der Kovarianzmatrix \underline{V}_a ein a-priori-Datensatz. Dann gilt bei linearer Beziehung zwischen den Observablen $\underline{\eta}$ und den Parametern $\underline{\theta}$: Die Least-Squares-Bedingung aus Gleichung 6.17 führt zu einer Schätzung $\underline{\theta}_e$, die von minimaler Varianz ist. (6.18)

Die Existenz von Erwartungswerten und Kovarianzmatrizen der gemessenen Daten und der a-priori-Parameter ist also hinreichend, eine Normalverteilung wird nicht vorausgesetzt. Die Konsistenz der Daten kann mit einem χ^2 -Test geprüft werden. Angewendet wird das Least-Squares-Adjustment unter anderem zur Anpassung von theoretischen Berechnungen an Meßergebnisse. Oft ist

die Zahl der Parameter erheblich größer als die Zahl der Observablen, z.B. bei der Anpassung einer berechneten Anregungsfunktion mit vielen Gruppenwerten an einige Aktivitätsmessungen.

6.2.2 Lösung durch Linearisierung

Für eine lineare Funktion $D(\underline{\theta})$ läßt sich die Least-Squares-Bedingung analytisch lösen, wie noch gezeigt wird. D kann als Matrix ("Designmatrix") dargestellt werden:

$$\underline{\eta} - \underline{\eta}_a = \underline{D} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \quad \text{mit} \quad \underline{\eta}_a = \underline{D}(\underline{\theta}_a) \quad (6.19)$$

In den anderen Fällen, wenn D keine lineare Funktion ist, versucht man als Näherungslösung die Taylorentwicklung um den Parametersatz $\underline{\theta}_a$ zu bilden:

$$\underline{\eta} - \underline{\eta}_a = \underline{D}' (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) + \frac{1}{2} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a)^T \underline{T} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) + o(3) \quad (6.20)$$

\underline{D}' ist die Matrix der partiellen Ableitungen an der Stelle $\underline{\theta}_a$: $\underline{D}'_{i,k} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial \theta_k} \right)_a$.

D_i ist die i -te Komponente der Funktion D , θ_k das k -te Element des Vektors $\underline{\theta}$.

\underline{T} ist ein 3-dimensionales Feld, $\underline{T}_{i,k,l} = \left(\frac{\partial^2 D_i}{\partial \theta_k \partial \theta_l} \right)_a$.

$o(3)$ sind die Restterme, für deren Betrag gilt: $\exists c$ mit $|o(3)| \leq c \cdot (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a)^3$. Diese Terme werden vernachlässigt.

Gleichung 6.20 in Komponentenschreibweise:

$$\eta_i - \eta_{i_a} = \sum_{k=1}^m \left(\frac{\partial D_i}{\partial \theta_k} \right)_a (\theta_i - \theta_{i_a}) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^m \left(\frac{\partial^2 D_i}{\partial \theta_k \partial \theta_l} \right)_a (\theta_i - \theta_{i_a})^2 + o(3) \quad (6.21)$$

Als Näherung wird Gleichung 6.20 nach dem 1. Glied abgebrochen:

$$\underline{\eta} - \underline{\eta}_a = \underline{D}' (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \quad (6.22)$$

Es werde also die Beziehung zwischen den Parametern $\underline{\theta}$ und den Observablen $\underline{\eta}$ näherungsweise mit einer Designmatrix \underline{D} beschrieben:

$$\underline{\eta} - \underline{\eta}_a = \underline{D} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \quad \text{mit} \quad \underline{\eta}_a = \underline{D}(\underline{\theta}_a) \quad (6.33)$$

Mit den Bezeichnungen $d\underline{\theta} = (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a)$, $d\underline{\eta} = (\underline{\eta} - \underline{\mu})$ und $d\underline{\eta}_a = (\underline{\eta}_a - \underline{\mu})$ läßt sich die Least-Squares-Bedingung Gleichung 6.17 umschreiben:

$$\chi^2 = d\underline{\eta}^T \underline{V}^{-1} d\underline{\eta} + d\underline{\theta}^T \underline{V}_a^{-1} d\underline{\theta} = \text{minimal}$$

$$\text{unter der Nebenbedingung} \quad \underline{D} d\underline{\theta} + d\underline{\eta}_a - d\underline{\eta} = 0 \quad (6.34)$$

Die Nebenbedingung wird mit Lagrange-Operatoren $\underline{\lambda}$ in die Gleichung eingebunden:

$$\chi^2 = d\underline{\eta}^T \underline{V}^{-1} d\underline{\eta} + d\underline{\theta}^T \underline{V}_a^{-1} d\underline{\theta} + 2 \underline{\lambda}^T (\underline{D} d\underline{\theta} + d\underline{\eta}_a - d\underline{\eta}) \quad (6.35)$$

Die Gleichung wird nach $\underline{\theta}$ und $\underline{\eta}$ abgeleitet. Durch Nullsetzen werden mögliche Minima gesucht.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \chi^2}{\partial \underline{\eta}} &= 2 \underline{d\eta}^T \underline{V}^{-1} - 2 \underline{\lambda}^T = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \underline{\theta}} &= 2(\underline{d\theta}^T \underline{V}_a^{-1} + \underline{\lambda}^T \underline{D}) = 0\end{aligned}\quad (6.36)$$

Es folgt:

$$\begin{aligned}\underline{d\eta} &= \underline{V}^T \cdot \underline{\lambda} \\ \underline{d\theta} &= -\underline{V}_a^T \underline{D}^T \underline{\lambda}\end{aligned}\quad (6.37)$$

Setzt man diese Ausdrücke in die Nebenbedingung ein, erhält man

$$\underline{D} (-\underline{V}_a^T \underline{D}^T \underline{\lambda}) + \underline{d\eta}_a - \underline{V}^T \cdot \underline{\lambda} = 0\quad (6.38)$$

und damit folgt (die Kovarianzmatrizen sind symmetrisch und reell, also $\underline{V}^T = \underline{V}$):

$$\begin{aligned}\underline{\lambda} &= (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} \underline{d\eta}_a \\ \underline{d\eta} &= \underline{V} \cdot (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} \cdot \underline{d\eta}_a \\ \underline{d\theta} &= -\underline{V}_a \underline{D}^T \cdot (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} \cdot \underline{d\eta}_a\end{aligned}\quad (6.39)$$

Die Schätzung $\underline{\theta}_e$ ist also:

$$\underline{\theta}_e = \underline{\theta}_a - \underline{V}_a \underline{D}^T \cdot (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} \cdot (\underline{\eta}_a - \underline{\mu})\quad (6.40)$$

Ohne Herleitung werden die folgenden beiden Formeln angegeben:

Die Kovarianzmatrix \underline{V}_e von $\underline{\theta}_e$ ist gleich der Kovarianzmatrix von $\underline{\theta}_e - \underline{\theta}_a$:

$$\underline{V}_e = \underline{V}_a - \underline{V}_a \underline{D}^T \cdot (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} \cdot \underline{D} \underline{V}_a\quad (6.41)$$

Der minimale χ^2 -Wert, also der χ^2 -Wert für die durchgeführte Schätzung, läßt sich aus den Ausgangsdaten noch vor Durchführung der Schätzung ermitteln:

$$\chi^2_{\min} = (\underline{\eta}_a - \underline{\mu})^T (\underline{V} + \underline{D} \underline{V}_a \underline{D}^T)^{-1} (\underline{\eta}_a - \underline{\mu})\quad (6.42)$$

Im folgenden soll ein Beispiel für eine Schätzung mit Least-Squares-Adjustment gegeben werden ([SMI91], Example 12.7):

Die Evaluation eines 14-MeV-Wirkungsquerschnittes soll mit zwei neuen Meßergebnissen verbessert werden. Der bisherige evaluierte Wert, $\sigma_a = 1095 \pm 52$ mb (4.7% Fehler), und die beiden neuen Meßwerte, $\sigma_1 = 1000 \pm 30$ mb (3.0% Fehler) und $\sigma_2 = 1102 \pm 60$ mb (5.4% Fehler), seien jeweils voneinander unabhängig. Die Bezeichnungen sind: $\underline{\theta}_a = \sigma_a$, $\underline{\theta}_e = \sigma_e$, $\underline{\mu} = (\sigma_1, \sigma_2)^T$ und $\underline{D} = (1, 1)^T$, also $\underline{\eta} = (\sigma, \sigma)^T$. Die Kovarianzmatrizen sind $\underline{V}_a = 52^2$ und \underline{V} mit $V_{11} = 30^2$, $V_{22} = 60^2$, $V_{12} = V_{21} = 0$. Die Berechnung mit STAYSL93 liefert folgende Ergebnisse: Der χ^2 -Wert ist 3.9374 bei 2 Freiheitsgraden, der neue evaluierte Wert σ_e liegt bei 1036.1 mb $\pm 2.30\%$.

6.2.3 Least-Squares-Adjustment für Anregungsfunktionen

Eine kurze und leicht verständliche, aber leider unvollständige Einführung in das Least-Squares-Adjustment von Anregungsfunktionen oder Neutronenspektren wird in [WAG90] gegeben.

Eine Aufgabe dieser Arbeit ist das Anpassen von berechneten Anregungsfunktionen verschiedener neutroneninduzierter Reaktionen an Aktivierungsmessungen. Folgende Daten werden mit den jeweiligen Kovarianzen für jede Reaktion zusammengestellt:

Die berechnete "a-priori"-Anregungsfunktion $\sigma_a(E)$

Die m normierten Neutronenflußspektren $\phi_{j_a}(E)$ ($\int \phi_j(E) dE = 1$)

Die aus den gemessenen Aktivitäten berechneten flußgemittelten Wirkungsquerschnitte $\underline{\sigma}_j$
(Ein Wert für jede der m Bestrahlungen.)

Der Energiebereich der Neutronen wird in n Intervalle $[E_{i-1}, E_i]$ eingeteilt, und die Anregungsfunktionen $\sigma(E)$ und die Flußspektren $\phi(E)$ als Zeilenvektoren $\underline{\sigma} = (\sigma(i))_{i=1, \dots, n}$ bzw. $\underline{\phi} = (\phi(i))_{i=1, \dots, n}$ dargestellt. Die Parameter $\underline{\theta}$, die Designmatrix \underline{D} , die berechneten Observablen $\underline{\eta}_a$, die Meßergebnisse $\underline{\mu}$ und die Kovarianzmatrizen von $\underline{\theta}$ und $\underline{\mu}$ werden folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} \underline{\theta} &= (\underline{\sigma}, \underline{\phi}_1, \underline{\phi}_2, \underline{\phi}_3, \dots, \underline{\phi}_m)^T \\ &= (\sigma(1), \sigma(2), \dots, \sigma(n), \phi_1(1), \phi_1(2), \dots, \phi_1(n), \phi_2(1), \dots, \phi_m(n))^T \end{aligned} \quad (6.43)$$

$$\underline{\theta}_a \text{ ist der Vektor } \underline{\theta} \text{ für } \underline{\sigma} = \underline{\sigma}_a \text{ und } \underline{\phi} = \underline{\phi}_a \quad (6.44)$$

$$\underline{V}_a = \begin{pmatrix} \underline{V}_{\sigma_a} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \underline{V}_{\phi_{1a}} & \underline{V}_{\phi_{1a}\phi_{2a}} & \dots & \underline{V}_{\phi_{1a}\phi_{2a}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \underline{V}_{\phi_{1a}\phi_{ma}} & \underline{V}_{\phi_{2a}\phi_{ma}} & \dots & \underline{V}_{\phi_{ma}} \end{pmatrix} \quad (6.45)$$

$$\underline{V}_{\phi_{ia}\phi_{ja}} \text{ ist die Kovarianzmatrix der Elemente von } \underline{\phi}_{ia} \text{ und } \underline{\phi}_{ja}, \underline{V}_{\phi_{ia}} \text{ die Kovarianzmatrix von } \underline{\phi}_{ia} \text{ und } \underline{V}_{\sigma_a} \text{ die Kovarianzmatrix von } \underline{\sigma}_a. \quad (6.46)$$

$$\underline{D} = \begin{pmatrix} \underline{\phi}_{1a} & \underline{\sigma}_a & 0 & \dots & 0 \\ \underline{\phi}_{2a} & 0 & \underline{\sigma}_a & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \underline{\phi}_{ma} & 0 & 0 & \dots & \underline{\sigma}_a \end{pmatrix} \quad (6.47)$$

$$= \begin{pmatrix} \phi_{1a}(1) & \dots & \phi_{1a}(n) & \sigma_a(1) & \dots & \sigma_a(n) & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots \\ \phi_{2a}(1) & \dots & \phi_{2a}(n) & 0 & \dots & 0 & \sigma_a(1) & \dots & \sigma_a(n) & 0 & \dots \\ \dots & \dots \end{pmatrix}$$

$$\underline{\eta}_a = \underline{\sigma}_a \cdot (\underline{\phi}_{1a}, \underline{\phi}_{2a}, \dots, \underline{\phi}_{ma})^T \quad (6.48)$$

$$\underline{\eta}_{ia} = \sum_{k=1}^n \sigma_a(k) \cdot \phi_{ia}(k) \quad (6.49)$$

$$\underline{\mu} = (\overline{\sigma_1}, \overline{\sigma_2}, \dots, \overline{\sigma_m})^T \quad (6.50)$$

$$\underline{V}_{i,j} = \text{cov}(\overline{\sigma_i}, \overline{\sigma_j}) \quad (6.51)$$

Der Parametervektor $\underline{\theta}$ mit $n \cdot (m+1)$ Elementen enthält nicht nur die Anregungsfunktion sondern auch die Flüsse. Dieser Ansatz, alle Ausgangsdaten als Parameter zu betrachten, führt zu einer wirksameren Schätzung. Die Zahl der Eingabeparameter ist $n \cdot (m+2)$, Eingabeparameter sind die Flußspektren, die a-priori-Anregungsfunktion und die Wirkungsquerschnitte. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist dementsprechend gleich m , der Anzahl der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Da jeder Fluß nur an ein einziges Meßergebnis angepaßt wird, werden die entsprechenden Flußschätzungen nicht weiter betrachtet. Die Observablen $\underline{\eta}$, die flußgemittelten Wirkungsquerschnitte, berechnen sich aus der $m \times n \cdot (m+1)$ -dimensionalen Designmatrix \underline{D} , $\underline{\theta}$ und $\underline{\eta}_a$:

$$\underline{\eta} = \underline{\eta}_a + \underline{D} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \quad (6.52)$$

Dabei wurde eine Näherung durchgeführt. Es gilt für den Vektor $\overline{\sigma_\theta}$ der aus $\underline{\theta}$ berechneten flußgemittelten Wirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_\theta} &= \underline{\sigma} \cdot (\underline{\phi}_1, \underline{\phi}_2, \dots, \underline{\phi}_m)^T \\ &\approx \underline{\sigma}_a \cdot (\underline{\phi}_{1a}, \underline{\phi}_{2a}, \dots, \underline{\phi}_{ma})^T \\ &\quad + \underline{\sigma}_a \cdot (\underline{\phi}_1 - \underline{\phi}_{1a}, \underline{\phi}_2 - \underline{\phi}_{2a}, \dots, \underline{\phi}_m - \underline{\phi}_{ma})^T \\ &\quad + (\underline{\sigma} - \underline{\sigma}_a) \cdot (\underline{\phi}_{1a}, \underline{\phi}_{2a}, \dots, \underline{\phi}_{ma})^T \\ &\approx \underline{\eta}_a + \underline{D} (\underline{\theta} - \underline{\theta}_a) \\ &\approx \underline{\eta} \end{aligned} \quad (6.53)$$

Diese Näherung kann in manchen Fällen zu physikalisch unmöglichen Ergebnissen – teilweise negativen Werten für die Anregungsfunktion – führen.

6.3 STAYSL93

"The actual unfolding procedure with the computer is rather fast. Handling of software took much time."
[ZIJ79]

Das Zitat von 1979 bezieht sich auch auf die Arbeit mit STAYSL. Das Problem der benutzerfreundlichen Programmierung war ausschlaggebend für eine völlige Überarbeitung des Programms, das zudem an eine etwas veränderte Problemstellung angepaßt werden mußte. Die bisherigen Versionen des Programms sind für das Least-Squares-Adjustment eines Neutronenflusses ausgelegt, in dieser Arbeit sollten Anregungsfunktionen bearbeitet werden (in beiden Fällen ist das Least-Squares-Adjustment sehr ähnlich). Das Programm STAYSL93 bietet beide Möglichkeiten, alle Ausführungen und Bezeichnungen beziehen sich aber vor allem auf die Anpassung einer Anregungsfunktion. STAYSL93 ist eine modernisierte Version des Programms STAYSL von F.G. Perey ([PER77]) und basiert auf einer Weiterentwicklung dieses Programms durch M. Matzke ([MAT90]).

Die Berechnungen wurden an die Bearbeitung durch einen Computer angepaßt und folgen nicht exakt dem in Kap. 6.23 angegebenen Schema (vgl. Datenflußplan, Abb. 6.56). Vor allem wird die Kovarianzmatrix $\overline{V_a}$ vor der Bearbeitung in ihre einzelnen Komponenten aufgespalten. Die Berechnungen in STAYSL93 setzen voraus, daß der Umrechnungsfaktor zwischen den angegebenen Aktivitäten A^* und den flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitten $\overline{\sigma}$ gleich Eins¹¹ ist und die Flüsse $\phi(E)$ normiert sind. Es gelte also für die Anregungsfunktion $\sigma(E_i)$: $A^* = \sum \sigma(E_i) \cdot \phi(E_i)$. Für den Fall, daß dieser Umrechnungsfaktor nicht bekannt und in den Aktivitätsangaben integriert ist, kann ein "gewichteter mittlerer Umrechnungsfaktor" berechnet werden, der Flußspektralen, Anregungsfunktionen und angegebene Aktivitäten möglichst gut aneinander anpaßt. Eine weitere Option ist die Normalisierung von Flußspektralen und ihren Kovarianzmatrizen. Die Aufsummation eines normalisierten Flußspektrals ist Eins. Eine Normalisierung der Kovarianzmatrizen soll gewährleisten, daß sich bei einer Anpassung die Aufsummation eines Spektrums nicht ändert. Dafür werden die Elemente der absoluten Kovarianzmatrix so geändert, daß ihre Summe gleich Null ist. Dies wird durch die Addition einer passenden Konstanten auf die Nichtdiagonalelemente der entsprechenden Korrelationsmatrix erreicht.

Sind die Kovarianzen einer Anregungsfunktion oder eines Flußspektrals nicht bekannt, ist, wie Tests und theoretische Überlegungen [MAT79] zeigen, die Annahme einer Gauß'schen Korrelation als Schätzwert sinnvoll:

$$\text{corr}(i, j)_{i \neq j} = s \cdot e^{-r \cdot (i-j)^2} \quad (6.54)$$

i und j seien die Nummern zweier Werte der Anregungsfunktion, s ("strength") bezeichnet die Stärke der Korrelation, r ("range") die Reichweite. Für $i = j$ ist die Korrelation natürlich immer 1. Je näher die Punkte beieinander liegen desto stärker sind sie korreliert, dies bewirkt eine Glättung der Kurve. Eine charakteristische Größe dieser Funktion ist die Halbwertsbreite FWHM ("Full Width at Half Maximum"):

$$\text{FWHM} = 2 \cdot \text{Integer} \left(\sqrt{\frac{-\ln(0.5)}{r}} \right) + 1 \quad (6.55)$$

Diese Größe gibt die Anzahl der Werte an, deren Korrelation mit einem bestimmten Wert größer oder gleich der Hälfte von s ist. s ist der maximale Wert der Korrelation. STAYSL93 ermöglicht die Eingabe der Parameter s und r und berechnet die entsprechende Matrix.

Von anderen bekannten Anpassungsprogrammen wie SAND-II [MCE67] oder RFSP-JÜL [FIS77] unterscheiden sich die STAYSL-Programme durch die vollständige Berücksichtigung der angegebenen statistischen Daten (vor allem der Kovarianzen). Der Datenflußplan von STAYSL93 (Abb. 6.56) führt nur die wichtigeren Einzelheiten auf. Angaben zu den Protokollausgaben oder zu Abfragen von Optionen etc. wurden weggelassen. Die jeweiligen Datensätze werden als Spaltenvektoren beschrieben.

¹¹ Alle Angaben in STAYSL93 sind dimensionslos. Es ist darauf zu achten, daß die Eingaben in einander entsprechenden Einheiten vorliegen.

