

# Protonen-induzierte Restkernproduktion in schweren Elementen bei mittleren Energien

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys.

**Martin Gloris**

geboren am

18. Dezember 1965

in Hildesheim

1998

Referent: Prof. Dr. Rolf Michel  
Korreferent: Prof. Dr. Rolf Haug  
3. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Detlef Filges

Tag der Promotion: 25. Juni 1998

Zusammenfassung

Gloris, Martin

### **Protonen-induzierte Restkernproduktion in schweren Elementen bei mittleren Energien**

Im Rahmen dieser Arbeit wurden integrale Dünntarget-Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen an Eisen, Rubidium, Tantal, Blei und Wismut bestimmt. Der Schwerpunkt lag dabei auf den schweren Targetelementen, deren Einsatz als Strukturmaterial von Targets in Spallationsneutronenquellen in der Diskussion ist.

Dazu wurden Bestrahlungsexperimente mit Protonen am Laboratoire National Saturne (LNS)/Saclay (Frankreich) und am The Svedberg Laboratory (TSL)/Uppsala (Schweden) nach Art der Stacked-Foil-Technique in Kombination mit weiteren Targetelementen durchgeführt. Der in diesen Experimenten abgedeckte Energiebereich reichte von etwa 60 MeV bis 2.6 GeV.

Der Nachweis eines Teils der in den Targets erzeugten Produkte erfolgte off-line mittels zerstörungsfreier  $\gamma$ -Spektrometrie am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie (ZSR)/Universität Hannover. Das zu Beginn dieser Arbeit am ZSR vorhandene Computer-basierte System von Programmen zur Auswertung von  $\gamma$ -Spektren erwies sich in Bezug auf die Anforderungen dieser Arbeit - Auswertung in großen Mengen anfallender, sehr komplexer  $\gamma$ -Spektren mit bis zu 450 Peaks - als ungeeignet. Über den Kauf eines neuen Spektrenanalyseprogramms hinaus wurde das System deshalb mit der Entwicklung eines verbesserten Identifizierungsprogramms und weiterer, zugeordneter Programme in dieser Arbeit in allen wesentlichen Teilen neu erstellt. Trotz der dadurch erzielten Fortschritte bleibt die qualifizierte Beurteilung durch den Experimentator in jedem Schritt der Auswertung solcher komplexer  $\gamma$ -Spektren zum Erreichen einer maximalen Ausbeute an Information unerlässlich.

Insgesamt wurden über 5300 Wirkungsquerschnitte für die Produktion verschiedener Restkerne mit Halbwertszeiten größtenteils im Bereich zwischen zehn Stunden und 520 Jahren bestimmt - davon entfallen über 4000 allein auf die schweren Targets. Anhand des Targetelementes Eisen wurde gezeigt, daß die Ergebnisse bis auf teilweise beobachtbare Sekundärteilcheneinflüsse im Einklang mit älteren Daten stehen. Mit den Wirkungsquerschnitten für Rubidium, Tantal, Blei und Wismut wurden erstmals konsistente Anregungsfunktionen für die Produktion von Restkernen in diesen Targetelementen bestimmt. Der bei den schweren Targets das gesamte Massenspektrum an Produktnukliden überdeckende Datensatz ist damit in seinem Umfang bisher einzigartig auf der Welt.

Eine erste Anwendung fanden die neuen Wirkungsquerschnitte in der Überprüfung der Voraussagen zur Restkernproduktion anhand von *a-priori*-Rechnungen. Dafür wurden Programme auf Grundlage des Hybridmodells der Präequilibriumreaktionen und des Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modells eingesetzt. Die Vielzahl unterschiedlicher Codes mit verschiedenen berücksichtigten Aspekten der den betrachteten Reaktionen zugrundeliegenden Mechanismen erlaubte detaillierte Studien über deren Einfluß auf die Berechnung von Produktionswirkungsquerschnitten.

Der Vergleich ergab, daß sich die Wirkungsquerschnitte im Bereich der durch Spallations- beziehungsweise Spaltungsreaktionen erzeugten Restkerne nicht besser als auf einen Faktor zwei beziehungsweise fünf genau berechnen lassen. Mit Abweichungen bis zu einem Faktor zehn muß darüber hinaus im Schwellenbereich des Einsetzens von Reaktionen gerechnet werden. Um zu einer vollständigen Modellierung der Restkernproduktion zu kommen, müssen in zukünftigen Erweiterungen außerdem Fragmentationsprozesse in Betracht gezogen werden.

Über die auf mikroskopischen und statistischen Betrachtungen basierenden Modelle hinaus wurde die Anwendbarkeit eines semi-empirischen Ansatzes getestet. Dieser zeigte sich nur in den Fällen in der Lage, verlässliche Voraussagen zu machen, in denen bei der Evaluierung des dem Modell zugrundeliegenden Parametersatzes ähnliche Daten vorgelegen hatten.

Trotz der Verbesserungen in der Modellierung muß auf Basis der Untersuchungen dieser Arbeit die Schlußfolgerung gezogen werden, daß zur experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen keine Alternative existiert, wenn präzise Daten für Anwendungen benötigt werden.

Abstract

Gloris, Martin

### **Proton-Induced Production of Residual Nuclei in Heavy Elements at Medium Energies**

In this work, integral thin-target cross sections were determined for the production of residual nuclei by proton-induced reactions on iron, rubidium, tantalum, lead and bismuth. The main focus was on the heavy target elements which are currently discussed as structural materials of targets in spallation neutron sources.

For that purpose irradiation experiments with protons were performed at the Laboratoire National Saturne (LNS)/Saclay (France) and at the The Svedberg Laboratory (TSL)/Uppsala (Sweden) using the stacked-foil-technique. The covered energies ranged from about 60 MeV up to 2.6 GeV in these experiments.

The detection of residual nuclei produced in the targets was carried out off-line by means of non-destructive  $\gamma$ -spectrometry at the Center for Radiation Protection and Radioecology (ZSR)/University Hanover. The computer-based system of programs for the evaluation of  $\gamma$ -spectra which existed at the beginning of this work at ZSR proved to be not suitable with respect to the requirements of this work, namely the evaluation of large amounts of very complex  $\gamma$ -spectra with up to 450 peaks. After purchasing a new program for the spectrum analyses the complete system was revised in all essential parts. This process included the development of an improved identification program as well as the development of further associated programs. Despite the achieved progress due to this procedure the qualified rating by the experimenter in every step of the evaluation of such complex  $\gamma$ -spectra remains essential to achieve a maximum yield of information.

Altogether more than 5300 cross sections were determined for the production of different residual nuclei with half-lives mainly in the range between ten hours and 520 years - 4000 of them related to the heavy targets. By means of the target element iron it was shown that the results are in agreement with older data with the exception of the partly observable influence of secondary particles. With the cross sections for rubidium, tantalum, lead and bismuth, consistent excitation functions were determined for the first time for the production of residual nuclei in these target elements. Covering the whole spectrum of masses of product nuclides in the heavy elements this data base is presently the most comprehensive one worldwide.

A first application of the new cross sections was the test of predictions for the production of residual nuclei by *a-priori*-calculations. For this purpose, programs based on the hybrid model of preequilibrium reactions and on the intra-nuclear-cascade/evaporation model were employed. The variety of different codes which consider miscellaneous aspects of the underlying reaction mechanisms allowed detailed studies about their influence on the calculation of production cross sections.

The comparison showed that cross sections for residual nuclei which are produced by spallation and fission reactions can not be calculated better than within a factor two and five, respectively. Deviations of up to a factor of ten have to be expected in the threshold regions of reactions. To attain a complete modelling of the production of residual nuclei, fragmentation processes have to be taken into account in future code improvements..

In addition to models based on microscopic and statistical theories the applicability of a semi-empirical ansatz was tested. This model delivered reliable predictions only in cases in which similar data were available before the evaluation of the parameter set of the semi-empirical ansatz.

Despite the improvements with respect to the modelling on the basis of the investigations of this work the conclusion has to be drawn that there exists no alternative to the experimental determination of cross sections for the production of residual nuclei in proton-induced reactions if accurate data are required for applications.