Datenflußplan STAYSL93

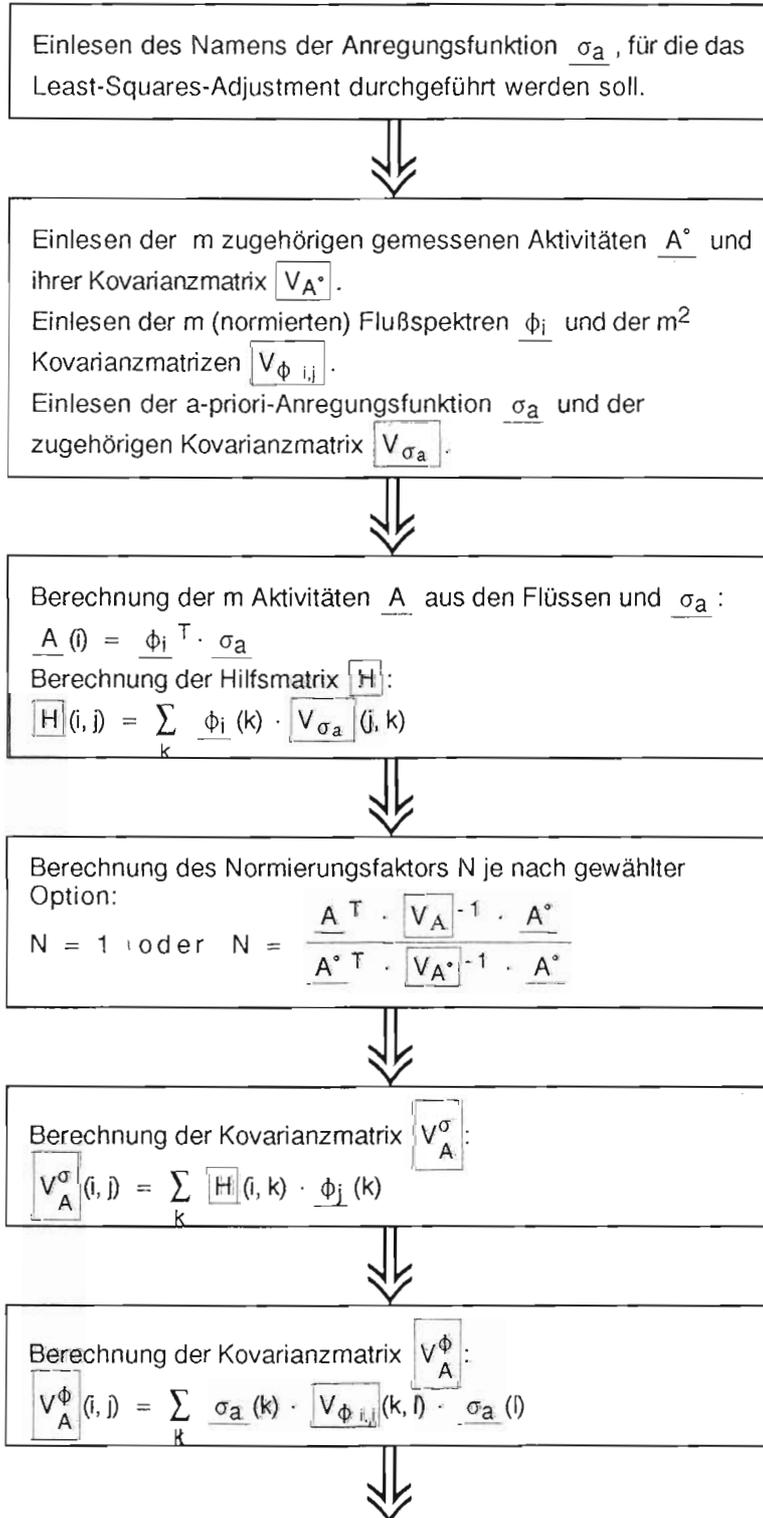


Abb. 6.56
(Fortsetzung nächste Seite)

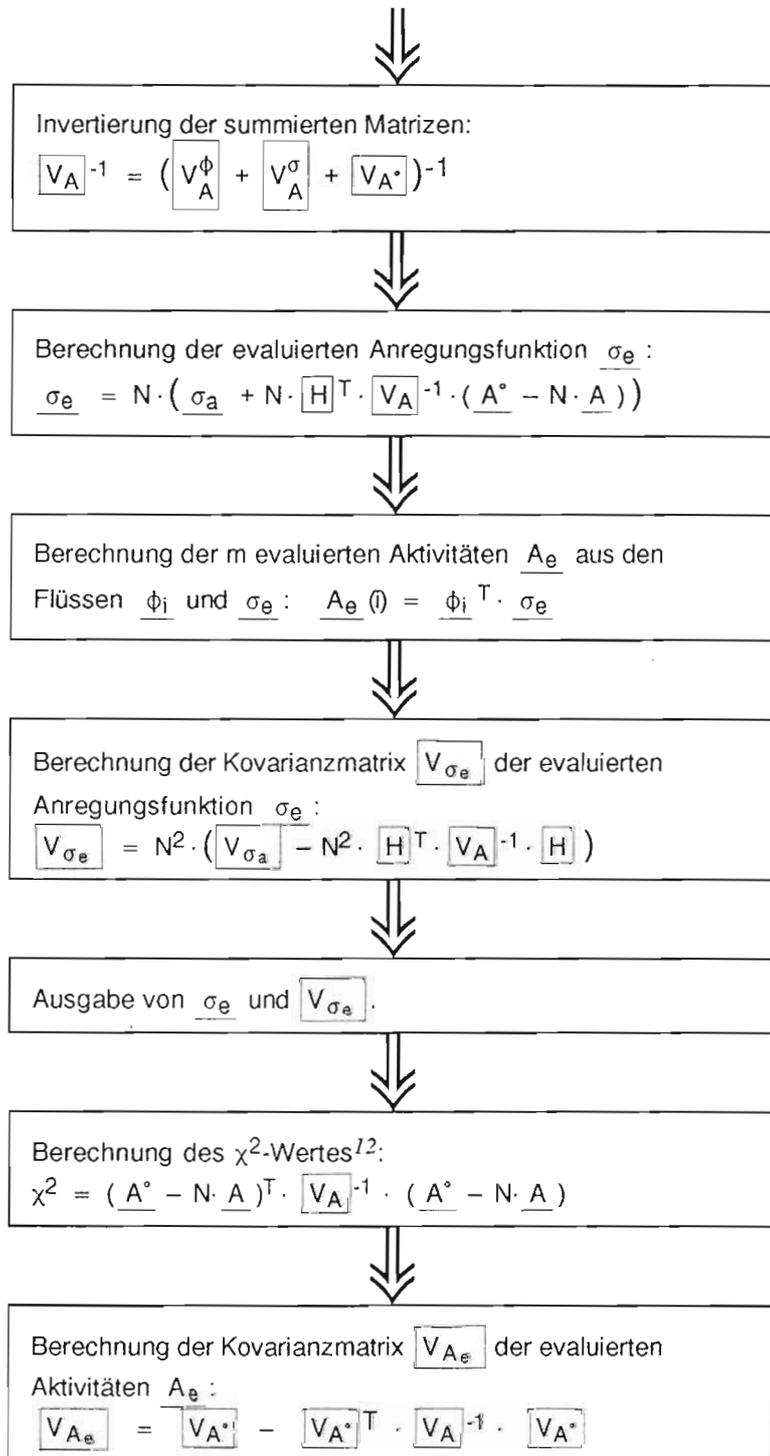


Abb. 6.56 (Fortsetzung)

¹² Die Anzahl der Freiheitsgrade ist gleich der Anzahl der angegebenen Aktivitäten (vgl. Kap. 6.1.2).

Ein Beispiel (Abb. 6.57) mit mehreren STAYSL93-Berechnungen soll die Wirkung von Korrelationen bzw. Kovarianzen veranschaulichen. Aus einer Messung sei ein gemittelter Wirkungsquerschnitt von $30.606 (\pm 0.91)$ mb errechnet worden. Das nicht normierte Flußspektrum wird durch den Vektor $(1, 1, 1, 1, 1, 1, 20, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1)$ beschrieben, die Energiepunkte seien äquidistant in 1 MeV-Abschnitten verteilt. Das Flußspektrum weist also bei 7 MeV einen Peak auf. Die Standardabweichung sei für alle Punkte 10%. Die a-priori-Anregungsfunktion sei ein konstanter Vektor bei 30.303 mb (S1 in Abb. 6.57) mit ebenfalls 10% Standardabweichung für alle Werte. Für verschiedene Korrelationen der a-priori-Anregungsfunktion wird das Least-Squares-Adjustment durchgeführt, die Korrelation zweier Punkte wird als Funktion ihrer Energiedifferenz¹³ angegeben. Die Werte des Flußspektrums seien unkorreliert.

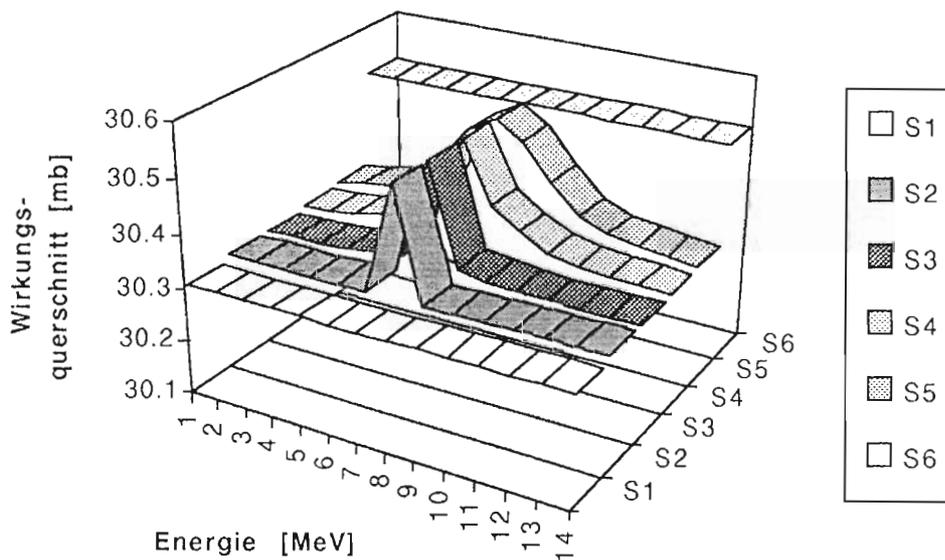


Abb. 6.57: Anpassung und Korrelation – ein Beispiel

- S1: a-priori-Anregungsfunktion
- S2: $\text{corr}(i, j) = 0$
- S3: $\text{corr}(i, j) = 0.1 \cdot e^{-0.2(\Delta E)^2}$
- S4: $\text{corr}(i, j) = 0.5 \cdot e^{-0.2(\Delta E)^2}$
- S5: $\text{corr}(i, j) = 1 \cdot e^{-0.2(\Delta E)^2}$
- S6: $\text{corr}(i, j) = 1$

Die Oberseite des Würfels entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt.

Je stärker die Korrelation, desto ausgeprägter ist ein Glättungseffekt. Welche Werte für die Korrelation zu verwenden sind, läßt sich nur aus den Daten des Experimentes bestimmen.

¹³ ΔE sei die dimensionslose Zahl, die der Energiedifferenz in MeV entspricht.

7 Anpassung der gemessenen Wirkungsquerschnitte

7.1 Wahl der Eingabedaten

Die Eingabedaten umfassen die Flußspektren, die flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitte und die a-priori-Anregungsfunktionen mit den jeweiligen Korrelationen. Letztere sind im allgemeinen unbekannt und wurden abgeschätzt. Durch Probeläufe wird die kleinste Korrelation ermittelt, die eine Erhaltung der Struktur gewährleistet. Dies bedeutet, daß die angepaßte Funktion möglichst nicht mehr Extrem- oder Wendepunkte als die a-priori-Funktion besitzt.

Die Flußspektren wurden von der PTB Braunschweig zur Verfügung gestellt (Kapitel 3.1). Als Standardabweichung wurde 10% gewählt, im Bereich unter 7 MeV 50%. Im niedrigen Energiebereich waren die Spektrumsmessungen sehr unsicher. Eine Korrelation $\text{corr}(i, j)_{i \neq j} = 1 - e^{-0.03(i-j)^2}$ mit der Halbwertsbreite von 46 MeV glättete die Werte.

Als Kovarianz der gemessenen flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitte wurde einheitlich 0.0009 festgelegt, dies entspricht einer gemeinsamen Standardabweichung von 3%. In dieser Größenordnung liegt die systematische Unsicherheit der Aktivitätsmessungen, die alle auf einem Detektor durchgeführt wurden. Die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte lassen sich aus den bekannten Daten (Standardabweichung der Peakbestimmung, Standardabweichung der Fluenz-zu-Protonenstrahlladung-Umrechnung, etc.) bestimmen.

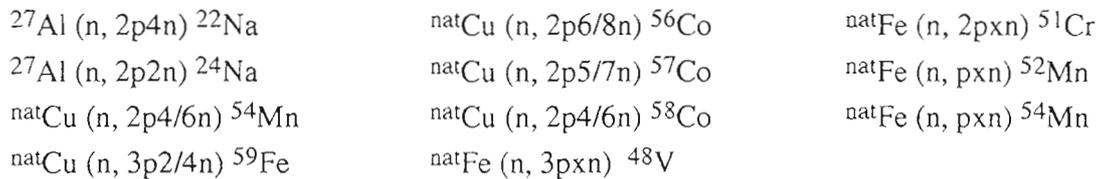
Die a-priori-Anregungsfunktionen wurden aus ENDF-B/VI-Daten (bis 20 MeV) und ALICE-Berechnungen zusammengesetzt, die nicht aneinander angepaßt wurden. Tests zeigten, daß STAYSL93 die Anpassungen besser durchführt, wenn die Daten nicht eher willkürlich manipuliert werden. Die Standardabweichungen wurden für die ENDF-B/VI-Daten auf 1%, sonst auf 50% festgesetzt. Die 50%-ige Standardabweichung gewährleistet eine Dominanz der gemessenen Wirkungsquerschnitte gegenüber den a-priori-Daten. Die Peaks der Neutronenspektren sind etwa 10 MeV voneinander entfernt, eine gute Glättung bei angemessener Berücksichtigung aller Meßwerte wurde dabei für eine Korrelation von $\text{corr}(i, j)_{i \neq j} = 1 - e^{-0.007(i-j)^2}$ erreicht.

Das ENDF-System (Evaluated Nuclear Data File) wurde in den USA unter Leitung der CSEWG (Cross-Section-Evaluation Working Group) entwickelt, um evaluierte kernphysikalische Daten zu tabellieren und allgemein verfügbar zu halten. Mit Programmen wie NJOY können diese Daten bequem aus Datenbanken abgerufen werden; Angaben zu den Formaten können [ROS90] entnommen werden. Der dokumentierte Energiebereich liegt für neutroneninduzierte Reaktionen im allgemeinen bei 0 - 20 MeV und umfaßt auch Informationen zu den Kovarianzen. Seit 1990 ist die bisher neueste Version VI verfügbar. Die ENDF-B/VI-Daten sind von sehr guter Qualität.

Das zugrundeliegende Modell des Programms ALICE900 [BLA90], [LEY93] ist die Beschreibung der intranuklearen Stoßkaskade durch eine Abfolge von 2-Körper-Stoßprozessen (Hybridmodell der Präequilibriumsreaktionen): Ausgehend von einer Anfangskonfiguration aus angeregten Nukleonen und Löchern ("Excitonen") wird durch statistische Berechnungen die weitere Entwicklung im Kern verfolgt. Das "von außen" meßbare Ereignis der Emission eines oder mehrerer Nukleonen berechnet sich aus der Summe der Emissionswahrscheinlichkeiten dieses Nukleons für alle durchlaufenen Zustände. Vergleiche zwischen ALICE-Ergebnissen und experimentellen Daten zeigen gute Übereinstimmungen in der Struktur, also z.B. der Lage der Maxima und Minima. Die absoluten Werte weichen aber teilweise erheblich von den Meßergebnissen ab.

7.2 Ergebnisse

Für die Reaktionen:



wurden Least-Squares-Adjustments durchgeführt, deren Ergebnisse auf den nächsten Seiten vorgestellt werden. Die Kennzeichnung "nat" anstelle der Massenzahlen soll andeuten, daß das Nuklid in der natürlichen Isotopenzusammenstellung vorliegt (Tabelle 3.10). In den Tabellen sind die gemessenen, die berechneten und die angepaßten flußgewichteten mittleren Wirkungsquerschnitte mit den Standardabweichungen angegeben. Die gemessenen Werte wurden Tabelle 5.11 (Position A) entnommen, die berechneten Werte ergeben sich aus Formel 1.3 und den Eingabewerten für Anregungsfunktion und Flußspektrum, die angepaßten Werte sind das Ergebnis von STAYSL93.

Die Korrelation wurde so gewählt, daß bei 4 Messungen (mit Peaks in 10 MeV Abstand), eine glatte Kurve ohne zusätzliche, in der a-priori-Funktion nicht enthaltene Minima und Maxima berechnet werden soll. Sind für eine Reaktion weniger Meßwerte bekannt, so können bei der Anpassung scheinbare Extrema entstehen, die "in Wirklichkeit" nicht vorhanden sind. Dieser Effekt beruht auf ausgedehnten Energiebereichen, für die keine geeignete Messung durchgeführt wurde. STAYSL93 paßt in diesen Energiebereichen die Anregungsfunktion weitgehend an die a-priori-Funktion an, so daß "Beulen" entstehen. Bereiche mit guten experimentellen Werten erkennt man an den kleinen Fehlergrenzen; Bereiche, in denen die Anregungsfunktion zum großen Teil an die a-priori-Funktion angepaßt wird, sind Bereiche mit großen Fehlergrenzen.

Bei Energien über etwa 70 MeV existieren keine Meßwerte mehr, die angepaßte Funktion nähert sich deshalb an die a-priori-Funktion an. Unterscheiden sich a-priori-Funktion und angepaßte Funktion im Bereich unter 60 MeV deutlich, sind deshalb Daten über etwa 66 MeV unzuverlässig. Berechnete Minima oder Maxima im Bereich zwischen 60 und 70 MeV existieren dann im allgemeinen nicht wirklich.

7.2.1 $^{27}\text{Al} (n, 2p4n) ^{22}\text{Na}$

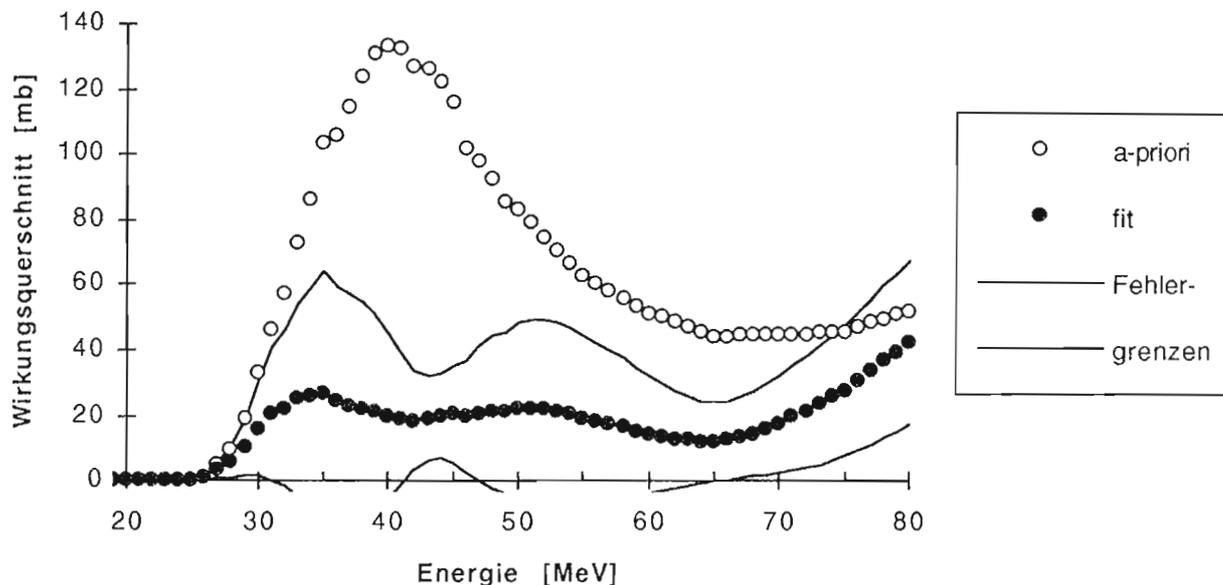


Abb. 7.1: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.2: σ mit Standardabweichungen
 Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
45MeV:	$2.69 \cdot 10^{+1} \pm 24.6\%$	$2.67 \cdot 10^{+1} \pm 24.5\%$ (Diff: -0.82%)	$1.35 \cdot 10^{+2} \pm 44.9\%$ (Diff: 403.67%)	82.86%
66MeV:	$2.47 \cdot 10^{+1} \pm 46.3\%$	$3.30 \cdot 10^{+1} \pm 31.5\%$ (Diff: 33.70%)	$1.29 \cdot 10^{+2} \pm 32.5\%$ (Diff: 422.98%)	35.15%

Die a-priori-Werte stammen ausschließlich von ALICE, da für Energien von mehr als 20 MeV keine ENDF-B/VI-Daten vorliegen. ALICE scheint die Wirkungsquerschnitte um etwa den Faktor 5 zu überschätzen. Die Maxima bei 35 und 52 MeV sind darauf zurückzuführen, daß für diese Bereiche keine Meßwerte vorliegen und die angepaßte Funktion sich den a-priori-Werten nähert.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A7 aufgeführt.

7.2.2 $^{27}\text{Al} (n, 2p2n) ^{24}\text{Na}$

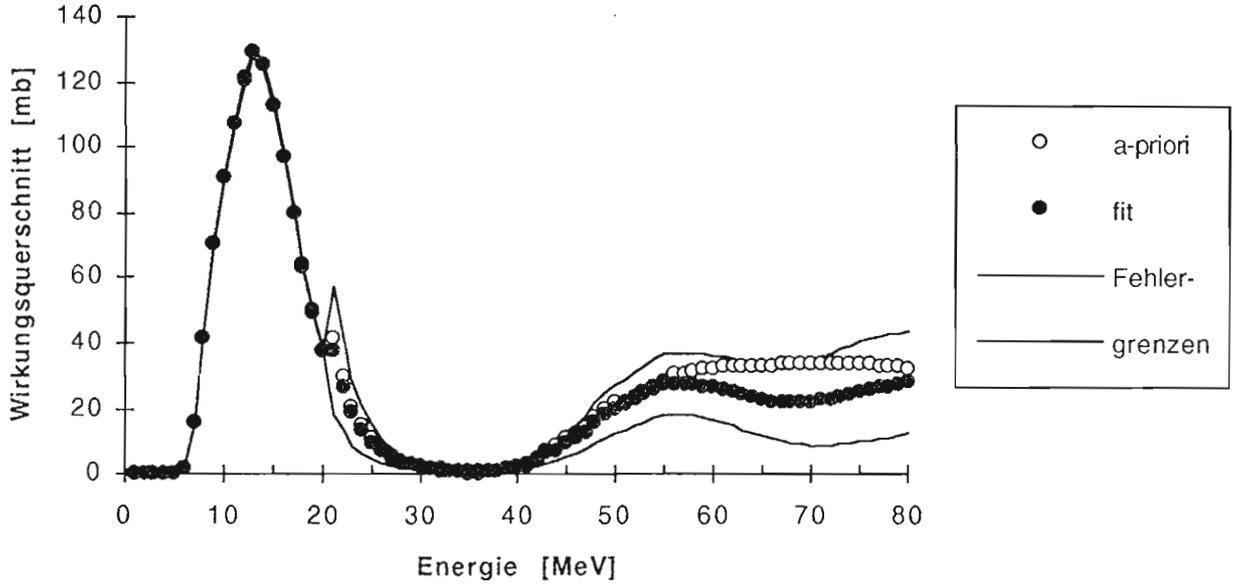


Abb. 7.3: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.4: σ mit Standardabweichungen
 Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
45MeV:	$5.68 \cdot 10^{+1} \pm 9.0\%$	$5.89 \cdot 10^{+1} \pm 6.5\%$ (Diff: 3.6%)	$6.06 \cdot 10^{+1} \pm 9.8\%$ (Diff: 6.69%)	17.03%
56MeV:	$6.49 \cdot 10^{+1} \pm 12.6\%$	$6.14 \cdot 10^{+1} \pm 10.2\%$ (Diff: -5.4%)	$6.47 \cdot 10^{+1} \pm 17.9\%$ (Diff: -0.29%)	40.60%
66MeV:	$5.04 \cdot 10^{+1} \pm 32.7\%$	$6.66 \cdot 10^{+1} \pm 16.4\%$ (Diff: 32.2%)	$7.82 \cdot 10^{+1} \pm 21.9\%$ (Diff: 55.29%)	41.64%

Die a-priori-Werte unter 20 MeV sind ENDF-B/VI-Daten, die Werte über 20 MeV stammen von ALICE. Der Übergang bei 20 MeV wird von STAYSL93 geglättet. A-priori- und die Meßwerte stimmen im Bereich unter 55 MeV sehr gut überein, für höhere Energien scheint ALICE die Anregungsfunktion etwas zu überschätzen. Der Anstieg der angepaßten Funktion im Bereich über 66 MeV wird durch das Fehlen von passenden Meßinformationen verursacht.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A8 aufgeführt.

7.2.3 $^{nat}\text{Cu} (n, 2p4/6n) ^{54}\text{Mn}$

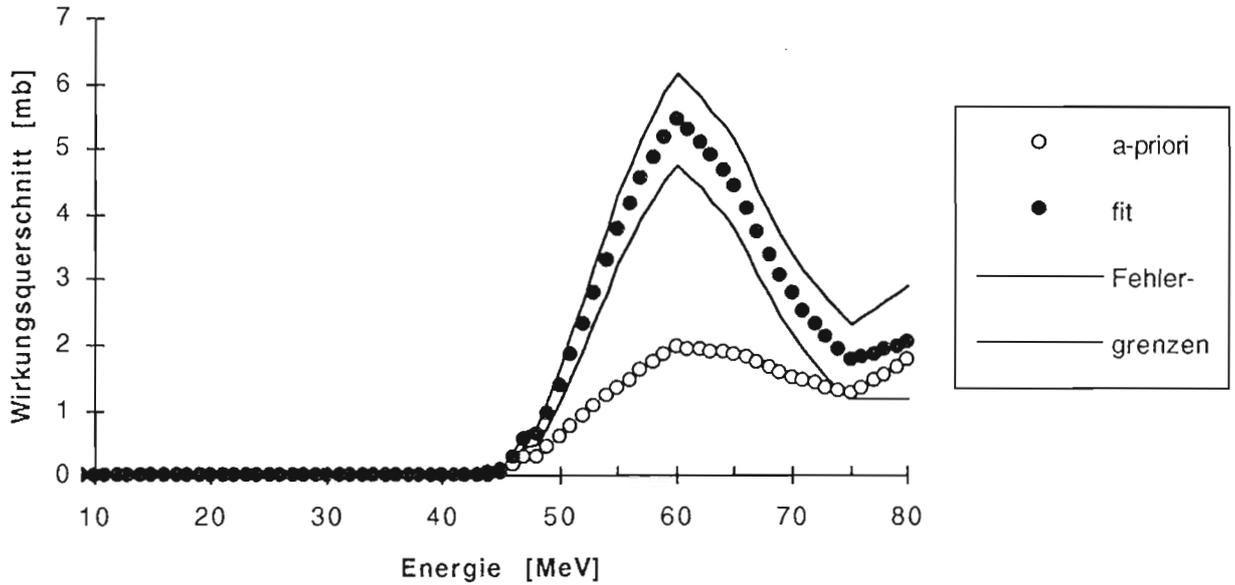


Abb. 7.5: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.6: σ mit Standardabweichungen
 Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak :
56MeV:	$8.10 \cdot 10^0 \pm 11.7\%$	$3.80 \cdot 10^0 \pm 13.2\%$ (Diff: -53.1%)	$1.38 \cdot 10^0 \pm 47.5\%$ (Diff: -83.0%)	98.61%
66MeV:	$5.77 \cdot 10^0 \pm 16.9\%$	$4.61 \cdot 10^0 \pm 13.7\%$ (Diff: -20.0%)	$1.99 \cdot 10^0 \pm 44.5\%$ (Diff: -65.5%)	87.53%

Hier scheint ALICE die Anregungsfunktion zu unterschätzen. Im niederenergetischen Bereich ist die Anregungsfunktion gleich Null, dementsprechend liegen für die 34 MeV- und 45 MeV-Neutronen keine Meßwerte vor. Da die beiden Meßergebnisse bzgl. der Position der Extrempunkte gut zu der a-priori-Funktion passen, weist das Ergebnis eine relativ kleine Standardabweichung auf.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A9 aufgeführt.

7.2.4 $^{nat}\text{Cu} (n, 3p2/4n) ^{59}\text{Fe}$

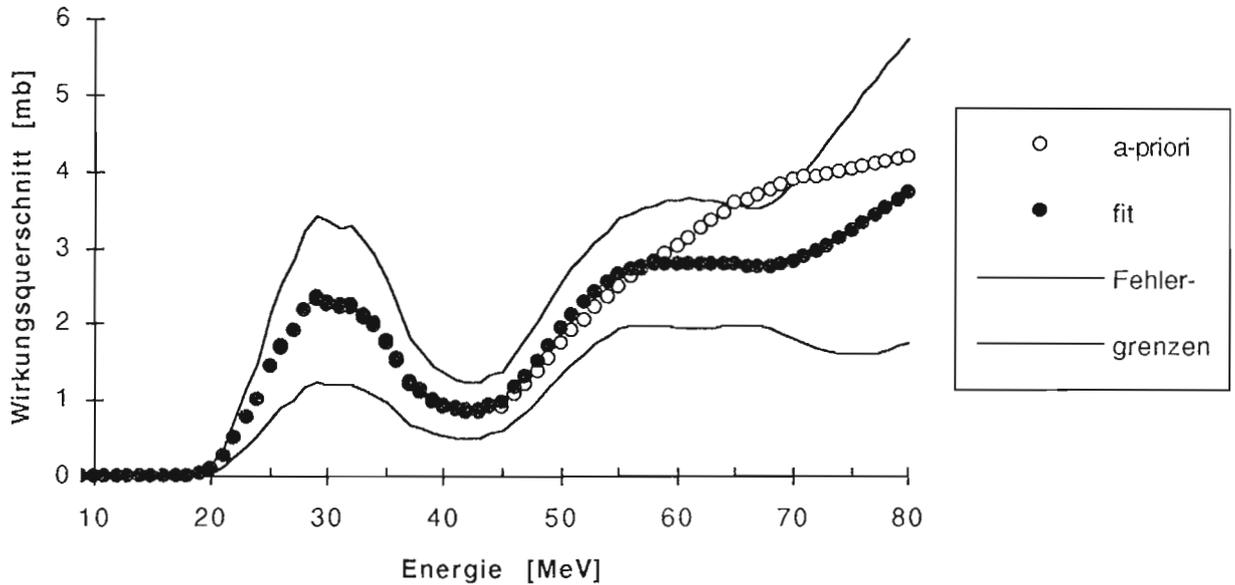


Abb. 7.7: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.8: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben. "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
56MeV:	$4.09 \cdot 10^{+0} \pm 16.7\%$	$3.87 \cdot 10^{+0} \pm 14.9\%$ (Diff: -5.41%)	$3.76 \cdot 10^{+0} \pm 36.0\%$ (Diff: -8.11%)	66.46%
66MeV:	$4.50 \cdot 10^{+0} \pm 13.3\%$	$4.66 \cdot 10^{+0} \pm 12.0\%$ (Diff: 3.52%)	$5.42 \cdot 10^{+0} \pm 35.4\%$ (Diff: 20.40%)	66.58%

Die a-priori-Werte stammen ausschließlich von ALICE. Im Bereich unter 55 MeV stimmen a-priori- und gemessene Werte gut überein, im höheren Bereich überschätzt ALICE die Anregungsfunktion. Die angepaßte Funktion ist bis etwa 65 MeV sinnvoll berechnet worden.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A10 aufgeführt.

7.2.5 $^{nat}\text{Cu} (n, 2p6/8n) ^{56}\text{Co}$

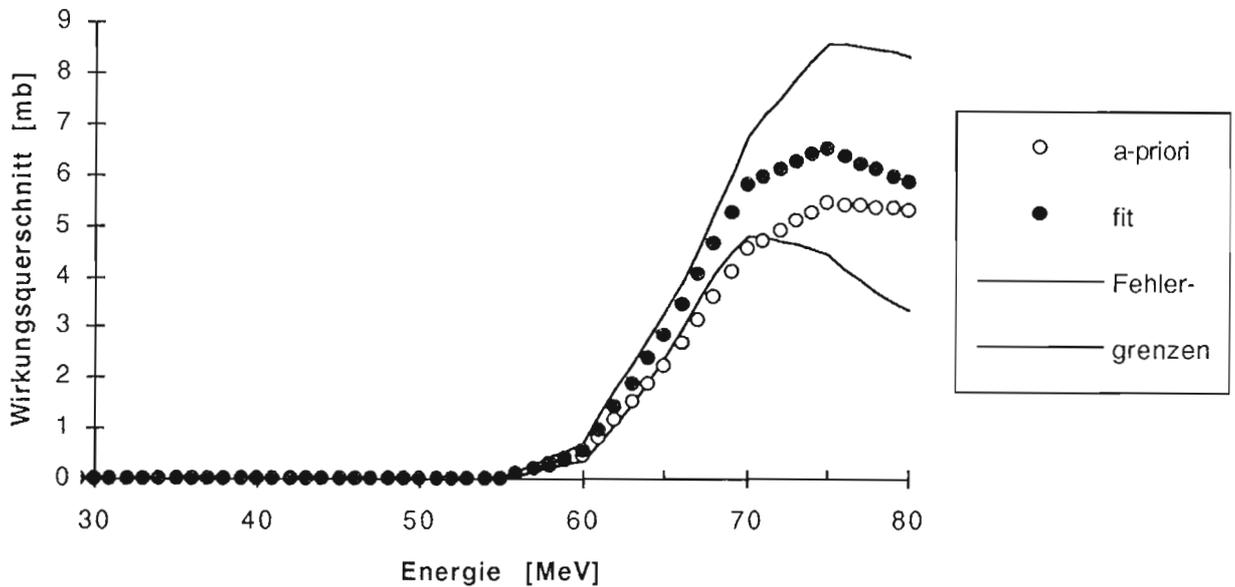


Abb. 7.9: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.10: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
66MeV:	$3.65 \cdot 10^0 \pm 11.9\%$	$3.56 \cdot 10^0 \pm 11.6\%$ (Diff: -2.43%)	$2.78 \cdot 10^0 \pm 48.1\%$ (Diff: -23.8%)	99.58%

Für diese Reaktion liegt nur ein Meßwert (für die 66 MeV-Neutronen) vor, da sich die Anregungsfunktion erst im Bereich über 55 MeV deutlich von Null unterscheidet. Die angepaßte Funktion wird zum großen Teil durch den Meßwert bestimmt; ALICE unterschätzt die Anregungsfunktion um etwa 1/5.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A11 aufgeführt.

7.2.6 $^{nat}\text{Cu} (n, 2p5/7n) ^{57}\text{Co}$

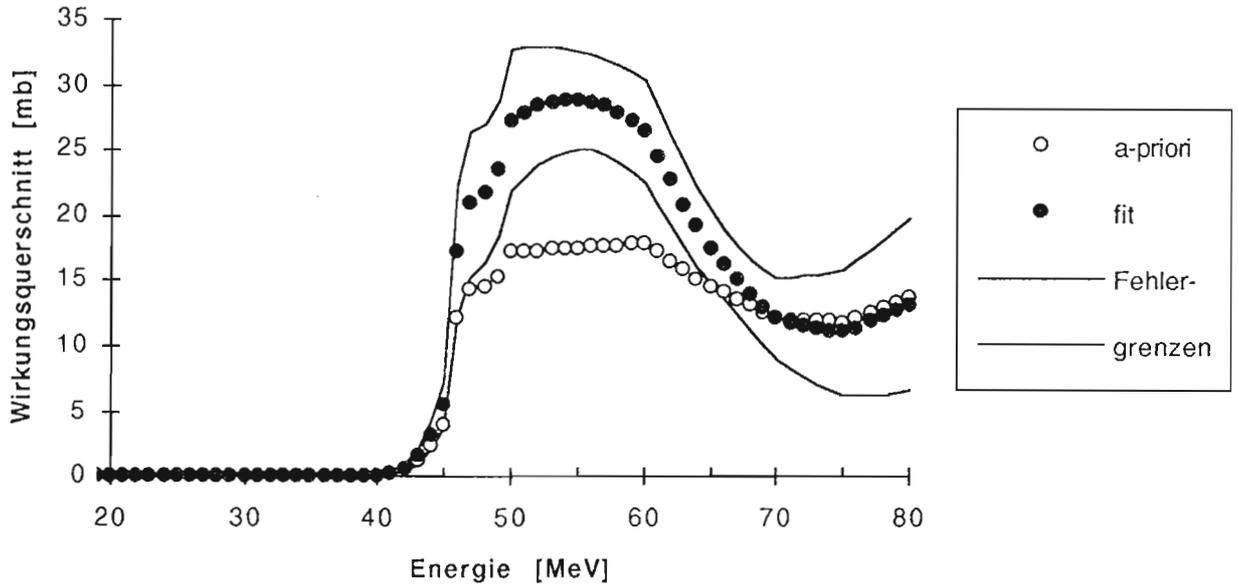


Abb. 7.11: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.12: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
56MeV:	$3.28 \cdot 10^{+1} \pm 12.1\%$	$2.97 \cdot 10^{+1} \pm 11.4\%$ (Diff: -9.39%)	$1.86 \cdot 10^{+1} \pm 46.4\%$ (Diff: -43.1%)	93.60%
66MeV:	$2.43 \cdot 10^{+1} \pm 9.3\%$	$2.46 \cdot 10^{+1} \pm 8.7\%$ (Diff: 0.94%)	$1.92 \cdot 10^{+1} \pm 40.6\%$ (Diff: -21.3%)	73.64%

STAYSL93 versucht, die Ecken der a-priori-Funktion (ALICE) abzurunden. Die angepaßte Funktion ist im Bereich zwischen 45 MeV und 64 MeV deutlich größer als die ALICE-Werte, in den anderen Energiebereichen stimmen beide Funktionen gut überein.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A12 aufgeführt.

7.2.7 $^{nat}\text{Cu} (n, 2p4/6n) ^{58}\text{Co}$

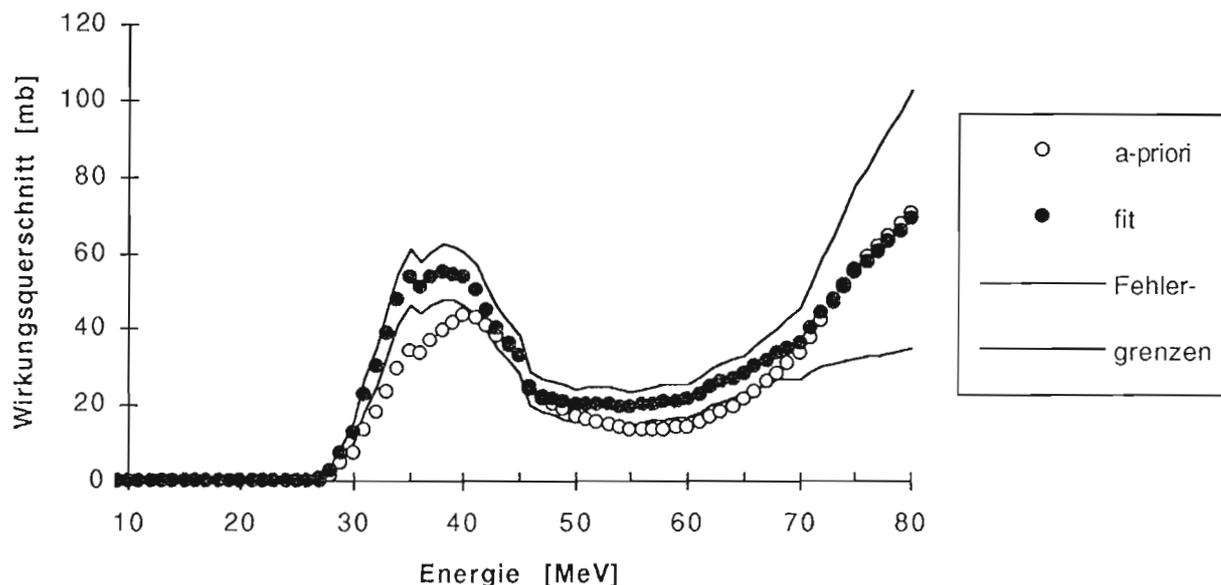


Abb. 7.13: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.14: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
34MeV:	$5.01 \cdot 10^{+1} \pm 13.8\%$	$4.33 \cdot 10^{+1} \pm 13.0\%$ (Diff: -13.6%)	$2.82 \cdot 10^{+1} \pm 48.4\%$ (Diff: -43.7%)	99.73%
45MeV:	$4.13 \cdot 10^{+1} \pm 10.0\%$	$4.45 \cdot 10^{+1} \pm 8.7\%$ (Diff: 7.6%)	$3.82 \cdot 10^{+1} \pm 44.9\%$ (Diff: -7.6%)	80.96%
56MeV:	$5.55 \cdot 10^{+1} \pm 12.1\%$	$4.23 \cdot 10^{+1} \pm 9.8\%$ (Diff: -23.7%)	$3.08 \cdot 10^{+1} \pm 36.2\%$ (Diff: -44.5%)	46.38%
66MeV:	$6.19 \cdot 10^{+1} \pm 9.6\%$	$6.20 \cdot 10^{+1} \pm 8.6\%$ (Diff: 0.21%)	$4.86 \cdot 10^{+1} \pm 32.7\%$ (Diff: -21.4%)	50.61%

Bei 4 verschiedenen Meßpunkten zeigt sich sehr schön, wie STAYSL93 die a-priori-Funktion an die Meßwerte anpassen kann. Wie die kleinen Standardabweichungen in Abb. 7.13 zeigen, ist die angepaßte Funktion sehr zuverlässig. Auch im Bereich über 66 MeV zeigen sich keine "Phantomextrema", da a-priori- und angepaßte Funktion ausgezeichnet übereinstimmen.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A13 aufgeführt.