**[Kernreaktionen: Fe(p,X), Rb(p,X), Ta(p,X), Pb(p,X), Bi(p,X),  $60 \text{ MeV} \leq E_p \leq 2.6 \text{ GeV}$ ;  
Messung von Produktionswirkungsquerschnitten für Restkerne mittels  $\gamma$ -Spektrometrie;  
theoretische Modellierung mit dem Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen  
und dem Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell]**

**[Nuclear reactions: Fe(p,X), Rb(p,X), Ta(p,X), Pb(p,X), Bi(p,X),  $60 \text{ MeV} \leq E_p \leq 2.6 \text{ GeV}$ ;  
nuclide production cross section measured by means of  $\gamma$ -spectrometry;  
theoretical modelling with the hybrid model of preequilibrium reactions  
and the intra-nuclear-cascade/evaporation model]**

# Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis .....	V
Konstanten .....	VI
1 Einführung .....	1
1.1 Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen .....	1
1.2 Anwendungen von Wirkungsquerschnitten .....	2
1.2.1 Klassische Anwendungsgebiete .....	2
1.2.2 Anwendungsgebiete jüngerer Datums .....	3
1.3 Beschreibung von Kernreaktionen .....	4
2 Aufgabenstellung .....	6
3 Theoretische Grundlagen zur Durchführung und Auswertung von Bestrahlungsexperimenten .....	7
3.1 Energetik von Kernreaktionen .....	7
3.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten .....	7
3.2.1 Allgemeiner Fall .....	7
3.2.2 Kumulative und unabhängige Wirkungsquerschnitte .....	9
3.2.3 Berücksichtigung von Progenitoren .....	10
3.2.4 Korrektur von $\gamma$ -Interferenzen .....	10
3.2.5 Korrekturen im Falle realer Bestrahlungsbedingungen .....	11
3.3 Bestimmung der Flußdichte der Projektile .....	12
3.4 Bremsung schwerer, geladener Teilchen in Materie .....	13
4 Experimente und Auswertung .....	14
4.1 Einführung .....	14
4.2 Experimente .....	14
4.2.1 Stackdesign .....	15
4.2.2 Targets, Probenvorbereitung .....	15
4.2.3 Bestrahlungen am Laboratoire National Saturne (LNS) .....	16
4.2.3.1 Targetelemente .....	16
4.2.3.2 Experimentaufbau und Stackdesign .....	17
4.2.3.3 Bestrahlungen .....	18
4.2.4 Bestrahlungen am The Svedberg Laboratorium (TSL) .....	20
4.2.4.1 Experimentaufbau, Stackdesign und Targetelemente .....	20
4.2.4.2 Bestrahlungen .....	20
4.3 $\gamma$ -Spektrometrie .....	22
4.3.1 Einführung .....	22
4.3.2 Das Meßsystem am ZSR .....	22
4.3.3 Energiekalibrierung und Ansprechvermögen .....	24
4.3.4 Nulleffekt .....	24
4.3.5 Messungen .....	25
4.3.6 Besonderheiten bei der $\gamma$ -Spektrometrie schwerer Kerne .....	26
4.4 Spektrenanalyse .....	28
4.4.1 Auswertung mit GAMMA-W .....	28
4.4.2 Bewertung von GAMMA-W .....	29
4.5 Identifizierung von Nukliden .....	32
4.5.1 Nuklidbibliotheken .....	32

4.5.2	IDENT-MG	33
4.5.3	Bewertung von IDENT-MG	36
4.6	Auswertung	36
4.6.1	Zusammenfassender Überblick	36
4.6.2	Qualitätssicherung	38
4.7	Beurteilung der $\gamma$ -spektrometrischen Auswertungen	39
4.8	Fehlerdiskussion	39
4.8.1	Unsicherheit der Energie	40
4.8.2	Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts	40
4.8.2.1	Unsicherheit der Experimentiertechnik	40
4.8.2.2	Unsicherheit der Meß- und Auswertungsmethode	41
4.8.2.3	Schlußbemerkungen zur Fehlerdiskussion	45
5	Experimentelle Ergebnisse	47
5.1	Übersicht und Vorbemerkungen	47
5.2	Betrachtungen zum Einfluß von Sekundärteilchen	50
5.2.1	Grundlagen der Erzeugung von Sekundärteilchen und deren Einfluß auf die Nuklidproduktion	50
5.2.2	Bestrahlungen am TSL/Uppsala	51
5.2.3	Bestrahlungen am LNS/Saclay	52
5.2.4	Zusammenfassung der Sekundärteilcheneinflüsse auf Flußdichten	54
5.3	Flußdichten	55
5.3.1	Flußdichten SACLOC/OD	55
5.3.2	Flußdichten in den Rb-Targets	56
5.4	Korrektur der Primärenergie für UPPS0B	57
5.5	Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen	58
5.5.1	Targetelement Eisen	58
5.5.2	Targetelement Rubidium	61
5.5.3	Targetelemente Tantal, Blei und Wismut	66
5.5.3.1	Ältere Arbeiten	66
5.5.3.2	Systematik der Restkernverteilung	68
5.5.3.3	Anregungsfunktionen	73
5.5.3.3.1	(p,xn)-Reaktionen	73
5.5.3.3.2	(p,3pxn)- und (p,4pxn)-Reaktionen: Kumulative und unabhängige Produktion	75
5.5.3.3.3	Spallationsreaktionen	76
5.5.3.3.4	Tiefe Spallation und Spaltung	78
5.5.3.3.5	Spaltung und (Multi-) Fragmentation	81
5.6	Fazit der Darstellung der experimentellen Ergebnisse	85
6	Modelle und Codes zur Berechnung von Restkernverteilungen in Teilchen-induzierten Reaktionen	86
6.1	Einführung	86
6.2	Das Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen	87
6.2.1	Theoretische Grundlagen	88
6.2.2	Parameter der Hybridmodell-Rechnungen	88
6.2.3	AREL	89
6.2.4	HMS-ALICE	89
6.2.5	ALICE-IPPE	90
6.3	Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell	90
6.3.1	Theoretische Grundlagen	90
6.3.2	HETC (HETC-KFA-2)	92
6.3.3	LAHET	93

6.4	Semiempirisches Modell .....	95
7	Vergleich Theorie - Experiment .....	96
7.1	Vergleichbarkeit der Ergebnisse .....	96
7.1.1	Zerfallsketten .....	96
7.1.2	Reaktionswirkungsquerschnitte .....	97
7.2	Durchführung der Rechnungen .....	98
7.3	Analyse Hybrid-Modell .....	100
7.3.1	Untersuchungen hinsichtlich spezifischer Effekte .....	101
7.3.1.1	Einfluß der Wahl der Massenberechnungsart sowie allgemeine Betrachtungen .....	101
7.3.1.2	Einfluß der Niveaudichtenberechnung .....	104
7.3.1.3	Auswirkung der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten ..	105
7.3.1.4	Berücksichtigung der PE-Emission von Clustern .....	107
7.3.1.5	Eigene Weiterentwicklungen .....	108
7.3.2	Zusammenfassung der Diskussion des Hybrid-Modells der Präequilibriumreaktionen .....	109
7.4	Analyse INC/E-Modell .....	111
7.4.1	Einleitung .....	111
7.4.2	LAHET .....	111
7.4.2.1	Einfluß der Berücksichtigung einer Präequilibriumstufe .....	112
7.4.2.2	Einfluß der Wahl der Niveaudichten .....	115
7.4.2.3	Wahl der Berechnungsart .....	116
7.4.2.3.1	Vergleiche mit dem leichten Targetelement Eisen .....	117
7.4.2.3.2	Vergleiche mit dem mittelschweren Targetelement Rubidium .....	118
7.4.2.3.3	Vergleiche mit dem schweren Targetelement Tantal .....	119
7.4.2.4	Schlußfolgerung .....	123
7.4.3	Vergleich LAHET - HETC-KFA-2 - Semi-empirisches Modell .....	124
7.4.3.1	Anregungsfunktionen von Spallationsprodukten .....	124
7.4.3.2	Anregungsfunktionen von Spaltprodukten .....	127
7.4.3.3	Anregungsfunktionen von Fragmentationsprodukten .....	129
7.4.3.4	Reaktionen mit Protonenüberschuß im Ausgangskanal: $^{nat}\text{Fe}(p,15\text{pxn})^{28}\text{Mg}$ .....	131
7.4.3.5	Übersichtsvergleich .....	132
7.4.3.6	Zusammenfassung .....	135
7.5	Zusammenfassende Betrachtung der Modellrechnungen .....	136
8	Zusammenfassung .....	137
9	Ausblick .....	138
	Literaturverzeichnis .....	139
	Anhang A - In dieser Arbeit ausgewertete Targets .....	147
	A.1 - Eisen .....	147
	A.2 - Rubidium .....	148
	A.3 - Tantal .....	149
	A.4 - Blei .....	150
	A.5 - Wismut .....	152



---

Anhang B - Flußdichten .....	153
B.1 Monitorwirkungsquerschnitte zur Umnormierung (Kap. 5.3) .....	153
B.2 Flußdichten der Experimente SACL0C/0D .....	153
B.3 Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen .....	155
Anhang C - Wirkungsquerschnitte für die Protonen-Induzierte Restkernproduktion .....	156
Vorbemerkungen .....	156
C.1 - Eisen .....	156
C.2 - Rubidium .....	158
C.3 - Tantal .....	160
C.4 - Blei .....	164
C.5 - Wismut .....	172
Anhang D - Setups der INC/E-Codes .....	179
D.1 - HETC-KFA-2 .....	179
D.1 - LAHET .....	180
Verzeichnis der Abbildungen .....	182
Verzeichnis der Tabellen .....	185
Nachweis der Teilveröffentlichungen .....	186
Danksagung .....	187