7.2.8 $^{nat}\text{Fe} (n, 3p\alpha n) ^{48}\text{V}$

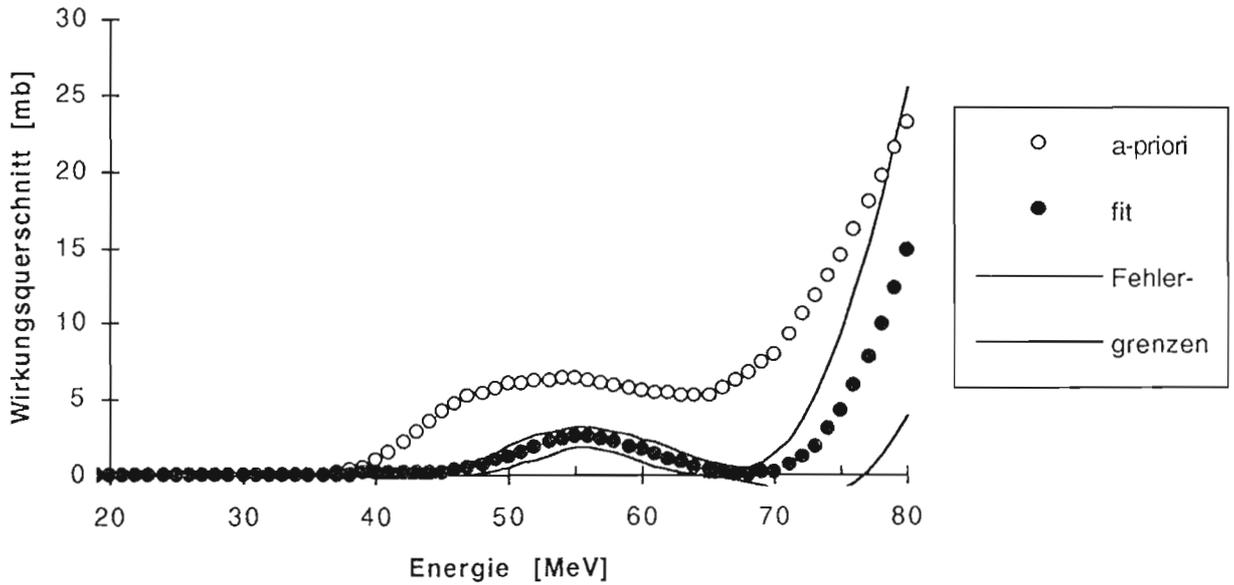


Abb. 7.15: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.16: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
45MeV:	$2.70 \cdot 10^{-1} \pm 12.3\%$	$3.04 \cdot 10^{-1} \pm 10.9\%$ (Diff: 12.8%)	$3.87 \cdot 10^{+0} \pm 48.5\%$ (Diff: 1333%)	99.62%
56MeV:	$2.36 \cdot 10^{+0} \pm 21.0\%$	$2.19 \cdot 10^{+0} \pm 21.9\%$ (Diff: -7.2%)	$6.86 \cdot 10^{+0} \pm 45.3\%$ (Diff: 190%)	88.78%
66MeV:	$8.36 \cdot 10^{-1} \pm 9.6\%$	$9.03 \cdot 10^{-1} \pm 8.9\%$ (Diff: 8.0%)	$8.52 \cdot 10^{+0} \pm 39.3\%$ (Diff: 918%)	73.04%

Der gemessene Wirkungsquerschnitt für Neutronen im Bereich unter 45 MeV ist im Vergleich zu dem berechneten Wert sehr klein. Dementsprechend werden die Werte der Anregungsfunktion in diesem Bereich stark reduziert. Die Lage der Extrempunkte der angepaßten Funktion ist gegenüber den ALICE-Werten verschoben. Bis 70 MeV wurde für die angepaßten Werte eine sehr kleine Standardabweichung berechnet, bei höheren Energien wird nur noch eine Anpassung an die a-priori-Werte durchgeführt.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A14 aufgeführt.

7.2.9 $^{nat}\text{Fe} (n, 2pxn) ^{51}\text{Cr}$

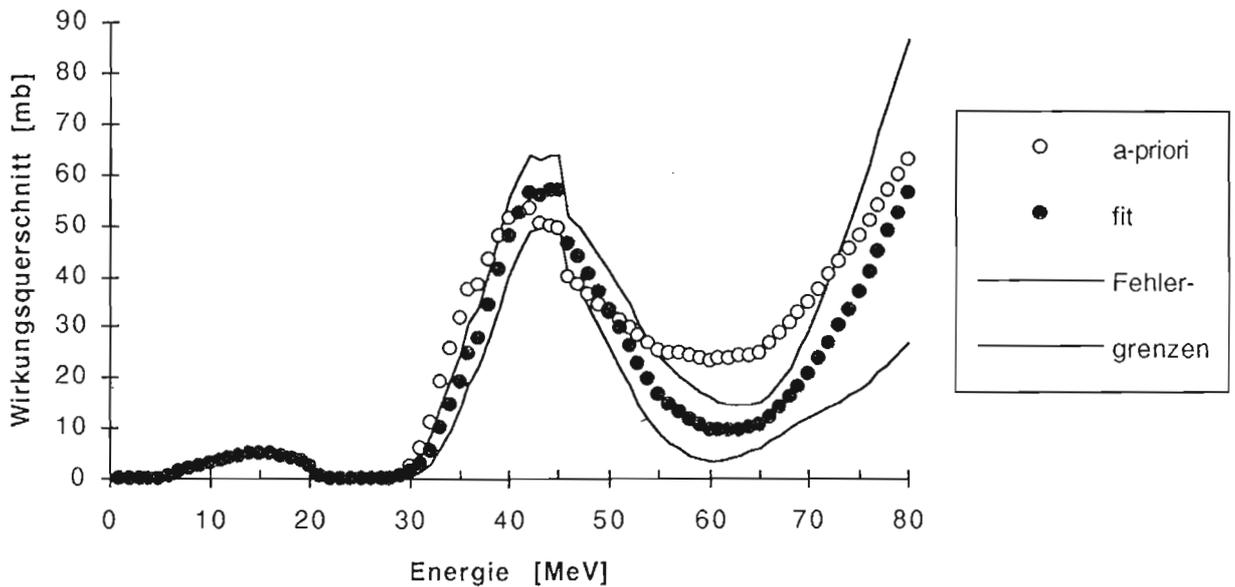


Abb. 7.17: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.18: σ mit Standardabweichungen

Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
34MeV:	$1.69 \cdot 10^{+1} \pm 25.3\%$	$1.94 \cdot 10^{+1} \pm 20.1\%$ (Diff: 14.7%)	$2.84 \cdot 10^{+1} \pm 45.5\%$ (Diff: 68.0%)	93.43%
45MeV:	$6.03 \cdot 10^{+1} \pm 9.0\%$	$5.61 \cdot 10^{+1} \pm 9.1\%$ (Diff: -7.1%)	$5.36 \cdot 10^{+1} \pm 44.1\%$ (Diff: -11.1%)	83.90%
56MeV:	$2.30 \cdot 10^{+1} \pm 48.7\%$	$3.59 \cdot 10^{+1} \pm 18.8\%$ (Diff: 56.3%)	$4.64 \cdot 10^{+1} \pm 36.6\%$ (Diff: 101.8%)	56.45%
66MeV:	$4.16 \cdot 10^{+1} \pm 9.7\%$	$4.22 \cdot 10^{+1} \pm 9.2\%$ (Diff: 1.5%)	$5.96 \cdot 10^{+1} \pm 32.0\%$ (Diff: 43.4%)	47.06%

Unter 20 MeV stammen die a-priori-Werte aus ENDF-B/VI. Die Übergang zu ALICE-Daten ist relativ glatt. Da die Wirkungsquerschnittswerte und Neutronenflußdichten bei höheren Energien erheblich größer sind, wird durch die Anpassung im Bereich unter 28 MeV wenig geändert.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A15 aufgeführt.

7.2.10 $^{nat}\text{Fe} (n, pxn) ^{52}\text{Mn}$

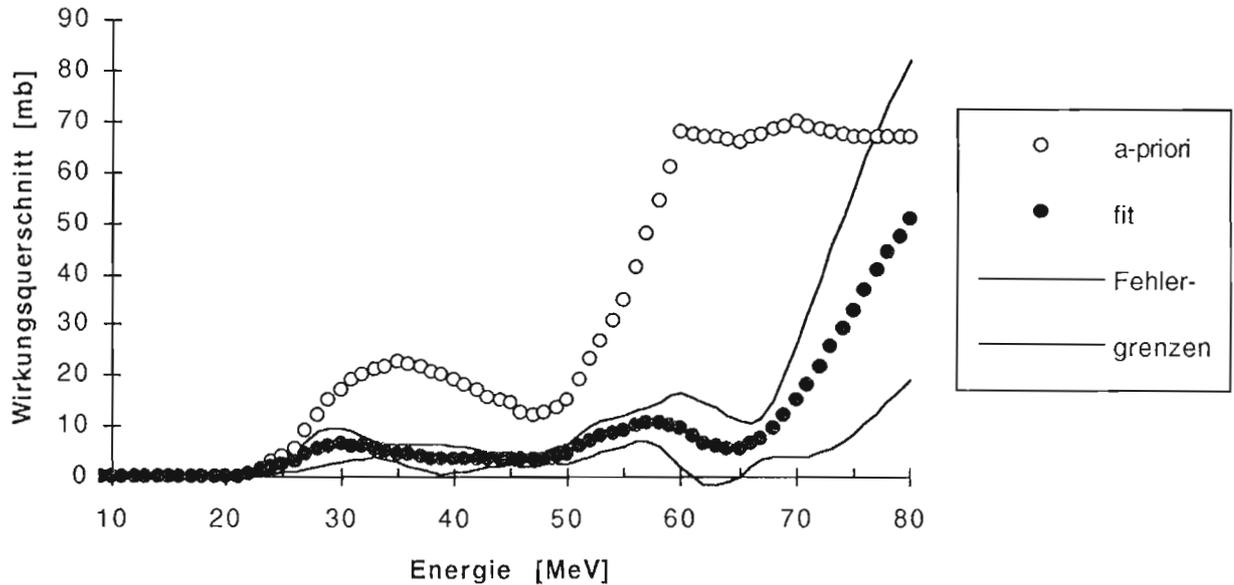


Abb. 7.19: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.20: σ mit Standardabweichungen
Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
"Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
34MeV:	$5.53 \cdot 10^0 \pm 8.6\%$	$5.60 \cdot 10^0 \pm 8.4\%$ (Diff: 1.31%)	$2.23 \cdot 10^1 \pm 47.2\%$ (Diff: 303%)	94.35%
45MeV:	$5.70 \cdot 10^0 \pm 11.2\%$	$5.78 \cdot 10^0 \pm 10.9\%$ (Diff: 1.44%)	$2.19 \cdot 10^1 \pm 41.3\%$ (Diff: 284%)	66.85%
56MeV:	$1.22 \cdot 10^1 \pm 13.3\%$	$1.23 \cdot 10^1 \pm 13.1\%$ (Diff: 0.60%)	$5.19 \cdot 10^1 \pm 39.3\%$ (Diff: 326%)	76.55%
66MeV:	$1.35 \cdot 10^1 \pm 10.0\%$	$1.40 \cdot 10^1 \pm 10.0\%$ (Diff: 3.94%)	$8.78 \cdot 10^1 \pm 39.1\%$ (Diff: 551%)	76.80%

Die angepaßte Funktion mit verschobenen Extrempunkten ist erheblich kleiner als die a-priori-Funktion. Der Verlauf der angepaßten Funktion wird bis 65 MeV durch die Meßergebnisse dominiert, über diesem Bereich nähert sich die angepaßte Funktion der a-priori-Funktion. Die Übereinstimmung zwischen a-priori- und angepaßter Funktion ist nicht sehr groß.

Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A16 aufgeführt.

7.2.11 $^{nat}\text{Fe} (n, pxn) ^{54}\text{Mn}$

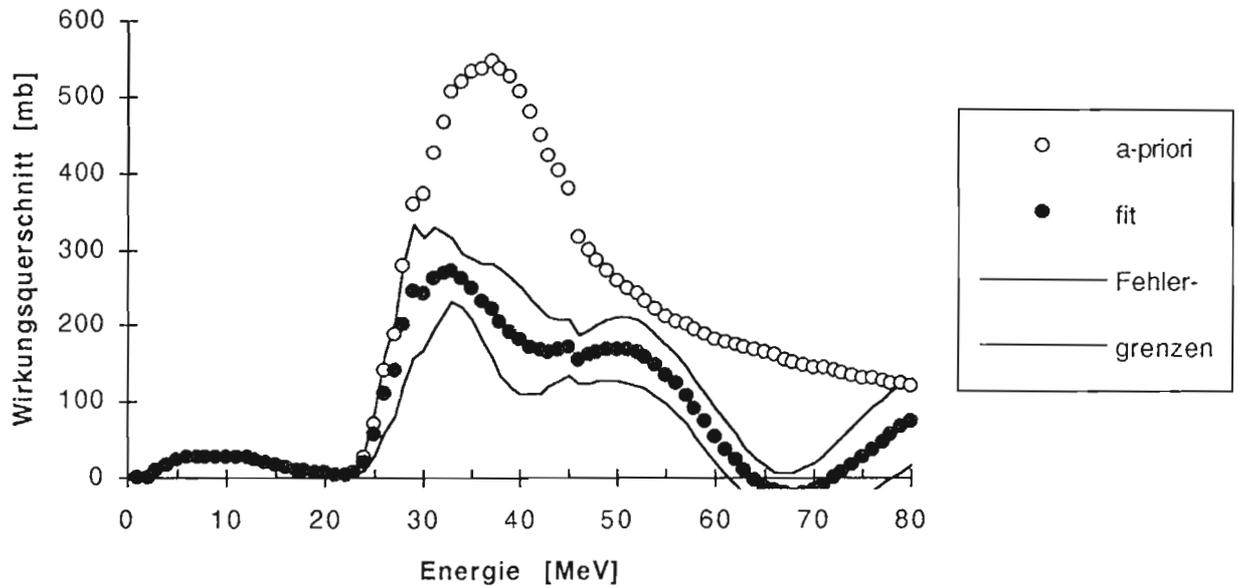


Abb. 7.21: a-priori- und gefittete Werte mit Standardabweichung

Tabelle 7.22: σ mit Standardabweichungen
 Für die angepaßten und berechneten Werte sind die Differenzen zu den gemessenen Werten angegeben.
 "Peak" gibt den Anteil des Peaks am berechneten Wert an.

σ :	Gemessen [mb]	Angepaßt [mb]	Berechnet [mb]	Peak:
34MeV:	$2.83 \cdot 10^2 \pm 6.4\%$	$2.78 \cdot 10^2 \pm 6.5\%$ (Diff: -1.85%)	$5.44 \cdot 10^2 \pm 46.1\%$ (Diff: 92%)	92.49%
45MeV:	$2.78 \cdot 10^2 \pm 8.7\%$	$2.78 \cdot 10^2 \pm 8.6\%$ (Diff: -0.30%)	$5.59 \cdot 10^2 \pm 40.5\%$ (Diff: 101%)	66.60%
56MeV:	$3.14 \cdot 10^2 \pm 11.8\%$	$2.85 \cdot 10^2 \pm 11.4\%$ (Diff: -9.36%)	$5.18 \cdot 10^2 \pm 33.7\%$ (Diff: 65%)	41.11%
66MeV:	$1.86 \cdot 10^2 \pm 9.7\%$	$2.05 \cdot 10^2 \pm 8.6\%$ (Diff: 9.81%)	$5.65 \cdot 10^2 \pm 31.2\%$ (Diff: 203%)	28.27%

Die Werte unter 20 MeV sind ENDF-B/VI-Daten. In der angepaßten Funktion treten negative Werte im Bereich zwischen 64 und 72 MeV auf, außerdem sind nach der Anpassung mehr Sprungstellen und Extrema vorhanden als in der a-priori-Funktion. Dies bedeutet, daß eventuell ein Meßwert fehlerhaft ist.

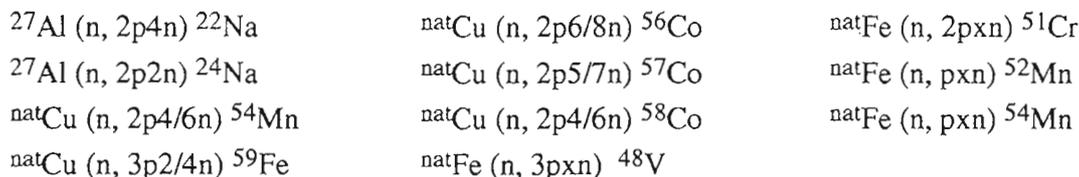
Die vollständigen Werte der Anregungsfunktion sind in Tabelle A17 aufgeführt.

8 Zusammenfassung

Die PTB Braunschweig führte am PSI Villigen Experimente mit quasi-monoenergetischen Neutronenstrahlen ($E_{\text{Peak}} = 34, 45, 56$ und 66 MeV) durch. Es wurden mehrere Proben (Eisen, Kupfer, Aluminium, Quarz und Graphit) an Positionen im kollimierten Neutronenstrahl und in der Targetkammer aktiviert und anschließend im ZSR gemessen. Wegen der geringen Aktivität wurden die Proben nahe am Detektor plaziert; es stellte sich heraus, daß Koinzidenzfehler von über 10% auftraten. Zur Korrektur wurde ein Programm entwickelt, das die Koinzidenzeffekte aus der Efficiencykurve und den Zerfallsschemata der gemessenen Nuklide berechnen und damit ausgleichen kann.

Aus den Meßergebnissen ließ sich schließen, daß sich die Neutronenspektren in der Targetkammer und im Neutronenstrahl beträchtlich unterscheiden, so daß aus dem Neutronenspektrum des Strahles keine Rückschlüsse für die Targetkammer gezogen werden können.

Für folgende Reaktionen konnten aus den Experimenten flußgewichtete mittlere Wirkungsquerschnitte bestimmt werden:



Direkte Bestimmungen einzelner Punkte der Anregungsfunktionen waren wegen der kontinuierlichen Verteilung der Neutronenenergien nicht möglich. Aus ALICE-Berechnungen und ENDF-B/VI-Daten wurden a-priori-Anregungsfunktionen berechnet und mit einem Least-Squares-Adjustment-Verfahren an die experimentellen Ergebnisse angepaßt. Zu diesem Zweck wurde ein Programm (STAYSL93) entwickelt.

Bei nur vier verschiedenen Experimenten konnten keine feinen Strukturen in den Anregungsfunktionen erfaßt werden. Deshalb wurde, um eine glatte Anpassung zu erhalten, das Least-Squares-Adjustment mit starken, langreichweitigen Korrelationen berechnet. Die Ergebnisse geben die Struktur der a-priori-Anregungsfunktionen gut wieder, unterscheiden sich aber in den absoluten Werten. Neue Experimente bei höheren Energien und weitere Überlegungen zur Wahl der Parameter werden zur Verbesserung der Ergebnisse führen.

Anhang

Glossar

A [Bq]	Aktivität	$\underline{\quad}$	Vektor und Matrix (allgemein) ¹⁴
BOC	Meßbeginn ("Begin of Counting")	$\langle x \rangle$	Erwartungswert einer Zufallsgröße x
BOI	Bestrahlungsbeginn ("Begin of Irradiation")	[X]	Empirisches Mittel einer Stichprobe (X ₁ , X ₂ , ..., X _n)
corr(x _i , x _j)	Korrelation	β ⁺	Beta+ Linie
cov(x _i , x _j)	Kovarianz	γ	Photon einer bestimmten Energie
\boxed{D}	Designmatrix	ε _γ	Efficiency
EOC	Meßende ("End of Counting")	$\underline{\eta}$	Observablensatz
EOI	Bestrahlungsende ("End of Irradiation")	θ	Parameter
I _γ	Abundance	θ _a	"a priori"-Wert eines Parameters θ
s _X ²	(Korrigierte) empirische Varianz einer Stichprobe	θ _e	Schätzung eines Parameters θ ("evaluiert")
t [h]	Zeit	$\underline{\theta}$	Parametersatz
T _{1/2} [h]	Halbwertszeit	λ [s ⁻¹]	Zerfallskonstante
$\boxed{\quad}^T$	Transponierte Matrix	$\underline{\lambda}$	Lagrange-Operator
\boxed{V}	Kovarianzmatrix	$\underline{\mu}$	Messung des Observablensatzes $\underline{\eta}$
(X ₁ , ..., X _n)	n-dimensionale Zufallsgröße oder Stichprobe vom Umfang n	σ	Standardabweichung
		σ [mb]	Wirkungsquerschnitt
		$\overline{\sigma}$ [mb]	flußgewichteter mittlerer Wirkungsquerschnitt
		σ _x ²	Varianz einer Zufallsgröße X
		Φ [s ⁻¹]	Fluß
		φ [cm ⁻²]	Fluenz
		φ [cm ⁻² ·s ⁻¹]	Flußdichte
		χ ²	Chi-Quadrat-Wert

¹⁴ Diese unübliche Schreibweise wurde wegen der guten Lesbarkeit gewählt.