## Abkürzungsverzeichnis

$a_0$	Bohr'scher Atomradius	
A	Massenzahl eines Kerns	
A	Aktivität	$s^{-1}$
AMS	<u>A</u> ccelerator <u>M</u> ass <u>S</u> pectrometry	
$\beta$	Verhältnis der Geschwindigkeit eines Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit	
cum	kumulativer Wirkungsquerschnitt	
$\epsilon$	Efficiency	
E	Energie	MeV
ENSDF	<u>E</u> valuated <u>N</u> uclear <u>S</u> tructure <u>D</u> ata <u>F</u> ile	
ind	unabhängiger Wirkungsquerschnitt	
IGCC	<u>I</u> gnatyuk- <u>G</u> ilbert- <u>C</u> ameron- <u>C</u> ook	
HERMES	<u>H</u> igh <u>E</u> nergy <u>R</u> adiation <u>M</u> onte Carlo <u>E</u> laborate <u>S</u> ystem	
HMS	<u>H</u> ybrid <u>M</u> onte Carlo <u>S</u> imulation	
GDH	<u>G</u> eometry- <u>D</u> ependent <u>H</u> ybrid Model	
HETC	<u>H</u> igh <u>E</u> nergy <u>T</u> ransport <u>C</u> ode	
IAEA	<u>I</u> nternational <u>A</u> tomic <u>E</u> nergy <u>A</u> uthority	
$I_\gamma$	Entkommwahrscheinlichkeit für ein $\gamma$ -Quant	
INC/E	<u>I</u> ntra- <u>N</u> uclear- <u>C</u> ascade/ <u>E</u> vaporation	
$\lambda$	Zerfallskonstante eines radioaktiven Nuklids	$s^{-1}$
LAHET	<u>L</u> os <u>A</u> lamos <u>H</u> ET	
LCS	<u>L</u> AHET <u>C</u> ode <u>S</u> ystem	
LNS	<u>L</u> aboratoire <u>N</u> ational <u>S</u> aturne	
m	Masse	Kg
M	Molmasse	u
MPE	<u>M</u> ultiple <u>P</u> reequilibrium <u>E</u> mission	
MPM	<u>M</u> ultistep- <u>P</u> reequilibrium- <u>E</u> xciton- <u>M</u> odel	
N	Neutronenanzahl eines Kerns	
$N_x$	Anzahl von Kernen der Art x definiert durch deren Protonen- und Neutronenzahl	
NEA	<u>N</u> uclear <u>E</u> nergy <u>A</u> gency	
nn	Neutron-Neutron-Streuung	
np	Neutron-Proton-Streuung	
NN	<u>N</u> ukleon- <u>N</u> ukleon-Streuung	
pp	Proton-Proton-Streuung	
PE	Präequilibrium	
QMD	<u>Q</u> uantum <u>M</u> olecular <u>D</u> ynamics	
R	Response(integral)	$s^{-1}$
RAL	<u>R</u> utherford- <u>A</u> ppleton- <u>L</u> aboratory	
P	Produktionsrate	$g^{-1} s^{-1}$
$\Phi$	Flußdichte	$cm^{-2} s^{-1}$
$\rho$	Dichte	$g cm^{-3}$
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt	$mb = 10^{-24} cm^2$
$\sigma_R$	Reaktionswirkungsquerschnitt	mb
$T_{1/2}$	Halbwertszeit eines radioaktiven Nuklids	s, h, d, y
TSL	<u>T</u> he <u>S</u> vedberg <u>L</u> aboratory	
$\xi$	Massenbelegung	$g cm^{-2}$
Z	Ordnungszahl eines Kerns	

## Konstanten (aus [Ce88])

c	Lichtgeschwindigkeit		$2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
e	Elementarladung		$1.60217733(49) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
h	Planck'sches Wirkungsquantum		$6.6260755(40) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
$\hbar$	$h/2\pi$		$1.05457266(63) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
$m_e$	Elektronenmasse		$0.51099906(15) \text{ MeV c}^{-2}$
		=	$9.1093897(54) \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$
$m_p$	Protonenmasse		$938.27231(28) \text{ MeV c}^{-2}$
		=	$1.6726231(10) \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$
u	Atomare Masseneinheit		$931.49432(28) \text{ MeV c}^{-2}$
		=	$1.6605402(10) \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$
$N_A$	Avogadro-Konstante		$6.0221367(36) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
$a_0$	$\hbar^2/m_e e^2$		$0.529177249(24) \cdot 10^{-10} \text{ m}$
$\pi$	Kreiskonstante		3.141592653589793238
e	Eulersche Zahl		2.718281828459045235

# 1 Einführung

Sowohl durch die Entwicklung der Beschleunigertechnologie als auch den Vorstoß der Menschheit in den Weltraum ist der Bedarf gewachsen, die Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit Materie zu verstehen und zu beschreiben. Phänomenologisch betrachtet resultiert diese Wechselwirkung zunächst einmal in einer Abbremsung der Projektile, die einen Teil ihrer Energie durch Stöße mit den Targetatomen an diese abgeben. Dabei muß zwischen Reaktionen unterschieden werden, die sich in der Elektronenhülle des Atoms abspielen und zu Anregung oder Ionisation desselben führen, und solchen Reaktionen, die innerhalb des etwa zehntausendmal kleineren Kerns ablaufen. Während der Grundzustand der Elektronenhülle durch Einfang von Elektronen sowie durch Umordnungsprozesse schnell wiederhergestellt ist, kann es bei der Reaktion eines Projektils mit dem aus Protonen und Neutronen zusammengesetzten Kern durch verschiedene Prozesse zu einer langfristigen Änderung der Nukleonkonfiguration kommen. Heute kennt man etwa 2100 verschiedene Isotope der 81 stabilen sowie der 31 künstlich erzeugten Elemente in über 2600 Variationen, die alle in Kernreaktionen erzeugt worden sind. Die Zeitskala, auf der solche Kernreaktionen ablaufen, ist mit  $10^{-22}$  bis  $10^{-16}$  s zu kurz, als daß es bislang möglich wäre, den Verlauf der Reaktion direkt zu studieren. Um dennoch Aussagen darüber treffen zu können, bedient man sich deshalb indirekter Verfahren, die auf der Analyse der Reaktionsprodukte beruhen. Bei diesen handelt es sich zum einen um die bei der Kernreaktion freigesetzten sogenannten Sekundärteilchen - Nukleonen und leichte Cluster wie d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ,  $^7\text{Be}$ , ... - sowie in Abhängigkeit von der Projektilenergie weitere Elementarteilchen (Mesonen und Baryonen). Zum anderen handelt es sich um die nach der Reaktion vom Targetkern zurückbleibenden Restkerne. Durch die aktuellen Diskussionen über die Entsorgung langlebiger, radioaktiver Abfälle aus Kernreaktoren sind in den letzten Jahren die Restkerne mehr und mehr in den Mittelpunkt vor allem des öffentlichen Interesses geraten.

## 1.1 Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen

Eine geeignete Größe zur Beschreibung der Produktion von Restkernen ist der sogenannte Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der in Barn ( $1 \text{ Barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ) gemessen wird. Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, bei der Reaktion eines Projektils P mit einem Targetkern T einen bestimmten Restkern R zu erzeugen und abhängig vom Projektiltyp, von der Projektilenergie  $E_p$  und vom Targetkern. Die Reaktion wird dann in der Form  $T(P,X)R$  geschrieben, wobei X der sogenannte Ausgangskanal ist und die Anzahl sowie die Art der Teilchen angibt, die aus dem Targetkern während der Reaktion entfernt worden sein müssen (inklusive des Projektils), damit der Restkern R übrig bleibt - anders formuliert, muß die Baryonenzahl auf beiden Seiten des Kommas der Reaktionsgleichung erhalten sein. Da nicht immer bekannt ist, in welcher Konfiguration die sekundären Teilchen im Ausgangskanal auftreten, sind die oft und auch in dieser Arbeit verwendeten Reaktionsgleichungen als reine Bilanzen zu verstehen. Sind im Ausgangskanal beispielsweise zwei Protonen und zwei Neutronen ( $X = 2p2n$ ) verzeichnet, so ist damit nichts darüber ausgesagt, ob diese einzeln nacheinander oder zum Beispiel als ein  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden.

Die Messung von Produktionswirkungsquerschnitten für Restkerne erfolgt über Reaktionen von Projektile mit Targetkernen in 'dünnen' Targets. Der sogenannte Dünntargetansatz beinhaltet, daß sich zum einen die Flußdichte der Primärteilchen beim Durchgang derselben durch das Target nicht merklich ändert und zum anderen das Target so dimensioniert ist, daß die in den Kernreaktionen erzeugten Sekundärteilchen keinen wesentlichen Beitrag zur Erzeugung des interessierenden Produktnuklids leisten. Mißt man Dünntarget-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Energie der Projektile, so fügen sich erstere zur Anregungsfunktion einer Reaktion zusammen, wie das Beispiel der Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,2pxn)^{52}\text{Mn}$  in Abbildung 1.1 zeigt.