Literatur

- [BLA90] M. Blann, ALICE LIVERMORE 900 (Computercode), 1979, private Mitteilung an R. Michel (ZSR)
- [BOD89] R. Bodemann, Diplomarbeit, 1989, ZfS, Universität Hannover
- [BOS92] K. Bosch, Statistik-Taschenbuch, 1992, R. Oldenbourg Verlag
- [BRO79] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, 1979, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main
- [DEB88] K. Debertin, R.G. Helmer, Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, 1988, Verlag North-Holland
- [FIS77] A. Fischer, RFSP-JÜL. A computer programm for unfolding neutron spectra from activation data, 1977, Report JÜL-1475, Kernforschungsanlage Jülich.
- [ICR83] Radionuclide Transformations / Energy and Intensity of Emissions, 1983, Annals of the ICRP, ICRP Publication 38, Vol. 11-13, Pergamon Press
- [LEY93] I. Leya, Diplomarbeit, 1993, ZfS, Universität Hannover
- [LÜP89] M. Lüpke, Diplomarbeit, 1989, ZfS, Universität Hannover
- [MAT79] M. Matzke/PTB Braunschweig, Unfolding by Least-Squares Methods: SAND-II, STAY´SL, 1979, 3. ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, Ispra (Varese), Italy, 1.-5. Oktober 1979, S. 721-731
- [MAT90] M. Matzke/PTB Braunschweig, MSITER (Computercode), 1990, private Mitteilung an C. Kaftan (ZSR)
- [MCE67] W.N. McElroy et. al, A computer automated iteration method for neutron flux spectra determination by foil activation, SAND-II, 1967, Vol. I-IV, Report AFWL-TR-67-41, Air Force Weapons Laboratory, New Mexico
- [NAK92] T. Nakamura, H. Sugita, M. Imamura, Y. Uwamino, S. Shibata, H. Nagai, M. Takabatake, K. Kobayashi, Measurement of Long-Lived ^{10}Be , ^{14}C and ^{26}Al Production Cross Sections for 10 – 40 MeV Neutrons by Accelerator Mass Spectrometry, 1992, Nuclear Data for Science and Technology, Springer Verlag, S. 714–716
- [NOL91] R. Nolte, H. Schuhmacher, H.J. Brede, U.J. Schrewe, Measurement of High-Energy Neutron Fluence with Scintillation Detector and Proton Recoil Telescope, 1991, PTB Braunschweig
- [OHN90] S. Ohnimus, Diplomarbeit, 1990, ZfS, Universität Hannover
- [PER77] F.G. Perey, Least-Squares Dosimetry Unfolding: The Program STAY´SL, 1977, ORNL/TM-6062, ENDF-254, NEA Data Bank, Gif-sur-Yvette Cedex (France)
- [REU83] U.Reus, W. Westmeier, Catalog of Gamma Rays from Radioactive Decay, 1983, Academic Press
- [ROS90] P.F. Rose, C.L. Dunford, Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF-6, 1990, ENDF-102, BNL-NCS-44945, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York
- [SEE81] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, H. Klewe-Nebenius, Nuklidkarte, 1981, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Radiochemie

- [SCH91] H. Schuhmacher, B.R.L. Siebert, H.J. Brede, Measurement of Neutron Fluence for Energies between 20 MeV and 65 MeV using a Proton Recoil Telescope, 1991, PTB Braunschweig
- [SCH92] U.J. Schrewe, H.J. Brede, M.Matzke, R. Nolte, J.P. Meulders, H. Schuhmacher, U. Slypen, $^{107,109}\text{Ag}(n,3/5n)^{105}\text{Ag}$ Reaction Cross Section for $20 \text{ MeV} < E_n < 70 \text{ MeV}$, 1992, Nuclear Data for Science and Technology, S. 669-671, Springer-Verlag
- [SCH93] H. Schuhmacher, Fluence Measurements with Proton Recoil Telescope "PRT2", 1993, PTB Braunschweig, private Mitteilung an C. Kaftan (ZSR)
- [SMI91] Donald L. Smith, Probability, Statistics, and Data Uncertainties in Nuclear Science and Technology, 1991, An OECD Nuclear Energy Agency Nuclear Data Committee Series - Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology - Volume 4
- [STO70] E. Storm, H.I. Israel, Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements $Z = 1$ to $Z = 100$, 1970, Academic Press
- [WAG79] J.J. Wagschal, R.E. Maerker, Covariances of Fission-Integral Measurements at the NBS ^{252}Cf and ISNF Facilities and at the ORNL-PCA Facility, 1979, 3. ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, Ispra (Varese), Italy, 1.-5. Oktober 1979, S. 683-692
- [WAG90] J.J. Wagschal, Y. Yeivin, Uses and Abuses of Adjustment, a critical review of common practice, 1990, 7. ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, Strasbourg, France, 27-31 August 1990, S. 291-298
- [WAP88] Wapstra, Moller-Nix, TAPE 13 (Computerdatei), 1988 (Stand 1986)
- [ZIJ79] W.L. Zijp, H.J. Nolthenius, Comparison of four Neutron Spectrum Unfolding Codes, 1979, 3. ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry, Ispra (Varese), Italy, 1.-5. Oktober 1979, S. 787-806

Flußspektren

Tabelle A2 führt die auf die Peaksumme normierten Flußspektren auf, die Spektren werden nach ihrer Peakenergie bezeichnet. In dem Energiebereich unter etwa 5 MeV sind die Spektren z.T. interpoliert. Zur Normierung wurde jeweils die Summe aller Werte über den unteren Peakgrenzen verwendet (in Fettdruck dargestellt), da die Werte über den oberen Peakgrenzen – abgesehen von Meßungenauigkeiten – gleich Null sind. Weitere Angaben zu den Spektren enthält Tabelle 3.4.

Tabelle A1: Vergleich Gesamtfluenz zu Peakfluenz

Spektrum	Gesamtsumme	Peaksumme	"Peak/gesamt"
34 MeV	2.2090	1.0000	0.4527
45 MeV	2.8470	1.0000	0.3512
56 MeV	2.7669	1.0000	0.3614
66 MeV	3.2324	1.0000	0.3094

Tabelle A2: Flußspektren der verwendeten Neutronenstrahlen

E [MeV]	34MeV- Peak	45MeV- Peak	56MeV- Peak	66MeV- Peak	E [MeV]	34MeV- Peak	45MeV- Peak	56MeV- Peak	66MeV- Peak
1	0.08979	0.14844	0.10273	0.14487	41	0.00051	0.05489	0.02384	0.03667
2	0.08283	0.13463	0.09177	0.12856	42	0.00004	0.07495	0.02294	0.03608
3	0.07587	0.12082	0.08081	0.11225	43	0.00001	0.09238	0.02347	0.03523
4	0.06891	0.10701	0.06985	0.09594	44	0.00002	0.11890	0.02400	0.03385
5	0.06195	0.09320	0.05890	0.07963	45	0.00002	0.15438	0.02384	0.03290
6	0.05500	0.07985	0.04794	0.06371	46	0.00001	0.15731	0.02388	0.03188
7	0.05099	0.05947	0.03787	0.04484	47	0.00001	0.12785	0.02417	0.02845
8	0.04499	0.04913	0.03397	0.03515	48	0.00001	0.09252	0.02499	0.02655
9	0.04187	0.04587	0.03237	0.03341	49	0.00001	0.04147	0.02788	0.02460
10	0.03804	0.04213	0.03186	0.03094	50	0.00002	0.00871	0.03447	0.02260
11	0.03510	0.03938	0.03014	0.02951	51	0.00001	0.00063	0.04573	0.02165
12	0.03434	0.03858	0.03005	0.02902	52	0.00001	0.00000	0.06165	0.02072
13	0.03358	0.03706	0.02970	0.02831	53	0.00001	0.00000	0.08376	0.01955
14	0.03328	0.03686	0.02967	0.02789	54	0.00001	0.00000	0.10679	0.01960
15	0.03244	0.03580	0.03004	0.02783	55	0.00001	0.00000	0.12792	0.02047
16	0.03233	0.03658	0.02986	0.02821	56	0.00001	0.00000	0.13915	0.02040
17	0.03185	0.03631	0.03016	0.02791	57	0.00001	0.00000	0.12846	0.01981
18	0.03206	0.03674	0.03071	0.02839	58	0.00001	0.00000	0.10759	0.02005
19	0.03113	0.03809	0.03133	0.02929	59	0.00001	0.00000	0.06828	0.02217
20	0.03135	0.03945	0.03209	0.03029	60	0.00001	0.00000	0.03726	0.02427
21	0.03204	0.03873	0.03298	0.02973	61	0.00001	0.00000	0.01916	0.03199
22	0.03320	0.03886	0.03397	0.03080	62	0.00001	0.00000	0.00828	0.04564
23	0.03276	0.04039	0.03439	0.03289	63	0.00001	0.00000	0.00260	0.05537
24	0.03339	0.03854	0.03480	0.03298	64	0.00001	0.00000	0.00048	0.09471
25	0.03374	0.03624	0.03533	0.03252	65	0.00001	0.00000	0.00010	0.10869
26	0.03423	0.03473	0.03646	0.03308	66	0.00001	0.00000	0.00005	0.13286
27	0.03498	0.03416	0.03765	0.03443	67	0.00001	0.00000	0.00004	0.13912
28	0.03691	0.03299	0.03749	0.03564	68	0.00001	0.00000	0.00005	0.14398
29	0.04197	0.03071	0.03806	0.03547	69	0.00001	0.00000	0.00004	0.09604
30	0.05026	0.02922	0.03790	0.03516	70	0.00001	0.00000	0.00004	0.07320
31	0.06635	0.02876	0.03721	0.03651	71	0.00001	0.00000	0.00003	0.02273
32	0.07832	0.02869	0.03683	0.03724	72	0.00001	0.00000	0.00004	0.00742
33	0.10355	0.02951	0.03622	0.03715	73	0.00001	0.00000	0.00004	0.00181
34	0.14754	0.02911	0.03522	0.03719	74	0.00001	0.00000	0.00004	0.00000
35	0.15152	0.02933	0.03441	0.03734	75	0.00000	0.00000	0.00006	0.00000
36	0.13139	0.02991	0.03240	0.03796	76	0.00000	0.00000	0.00003	0.00000
37	0.11300	0.03027	0.03061	0.03775	77	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
38	0.08219	0.03146	0.02896	0.03737	78	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
39	0.02724	0.03465	0.02771	0.03746	79	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
40	0.00584	0.04136	0.02538	0.03664	80	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000

Efficiencymessungen

Tabelle A3 führt folgende Größen auf:

a	Abstand in mm von der Detektoroberfläche
r	Verschiebung in mm parallel zur Detektoroberfläche (gemessen von der Mittelachse)
E	Energie in keV der gemessenen Linie
Eff	Efficiency und Standardabweichung
Probe	Verwendete Standardprobe

Tabelle A3: Meßwerte zur Positionsabhängigkeit der Efficiency

a [mm]	r [mm]	E [keV]	Efficiency	Probe
6.5	0	661.60	$4.4767 \cdot 10^{-2} \pm 8.1285 \cdot 10^{-4}$	CS-137
6.5	3	661.60	$4.4679 \cdot 10^{-2} \pm 6.5189 \cdot 10^{-4}$	CS-137
6.5	6	661.60	$4.3435 \cdot 10^{-2} \pm 6.8408 \cdot 10^{-4}$	CS-137
6.5	9	661.60	$4.1995 \cdot 10^{-2} \pm 6.6798 \cdot 10^{-4}$	CS-137
6.5	12	661.60	$4.0791 \cdot 10^{-2} \pm 6.1567 \cdot 10^{-4}$	CS-137
7.5	0	661.60	$4.2783 \cdot 10^{-2} \pm 7.4042 \cdot 10^{-4}$	CS-137
7.5	3	661.60	$4.2634 \cdot 10^{-2} \pm 6.1165 \cdot 10^{-4}$	CS-137
7.5	6	661.60	$4.1677 \cdot 10^{-2} \pm 6.6798 \cdot 10^{-4}$	CS-137
7.5	9	661.60	$4.0836 \cdot 10^{-2} \pm 6.4384 \cdot 10^{-4}$	CS-137
7.5	12	661.60	$3.8604 \cdot 10^{-2} \pm 5.9153 \cdot 10^{-4}$	CS-137
8.5	3	661.60	$4.0655 \cdot 10^{-2} \pm 6.5189 \cdot 10^{-4}$	CS-137
8.5	6	661.60	$3.9237 \cdot 10^{-2} \pm 5.9958 \cdot 10^{-4}$	CS-137
8.5	9	661.60	$3.6946 \cdot 10^{-2} \pm 6.4384 \cdot 10^{-4}$	CS-137
8.5	12	661.60	$3.6170 \cdot 10^{-2} \pm 5.7543 \cdot 10^{-4}$	CS-137
9.5	0	661.60	$3.8082 \cdot 10^{-2} \pm 6.3982 \cdot 10^{-4}$	CS-137
9.5	3	661.60	$3.8637 \cdot 10^{-2} \pm 6.0762 \cdot 10^{-4}$	CS-137
9.5	6	661.60	$3.7729 \cdot 10^{-2} \pm 6.7201 \cdot 10^{-4}$	CS-137
9.5	9	661.60	$3.6069 \cdot 10^{-2} \pm 5.5129 \cdot 10^{-4}$	CS-137
9.5	12	661.60	$3.4594 \cdot 10^{-2} \pm 6.5591 \cdot 10^{-4}$	CS-137
10.5	0	661.60	$3.5941 \cdot 10^{-2} \pm 4.5760 \cdot 10^{-4}$	CS-137
10.5	3	661.60	$3.6642 \cdot 10^{-2} \pm 6.4384 \cdot 10^{-4}$	CS-137
10.5	6	661.60	$3.5399 \cdot 10^{-2} \pm 5.2312 \cdot 10^{-4}$	CS-137
10.5	9	661.60	$3.4739 \cdot 10^{-2} \pm 5.5531 \cdot 10^{-4}$	CS-137
10.5	12	661.60	$3.3351 \cdot 10^{-2} \pm 4.9093 \cdot 10^{-4}$	CS-137
8.5	0	122.10	$1.2728 \cdot 10^{-1} \pm 7.9056 \cdot 10^{-4}$	CO-57
8.5	3	122.10	$1.2701 \cdot 10^{-1} \pm 1.1530 \cdot 10^{-3}$	CO-57
8.5	6	122.10	$1.2577 \cdot 10^{-1} \pm 1.2600 \cdot 10^{-3}$	CO-57
8.5	9	122.10	$1.2379 \cdot 10^{-1} \pm 9.4299 \cdot 10^{-4}$	CO-57
8.5	12	122.10	$1.2090 \cdot 10^{-1} \pm 1.3709 \cdot 10^{-3}$	CO-57
8.5	15	122.10	$1.1416 \cdot 10^{-1} \pm 1.3630 \cdot 10^{-3}$	CO-57

Nukliddaten für die Efficiencymessungen

In Tabelle A4 sind die verwendeten γ -Energien der für die Efficiencymessungen benutzten Nuklide, die Halbwertszeiten $T_{1/2}$ und die zugehörigen Abundances I_γ angegeben. Für die Linien, die koinzidenzkorrigiert wurden, sind zusätzlich der Name des Nuklides (falls es sich um eine Tochter-nuklidlinie handelt), die Summe der Wahrscheinlichkeiten der strahlungslosen Übergänge (Σ Int.Conv.) und oberes sowie unteres Energieniveau der Linie aufgeführt [REU83], [ICR83].

Tabelle A4

Nuklid (Tochternuklid)	$T_{1/2}$ h	γ -Linie [keV]	I_γ	Σ Int.Conv.	E_{oben} [keV]	E_{unten} [keV]
CS-137	264210.00	661.60	$8.51 \cdot 10^{-1}$			
CO-57	6523.20	14.40	$9.19 \cdot 10^{-2}$	$7.87 \cdot 10^{-1}$	14.40	0.00
		122.10	$8.56 \cdot 10^{-1}$	$2.01 \cdot 10^{-2}$	136.50	14.40
		136.50	$1.06 \cdot 10^{-1}$	$1.56 \cdot 10^{-2}$	136.50	0.00
		692.00	$1.60 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	706.40	14.40
RA-226 (PB-214)	14026000	46.50	$4.16 \cdot 10^{-2}$			
		53.20	$1.10 \cdot 10^{-2}$	$1.38 \cdot 10^{-1}$	53.20	0.00
		74.80	$6.40 \cdot 10^{-2}$			
		76.90	$3.30 \cdot 10^{-3}$			
		77.10	$1.11 \cdot 10^{-1}$			
		79.30	$5.50 \cdot 10^{-3}$			
		87.20	$3.70 \cdot 10^{-2}$			
		89.80	$1.31 \cdot 10^{-2}$			
		186.00	$3.28 \cdot 10^{-2}$			
(PB-214)		241.90	$7.46 \cdot 10^{-2}$	$6.37 \cdot 10^{-2}$	295.20	53.20
(PB-214)		258.80	$5.50 \cdot 10^{-3}$	$3.27 \cdot 10^{-3}$	258.90	0.00
(PB-214)		274.60	$3.24 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	533.50	258.90
(PB-214)		295.20	$1.92 \cdot 10^{-1}$	$9.16 \cdot 10^{-2}$	295.20	0.00
(PB-214)		351.90	$3.71 \cdot 10^{-1}$	$1.16 \cdot 10^{-1}$	351.90	0.00
		387.00	$3.60 \cdot 10^{-3}$			
(BI-214)		388.90	$4.13 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	2118.50	1729.60
		389.10	$4.10 \cdot 10^{-3}$			
		454.80	$3.20 \cdot 10^{-3}$			
(PB-214)		480.30	$3.38 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	533.50	53.20
(PB-214)		487.20	$4.39 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	839.10	351.90
(PB-214)		533.50	$1.90 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	533.50	0.00
(PB-214)		580.20	$3.46 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	839.10	258.90
(BI-214)		609.30	$4.61 \cdot 10^{-1}$	$6.92 \cdot 10^{-3}$	609.30	0.00
(BI-214)		665.50	$1.56 \cdot 10^{-2}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	1274.80	609.30
(BI-214)		703.00	$4.72 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	2118.50	1415.50
(BI-214)		719.80	$4.03 \cdot 10^{-3}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	1994.60	1274.80
(BI-214)		768.40	$4.88 \cdot 10^{-2}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	1377.70	609.30
(PB-214)		785.90	$1.09 \cdot 10^{-2}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$	839.10	53.20

(...)

Tabelle A4 (Fortsetzung)

Nuklid (Tochternuklid)	T _{1/2}	γ-Linie [keV]	I _γ	Σ Int.Conv.	E _{oben} [keV]	E _{unten} [keV]
		786.10	3.00·10 ⁻³			
(BI-214)		786.40	3.14·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2447.70	1661.30
(BI-214)		806.20	1.23·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1415.50	609.30
(PB-214)		839.10	5.87·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	839.10	0.00
(BI-214)		934.10	3.16·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1543.40	609.30
		964.10	3.80·10 ⁻³			
		1052.00	3.20·10 ⁻³			
(BI-214)		1070.00	2.85·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2447.70	1377.70
(BI-214)		1120.30	1.50·10 ⁻¹	1.90·10 ⁻³	1729.60	609.30
(BI-214)		1155.20	1.69·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1764.50	609.30
(BI-214)		1207.70	4.60·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2482.50	1274.80
(BI-214)		1238.10	5.92·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1847.40	609.30
(BI-214)		1281.00	1.47·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1890.30	609.30
(BI-214)		1377.70	4.02·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1377.70	0.00
(BI-214)		1385.30	7.76·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	1994.60	609.30
(BI-214)		1401.50	1.39·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	2010.80	609.30
(BI-214)		1408.00	2.48·10 ⁻²	4.63·10 ⁻³	2017.30	609.30
(BI-214)		1509.20	2.19·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	2118.50	609.30
		1538.50	4.10·10 ⁻³			
		1543.30	3.50·10 ⁻³			
		1583.20	7.20·10 ⁻³			
(BI-214)		1594.80	2.65·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2204.10	609.30
		1599.30	3.30·10 ⁻³			
(BI-214)		1661.30	1.15·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1661.30	0.00
(BI-214)		1729.60	3.05·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1729.60	0.00
(BI-214)		1764.50	1.59·10 ⁻¹	0.00·10 ⁺⁰	1764.50	0.00
(BI-214)		1838.40	3.83·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2447.70	609.30
(BI-214)		1847.40	2.12·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	1847.40	0.00
(BI-214)		1873.20	2.26·10 ⁻³	0.00·10 ⁺⁰	2482.50	609.30
(BI-214)		2118.50	1.21·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	2118.50	0.00
(BI-214)		2204.10	4.99·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	2204.10	0.00
		2293.40	3.20·10 ⁻³			
(BI-214)		2447.70	1.55·10 ⁻²	0.00·10 ⁺⁰	2447.70	0.00

Nukliddaten für die Probenmessungen

In Tabelle A5 sind die verwendeten γ -Energien der gemessenen Nuklide, die Halbwertszeiten $T_{1/2}$ und die zugehörigen Abundances I_γ angegeben. Für die Linien, die koinzidenzkorrigiert wurden, sind zusätzlich die Summe der Wahrscheinlichkeiten der strahlungslosen Übergänge (Σ Int.Conv.) und oberes sowie unteres Energieniveau der Linie aufgeführt [REU83], [ICR83].

Tabelle A5

Nuklid	$T_{1/2}$	γ -Linie [keV]	I_γ	Σ Int.Conv.	E_{oben} [keV]	E_{unten} [keV]
BE-7	1279.20 h	477.60	$1.04 \cdot 10^{-1}$			
NA-22	22792.00 h	1274.50	$9.99 \cdot 10^{-1}$			
NA-24	15.02 h	1368.50 2753.90	$1.00 \cdot 10^{+0}$ $9.99 \cdot 10^{-1}$			
SC-46	2011.90 h	889.20 1120.50	$1.00 \cdot 10^{+0}$ $1.00 \cdot 10^{+0}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	889.20 2009.80	0.00 889.20
V-48	383.28 h	928.30 944.10 993.50 1312.10 2240.40	$7.70 \cdot 10^{-3}$ $7.76 \cdot 10^{-2}$ $1.00 \cdot 10^{+0}$ $9.75 \cdot 10^{-1}$ $2.41 \cdot 10^{-2}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	3223.90 3239.70 983.50 2295.60 3223.90	2295.60 2295.60 0.00 983.50 983.50
CR-51	664.80 h	320.10	$9.83 \cdot 10^{-2}$			
MN-52	134.16 h	346.00 600.00 647.00 744.20 848.20 935.50 1246.20 1247.70 1333.60 1434.10	$9.80 \cdot 10^{-3}$ $3.90 \cdot 10^{-3}$ $4.00 \cdot 10^{-3}$ $9.00 \cdot 10^{-1}$ $3.32 \cdot 10^{-2}$ $9.45 \cdot 10^{-1}$ $4.21 \cdot 10^{-2}$ $3.80 \cdot 10^{-3}$ $5.07 \cdot 10^{-2}$ $1.00 \cdot 10^{+0}$	$2.74 \cdot 10^{-4}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $1.58 \cdot 10^{-4}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $6.30 \cdot 10^{-5}$	3113.80 3615.80 2369.60 1434.10 3615.80 4015.40 2767.70 1434.10 1434.10	2369.60 2767.70 1434.10 2369.60 2767.70 1434.10 0.00
MN-54	7500.00 h	834.80	$1.00 \cdot 10^{+0}$			
FE-59	1068.00 h	142.60 192.40 335.00 1099.20 1291.60	$1.00 \cdot 10^{-2}$ $3.00 \cdot 10^{-2}$ $2.70 \cdot 10^{-3}$ $5.61 \cdot 10^{-1}$ $4.36 \cdot 10^{-1}$	$0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	1434.20 1291.60 1434.20 1099.20 1291.60	1291.60 1099.20 1099.20 0.00 0.00
CO-56	1891.20 h	846.80 977.40 1037.80 1175.10 1238.30 1360.20 1771.40 1810.80 1964.00 2015.30 2034.90 2113.30	$9.99 \cdot 10^{-1}$ $1.40 \cdot 10^{-2}$ $1.41 \cdot 10^{-1}$ $2.26 \cdot 10^{-2}$ $6.70 \cdot 10^{-1}$ $4.29 \cdot 10^{-2}$ $1.55 \cdot 10^{-1}$ $6.50 \cdot 10^{-3}$ $7.02 \cdot 10^{-3}$ $3.03 \cdot 10^{-2}$ $7.77 \cdot 10^{-2}$ $3.76 \cdot 10^{-3}$	$2.69 \cdot 10^{-4}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	846.70 4100.30 3122.90 2085.00 4298.00 2085.00 3445.30 3856.50 2657.50 4049.00 4100.30 4120.00 2960.00	0.00 3122.90 2085.00 3122.90 846.70 2085.00 2085.00 846.70 2085.00 2085.00 2085.00 2085.00 846.70
CO-57	6523.20 h	14.40 122.10 136.50 692.00	$9.19 \cdot 10^{-2}$ $8.56 \cdot 10^{-1}$ $1.06 \cdot 10^{-1}$ $1.60 \cdot 10^{-3}$	$7.87 \cdot 10^{-1}$ $2.01 \cdot 10^{-2}$ $1.56 \cdot 10^{-2}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	14.40 136.50 136.50 706.40	0.00 14.40 0.00 14.40
CO-58	1702.10 h	810.80 863.90 1674.70	$9.94 \cdot 10^{-1}$ $6.76 \cdot 10^{-3}$ $5.17 \cdot 10^{-3}$	$3.00 \cdot 10^{-4}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	810.80 1674.70 1674.70	0.00 810.80 0.00
CO-60	46197.00 h	1173.20 1332.50	$9.99 \cdot 10^{-1}$ $1.00 \cdot 10^{+0}$	$1.50 \cdot 10^{-4}$ $0.00 \cdot 10^{+0}$	2505.70 1332.50	1332.50 0.00
CU-64	12.70 h	1345.80	$4.80 \cdot 10^{-3}$			
ZN-65	5858.40 h	1115.50	$5.07 \cdot 10^{-1}$			

Q-Werte und Reaktionskanäle:

Auf dieser Seite sind die wichtigsten möglichen Reaktionskanäle für die gemessenen Reaktionen aufgeführt. Die maximale berücksichtigte Schwellenenergie war 72 MeV. (n: Neutron, p: Proton, d: H-2, t: H-3, alpha: HE-4)

Tabelle A6: Reaktionskanäle und Schwellenenergien

Probe	Reaktionskanal	Produkt	Schwelle [MeV]	Probe	Reaktionskanal	Produkt	Schwelle [MeV]
AL-27	(n ; F-21)	BE-7	24.01	FE-58	(n ; TI-52)	BE-7	19.32
AL-27	(n ; HE-6)	NA-22	20.80	FE-57	(n ; n TI-50)	BE-7	23.25
AL-27	(n ; 2n alpha)	NA-22	21.75	FE-54	(n ; p 2alpha)	SC-46	17.61
AL-27	(n ; n HE-5)	NA-22	22.61	FE-54	(n ; p BE-8)	SC-46	17.69
AL-27	(n ; 2t)	NA-22	32.70	FE-54	(n ; B-9)	SC-46	17.87
AL-27	(n ; n d t)	NA-22	38.74	FE-56	(n ; B-11)	SC-46	18.43
AL-27	(n ; alpha)	NA-24	3.02	FE-54	(n ; alpha LI-5)	SC-46	19.47
AL-27	(n ; p t)	NA-24	22.17	FE-54	(n ; LI-7)	V-48	17.66
AL-27	(n ; n HE-3)	NA-24	22.90	FE-54	(n ; t alpha)	V-48	20.00
AL-27	(n ; 2d)	NA-24	26.06	FE-54	(n ; n LI-6)	V-48	24.54
AL-27	(n ; n p d)	NA-24	28.21	FE-54	(n ; n d alpha)	V-48	25.93
CU-63	(n ; BE-10)	MN-54	13.78	FE-54	(n ; d HE-5)	V-48	26.78
CU-63	(n ; n BE-9)	MN-54	20.22	FE-54	(n ; alpha)	CR-51	-0.80
CU-63	(n ; alpha HE-6)	MN-54	20.79	FE-56	(n ; HE-6)	CR-51	17.71
CU-63	(n ; 2n 2alpha)	MN-54	21.71	FE-54	(n ; p t)	CR-51	18.00
CU-63	(n ; 2n BE-8)	MN-54	21.80	FE-56	(n ; 2n alpha)	CR-51	18.63
CU-63	(n ; p alpha)	FE-59	6.20	FE-54	(n ; n HE-3)	CR-51	18.72
CU-63	(n ; LI-5)	FE-59	8.06	FE-54	(n ; t)	MN-52	11.79
CU-65	(n ; LI-7)	FE-59	12.71	FE-54	(n ; n d)	MN-52	17.72
CU-65	(n ; t alpha)	FE-59	15.04	FE-54	(n ; 2n p)	MN-52	19.83
CU-65	(n ; n LI-6)	FE-59	19.56	FE-56	(n ; 2n t)	MN-52	31.21
CU-63	(n ; HE-8)	CO-56	31.29	FE-56	(n ; 3n d)	MN-52	37.15
CU-63	(n ; 2n HE-6)	CO-56	33.31	FE-54	(n ; p)	MN-54	-0.08
CU-63	(n ; n HE-7)	CO-56	33.74	FE-56	(n ; t)	MN-54	11.31
CU-63	(n ; 4n alpha)	CO-56	34.24	FE-56	(n ; n d)	MN-54	17.24
CU-63	(n ; 3n HE-5)	CO-56	35.08	FE-57	(n ; n t)	MN-54	18.55
CU-63	(n ; n HE-6)	CO-57	22.55	FE-56	(n ; 2n p)	MN-54	19.35
CU-63	(n ; HE-7)	CO-57	22.97	FE-58	(n ;)	FE-59	-6.23
CU-63	(n ; 3n alpha)	CO-57	23.47	C-12	(n ; HE-6)	BE-7	25.54
CU-63	(n ; 2n HE-5)	CO-57	24.32	C-12	(n ; 2n alpha)	BE-7	26.52
CU-63	(n ; n 2t)	CO-57	34.20	C-12	(n ; n HE-5)	BE-7	27.42
CU-63	(n ; HE-6)	CO-58	14.43	O-16	(n ; BE-10)	BE-7	24.79
CU-63	(n ; 2n alpha)	CO-58	15.36	O-17	(n ; BE-11)	BE-7	28.30
CU-63	(n ; n HE-5)	CO-58	16.20	O-18	(n ; BE-12)	BE-7	33.00
CU-63	(n ; 2t)	CO-58	26.08	SI-28	(n ; NE-22)	BE-7	20.42
CU-65	(n ; HE-8)	CO-58	29.27	SI-29	(n ; NE-23)	BE-7	23.55
CU-63	(n ; alpha)	CO-60	-1.62	SI-28	(n ; LI-7)	NA-22	22.33
CU-65	(n ; HE-6)	CO-60	14.31	SI-28	(n ; t alpha)	NA-22	24.71
CU-65	(n ; 2n alpha)	CO-60	15.24	SI-29	(n ; LI-8)	NA-22	28.51
CU-65	(n ; n HE-5)	CO-60	16.08	SI-28	(n ; n LI-6)	NA-22	29.33
CU-63	(n ; p t)	CO-60	17.12	SI-29	(n ; n LI-7)	NA-22	30.47
CU-63	(n ;)	CU-64	-7.49	SI-28	(n ; p alpha)	NA-24	14.20
CU-65	(n ; 2n)	CU-64	9.37	SI-28	(n ; LI-5)	NA-24	16.09
FE-54	(n ; TI-48)	BE-7	14.67	SI-29	(n ; LI-6)	NA-24	18.78
FE-56	(n ; TI-50)	BE-7	16.00	SI-29	(n ; d alpha)	NA-24	20.20
FE-57	(n ; TI-51)	BE-7	17.21	SI-30	(n ; LI-7)	NA-24	21.99

Anregungsfunktionen

Auf den nächsten Seiten sind die Anregungsfunktionen für folgende Reaktionen tabelliert:

$^{27}\text{Al} (n, 2p4n) ^{22}\text{Na}$	$^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 2p6/8n) ^{56}\text{Co}$	$^{\text{nat}}\text{Fe} (n, 2pxn) ^{51}\text{Cr}$
$^{27}\text{Al} (n, 2p2n) ^{24}\text{Na}$	$^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 2p5/7n) ^{57}\text{Co}$	$^{\text{nat}}\text{Fe} (n, pxn) ^{52}\text{Mn}$
$^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 2p4/6n) ^{54}\text{Mn}$	$^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 2p4/6n) ^{58}\text{Co}$	$^{\text{nat}}\text{Fe} (n, pxn) ^{54}\text{Mn}$
$^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 3p2/4n) ^{59}\text{Fe}$	$^{\text{nat}}\text{Fe} (n, 3pxn) ^{48}\text{V}$	

In den Tabellen sind die a-priori-Werte und die angepaßten Werte der Reaktionen mit den Standardabweichungen aufgelistet. Um einen passenden Satz von a-priori-Daten zu erhalten, wurden die Werte für die benötigten Energiepunkte aus den benachbarten Werten interpoliert, falls kein Wert für den Energiepunkt selbst angegeben war.

Tabelle A7: $^{27}\text{Al} (n, 2p4n) ^{22}\text{Na}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]	
24	$7.060 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$		$5.381 \cdot 10^{-5} \pm 64.2\%$		53	$7.070 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.103 \cdot 10^{+1} \pm 131.9\%$	
25	$7.460 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$		$5.392 \cdot 10^{-2} \pm 67.3\%$		54	$6.670 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.015 \cdot 10^{+1} \pm 133.3\%$	
26	$1.020 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$6.937 \cdot 10^{-1} \pm 70.8\%$		55	$6.270 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.901 \cdot 10^{+1} \pm 134.1\%$	
27	$5.040 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$3.199 \cdot 10^{+0} \pm 74.9\%$		56	$6.042 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.819 \cdot 10^{+1} \pm 134.3\%$	
28	$9.540 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$5.601 \cdot 10^{+0} \pm 79.8\%$		57	$5.814 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.723 \cdot 10^{+1} \pm 133.9\%$	
29	$1.880 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.011 \cdot 10^{+1} \pm 85.4\%$		58	$5.586 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.618 \cdot 10^{+1} \pm 132.7\%$	
30	$3.290 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.606 \cdot 10^{+1} \pm 91.9\%$		59	$5.358 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.510 \cdot 10^{+1} \pm 130.5\%$	
31	$4.640 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.035 \cdot 10^{+1} \pm 99.4\%$		60	$5.130 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.405 \cdot 10^{+1} \pm 127.2\%$	
32	$5.690 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.221 \cdot 10^{+1} \pm 107.8\%$		61	$4.986 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.332 \cdot 10^{+1} \pm 122.8\%$	
33	$7.270 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.502 \cdot 10^{+1} \pm 117.1\%$		62	$4.842 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.271 \cdot 10^{+1} \pm 117.5\%$	
34	$8.610 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.592 \cdot 10^{+1} \pm 127.0\%$		63	$4.698 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.226 \cdot 10^{+1} \pm 111.5\%$	
35	$1.030 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.698 \cdot 10^{+1} \pm 136.9\%$		64	$4.554 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.200 \cdot 10^{+1} \pm 105.6\%$	
36	$1.060 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.413 \cdot 10^{+1} \pm 145.6\%$		65	$4.410 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.195 \cdot 10^{+1} \pm 100.4\%$	
37	$1.140 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.265 \cdot 10^{+1} \pm 151.5\%$		66	$4.420 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.254 \cdot 10^{+1} \pm 96.3\%$	
38	$1.240 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.179 \cdot 10^{+1} \pm 152.2\%$		67	$4.430 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.339 \cdot 10^{+1} \pm 93.2\%$	
39	$1.310 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.081 \cdot 10^{+1} \pm 145.4\%$		68	$4.440 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.450 \cdot 10^{+1} \pm 90.8\%$	
40	$1.330 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.972 \cdot 10^{+1} \pm 130.1\%$		69	$4.450 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.585 \cdot 10^{+1} \pm 88.6\%$	
41	$1.320 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.897 \cdot 10^{+1} \pm 107.8\%$		70	$4.460 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.743 \cdot 10^{+1} \pm 86.3\%$	
42	$1.270 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.840 \cdot 10^{+1} \pm 83.8\%$		71	$4.482 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.925 \cdot 10^{+1} \pm 83.7\%$	
43	$1.260 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.904 \cdot 10^{+1} \pm 66.9\%$		72	$4.504 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.125 \cdot 10^{+1} \pm 80.9\%$	
44	$1.220 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.974 \cdot 10^{+1} \pm 64.8\%$		73	$4.526 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.337 \cdot 10^{+1} \pm 78.0\%$	
45	$1.160 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$2.040 \cdot 10^{+1} \pm 74.5\%$		74	$4.548 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.557 \cdot 10^{+1} \pm 75.0\%$	
46	$1.020 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$		$1.964 \cdot 10^{+1} \pm 87.6\%$		75	$4.570 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.780 \cdot 10^{+1} \pm 72.0\%$	
47	$9.800 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.065 \cdot 10^{+1} \pm 99.6\%$		76	$4.694 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.069 \cdot 10^{+1} \pm 69.1\%$	
48	$9.220 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.114 \cdot 10^{+1} \pm 109.4\%$		77	$4.818 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.361 \cdot 10^{+1} \pm 66.5\%$	
49	$8.500 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.102 \cdot 10^{+1} \pm 117.0\%$		78	$4.942 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.653 \cdot 10^{+1} \pm 64.0\%$	
50	$8.270 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.182 \cdot 10^{+1} \pm 122.6\%$		79	$5.066 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.940 \cdot 10^{+1} \pm 61.8\%$	
51	$7.870 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.188 \cdot 10^{+1} \pm 126.7\%$		80	$5.190 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$4.219 \cdot 10^{+1} \pm 59.8\%$	
52	$7.470 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.162 \cdot 10^{+1} \pm 129.7\%$						

Tabelle A8: $^{27}\text{Al} (n, 2p2n) ^{24}\text{Na}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]	
06	$1.727 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		$1.726 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		23	$2.070 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.856 \cdot 10^{+1} \pm 51.5\%$	
07	$1.583 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$1.582 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		24	$1.530 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.370 \cdot 10^{+1} \pm 51.5\%$	
08	$4.140 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$4.137 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		25	$1.100 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$9.854 \cdot 10^{+0} \pm 51.5\%$	
09	$7.020 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$7.014 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		26	$7.690 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$6.891 \cdot 10^{+0} \pm 51.6\%$	
10	$9.110 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$9.102 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		27	$5.580 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$5.003 \cdot 10^{+0} \pm 51.6\%$	
11	$1.073 \cdot 10^{+2} \pm 1.0\%$		$1.072 \cdot 10^{+2} \pm 0.9\%$		28	$4.020 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$3.606 \cdot 10^{+0} \pm 51.6\%$	
12	$1.210 \cdot 10^{+2} \pm 1.0\%$		$1.208 \cdot 10^{+2} \pm 0.9\%$		29	$3.560 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$3.195 \cdot 10^{+0} \pm 51.7\%$	
13	$1.290 \cdot 10^{+2} \pm 1.0\%$		$1.288 \cdot 10^{+2} \pm 0.9\%$		30	$2.590 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.324 \cdot 10^{+0} \pm 51.7\%$	
14	$1.250 \cdot 10^{+2} \pm 1.0\%$		$1.248 \cdot 10^{+2} \pm 0.9\%$		31	$1.890 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.694 \cdot 10^{+0} \pm 51.7\%$	
15	$1.130 \cdot 10^{+2} \pm 1.0\%$		$1.128 \cdot 10^{+2} \pm 0.9\%$		32	$1.360 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.217 \cdot 10^{+0} \pm 51.6\%$	
16	$9.700 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$9.684 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		33	$1.000 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$8.933 \cdot 10^{-1} \pm 51.5\%$	
17	$7.980 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$7.966 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		34	$6.820 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$6.073 \cdot 10^{-1} \pm 51.3\%$	
18	$6.385 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$6.373 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		35	$5.260 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$4.666 \cdot 10^{-1} \pm 51.1\%$	
19	$4.980 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$4.970 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		36	$4.730 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$4.178 \cdot 10^{-1} \pm 50.7\%$	
20	$3.800 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		$3.792 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		37	$6.060 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$5.328 \cdot 10^{-1} \pm 50.2\%$	
21	$4.190 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.771 \cdot 10^{+1} \pm 51.6\%$		38	$9.240 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$8.090 \cdot 10^{-1} \pm 49.6\%$	
22	$3.010 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.703 \cdot 10^{+1} \pm 51.5\%$		39	$1.580 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.378 \cdot 10^{+0} \pm 48.9\%$	

(...)

Tabelle A8 (Fortsetzung)

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
40	$2.510 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.183 \cdot 10^{+0} \pm 48.0\%$		61	$3.254 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.572 \cdot 10^{+1} \pm 38.7\%$	
41	$3.010 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.615 \cdot 10^{+0} \pm 47.1\%$		62	$3.268 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.488 \cdot 10^{+1} \pm 41.0\%$	
42	$4.650 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.043 \cdot 10^{+0} \pm 46.0\%$		63	$3.282 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.408 \cdot 10^{+1} \pm 43.4\%$	
43	$6.900 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.016 \cdot 10^{+0} \pm 44.9\%$		64	$3.296 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.334 \cdot 10^{+1} \pm 46.0\%$	
44	$8.440 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$7.395 \cdot 10^{+0} \pm 43.8\%$		65	$3.310 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.272 \cdot 10^{+1} \pm 48.7\%$	
45	$1.070 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.440 \cdot 10^{+0} \pm 42.8\%$		66	$3.328 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.226 \cdot 10^{+1} \pm 51.3\%$	
46	$1.210 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.076 \cdot 10^{+1} \pm 41.7\%$		67	$3.346 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.197 \cdot 10^{+1} \pm 53.7\%$	
47	$1.430 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.285 \cdot 10^{+1} \pm 40.6\%$		68	$3.364 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.187 \cdot 10^{+1} \pm 56.0\%$	
48	$1.730 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.570 \cdot 10^{+1} \pm 39.6\%$		69	$3.382 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.196 \cdot 10^{+1} \pm 57.9\%$	
49	$1.980 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.815 \cdot 10^{+1} \pm 38.5\%$		70	$3.400 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.225 \cdot 10^{+1} \pm 59.5\%$	
50	$2.160 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.998 \cdot 10^{+1} \pm 37.5\%$		71	$3.396 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.257 \cdot 10^{+1} \pm 60.6\%$	
51	$2.160 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.151 \cdot 10^{+1} \pm 36.5\%$		72	$3.392 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.306 \cdot 10^{+1} \pm 61.2\%$	
52	$2.324 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.303 \cdot 10^{+1} \pm 35.5\%$		73	$3.388 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.367 \cdot 10^{+1} \pm 61.5\%$	
53	$2.488 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.456 \cdot 10^{+1} \pm 34.6\%$		74	$3.384 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.439 \cdot 10^{+1} \pm 61.3\%$	
54	$2.652 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.608 \cdot 10^{+1} \pm 33.9\%$		75	$3.380 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.518 \cdot 10^{+1} \pm 60.8\%$	
55	$2.816 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.752 \cdot 10^{+1} \pm 33.4\%$		76	$3.350 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.581 \cdot 10^{+1} \pm 60.1\%$	
56	$3.032 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.760 \cdot 10^{+1} \pm 33.2\%$		77	$3.320 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.644 \cdot 10^{+1} \pm 59.2\%$	
57	$3.084 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.754 \cdot 10^{+1} \pm 33.5\%$		78	$3.290 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.704 \cdot 10^{+1} \pm 58.2\%$	
58	$3.136 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.733 \cdot 10^{+1} \pm 34.2\%$		79	$3.260 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.759 \cdot 10^{+1} \pm 57.2\%$	
59	$3.188 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.699 \cdot 10^{+1} \pm 35.3\%$		80	$3.230 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.808 \cdot 10^{+1} \pm 56.2\%$	
60	$3.240 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.654 \cdot 10^{+1} \pm 36.8\%$					