Ist der Produktionswirkungsquerschnitt  $\sigma(E)$  für eine Reaktion bei einer bestimmten Projektilenergie E bekannt, so läßt sich dann umgekehrt unter Kenntnis der Flußdichte der Projektile  $\Phi(E)$  und der Zahl der

Targetatome  $N_T$  eine Produktionsrate  $P_R$  für den Restkern R berechnen gemäß

$$P_R = N_T \sigma(E) \Phi(E). \quad (1.1)$$

Allerdings hat man es höchstens in künstlich geschaffenen Fällen mit monoenergetischen Projektilen einer Art und einer Targetkernsorte zu tun - im Allgemeinen wird das Target aus n verschiedenen Kernarten zusammengesetzt sein, die zudem nicht nur dem Einfluß von Projektilen einer Energie und Sorte ausgesetzt sein werden; dann erweitert sich Gleichung (1.1) für k verschiedene Projektilarten und unter Kenntnis der gesamten Anregungsfunktionen  $\sigma(E)$  zu

$$P_N = \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^n N_{T_i} \int dE \frac{d\Phi_j(E)}{dE} \sigma_{i,j}(E). \quad (1.2)$$

Ist das betrachtete Target hinreichend ausgedehnt, werden in den primären Reaktionen Sekundärteilchen in großem Maß produziert, so daß die primären Teilchenflußdichten  $\Phi_j(E)$  innerhalb des Targets ortsabhängig modifiziert beziehungsweise die Flußdichten sekundärer Teilchen berücksichtigt werden müssen (Dicktargetansatz). Dies kann dazu führen, daß die durch (1.2) gegebene Produktionsrate entweder in nennenswertem Maße durch sekundäre Teilchen beeinflusst oder sogar dominiert werden kann.

## 1.2 Anwendungen von Wirkungsquerschnitten

Wirkungsquerschnitte für die Teilchen-induzierte Restkernproduktion in Materie jeder Art finden ihre Anwendung in vielen Gebieten. Sie werden benötigt in der Kernphysik, der Beschleunigertechnologie und darauf basierenden Anwendungen, der Dosimetrie, der Medizin, der Raumfahrt, der Astro- und Geophysik sowie in der Planetologie. Diese Gebiete lassen sich unterteilen in solche, die bereits seit längerer Zeit etabliert sind - im folgenden als klassische Anwendungsgebiete bezeichnet - und solche, die erst in jüngerer Zeit aufgekommen sind. In den beiden folgenden Unterkapiteln wird darauf exemplarisch kurz eingegangen; einen Überblick über Anwendungsgebiete gibt beispielsweise [Ko91a].

### 1.2.1 Klassische Anwendungsgebiete

Mit dem Aufkommen von Teilchenbeschleunigern in den 40er Jahren stieß man erstmals auf die Notwendigkeit, die Produktion von Restkernen in Teilchen-induzierten Reaktionen berücksichtigen zu müssen. Die unvermeidbaren Strahlverluste führten zu einer Aktivierung der Strahlführungskomponenten und damit - im Gegensatz zur nur während des Betriebes auftretenden Synchrotronstrahlung - zu einer durch langlebige Isotope dauerhaft vorhandenen Strahlenbelastung für das Bedienungspersonal. Mit Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Nukliden aus verschiedenen Elementen ist man in der Lage, zum einen die induzierte Aktivität abzuschätzen und zum anderen durch Auswahl geeigneter Strukturmaterialien diese möglichst klein zu halten.

Eine natürliche vorhandene Strahlenquelle ist die kosmische Strahlung, die vorwiegend aus Protonen mit Energien bis zu einigen GeV besteht. Während die Atmosphäre den Menschen weitgehend vor der kosmischen Strahlung schützt, stellte sie mit dem Aufkommen der bemannten Raumfahrt für Astronauten ein zusätzliches Risiko dar. Denn neben der primären Wirkung nicht abgeschirmter kosmischer Strahlung im menschlichen Körper kommt es zusätzlich zur Aktivierung der Raumschiffzelle und mithin zu einer weiteren Strahlenbelastung der Astronauten über den Zerfall induzierter, radioaktiver Kerne.

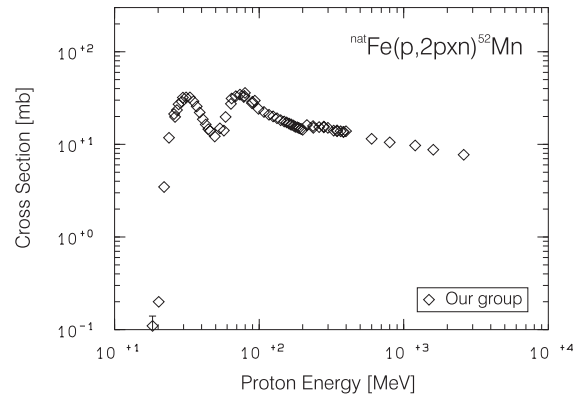


Abb. 1.1: Experimentelle Anregungsfunktion für die Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,2\text{pxn}){}^{52}\text{Mn}$  (Daten unserer Gruppe bis 1993).

Insgesamt kann die akkumulierte Dosis so hoch werden, daß diese beim heutigen Stand der Technik der begrenzende Faktor für Weltraumaufenthalte ist und beispielsweise für eine bemannte Marsmission nur ältere Raumfahrer in Betracht gezogen werden. Die durch die kosmische Strahlung bewirkte Strahlenbelastung ist aber auch ebenfalls aktuell in die Diskussion geraten bezüglich der Strahlenbelastung von Piloten hochfliegender Flugzeuge.

Ein weiteres klassisches Beispiel für den Nutzen der Kenntnis von Anregungsfunktionen ist die Optimierung der Produktion von Radionukliden für medizinische Anwendungen in Therapie und Diagnostik (Radiopharmazeutika). Eine ganze Reihe verschiedener, kurzlebiger Nuklide steht zu diagnostischen Zwecken mittels Positron-Emission-Tomography (PET) und Single-Photon-Emission-Computer-Tomography (SPECT) zur Verfügung. Bei der Produktion dieser Nuklide gilt es, ein Optimum zwischen möglichst großer Ausbeute des gewünschten Nuklids und möglichst geringer Produktion weiterer, unerwünschter Nuklide zu finden. Dazu ist die Kenntnis der zugrundeliegenden Anregungsfunktionen unerlässlich; ein Übersichtsartikel ist der von Qaim [Qa97].

## 1.2.2 Anwendungsgebiete jüngerer Datums

Die Behandlung operativ unzugänglicher Tumore im Menschen mit  $\gamma$ -Strahlung - oft in Kombination mit einer Chemotherapie - ist weit verbreitet. Dabei kommen beispielsweise  $^{60}\text{Co}$ -Quellen oder die Bremsstrahlung hochenergetischer Elektronen (bis zu 70 MeV) zum Einsatz. Da es schwierig ist, die Bestrahlung auf den kanzerogenen Teil des Gewebes zu konzentrieren, ohne dabei wesentliche Teile des gesunden Gewebes zu schädigen, setzt man in neuerer Zeit auf die Behandlung mittels direkter oder indirekter Bestrahlung durch Teilchen.

Bei der direkten Bestrahlung mit geladenen Projektilen macht man sich zu Nutze, daß geladene Teilchen mit Hilfe magnetischer Felder zum einen sehr gut fokussiert werden können und zum anderen den größten Teil ihrer Energie am Ende ihrer Reichweite abgeben<sup>1</sup>, die wiederum von der leicht variierbaren Primärenergie der Teilchen abhängt. Verwendet werden Protonen bis hin zu Energien von 250 MeV, aber auch schwerere Ionen wie beispielsweise  $^{12}\text{C}$  bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt. Dabei werden allerdings im gesunden Gewebe auf dem Weg zum Krebsherd radioaktive Nuklide und sekundäre Teilchen erzeugt, deren schädigende Wirkung natürlich den Heilungserfolg nicht übertreffen soll.

Mit dem Aufkommen von Hochstrombeschleunigern mit Strömen im mA-Bereich und Protonen-Energien bis in den GeV-Bereich sind in den letzten Jahren Anwendungen möglich geworden, deren ursprüngliche Idee schon in den 50er Jahren beschrieben wurde. Während alle heute im Betrieb befindlichen Kernreaktoren auf dem Prinzip der Neutronenmultiplikation während der ablaufenden Reaktion beruhen, die Kettenreaktion also mit Hilfe einer *internen* Neutronenquelle funktioniert, setzen neue Konzepte unter Verwendung eines Spallationstargets auf eine *externe* Neutronenquelle. Bei dieser Technik macht man sich zu Nutze, daß ein Teilchen geeigneter Energie (etwa 1 GeV) im Stande ist, aus einem schweren Kern einige zehn Neutronen freizusetzen, die dann im Reaktor genutzt werden können. Konkret sind diese Vorstellungen zuerst von Bowman et al. [Bo92a] veröffentlicht wurden. Ihnen geht es hauptsächlich um die Transmutation langlebiger Spaltprodukte aus konventionellen Reaktoren, um das mit der geologischen Lagerung dieser Nuklide verbundene Risikopotential zu minimieren. Bei dieser sogenannten „accelerator-based waste transmutation“ sollen die Spaltprodukte mit bis zu  $10^{16}$  Neutronen pro  $\text{cm}^2$  und Sekunde über (n, $\gamma$ )-Reaktionen entweder in kurzlebige oder stabile Isotope umgewandelt werden. Allerdings bewegen sich Bowman et al. mit diesen Vorstellungen insbesondere hinsichtlich der projektierten Neutronenflußdichten sowie der notwendigen chemischen Aufbereitung jenseits heute verfügbarer Technologie und Erfahrungen, so daß eine Realisierung seines Konzeptes momentan noch außer Frage steht.

---

<sup>1</sup> Das sogenannte Bremsvermögen  $dE/dx$  des Absorbers ist dort maximal - aufgetragen über die Reichweite ergibt sich der „Bragg-Peak“.