Tabelle A9: ${}^{\text{nat}}\text{Cu} (n, 2p4/6n) {}^{54}\text{Mn}$

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
37	$2.290 \cdot 10^{-9} \pm 50.0\%$	$2.682 \cdot 10^{-9} \pm 42.6\%$		59	$1.830 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.176 \cdot 10^{+0} \pm 13.0\%$	
38	$4.240 \cdot 10^{-8} \pm 50.0\%$	$5.154 \cdot 10^{-8} \pm 41.0\%$		60	$1.950 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.439 \cdot 10^{+0} \pm 13.1\%$	
39	$1.100 \cdot 10^{-6} \pm 50.0\%$	$1.394 \cdot 10^{-6} \pm 39.2\%$		61	$1.932 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.281 \cdot 10^{+0} \pm 13.2\%$	
40	$1.510 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$	$2.007 \cdot 10^{-5} \pm 37.3\%$		62	$1.914 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.095 \cdot 10^{+0} \pm 13.5\%$	
41	$2.490 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$	$3.486 \cdot 10^{-4} \pm 35.3\%$		63	$1.896 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.887 \cdot 10^{+0} \pm 14.0\%$	
42	$1.260 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$1.865 \cdot 10^{-3} \pm 33.3\%$		64	$1.878 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.663 \cdot 10^{+0} \pm 14.5\%$	
43	$5.170 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$8.117 \cdot 10^{-3} \pm 31.2\%$		65	$1.860 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.428 \cdot 10^{+0} \pm 15.3\%$	
44	$1.700 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$2.836 \cdot 10^{-2} \pm 29.1\%$		66	$1.788 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.065 \cdot 10^{+0} \pm 16.2\%$	
45	$4.360 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$7.738 \cdot 10^{-2} \pm 27.1\%$		67	$1.716 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.713 \cdot 10^{+0} \pm 17.4\%$	
46	$1.530 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.888 \cdot 10^{-1} \pm 25.2\%$		68	$1.644 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.376 \cdot 10^{+0} \pm 18.7\%$	
47	$2.740 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$5.494 \cdot 10^{-1} \pm 23.4\%$		69	$1.572 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.058 \cdot 10^{+0} \pm 20.3\%$	
48	$2.930 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$6.225 \cdot 10^{-1} \pm 21.7\%$		70	$1.500 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.761 \cdot 10^{+0} \pm 22.1\%$	
49	$4.210 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$9.448 \cdot 10^{-1} \pm 20.2\%$		71	$1.448 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.521 \cdot 10^{+0} \pm 24.0\%$	
50	$5.860 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$1.383 \cdot 10^{+0} \pm 18.8\%$		72	$1.396 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.300 \cdot 10^{+0} \pm 26.1\%$	
51	$7.388 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$1.825 \cdot 10^{+0} \pm 17.6\%$		73	$1.344 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.097 \cdot 10^{+0} \pm 28.3\%$	
52	$8.916 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.292 \cdot 10^{+0} \pm 16.5\%$		74	$1.292 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.914 \cdot 10^{+0} \pm 30.5\%$	
53	$1.044 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.777 \cdot 10^{+0} \pm 15.6\%$		75	$1.240 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.748 \cdot 10^{+0} \pm 32.8\%$	
54	$1.197 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.273 \cdot 10^{+0} \pm 14.8\%$		76	$1.342 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.805 \cdot 10^{+0} \pm 34.9\%$	
55	$1.350 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.768 \cdot 10^{+0} \pm 14.2\%$		77	$1.444 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.861 \cdot 10^{+0} \pm 37.0\%$	
56	$1.470 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.160 \cdot 10^{+0} \pm 13.7\%$		78	$1.546 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.915 \cdot 10^{+0} \pm 39.0\%$	
57	$1.590 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.530 \cdot 10^{+0} \pm 13.3\%$		79	$1.648 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.971 \cdot 10^{+0} \pm 40.8\%$	
58	$1.710 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.871 \cdot 10^{+0} \pm 13.1\%$		80	$1.750 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.029 \cdot 10^{+0} \pm 42.4\%$	

Tabelle A10: $^{nat}\text{Cu} (n, 3p2/4n) ^{59}\text{Fe}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
16	$3.280 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$	$3.295 \cdot 10^{-5} \pm 49.5\%$		49	$1.560 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.726 \cdot 10^{+0} \pm 32.7\%$	
17	$6.100 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$	$6.132 \cdot 10^{-4} \pm 49.4\%$		50	$1.760 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.951 \cdot 10^{+0} \pm 31.0\%$	
18	$4.950 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$4.979 \cdot 10^{-3} \pm 49.2\%$		51	$1.908 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.114 \cdot 10^{+0} \pm 29.5\%$	
19	$2.890 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$2.909 \cdot 10^{-2} \pm 49.0\%$		52	$2.056 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.268 \cdot 10^{+0} \pm 28.3\%$	
20	$1.000 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$1.007 \cdot 10^{-1} \pm 48.9\%$		53	$2.204 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.412 \cdot 10^{+0} \pm 27.3\%$	
21	$2.570 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.590 \cdot 10^{-1} \pm 48.6\%$		54	$2.352 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.544 \cdot 10^{+0} \pm 26.8\%$	
22	$5.000 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$5.043 \cdot 10^{-1} \pm 48.4\%$		55	$2.500 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.661 \cdot 10^{+0} \pm 26.7\%$	
23	$7.810 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$7.881 \cdot 10^{-1} \pm 48.1\%$		56	$2.604 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.716 \cdot 10^{+0} \pm 27.0\%$	
24	$1.000 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.009 \cdot 10^{+0} \pm 47.9\%$		57	$2.708 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.756 \cdot 10^{+0} \pm 27.6\%$	
25	$1.430 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.444 \cdot 10^{+0} \pm 47.6\%$		58	$2.812 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.781 \cdot 10^{+0} \pm 28.4\%$	
26	$1.690 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.707 \cdot 10^{+0} \pm 47.3\%$		59	$2.916 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.794 \cdot 10^{+0} \pm 29.2\%$	
27	$1.910 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.929 \cdot 10^{+0} \pm 47.1\%$		60	$3.020 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.795 \cdot 10^{+0} \pm 29.8\%$	
28	$2.170 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.192 \cdot 10^{+0} \pm 46.8\%$		61	$3.132 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.796 \cdot 10^{+0} \pm 30.2\%$	
29	$2.310 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.334 \cdot 10^{+0} \pm 46.6\%$		62	$3.244 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.791 \cdot 10^{+0} \pm 30.2\%$	
30	$2.260 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.284 \cdot 10^{+0} \pm 46.4\%$		63	$3.356 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.784 \cdot 10^{+0} \pm 29.8\%$	
31	$2.210 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.234 \cdot 10^{+0} \pm 46.3\%$		64	$3.468 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.780 \cdot 10^{+0} \pm 29.1\%$	
32	$2.220 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.245 \cdot 10^{+0} \pm 46.1\%$		65	$3.580 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.783 \cdot 10^{+0} \pm 28.4\%$	
33	$2.090 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.115 \cdot 10^{+0} \pm 46.0\%$		66	$3.640 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.758 \cdot 10^{+0} \pm 28.1\%$	
34	$1.980 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.006 \cdot 10^{+0} \pm 45.9\%$		67	$3.700 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.749 \cdot 10^{+0} \pm 28.5\%$	
35	$1.750 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.776 \cdot 10^{+0} \pm 45.7\%$		68	$3.760 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.758 \cdot 10^{+0} \pm 29.9\%$	
36	$1.510 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.536 \cdot 10^{+0} \pm 45.6\%$		69	$3.820 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.786 \cdot 10^{+0} \pm 32.3\%$	
37	$1.220 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.245 \cdot 10^{+0} \pm 45.3\%$		70	$3.880 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.834 \cdot 10^{+0} \pm 35.5\%$	
38	$1.110 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.137 \cdot 10^{+0} \pm 45.0\%$		71	$3.910 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.878 \cdot 10^{+0} \pm 39.0\%$	
39	$9.760 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$1.005 \cdot 10^{+0} \pm 44.6\%$		72	$3.940 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.940 \cdot 10^{+0} \pm 42.4\%$	
40	$9.250 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$9.583 \cdot 10^{-1} \pm 44.1\%$		73	$3.970 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.017 \cdot 10^{+0} \pm 45.5\%$	
41	$8.590 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$8.960 \cdot 10^{-1} \pm 43.4\%$		74	$4.000 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.107 \cdot 10^{+0} \pm 48.1\%$	
42	$8.260 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$8.681 \cdot 10^{-1} \pm 42.5\%$		75	$4.030 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.205 \cdot 10^{+0} \pm 50.1\%$	
43	$8.310 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$8.806 \cdot 10^{-1} \pm 41.6\%$		76	$4.060 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.310 \cdot 10^{+0} \pm 51.5\%$	
44	$8.950 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$9.566 \cdot 10^{-1} \pm 40.4\%$		77	$4.090 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.418 \cdot 10^{+0} \pm 52.5\%$	
45	$9.110 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$9.821 \cdot 10^{-1} \pm 39.1\%$		78	$4.120 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.526 \cdot 10^{+0} \pm 53.0\%$	
46	$1.080 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.174 \cdot 10^{+0} \pm 37.6\%$		79	$4.150 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.633 \cdot 10^{+0} \pm 53.3\%$	
47	$1.210 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.325 \cdot 10^{+0} \pm 36.0\%$		80	$4.180 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.736 \cdot 10^{+0} \pm 53.2\%$	
48	$1.380 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.520 \cdot 10^{+0} \pm 34.3\%$					

Tabelle A11: $^{nat}\text{Cu} (n, 2p6/8n) ^{56}\text{Co}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
47	$2.820 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$	$2.879 \cdot 10^{-5} \pm 48.8\%$		60	$4.500 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$5.427 \cdot 10^{-1} \pm 30.6\%$	
48	$1.550 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$	$1.591 \cdot 10^{-5} \pm 48.5\%$		61	$8.000 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$9.799 \cdot 10^{-1} \pm 27.7\%$	
49	$5.510 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$	$5.698 \cdot 10^{-5} \pm 48.0\%$		62	$1.150 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.428 \cdot 10^{+0} \pm 24.6\%$	
50	$5.540 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$	$5.777 \cdot 10^{-4} \pm 47.4\%$		63	$1.500 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.886 \cdot 10^{+0} \pm 21.5\%$	
51	$2.033 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$2.140 \cdot 10^{-3} \pm 46.7\%$		64	$1.850 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.350 \cdot 10^{+0} \pm 18.4\%$	
52	$3.512 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$3.739 \cdot 10^{-3} \pm 45.8\%$		65	$2.200 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.817 \cdot 10^{+0} \pm 15.7\%$	
53	$4.991 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$5.382 \cdot 10^{-3} \pm 44.8\%$		66	$2.664 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.428 \cdot 10^{+0} \pm 13.6\%$	
54	$6.470 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$7.075 \cdot 10^{-3} \pm 43.5\%$		67	$3.128 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.034 \cdot 10^{+0} \pm 12.5\%$	
55	$7.950 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$8.824 \cdot 10^{-3} \pm 42.0\%$		68	$3.592 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.630 \cdot 10^{+0} \pm 12.9\%$	
56	$9.636 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$1.086 \cdot 10^{-1} \pm 40.2\%$		69	$4.056 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.209 \cdot 10^{+0} \pm 14.4\%$	
57	$1.847 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.119 \cdot 10^{-1} \pm 38.2\%$		70	$4.520 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.769 \cdot 10^{+0} \pm 16.9\%$	
58	$2.731 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$3.187 \cdot 10^{-1} \pm 35.9\%$		71	$4.700 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.945 \cdot 10^{+0} \pm 19.8\%$	
59	$3.615 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$4.290 \cdot 10^{-1} \pm 33.4\%$		72	$4.880 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.104 \cdot 10^{+0} \pm 22.9\%$	

(...)

Tabelle A11 (Fortsetzung)

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
73	$5.060 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.245 \cdot 10^{+0} \pm 26.1\%$		77	$5.368 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.208 \cdot 10^{+0} \pm 37.1\%$	
74	$5.240 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.372 \cdot 10^{+0} \pm 29.1\%$		78	$5.342 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.074 \cdot 10^{+0} \pm 39.3\%$	
75	$5.420 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.486 \cdot 10^{+0} \pm 32.0\%$		79	$5.316 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.945 \cdot 10^{+0} \pm 41.2\%$	
76	$5.394 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$6.347 \cdot 10^{+0} \pm 34.7\%$		80	$5.290 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.823 \cdot 10^{+0} \pm 42.8\%$	

Tabelle A12: $\text{natCu}(n, 2p5/7n) {}^{57}\text{Co}$

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
36	$1.930 \cdot 10^{-6} \pm 50.0\%$	$2.083 \cdot 10^{-6} \pm 46.0\%$		59	$1.774 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.713 \cdot 10^{+1} \pm 14.0\%$	
37	$4.550 \cdot 10^{-6} \pm 50.0\%$	$5.001 \cdot 10^{-6} \pm 45.0\%$		60	$1.780 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.637 \cdot 10^{+1} \pm 14.6\%$	
38	$2.400 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$	$2.693 \cdot 10^{-4} \pm 43.9\%$		61	$1.714 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.449 \cdot 10^{+1} \pm 15.1\%$	
39	$3.340 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$3.837 \cdot 10^{-3} \pm 42.6\%$		62	$1.648 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.263 \cdot 10^{+1} \pm 15.4\%$	
40	$2.510 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$2.959 \cdot 10^{-2} \pm 41.1\%$		63	$1.582 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.082 \cdot 10^{+1} \pm 15.5\%$	
41	$1.850 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.244 \cdot 10^{-1} \pm 39.5\%$		64	$1.516 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.909 \cdot 10^{+1} \pm 15.6\%$	
42	$5.470 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$6.841 \cdot 10^{-1} \pm 37.7\%$		65	$1.450 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.747 \cdot 10^{+1} \pm 15.9\%$	
43	$1.290 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.665 \cdot 10^{+0} \pm 35.7\%$		66	$1.402 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.618 \cdot 10^{+1} \pm 16.5\%$	
44	$2.400 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.201 \cdot 10^{+0} \pm 33.6\%$		67	$1.354 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.500 \cdot 10^{+1} \pm 17.8\%$	
45	$4.000 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.514 \cdot 10^{+0} \pm 31.4\%$		68	$1.306 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.393 \cdot 10^{+1} \pm 20.0\%$	
46	$1.210 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.722 \cdot 10^{+1} \pm 29.1\%$		69	$1.258 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.297 \cdot 10^{+1} \pm 22.8\%$	
47	$1.420 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.085 \cdot 10^{+1} \pm 26.7\%$		70	$1.210 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.212 \cdot 10^{+1} \pm 26.2\%$	
48	$1.440 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.176 \cdot 10^{+1} \pm 24.4\%$		71	$1.204 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.178 \cdot 10^{+1} \pm 29.9\%$	
49	$1.520 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.357 \cdot 10^{+1} \pm 22.1\%$		72	$1.198 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.152 \cdot 10^{+1} \pm 33.6\%$	
50	$1.720 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.727 \cdot 10^{+1} \pm 19.8\%$		73	$1.192 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.132 \cdot 10^{+1} \pm 37.2\%$	
51	$1.726 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.786 \cdot 10^{+1} \pm 17.8\%$		74	$1.186 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.117 \cdot 10^{+1} \pm 40.4\%$	
52	$1.732 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.832 \cdot 10^{+1} \pm 15.9\%$		75	$1.180 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.107 \cdot 10^{+1} \pm 43.1\%$	
53	$1.738 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.865 \cdot 10^{+1} \pm 14.4\%$		76	$1.220 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.144 \cdot 10^{+1} \pm 45.4\%$	
54	$1.744 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.881 \cdot 10^{+1} \pm 13.4\%$		77	$1.260 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.185 \cdot 10^{+1} \pm 47.2\%$	
55	$1.750 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.880 \cdot 10^{+1} \pm 12.8\%$		78	$1.300 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.227 \cdot 10^{+1} \pm 48.5\%$	
56	$1.756 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.863 \cdot 10^{+1} \pm 12.6\%$		79	$1.340 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.272 \cdot 10^{+1} \pm 49.4\%$	
57	$1.762 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.828 \cdot 10^{+1} \pm 12.9\%$		80	$1.380 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.317 \cdot 10^{+1} \pm 50.1\%$	
58	$1.768 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.778 \cdot 10^{+1} \pm 13.4\%$					

Tabelle A13: $\text{natCu}(n, 2p4/6n) {}^{58}\text{Co}$

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
24	$4.440 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$	$6.273 \cdot 10^{-4} \pm 32.2\%$		34	$2.950 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.777 \cdot 10^{+1} \pm 14.4\%$	
25	$5.550 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$8.131 \cdot 10^{-3} \pm 30.1\%$		35	$3.410 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.370 \cdot 10^{+1} \pm 13.7\%$	
26	$6.210 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$9.413 \cdot 10^{-2} \pm 28.0\%$		36	$3.350 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.088 \cdot 10^{+1} \pm 13.3\%$	
27	$4.010 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$6.266 \cdot 10^{-1} \pm 25.8\%$		37	$3.680 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.348 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
28	$1.640 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.630 \cdot 10^{+0} \pm 23.8\%$		38	$3.990 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.512 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
29	$4.530 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$7.414 \cdot 10^{+0} \pm 21.8\%$		39	$4.170 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.451 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
30	$7.740 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.284 \cdot 10^{+1} \pm 19.9\%$		40	$4.340 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.356 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
31	$1.350 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.254 \cdot 10^{+1} \pm 18.2\%$		41	$4.320 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.038 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
32	$1.800 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.001 \cdot 10^{+1} \pm 16.7\%$		42	$4.090 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.528 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$	
33	$2.370 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.911 \cdot 10^{+1} \pm 15.4\%$		43	$3.810 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.039 \cdot 10^{+1} \pm 13.4\%$	

(...)

Tabelle A13 (Fortsetzung)

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]	
44	$3.560 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.658 \cdot 10^{+1} \pm 14.1\%$		63	$1.832 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.599 \cdot 10^{+1} \pm 18.8\%$	
45	$3.270 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.308 \cdot 10^{+1} \pm 15.5\%$		64	$1.976 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.712 \cdot 10^{+1} \pm 18.4\%$	
46	$2.430 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.460 \cdot 10^{+1} \pm 17.2\%$		65	$2.120 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.806 \cdot 10^{+1} \pm 18.2\%$	
47	$2.170 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.234 \cdot 10^{+1} \pm 19.0\%$		66	$2.362 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.008 \cdot 10^{+1} \pm 18.4\%$	
48	$2.050 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.177 \cdot 10^{+1} \pm 20.7\%$		67	$2.604 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.190 \cdot 10^{+1} \pm 19.2\%$	
49	$1.900 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.103 \cdot 10^{+1} \pm 22.1\%$		68	$2.846 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.355 \cdot 10^{+1} \pm 20.7\%$	
50	$1.710 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.986 \cdot 10^{+1} \pm 23.0\%$		69	$3.088 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.510 \cdot 10^{+1} \pm 22.9\%$	
51	$1.632 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.995 \cdot 10^{+1} \pm 23.5\%$		70	$3.330 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$3.660 \cdot 10^{+1} \pm 25.6\%$	
52	$1.554 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.998 \cdot 10^{+1} \pm 23.6\%$		71	$3.780 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$4.032 \cdot 10^{+1} \pm 28.7\%$	
53	$1.476 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.989 \cdot 10^{+1} \pm 23.4\%$		72	$4.230 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$4.399 \cdot 10^{+1} \pm 32.0\%$	
54	$1.398 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.963 \cdot 10^{+1} \pm 23.1\%$		73	$4.680 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$4.765 \cdot 10^{+1} \pm 35.2\%$	
55	$1.320 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.917 \cdot 10^{+1} \pm 22.7\%$		74	$5.130 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$5.138 \cdot 10^{+1} \pm 38.3\%$	
56	$1.336 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.992 \cdot 10^{+1} \pm 22.2\%$		75	$5.580 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$5.521 \cdot 10^{+1} \pm 41.0\%$	
57	$1.352 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.051 \cdot 10^{+1} \pm 21.8\%$		76	$5.876 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$5.766 \cdot 10^{+1} \pm 43.4\%$	
58	$1.368 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.092 \cdot 10^{+1} \pm 21.3\%$		77	$6.172 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$6.025 \cdot 10^{+1} \pm 45.4\%$	
59	$1.384 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.117 \cdot 10^{+1} \pm 20.8\%$		78	$6.468 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$6.298 \cdot 10^{+1} \pm 46.9\%$	
60	$1.400 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.123 \cdot 10^{+1} \pm 20.3\%$		79	$6.764 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$6.583 \cdot 10^{+1} \pm 48.1\%$	
61	$1.544 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.305 \cdot 10^{+1} \pm 19.8\%$		80	$7.060 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$6.878 \cdot 10^{+1} \pm 49.0\%$	
62	$1.688 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.463 \cdot 10^{+1} \pm 19.3\%$						