Realistischer und auf verfügbarer oder minimal weiter zu entwickelnder Technologie basierend erscheint der Vorschlag von Rubbia et al. [Ru95] zur Nutzung externer Neutronenquellen, der zuerst von Carminati et al. ausgearbeitet wurde [Ca93]. Ganz im Sinne des Zweckes bestehender Reaktoren, wollen sie in ihrem Konzept ein solches System zur Energieerzeugung verwenden („accelerator-driven energy amplification“). In unterkritischer Anordnung soll aus  $^{232}\text{Th}$  mit Neutronen herkömmlicher Flußdichten von  $10^{14}$  pro  $\text{cm}^2 \text{ s}$  das leicht spaltbare  $^{233}\text{U}$  erbrütet werden, dessen anschließende n-induzierte Spaltung schließlich Energie liefert.

Auch wenn beide Vorschläge mit unterschiedlichen Zielsetzungen in die Öffentlichkeit lanciert wurden, können beide oben beschriebenen Systeme jeweils auch für den anderen Zweck eingesetzt werden. Gemeinsam ist beiden Vorschlägen das sogenannte Spallationstarget, in dem in Reaktionen von Protonen mit Energien von etwa 0.8 bis 1.6 GeV mit schweren Kernen wie Wolfram, Blei oder Wismut Neutronen erzeugt werden sollen. Bei solchen und weiteren Reaktionen dieser Neutronen mit den Targetkernen werden allerdings im Target selbst ebenfalls radioaktive Kerne produziert, die - entsprechend der Energie der Protonen und der Masse der Targetkerne - fast das gesamte Spektrum heute bekannter Radionuklide umfassen. Damit die derart erzeugten Aktivitäten nicht die Vorzüge dieser neuen Technologien zunichte machen, sind Abschätzungen über die Nuklidproduktion nötig.

Unabhängig von diesen Überlegungen lassen sich Spallationsquellen auch als Neutronenquellen für Untersuchungen in der Physik der kondensierten Materie einsetzen. Gegenüber den dafür normalerweise herangezogenen Kernreaktoren haben Spallationsquellen den Vorteil, daß durch die Pulsung des primären Protonenstrahls auch die Neutronen in Pulsen zur Verfügung gestellt werden, was in verschiedenen Anwendungen wünschenswert ist. Dabei soll etwa mit der geplanten ESS („European Spallation Source,“) [Le97] mit Hilfe eines 1- bis 2-GeV-Protonenstrahls, der auf ein Quecksilber-Target trifft, ähnliche Flußwerte erreicht werden wie am Höchstflußreaktor des ILL in Grenoble.

### 1.3 Beschreibung von Kernreaktionen

Neben der experimentell zugänglichen Messung von Produktionswirkungsquerschnitten ist zum besseren Verständnis des Ablaufes von Kernreaktionen die theoretische Modellierung nötig. Darüber hinaus würde ein Modell, das alle Aspekte einer solchen Reaktion zu beschreiben imstande ist, natürlich auch die zeit- und kostenaufwendigen Experimente überflüssig machen beziehungsweise auch dort anwendbar sein, wo die experimentelle Untersuchung große Schwierigkeiten bereiten würde.

Die theoretische Beschreibung von Kernreaktionen ist schon lange Gegenstand von Untersuchungen - dennoch gibt es kein Modell, das es erlaubt, die Vielfalt der Reaktionsmöglichkeiten zu beschreiben. Warum das so ist, wird verständlich, wenn man unter Vernachlässigung von Kernstruktureffekten sich den Kern mit der Massenzahl  $A$  zunächst einmal nur aus  $P$  Protonen und  $N$  Neutronen bestehend vorstellt, dessen Größe sich aufgrund von Elektronenstreuversuchen zu

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{mit} \quad r_0 = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 1.3 \text{ fm} \quad (1.3)$$

ergibt (siehe zum Beispiel [Ma84]).

Ein Projektil mit Ruhemasse  $m_0$  und kinetischer Energie  $E$  genügt der relativistischen Energie-Impulsbeziehung

$$m_0 c^2 + E = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4} \quad (1.4)$$

und hat daher eine de-Broglie-Wellenlänge von

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} \left( 1 + \frac{2m_0 c^2}{E} \right)^{-1/2}. \quad (1.5)$$

Abbildung 1.2 veranschaulicht das Verhältnis verschiedener Kerngrößen zur Wellenlänge eines Protons. Es wird deutlich, daß das Proton bis zu einer gewissen Energie den Kern nur als Ganzes anzuregen imstande ist, während bei höheren Energien davon ausgegangen werden kann, daß es die nukleonische Struktur der Kerns auflösen und zunächst mit einzelnen Nukleonen interagieren kann. Allein diese Vorstellung führte zur Entwicklung verschiedener Modelle, deren Einsatzbereich gemäß der obigen Darstellung auf verschiedene Energiebereiche beschränkt ist. So behandelte Serber schon 1947 [Se47] beispielsweise eine von einem hochenergetischen Projektil ausgelöste Reaktion als Zweistufenprozeß bestehend aus einer schnellen Kaskade mit nachfolgender langsamer Evaporationsphase. Die Reaktion läuft in der ersten Phase über Nukleon-Nukleon-Stöße zwischen dem Projektil und den Kernnukleonen ab, die wiederum Stöße mit anderen Nukleonen vollziehen können (Kaskade). Die Dauer wird durch die Zeit vorgegeben, die das primäre Projektil benötigt, um den Kern zu passieren (etwa  $10^{-22}$  s). Danach wurde angenommen, daß sich die dem Kern in dieser Zeit zugeführte Anregungsenergie auf seine Nukleonen gleichverteilt (Equilibrium), so daß während der Evaporationsphase (etwa  $10^{-16}$  s) nach statistischen Gesetzen [We37] einzelne Nukleonen genügend Energie erhalten können, so daß sie das Kernpotential verlassen können.

Da die Berechnung von Kernreaktionen auf der Basis dieses Modells infolge des Vielteilchenproblems nicht mehr in analytischer Weise erfolgen kann, mündete die Umsetzung dieses sogenannten Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation (INC/E) Modells in einer ganzen Reihe von Computercodes, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden und auf Basis von Nukleon-Nukleon-Streuquerschnitten die Reaktion nachzuvollziehen versuchen.

Dabei kommt allerdings komplizierend die Tatsache hinzu, daß bei genügend hoher Energie des Projektils in Nukleon-Nukleon-Stößen über die Erzeugung kurzlebiger Nukleonenresonanzen und deren anschließenden Zerfall weitere Teilchen erzeugt werden können. So können etwa ab 300 MeV Protonenenergie Pionen über die  $\Delta(1232)$ -Resonanz produziert werden; bei weiter ansteigender Projektilenergie öffnen sich prinzipiell Reaktionskanäle, in denen sämtliche heute bekannten Teilchen vorkommen.

Ein der physikalischen Realität entsprechendes Modell zur Beschreibung von Kernreaktionen sollte also auf Basis beispielsweise der oben gegebenen Beschreibung in der Lage sein, Art und Energien produzierter Teilchen winkelaufgelöst berechnen und *gleichzeitig* die Restkernverteilung nach der Reaktion voraussagen zu können. Die existierenden Computercodes sind aber in ihrer teilweise mittlerweile jahrzehntelangen Geschichte überwiegend im Hinblick auf die Beschreibung von Spektren verbessert worden, während die Modellierung der Restkernverteilung vernachlässigt wurde. Dies führte in einem aktuellen „International Codes And Model Intercomparison For Intermediate Energy Activation Yields“ [Mi97a] zu dem Statement, daß „In an ultimate conclusion one can state that calculation of activation yields turns out to be an extremely difficult task which cannot adequately solved by present days nuclear models and codes“.

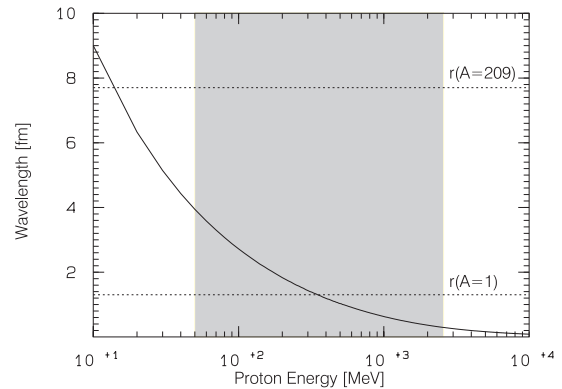


Abb. 1.2: De-Broglie-Wellenlänge eines Protons in Abhängigkeit seiner Energie nach Gl. (1.5); zur Veranschaulichung sind die Durchmesser von Kernen mit Massenzahlen 1 beziehungsweise 209 eingetragen; der schraffierte Bereich kennzeichnet den in dieser Arbeit abgedeckten Energiebereich.