Tabelle A14: $^{nat}\text{Fe} (n, 3\text{pxn})$ ^{48}V

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]	
30	$7.160 \cdot 10^{-7}$	50.0%	$5.530 \cdot 10^{-7}$	62.9%	56	$6.230 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.477 \cdot 10^{+0} \pm 25.8\%$	
31	$2.650 \cdot 10^{-5} \pm 50.0\%$		$1.919 \cdot 10^{-5} \pm 66.2\%$		57	$6.050 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.367 \cdot 10^{+0} \pm 27.9\%$	
32	$2.420 \cdot 10^{-4} \pm 50.0\%$		$1.622 \cdot 10^{-4} \pm 70.2\%$		58	$5.870 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.184 \cdot 10^{+0} \pm 32.4\%$	
33	$1.190 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$		$7.270 \cdot 10^{-4} \pm 75.1\%$		59	$5.690 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.943 \cdot 10^{+0} \pm 38.8\%$	
34	$3.170 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$		$1.734 \cdot 10^{-3} \pm 81.0\%$		60	$5.510 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.661 \cdot 10^{+0} \pm 47.1\%$	
35	$1.340 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$		$6.434 \cdot 10^{-3} \pm 88.3\%$		61	$5.438 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.386 \cdot 10^{+0} \pm 57.5\%$	
36	$3.700 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$		$1.522 \cdot 10^{-2} \pm 97.3\%$		62	$5.366 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.098 \cdot 10^{+0} \pm 70.5\%$	
37	$1.230 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$4.214 \cdot 10^{-2} \pm 108.5\%$		63	$5.294 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$8.176 \cdot 10^{-1} \pm 87.3\%$	
38	$2.950 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$8.141 \cdot 10^{-2} \pm 122.7\%$		64	$5.222 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$5.605 \cdot 10^{-1} \pm 110.0\%$	
39	$5.440 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$		$1.162 \cdot 10^{-1} \pm 140.9\%$		65	$5.150 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$3.433 \cdot 10^{-1} \pm 144.0\%$	
40	$1.010 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.596 \cdot 10^{-1} \pm 164.4\%$		66	$5.698 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.002 \cdot 10^{-1} \pm 207.9\%$	
41	$1.520 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.689 \cdot 10^{-1} \pm 193.9\%$		67	$6.246 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$9.335 \cdot 10^{-2} \pm 411.7\%$	
42	$2.260 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.694 \cdot 10^{-1} \pm 226.7\%$		68	$6.794 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$5.140 \cdot 10^{-2} \pm 1010.6\%$	
43	$2.910 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.481 \cdot 10^{-1} \pm 245.2\%$		69	$7.342 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.008 \cdot 10^{-1} \pm 810.6\%$	
44	$3.560 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.420 \cdot 10^{-1} \pm 210.1\%$		70	$7.890 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.639 \cdot 10^{-1} \pm 460.9\%$	
45	$4.170 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.758 \cdot 10^{-1} \pm 130.9\%$		71	$9.192 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$6.068 \cdot 10^{-1} \pm 301.9\%$	
46	$4.730 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.707 \cdot 10^{-1} \pm 94.1\%$		72	$1.049 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.155 \cdot 10^{+0} \pm 221.4\%$	
47	$5.200 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$4.360 \cdot 10^{-1} \pm 87.8\%$		73	$1.179 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.935 \cdot 10^{+0} \pm 174.4\%$	
48	$5.390 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$6.470 \cdot 10^{-1} \pm 80.0\%$		74	$1.309 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$2.955 \cdot 10^{+0} \pm 144.0\%$	
49	$5.770 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$9.419 \cdot 10^{-1} \pm 69.6\%$		75	$1.440 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$4.213 \cdot 10^{+0} \pm 122.8\%$	
50	$6.040 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.270 \cdot 10^{+0} \pm 59.2\%$		76	$1.616 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$5.861 \cdot 10^{+0} \pm 107.4\%$	
51	$6.114 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.578 \cdot 10^{+0} \pm 49.7\%$		77	$1.792 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$7.773 \cdot 10^{+0} \pm 95.7\%$	
52	$6.188 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$1.875 \cdot 10^{+0} \pm 41.5\%$		78	$1.968 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$9.914 \cdot 10^{+0} \pm 86.5\%$	
53	$6.262 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.141 \cdot 10^{+0} \pm 34.6\%$		79	$2.144 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.224 \cdot 10^{+1} \pm 79.3\%$	
54	$6.336 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.357 \cdot 10^{+0} \pm 29.5\%$		80	$2.320 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$		$1.471 \cdot 10^{+1} \pm 73.5\%$	
55	$6.410 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$		$2.507 \cdot 10^{+0} \pm 26.4\%$						

Tabelle A15: ${}^{\text{nat}}\text{Fe} (n, 2\text{pxn}) {}^{\text{51}}\text{Cr}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
04	$8.700 \cdot 10^{-3} \pm 1.0\%$	$8.699 \cdot 10^{-3} \pm 1.0\%$		43	$5.050 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.593 \cdot 10^{+1} \pm 12.1\%$	
05	$2.900 \cdot 10^{-1} \pm 1.0\%$	$2.899 \cdot 10^{-1} \pm 1.0\%$		44	$5.000 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.710 \cdot 10^{+1} \pm 11.5\%$	
06	$5.684 \cdot 10^{-1} \pm 1.0\%$	$5.683 \cdot 10^{-1} \pm 1.0\%$		45	$4.910 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.700 \cdot 10^{+1} \pm 11.6\%$	
07	$1.334 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$1.333 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		46	$3.970 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.618 \cdot 10^{+1} \pm 12.5\%$	
08	$2.030 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$2.029 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		47	$3.810 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.377 \cdot 10^{+1} \pm 14.2\%$	
09	$2.656 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$2.655 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		48	$3.600 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.027 \cdot 10^{+1} \pm 16.5\%$	
10	$3.195 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$3.195 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		49	$3.420 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.673 \cdot 10^{+1} \pm 19.3\%$	
11	$3.723 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$3.722 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		50	$3.270 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.326 \cdot 10^{+1} \pm 22.6\%$	
12	$4.176 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$4.174 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		51	$3.120 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.967 \cdot 10^{+1} \pm 26.3\%$	
13	$4.625 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$4.623 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		52	$2.970 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.609 \cdot 10^{+1} \pm 30.4\%$	
14	$4.979 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$4.975 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		53	$2.820 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.265 \cdot 10^{+1} \pm 34.9\%$	
15	$5.121 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$5.115 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		54	$2.670 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.944 \cdot 10^{+1} \pm 39.7\%$	
16	$4.982 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$4.975 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		55	$2.520 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.655 \cdot 10^{+1} \pm 44.8\%$	
17	$4.547 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$4.539 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		56	$2.482 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.466 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	
18	$4.002 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$3.993 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		57	$2.444 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.303 \cdot 10^{+1} \pm 55.0\%$	
19	$3.340 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$3.332 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		58	$2.406 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.166 \cdot 10^{+1} \pm 59.1\%$	
20	$2.679 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$2.671 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		59	$2.368 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.057 \cdot 10^{+1} \pm 61.9\%$	
21	$4.210 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$3.410 \cdot 10^{-1} \pm 59.6\%$		60	$2.330 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.772 \cdot 10^{+0} \pm 62.7\%$	
22	$2.640 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$2.045 \cdot 10^{-1} \pm 61.3\%$		61	$2.354 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.485 \cdot 10^{+0} \pm 61.2\%$	
23	$1.710 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$1.260 \cdot 10^{-1} \pm 63.1\%$		62	$2.378 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.434 \cdot 10^{+0} \pm 57.5\%$	
24	$1.000 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$6.979 \cdot 10^{-2} \pm 64.8\%$		63	$2.402 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.606 \cdot 10^{+0} \pm 52.1\%$	
25	$6.290 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$4.140 \cdot 10^{-2} \pm 66.3\%$		64	$2.426 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.985 \cdot 10^{+0} \pm 46.3\%$	
26	$4.040 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$2.503 \cdot 10^{-2} \pm 67.2\%$		65	$2.450 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.054 \cdot 10^{+1} \pm 41.1\%$	
27	$3.590 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$2.097 \cdot 10^{-2} \pm 67.3\%$		66	$2.656 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.209 \cdot 10^{+1} \pm 37.7\%$	
28	$1.430 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$7.913 \cdot 10^{-2} \pm 66.3\%$		67	$2.862 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.388 \cdot 10^{+1} \pm 36.6\%$	
29	$7.630 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$4.038 \cdot 10^{-1} \pm 63.6\%$		68	$3.068 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.589 \cdot 10^{+1} \pm 37.4\%$	
30	$2.630 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.351 \cdot 10^{+0} \pm 59.4\%$		69	$3.274 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.813 \cdot 10^{+1} \pm 39.5\%$	
31	$6.140 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.121 \cdot 10^{+0} \pm 53.5\%$		70	$3.480 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.056 \cdot 10^{+1} \pm 42.1\%$	
32	$1.130 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.815 \cdot 10^{+0} \pm 46.6\%$		71	$3.744 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.352 \cdot 10^{+1} \pm 44.8\%$	
33	$1.930 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.029 \cdot 10^{+1} \pm 39.4\%$		72	$4.008 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.668 \cdot 10^{+1} \pm 47.1\%$	
34	$2.590 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.461 \cdot 10^{+1} \pm 32.8\%$		73	$4.272 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.999 \cdot 10^{+1} \pm 49.1\%$	
35	$3.190 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.937 \cdot 10^{+1} \pm 27.5\%$		74	$4.536 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.343 \cdot 10^{+1} \pm 50.7\%$	
36	$3.730 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.465 \cdot 10^{+1} \pm 23.6\%$		75	$4.800 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.696 \cdot 10^{+1} \pm 51.8\%$	
37	$3.840 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.777 \cdot 10^{+1} \pm 20.9\%$		76	$5.096 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.081 \cdot 10^{+1} \pm 52.5\%$	
38	$4.330 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.428 \cdot 10^{+1} \pm 18.9\%$		77	$5.392 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.471 \cdot 10^{+1} \pm 53.0\%$	
39	$4.760 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.109 \cdot 10^{+1} \pm 17.3\%$		78	$5.688 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.863 \cdot 10^{+1} \pm 53.2\%$	
40	$5.120 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.782 \cdot 10^{+1} \pm 15.8\%$		79	$5.984 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.255 \cdot 10^{+1} \pm 53.1\%$	
41	$5.230 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.233 \cdot 10^{+1} \pm 14.4\%$		80	$6.280 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.644 \cdot 10^{+1} \pm 53.0\%$	
42	$5.320 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.637 \cdot 10^{+1} \pm 13.1\%$					

Tabelle A16: ${}^{\text{nat}}\text{Fe} (n, \text{pxn}) {}^{\text{52}}\text{Mn}$

E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{\text{a-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
19	$3.610 \cdot 10^{-6} \pm 50.0\%$	$2.997 \cdot 10^{-6} \pm 58.1\%$		26	$5.810 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.192 \cdot 10^{+0} \pm 65.1\%$	
20	$4.850 \cdot 10^{-3} \pm 50.0\%$	$3.874 \cdot 10^{-3} \pm 59.5\%$		27	$8.850 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$4.446 \cdot 10^{+0} \pm 64.3\%$	
21	$3.930 \cdot 10^{-2} \pm 50.0\%$	$3.002 \cdot 10^{-2} \pm 60.9\%$		28	$1.220 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.560 \cdot 10^{+0} \pm 62.3\%$	
22	$4.320 \cdot 10^{-1} \pm 50.0\%$	$3.135 \cdot 10^{-1} \pm 62.2\%$		29	$1.510 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$6.196 \cdot 10^{+0} \pm 58.8\%$	
23	$1.370 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$9.382 \cdot 10^{-1} \pm 63.5\%$		30	$1.730 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$6.350 \cdot 10^{+0} \pm 53.4\%$	
24	$3.110 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$1.994 \cdot 10^{+0} \pm 64.5\%$		31	$1.900 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$6.209 \cdot 10^{+0} \pm 46.1\%$	
25	$4.050 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$2.414 \cdot 10^{+0} \pm 65.1\%$		32	$2.010 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.835 \cdot 10^{+0} \pm 37.0\%$	

(...)

Tabelle A16 (Fortsetzung)

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
33	$2.110 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.450 \cdot 10^{+0} \pm 28.2\%$		57	$4.790 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.038 \cdot 10^{+1} \pm 32.2\%$	
34	$2.190 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.067 \cdot 10^{+0} \pm 25.9\%$		58	$5.450 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.041 \cdot 10^{+1} \pm 41.9\%$	
35	$2.290 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.805 \cdot 10^{+0} \pm 35.1\%$		59	$6.110 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.008 \cdot 10^{+1} \pm 57.6\%$	
36	$2.240 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.345 \cdot 10^{+0} \pm 50.1\%$		60	$6.770 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.497 \cdot 10^{+0} \pm 77.4\%$	
37	$2.180 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.006 \cdot 10^{+0} \pm 64.6\%$		61	$6.736 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$7.970 \cdot 10^{+0} \pm 99.2\%$	
38	$2.090 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.743 \cdot 10^{+0} \pm 74.8\%$		62	$6.702 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$6.740 \cdot 10^{+0} \pm 118.7\%$	
39	$2.020 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.628 \cdot 10^{+0} \pm 78.8\%$		63	$6.668 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.891 \cdot 10^{+0} \pm 128.8\%$	
40	$1.910 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.530 \cdot 10^{+0} \pm 76.3\%$		64	$6.634 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.492 \cdot 10^{+0} \pm 121.7\%$	
41	$1.790 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.473 \cdot 10^{+0} \pm 68.7\%$		65	$6.600 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.597 \cdot 10^{+0} \pm 97.0\%$	
42	$1.690 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.489 \cdot 10^{+0} \pm 58.1\%$		66	$6.676 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$6.341 \cdot 10^{+0} \pm 67.1\%$	
43	$1.580 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.496 \cdot 10^{+0} \pm 47.0\%$		67	$6.752 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$7.669 \cdot 10^{+0} \pm 51.8\%$	
44	$1.500 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.562 \cdot 10^{+0} \pm 37.8\%$		68	$6.828 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.595 \cdot 10^{+0} \pm 56.2\%$	
45	$1.450 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.684 \cdot 10^{+0} \pm 32.7\%$		69	$6.904 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.210 \cdot 10^{+1} \pm 65.9\%$	
46	$1.240 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.348 \cdot 10^{+0} \pm 32.3\%$		70	$6.980 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.517 \cdot 10^{+1} \pm 72.9\%$	
47	$1.230 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.498 \cdot 10^{+0} \pm 35.0\%$		71	$6.918 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$1.836 \cdot 10^{+1} \pm 76.6\%$	
48	$1.280 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.792 \cdot 10^{+0} \pm 38.5\%$		72	$6.856 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.182 \cdot 10^{+1} \pm 77.7\%$	
49	$1.360 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.146 \cdot 10^{+0} \pm 41.4\%$		73	$6.794 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.546 \cdot 10^{+1} \pm 77.2\%$	
50	$1.520 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.704 \cdot 10^{+0} \pm 43.0\%$		74	$6.732 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.917 \cdot 10^{+1} \pm 75.7\%$	
51	$1.910 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.914 \cdot 10^{+0} \pm 43.2\%$		75	$6.670 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.284 \cdot 10^{+1} \pm 73.6\%$	
52	$2.300 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$7.016 \cdot 10^{+0} \pm 41.8\%$		76	$6.674 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$3.676 \cdot 10^{+1} \pm 71.2\%$	
53	$2.690 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$7.951 \cdot 10^{+0} \pm 39.0\%$		77	$6.678 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.056 \cdot 10^{+1} \pm 68.7\%$	
54	$3.080 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$8.670 \cdot 10^{+0} \pm 35.2\%$		78	$6.682 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.417 \cdot 10^{+1} \pm 66.2\%$	
55	$3.470 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.132 \cdot 10^{+0} \pm 31.2\%$		79	$6.686 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$4.753 \cdot 10^{+1} \pm 63.9\%$	
56	$4.130 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$9.966 \cdot 10^{+0} \pm 29.2\%$		80	$6.690 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.061 \cdot 10^{+1} \pm 61.8\%$	

Tabelle A17: ${}^{\text{nat}}\text{Fe}$ (n, pxn) ${}^{54}\text{Mn}$

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]	σ_{adjusted} [mb]	
01	$9.088 \cdot 10^{-3} \pm 1.0\%$	$9.088 \cdot 10^{-3} \pm 1.0\%$		23	$6.810 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$5.811 \cdot 10^{+0} \pm 50.8\%$	
02	$1.404 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$1.404 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		24	$2.640 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$2.195 \cdot 10^{+1} \pm 49.6\%$	
03	$9.865 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$9.865 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$		25	$7.230 \cdot 10^{+1} \pm 50.0\%$	$5.840 \cdot 10^{+1} \pm 47.9\%$	
04	$1.712 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$1.711 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		26	$1.410 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.102 \cdot 10^{+2} \pm 45.7\%$	
05	$2.334 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.334 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		27	$1.890 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.422 \cdot 10^{+2} \pm 42.9\%$	
06	$2.745 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.745 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		28	$2.780 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.005 \cdot 10^{+2} \pm 39.4\%$	
07	$2.792 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.791 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		29	$3.580 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.462 \cdot 10^{+2} \pm 35.3\%$	
08	$2.796 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.796 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		30	$3.720 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.426 \cdot 10^{+2} \pm 30.6\%$	
09	$2.808 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.808 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		31	$4.260 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.618 \cdot 10^{+2} \pm 25.3\%$	
10	$2.770 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.770 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		32	$4.650 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.679 \cdot 10^{+2} \pm 19.9\%$	
11	$2.726 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.725 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		33	$5.080 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.731 \cdot 10^{+2} \pm 15.1\%$	
12	$2.617 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.615 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		34	$5.210 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.603 \cdot 10^{+2} \pm 13.2\%$	
13	$2.376 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$2.374 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		35	$5.340 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.476 \cdot 10^{+2} \pm 16.1\%$	
14	$1.982 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$1.980 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$		36	$5.370 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.314 \cdot 10^{+2} \pm 21.9\%$	
15	$1.569 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$1.568 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		37	$5.460 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.199 \cdot 10^{+2} \pm 28.3\%$	
16	$1.264 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$1.262 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		38	$5.380 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$2.048 \cdot 10^{+2} \pm 33.8\%$	
17	$1.092 \cdot 10^{+1} \pm 1.0\%$	$1.090 \cdot 10^{+1} \pm 0.9\%$		39	$5.270 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.927 \cdot 10^{+2} \pm 37.4\%$	
18	$9.289 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$9.276 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		40	$5.070 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.819 \cdot 10^{+2} \pm 38.3\%$	
19	$8.538 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$8.524 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		41	$4.790 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.728 \cdot 10^{+2} \pm 36.6\%$	
20	$7.671 \cdot 10^{+0} \pm 1.0\%$	$7.657 \cdot 10^{+0} \pm 0.9\%$		42	$4.480 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.665 \cdot 10^{+2} \pm 32.8\%$	
21	$4.200 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.739 \cdot 10^{+0} \pm 52.1\%$		43	$4.240 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.660 \cdot 10^{+2} \pm 28.0\%$	
22	$4.130 \cdot 10^{+0} \pm 50.0\%$	$3.604 \cdot 10^{+0} \pm 51.6\%$		44	$4.020 \cdot 10^{+2} \pm 50.0\%$	$1.686 \cdot 10^{+2} \pm 23.8\%$	

(...)

Tabelle A17 (Fortsetzung)

E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]		E [MeV]	$\sigma_{a\text{-priori}}$ [mb]		σ_{adjusted} [mb]	
45	$3.790 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.721 \cdot 10^{+2} \pm$	21.3%	63	$1.706 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$9.204 \cdot 10^{+0} \pm$	334.9%
46	$3.140 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.550 \cdot 10^{+2} \pm$	20.8%	64	$1.668 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-2.533 \cdot 10^{+0} \pm$	1139.2%
47	$2.990 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.602 \cdot 10^{+2} \pm$	21.5%	65	$1.630 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-1.168 \cdot 10^{+1} \pm$	233.7%
48	$2.850 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.646 \cdot 10^{+2} \pm$	22.7%	66	$1.596 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-1.804 \cdot 10^{+1} \pm$	148.2%
49	$2.720 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.677 \cdot 10^{+2} \pm$	23.8%	67	$1.562 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-2.150 \cdot 10^{+1} \pm$	127.8%
50	$2.590 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.682 \cdot 10^{+2} \pm$	24.7%	68	$1.528 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-2.208 \cdot 10^{+1} \pm$	133.6%
51	$2.496 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.681 \cdot 10^{+2} \pm$	25.3%	69	$1.494 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-1.999 \cdot 10^{+1} \pm$	162.9%
52	$2.402 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.649 \cdot 10^{+2} \pm$	25.8%	70	$1.460 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-1.550 \cdot 10^{+1} \pm$	233.5%
53	$2.308 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.583 \cdot 10^{+2} \pm$	26.4%	71	$1.432 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-9.048 \cdot 10^{+0} \pm$	443.4%
54	$2.214 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.486 \cdot 10^{+2} \pm$	27.4%	72	$1.404 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$-9.736 \cdot 10^{-1} \pm$	4511.3%
55	$2.120 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.359 \cdot 10^{+2} \pm$	29.0%	73	$1.376 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$8.266 \cdot 10^{+0} \pm$	572.8%
56	$2.060 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.228 \cdot 10^{+2} \pm$	31.5%	74	$1.348 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.821 \cdot 10^{+1} \pm$	276.1%
57	$2.000 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$1.075 \cdot 10^{+2} \pm$	35.4%	75	$1.320 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$2.842 \cdot 10^{+1} \pm$	185.2%
58	$1.940 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$9.074 \cdot 10^{+1} \pm$	41.3%	76	$1.298 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$3.868 \cdot 10^{+1} \pm$	141.3%
59	$1.880 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$7.305 \cdot 10^{+1} \pm$	50.2%	77	$1.276 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$4.856 \cdot 10^{+1} \pm$	115.6%
60	$1.820 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$5.529 \cdot 10^{+1} \pm$	64.3%	78	$1.254 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$5.780 \cdot 10^{+1} \pm$	98.7%
61	$1.782 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$3.870 \cdot 10^{+1} \pm$	88.9%	79	$1.232 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$6.619 \cdot 10^{+1} \pm$	87.0%
62	$1.744 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$2.312 \cdot 10^{+1} \pm$	141.7%	80	$1.210 \cdot 10^{+2} \pm$	50.0%	$7.358 \cdot 10^{+1} \pm$	78.4%

Danksagung / Versicherung der Selbständigkeit

Ich möchte mich für die große Unterstützung von Mitarbeitern der PTB, des PSI und meiner Kollegen am ZSR bedanken.

- Herr Michel nahm sich viel Zeit zu meiner Unterstützung und förderte engagiert diese Diplomarbeit.
- Herr Schrewe und sein Team ermöglichten die Durchführung der Aktivierungsexperimente und gaben geduldig Hilfestellung.
- Herr Leya half mir bei der Einarbeitung.
- Herr Matzke stellte sein Programm MSITER zur Verfügung.
- Angehörige des PSI liehen mir außerplanmäßig einen Ersatzdetektor und führten mehrere Messungen durch.

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Hannover, den 11.3.1994



Diese Diplomarbeit wurde im Zeitraum vom 27.1.1993 bis zum 11.3.1994 am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie (ZSR)¹⁵ in Hannover unter der Anleitung von Prof. Dr. R. Michel durchgeführt.

¹⁵ Bis zum 31.12.1993: ZfS