## 2 Aufgabenstellung

Integrale Dünntarget-Wirkungsquerschnitte für die Produktion radioaktiver Restkerne in Protonen-induzierten Kernreaktionen bilden die unverzichtbare Datenbasis für viele Anwendungen. Während durch vorangegangene Arbeiten unserer Arbeitsgruppe eine vollständige und konsistente Datenbasis experimenteller Anregungsfunktionen für leichte und mittelschwere Targetelemente von den Schwellen bis zu Protonenenergien von 2.6 GeV existiert, gibt es mit Ausnahme von Gold kaum Produktionswirkungsquerschnitte für schwere Targetelemente. Neue, Beschleuniger-basierte Anwendungen wie die „accelerator-driven waste transmutation“ und die „accelerator-based energy amplification“ sowie der Aufbau von Spallationsneutronenquellen haben jedoch in den letzten Jahren für ein deutlich gesteigertes Interesse an solchen Daten gesorgt. Elemente wie Tantal, Wolfram, Quecksilber, Blei oder Wismut werden als Strukturmaterialien für Spallationstargets in solchen Anwendungen in Betracht gezogen.

Dieser Mangel an experimentellen Daten für die Produktion von Restkernen soll mit der vorliegenden Arbeit behoben werden. Dazu sollen im Rahmen einer europäischen Kooperation Bestrahlungen der relevanten, schweren Elemente am Beschleuniger des Laboratoire National Saturne/Saclay (Frankreich) mit Protonen und Energien zwischen 280 MeV und 2.6 GeV konzipiert, durchgeführt und im Hinblick auf die Restkernproduktion ausgewertet werden. Diese Untersuchungen sollen durch Bestrahlungsexperimente mit Protonen bis zu 180 MeV am Beschleuniger des The Svedberg Laboratoriums/Uppsala (Schweden) ergänzt werden. Außerdem soll an beiden Einrichtungen in gleichem Umfang und mit der gleichen Zielsetzung das für die Produktion kosmogener Krypton-Isotope relevante, in Bezug auf die Restkernverteilung bislang aber nicht untersuchte Targetelement Rubidium mitbestrahlt und die Restkernverteilung gemessen werden. Zur Ergänzung und Überprüfung älterer Ergebnisse sollen über diese Targetelemente hinaus weitere mit in die Experimente einbezogen werden, deren Auswertung von anderen Mitarbeitern unserer Kollaboration erfolgt.

Mit den am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie zur Verfügung stehenden Möglichkeiten sollen die bestrahlten Targets  $\gamma$ -spektrometrisch zerstörungsfrei gemessen und daraus Wirkungsquerschnitte für die Produktion  $\gamma$ -strahlender Produktnuklide bestimmt werden. Diese Untersuchungen werden später durch die Messung langlebiger Produkte zum einen per konventioneller Massenspektrometrie in Bordeaux (Frankreich) und zum anderen per Beschleuniger-Massenspektrometrie an der ETH Zürich (Schweiz) ergänzt.

In früheren Arbeiten zeigte sich bei Vergleichen experimenteller Daten leichter bis mittelschwerer Targetelemente mit Rechnungen auf Basis des Hybridmodells der Präequilibriumreaktionen sowie eines Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modells, daß die *a-priori*-Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen nur mit unzureichender Qualität möglich ist. Besonders wurden Schwierigkeiten bei der Modellierung der Spaltprodukte beim Targetelement Gold deutlich.

Deshalb soll auf der Basis der neu gewonnenen Daten ein systematischer Vergleich mit Modellrechnungen durchgeführt werden. Dazu steht eine hinsichtlich relativistischer Effekte erweiterte Version des Präequilibriumcodes ALICE zur Verfügung, die installiert und getestet werden soll. Der INC/E-Code HETC-KFA-2 wird in der KFA Jülich zur Zeit auf neuere Rechenanlagen portiert und soll danach ebenfalls in Betrieb genommen werden. Es soll geklärt werden, inwieweit die oben erwähnten Probleme auch im Vergleich der Modellrechnungen mit den in dieser Arbeit behandelten Targetelementen auftreten und ob darüber hinaus semiempirische Modelle in der Lage sind, die Nuklidproduktion in Protonen-induzierten Reaktionen zu beschreiben.

## 3 Theoretische Grundlagen zur Durchführung und Auswertung von Bestrahlungsexperimenten

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen bereitgestellt werden, auf denen die Konzeption und Durchführung der Bestrahlungsexperimente sowie die Messungen und deren Auswertung basierte. Teile dieser Grundlagen sind bereits in vorangegangenen Diplom- und Doktorarbeiten unseres Institutes - zum Beispiel [Bo93, Gl93, Le96] - dargestellt worden. Da sie jedoch zum Verständnis der Experimente und zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse unverzichtbar sind, erfolgt hier nur eine knappe Darstellung dergestalt, daß lediglich die Ansätze und deren Lösungen vorgestellt werden.

### 3.1 Energetik von Kernreaktionen

Die Frage, unter welchen Bedingungen ein Projektil P an einem Targetkern T mit Kernladungszahl  $Z_T$  überhaupt eine Kernreaktion dahingehend bewirken kann, daß ein oder mehrere Bruchstücke X entstehen und ein Restkern R (Kernladungszahl  $Z_R$ ) zurückbleibt, läßt sich unter Berücksichtigung der Einsteinschen Beziehung  $E = mc^2$  beantworten. Danach ergibt sich aus der Massendifferenz der Reaktionspartner (alle Massen in atomaren Masseneinheiten  $u$  [ MeV ] die bei der Reaktion T(P,X)R freiwerdende Energie  $\Delta E$ , der sogenannte Q-Wert, unter Vernachlässigung der Bindungsenergien der Hüllenelektronen zu:

$$Q = \Delta E = (M_T + M_P - M_X - M_R + (Z_T - Z_R)m_e) \cdot u \quad (3.1)$$

Aus Impulserhaltungsgründen folgt damit die Schwellenenergie  $E_S$ , ab der die Reaktion überhaupt erst möglich wird, zu:

$$E_S = -Q \left( 1 + \frac{M_P}{M_T} \right) \quad (3.2)$$

Geladene Projektile müssen den Coulombwall des Kerns überwinden, so daß die Coulombbarriere

$$E_C = \frac{Z_P Z_T e^2}{R} \quad \text{mit} \quad R = r_0 \cdot (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) \quad (3.3)$$

unter Umständen höher liegt als die durch (3.2) gegebene Schwellenenergie und damit letztere bestimmt (Abb. 3.1). Zur Berechnung der in dieser Arbeit angegebenen Schwellenenergien wurden das Programm THRESH erstellt, das auf den Gleichungen (3.1) und (3.2) basiert und die Kernmassen nach Audi und Wapstra [Au93] verwendet.

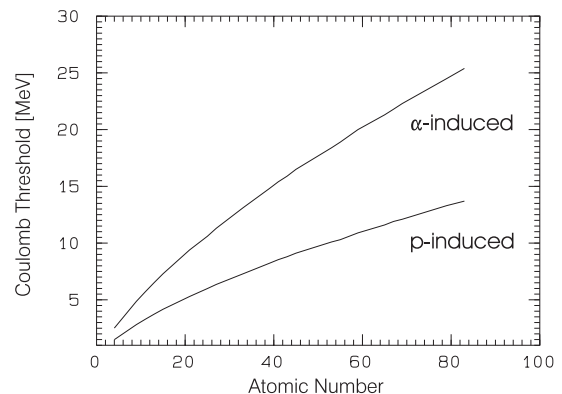


Abb. 3.1: Coloumbbarriere nach Gl. (3.3) für  $\alpha$ - und p-induzierte Reaktionen für monoisotope Elemente.

### 3.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

#### 3.2.1 Allgemeiner Fall

Treffen Projektile P auf ein aus  $N_T$  Kernen T bestehendes Target, werden in letzterem Restkerne R proportional zu  $N_T$  zur Projekttilflußdichte  $\Phi$  erzeugt. Die dabei auftretende Proportionalitätskonstante ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und stellt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Eintretens der Reaktion T(P,X)R dar.

Sind die so erzeugten Restkerne des Typs R radioaktiv, unterliegen sie dem Zerfallsgesetz  $N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$  und zerfallen gemäß ihrer Halbwertszeit  $T_{1/2}$  mit der Zerfallskonstante  $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ . Unter diesen Voraussetzungen gehorcht der Aufbau des Inventars  $N_R$  eines Nuklids R in einem Target während einer Bestrahlung mit Projektilen der Energie E der Differentialgleichung

$$\frac{dN_R}{dt} = \sigma_E \Phi_E N_T - \lambda N_R. \quad (3.4)$$

Integration unter der Anfangsbedingung  $N_R(t=0) = 0$  sowie unter Berücksichtigung dessen, daß sich die Anzahl der Targetatome  $N_T$  durch die ausgelösten Kernreaktionen nicht merklich ändert<sup>2</sup>, liefert für die Dauer der Bestrahlung (EoI: End of Irradiation) die Aktivierungsgleichung :

$$N_R(t) = \frac{\sigma_E \Phi_E N_T}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad t \leq t_{EoI} \quad (3.5)$$

$N_T$  bestimmt sich mit Kenntnis der Avogadro-Konstanten  $N_A$  und der Molmasse  $M_T$  des Targets entweder nur über die Masse  $m_T$  oder über die Dichte  $\rho_T$ , die Dicke  $d_T$  und die Fläche  $F_T$  des Targets zu:

$$N_T = \frac{N_A}{M_T} m_T = \frac{N_A}{M_T} \rho_T d_T F_T \quad (3.6)$$

Am Ende der Bestrahlung mit der Dauer  $t_{ir}$  liegt also die Aktivität

$$A(t_{EoI}) = \lambda N_R(t_{EoI}) = \sigma_E \Phi_E N_T (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) \quad (3.7)$$

vor, die gemäß des Zerfallsgesetzes abnimmt und der Messung zugänglich ist.

Die Aktivitätsmessungen kann man unter anderem mit  $\gamma$ -spektrometrischen Methoden vornehmen. Dabei macht man sich zu Nutze, daß ein Großteil der bekannten Radionuklide unter Aussendung charakteristischer  $\gamma$ -Quanten zerfällt, die mit entsprechenden Detektoren registriert werden können. Kennt man die Häufigkeit  $I_\gamma$ , mit der das  $\gamma$ -Quant pro Kernzerfall auftritt, sowie das (energieabhängige) Nachweisvermögen  $\epsilon_\gamma$  des Detektors, so läßt sich aus den während einer  $t_c = t_{EoC} - t_{BoC}$  (B/EoC: Begin/End of Counting) dauernden  $\gamma$ -spektrometrischen Messung registrierten Impulsen C und dem Zusammenhang

$$C = I_\gamma \epsilon_\gamma \int_{t_{BoC}}^{t_{EoC}} dt A(t) \quad (3.8)$$

die Aktivität des Nuklids am Anfang der Messung  $t_{BoC}$  bestimmen:

$$A(t_{BoC}) = \frac{C \lambda}{I_\gamma \epsilon_\gamma (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (3.9)$$

Mit Hilfe des Zerfallsgesetzes zurückgerechnet auf  $t_{EoI}$  und gleichgesetzt mit (3.7) sowie unter Verwendung der Beziehung  $t_g = t_{BoC} - t_{EoI}$  ergibt sich schließlich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_E$  zu:

$$\sigma_E = \frac{A(t_{EoI})}{\Phi_E N_T (1 - e^{-\lambda t_{ir}})} = \frac{C \lambda}{I_\gamma \epsilon_\gamma \Phi_E N_T} \cdot \frac{e^{\lambda t_g}}{(1 - e^{-\lambda t_{ir}})(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (3.10)$$

Kennt man umgekehrt bereits die Wirkungsquerschnitte einer Reaktion, läßt sich anhand dieser durch einfaches Umformen von (3.10) natürlich die Flußdichte bestimmen; auf diesen Aspekt wird in Kapitel 3.3 näher eingegangen.

<sup>2</sup> Daß diese Annahme gerechtfertigt ist, zeigt die folgende Betrachtung: Die Wahrscheinlichkeit, überhaupt irgendeine Kernreaktion auszulösen, wird durch den sogenannten Reaktionswirkungsquerschnitt  $\sigma_R$  beschrieben, es gilt also die Differentialgleichung  $dN_T/dt = -\sigma_R \Phi N_T(t)$  mit der Lösung  $N_T(t) = N_{T,0} \cdot \exp\{-\sigma_R \Phi t\}$  - um mit einer typischen Projektilflußdichte von  $10^{12}$  Protonen/s  $\text{cm}^2$  bei einem typischem Reaktionswirkungsquerschnitt von einem Barn eine einprozentige Abnahme der Targetkerne zu erreichen, müßte man das Target knapp 146000 Jahre bestrahlen.

### 3.2.2 Kumulative und unabhängige Wirkungsquerschnitte

Der Ansatz nach Gleichung (3.4) und die korrespondierende Lösung (3.5) ist nur gültig für Nuklide, die ausschließlich über die entsprechende Kernreaktion produziert werden. Da in Kernreaktionen jedoch nicht nur ein bestimmter Kerntyp produziert wird, muß häufig auch die Produktion des entsprechenden Nuklids über  $\alpha$ -,  $\beta^+$ /EC- oder  $\beta^-$ -Zerfälle anderer Nuklide mit berücksichtigt werden.

Man unterscheidet dementsprechend unabhängige und kumulative Wirkungsquerschnitte, wobei die Nuklidproduktion dann als unabhängig betrachtet werden kann, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist (siehe auch Abb. 3.2 zur Verdeutlichung):

- Das Nuklid ist abgeschirmt durch ein stabiles oder primordiales Isotop eines Elements wie beispielsweise  $^{174}\text{Lu}$ , das gegen  $\beta^+$ /EC-Zerfälle durch  $^{174}\text{Hf}$  abgeschirmt ist.
- Das Nuklid ist abgeschirmt durch einen langlebigen Progenitor wie im Falle  $^{172}\text{Lu}$  durch  $^{172}\text{Hf}$  mit  $T_{1/2} = 1.87$  a.
- Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion des Progenitors des betrachteten Nuklids wurde ebenfalls gemessen und kann in geeigneter Weise separiert werden ( $^{173}\text{Hf} \rightarrow ^{173}\text{Lu}$  oder  $^{170}\text{Hf} \rightarrow ^{170}\text{Lu}$ ).

Hf-170 16,0 h	Hf-171 12,2 h	Hf-172 1,87 a	Hf-173 23,6 h	Hf-174 $2,0 \times 10^{15}$ a	Hf-175 70,0 d	Hf-176
Lu-169 2,7 m 1,42 d	Lu-170 2,0 d	Lu-171 76 s 8,22 d	Lu-172 3,7 m 6,7 d	Lu-173 1,37 a	Lu-174 142 d 3,31 a	Lu-175
Yb-168	Yb-169 46 s 32,0 d	Yb-170	Yb-172	Yb-172	Yb-173	Yb-174

$\beta^-$ -decay  
  metastable  
  primordial  
  stable

Abb. 3.2: Ausschnitt aus der Nuklidkarte [Pf95] zur Verdeutlichung unabhängig und kumulativ produzierter Nuklide.

In allen anderen Fällen wird ein Wirkungsquerschnitt als kumulativ bezeichnet, weil er die Produktion des Nuklids durch den Zerfall kurzlebiger und damit nicht oder nur unter speziellen experimentellen Bedingungen meßbarer Progenitoren beinhaltet.

Betrachtet man ohne Beschränkung der Allgemeinheit den Fall eines Mutternuklids M, das neben der Produktion aus Kernreaktionen zur Erzeugung eines Tochternuklids D beiträgt, so kann die Anzahl  $N_D$  der radioaktiven Restkerne D in diesem Fall nicht mehr über den einfachen Ansatz (3.4) ermittelt werden, sondern es muß das System gekoppelter Differentialgleichungen

$$\frac{dN_M}{dt} = \sigma_M \Phi_E N_T - \lambda_M N_M \quad \text{und} \quad \frac{dN_D}{dt} = \sigma_{D,ind} \Phi_E N_T - \lambda_D N_D + \lambda_M N_M, \quad t \leq t_{EoI} \quad (3.11)$$

gelöst werden, aus dem sich schließlich die modifizierte Aktivierungsgleichung ergibt:

$$N_D(t) = \Phi_E N_T \left[ \sigma_{D,ind} \frac{1 - e^{-\lambda_D t}}{\lambda_D} + \sigma_M \left( \frac{1 - e^{-\lambda_D t}}{\lambda_D} + \frac{e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_D t}}{\lambda_M - \lambda_D} \right) \right], \quad t \leq t_{EoI} \quad (3.12)$$

Damit folgt die Entwicklung der Anzahl der Kerne  $N_D$  nach der Bestrahlung der Gleichung

$$N_D(t) = \Phi_E N_T \left[ \left( \sigma_{D,ind} + \sigma_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_D} \right) \frac{1 - e^{-\lambda_D t}}{\lambda_D} + \sigma_M \frac{1 - e^{-\lambda_M t}}{\lambda_D - \lambda_M} e^{-\lambda_M t} \right], \quad t \geq t_{EoI} \quad (3.13)$$

Ist das Tochternuklid D langlebig gegenüber dem Mutternuklid M ( $\lambda_D \ll \lambda_M$ ) und mißt man die Aktivität von D genügend lange nach der Bestrahlung, so ist das Mutternuklid fast völlig zerfallen und der zweite Term in der Klammer von (3.13) kann vernachlässigt werden ( $\exp\{-\lambda_M t\} \approx \exp\{-t/T_{1/2}\} \rightarrow 0$ ). Ein Vergleich von (3.13) mit (3.5) ergibt so den kumulativen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{D,cum}$  der Tochter:

$$\sigma_{D,cum} = \sigma_{D,ind} + \sigma_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_D} \quad (3.13a)$$

### 3.2.3 Berücksichtigung von Progenitoren

Unter den zu (3.13a) genannten Voraussetzungen läßt sich in einem solchen Fall leicht der unabhängige Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{D,ind}$  bestimmen, sofern der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_M$  der Mutter gemessen wurde:

$$\sigma_{D,ind} = \sigma_{D,cum} - \sigma_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_D} \quad (3.13b)$$

Gilt allerdings die Annahme  $\lambda_M \gg \lambda_D$  nicht mehr, liegen also die Halbwertszeiten des betrachteten Nuklidpaares in der gleichen Größenordnung wie beispielsweise im Fall von  $^{170}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 2.0$  d), das außer in der Kernreaktion auch über  $\beta^+$ -Zerfall des ebenfalls produzierten  $^{170}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 16.0$  h) erzeugt werden kann, so muß Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Tochter anders vorgenommen werden.

Nach dem in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Ablauf zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten werden aus den Messungen für die Tochter unter Annahme des Zerfalls gemäß des Zerfallsgesetzes und unter Nichtberücksichtigung der zusätzlichen Erzeugung durch einen Progenitor zunächst falsche Aktivitäten  $A_D^*(t_{Eol})$  gemäß (3.9) ausgerechnet. Mit Kenntnis der Aktivität  $A_M(t_{Eol})$  der Mutter können daraus die richtigen Aktivitäten  $A_D(t_{Eol})$  bestimmt werden:

$$A_D(t_{Eol}) = A_D^*(t_{Eol}) + A_M(t_{Eol}) \frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_M} \left( 1 - \frac{\lambda_D}{\lambda_M} \frac{1 - e^{-\lambda_M t_c}}{1 - e^{-\lambda_D t_c}} \cdot e^{-(\lambda_M - \lambda_D)t_g} \right) \quad (3.14)$$

Um daraus den Wirkungsquerschnitt der Tochter zu bestimmen, genügt es bei Nukliden mit Halbwertszeiten, die groß gegenüber der Bestrahlungszeit sind,  $A_D(t_{Eol})$  in Gl. 3.10 einzusetzen. Bei Nukliden, die diese Voraussetzung nicht erfüllen, muß jedoch der Zerfall der Mutter und der daraus resultierende zusätzliche Aufbau der Tochter während der Bestrahlung in Betracht gezogen werden, so daß sich der unabhängige Wirkungsquerschnitt der Tochter in diesem Fall wie folgt berechnet:

$$\sigma_{D,ind} = \frac{A_D(t_{Eol})}{\Phi_E N_T (1 - e^{-\lambda_D t_{irr}})} - \sigma_M \left( 1 - \frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_M} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\lambda_M t_{irr}}}{1 - e^{-\lambda_D t_{irr}}} \right) \right) \quad (3.15)$$

### 3.2.4 Korrektur von $\gamma$ -Interferenzen

Infolge des endlichen Auflösungsvermögens der verwendeten Detektoren kommt es vor, daß sich die Impulse  $C_1$  und  $C_2$  zweier energetisch dicht beieinander liegender  $\gamma$ -Linien zweier Nuklide so überlagern, daß sie als eine einzige Linie registriert werden. In diesem Fall gelingt dennoch eine Trennung der den beiden Nukliden zugehörigen Aktivitäten, sofern die Aktivität eines der Nuklide über andere bekannte  $\gamma$ -Linien ermittelt werden kann oder zu einem späteren Zeitpunkt eines der beiden Nuklide vollständig zerfallen ist.

Sind  $A_1(t_{Eol})$  and  $A_2(t_{Eol})$  die Aktivitäten der beiden Nuklide am Bestrahlungsende, dann wird nach dem in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Ablauf aus der Anzahl der gemessenen Impulse  $C = C_1 + C_2$  zunächst die falsche Aktivität  $A_1^*(t_{Eol})$  errechnet. Daraus wird im nächsten Schritt durch Korrektur mit der bekannten Aktivität  $A_2(t_{Eol})$  die richtige Aktivität  $A_1(t_{Eol})$  ermittelt:

$$A_1(t_{Eol}) = A_1^*(t_{Eol}) - A_2(t_{Eol}) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{I_{\gamma 1}}{I_{\gamma 2}} \frac{1 - e^{-\lambda_2 t_c}}{1 - e^{-\lambda_1 t_c}} \cdot e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t_g} \quad (3.16)$$

### 3.2.5 Korrekturen im Falle realer Bestrahlungsbedingungen

Gleichung (3.10) zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts respektive der Flußdichte setzt implizit ideale Bestrahlungs- und Meßbedingungen voraus. Diese würden die kontinuierliche Bestrahlung eines Targets mit Projektilen konstanter Flußdichte beinhalten und eine  $\gamma$ -spektrometrische Messung erfordern, bei der alle in das Zählvolumen eingetretenen  $\gamma$ -Quanten verlustlos registriert werden.

In der Praxis können diese Idealbedingungen nicht immer realisiert werden - aus diesem Grund müssen entsprechende Korrekturen an den jeweiligen Stellen der Berechnung angebracht werden, die im folgenden dargelegt werden.

– *Bestrahlungsunterbrechungen*

Der Einfluß von Bestrahlungsunterbrechungen wird bei  $n$  Strahlzeitintervallen durch die Ersetzung

$$\frac{1}{1 - e^{-\lambda_{Irr}}} \rightarrow \sum_{i=1}^n \frac{e^{-\lambda(t_{Eol} - t_{Eol,i})}}{1 - e^{-\lambda_{Irr,i}}} \quad (3.17a)$$

in (3.10) berücksichtigt.

– *Schwankungen der Projektilflußdichte*

Schwankungen der Projektilflußdichte während der Bestrahlung werden durch Substitution mit der über die Bestrahlungszeit gemittelten Flußdichte

$$\Phi \rightarrow \frac{1}{t_{Eol} - t_{Bol}} \int_{t_{Bol}}^{t_{Eol}} dt^* \Phi(t^*) \quad (3.17b)$$

in Betracht gezogen.

Tatsächlich wirken sich Bestrahlungsunterbrechungen und Schwankungen der Projektilflußdichte allerdings nur auf die Produktion kurzlebiger Produkte aus.

– *Mehrelementige Targets*

Im Falle eines aus mehreren Elementen zusammengesetzten Targets wie beispielsweise einer Legierung kann die Produktion eines Nuklids außer aus der eigentlichen Targetkomponente unter Umständen auch aus den anderen Elementen erfolgen. Kennt man die Produktionswirkungsquerschnitte  $\sigma_k$  des betrachteten Nuklids aus den anderen Komponenten, läßt sich deren störender Einfluß korrigieren. Ist  $\sigma^*$  der unter der Annahme, daß das Target nur aus den Targetkernen eines Elementes besteht, berechnete Wirkungsquerschnitt, so ergibt sich der um die Produktion aus den anderen Komponenten korrigierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zu

$$\sigma \rightarrow \sigma^* - \frac{c_T}{M_T} \cdot \frac{M_k}{c_k} \cdot \sigma_k, \quad (3.17c)$$

wobei die  $c_T, c_k$  die Gewichtsanteile am Gesamtgewicht der Probe und die  $M_T, M_k$  die Molgewichte der Targetkomponente beziehungsweise der anderen Komponenten sind.

– *Totzeit der Meßelektronik*

Die endliche Verarbeitungsgeschwindigkeit des  $\gamma$ -spektrometrischen Meßsystems bedingt, daß während der real vergehenden Meßzeit  $t_C$  Impulse tatsächlich nur während der „lifetime“ genannten Zeit  $t_L$  aufgenommen werden können. Unter der Voraussetzung, daß die Meßzeit im Verhältnis zu den Halbwertszeiten der interessierenden Nuklide klein ist, wird dieser Tatsache in (3.10) Rechnung getragen durch die lineare Korrektur

$$C \rightarrow C \cdot \frac{t_C}{t_L}. \quad (3.17d)$$

### 3.3 Bestimmung der Flußdichte der Projektile

Nach Gleichung (3.10) geht in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten als entscheidende Größe die Flußdichte der Projektile ein. Zur Bestimmung derselben bieten sich entweder direkte Messungen etwa mit Hilfe eines Faraday-Cups an oder die indirekte Ermittlung über gut bekannte Wirkungsquerschnitte einer Monitorreaktion. Beide Verfahren haben Vor- und Nachteile: Direkte Messungen sind gerade bei hohen Projektilenergien mit genügender Genauigkeit nur mit hohem experimentellen Aufwand durchführbar und geben bei ausgedehnten Targetanordnungen keinen Aufschluß über eventuelle Gradienten in der Projektilflußdichte. Dagegen kann die Flußdichtebestimmung mit Hilfe einer Monitorreaktion letzteres leisten, ist aber sehr von der Qualität der verwendeten Monitorwirkungsquerschnitte abhängig. Unter diesen Aspekten wurde in dieser Arbeit ausschließlich auf die Flußdichtebestimmung mit Hilfe einer Monitorreaktion zurückgegriffen.

Prinzipiell existieren eine ganze Reihe von Monitorreaktionen [Sc89], die Verwendung finden könnten; es gibt jedoch einige Argumente, die dazu führten, daß an unserem Institut standardmäßig die Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, 3p3n)^{22}\text{Na}$  (siehe Abb. 3.3) verwendet wird.

Aluminium selbst als Targetmaterial hat gegenüber anderen den Vorteil, daß es kostengünstig in hochreiner Form produziert werden kann, so daß keine Konkurrenzreaktionen hin zum zu messenden Produkt nuklid aus Verunreinigungen zu berücksichtigen sind. Darüber hinaus werden infolge der niedrigen Massenzahl weder unnötig Sekundärteilchen produziert noch die Projektile unnötig stark abgebremst. Der Nachweis des mit 2.6 Jahren Halbwertszeit langlebigen  $^{22}\text{Na}$  ist zudem unproblematisch, da er ohne chemische Abtrennung mittels  $\gamma$ -Spektrometrie der starken, nicht überlagerten 1274.5-keV Linie auch lange nach der Bestrahlung vorgenommen werden kann.

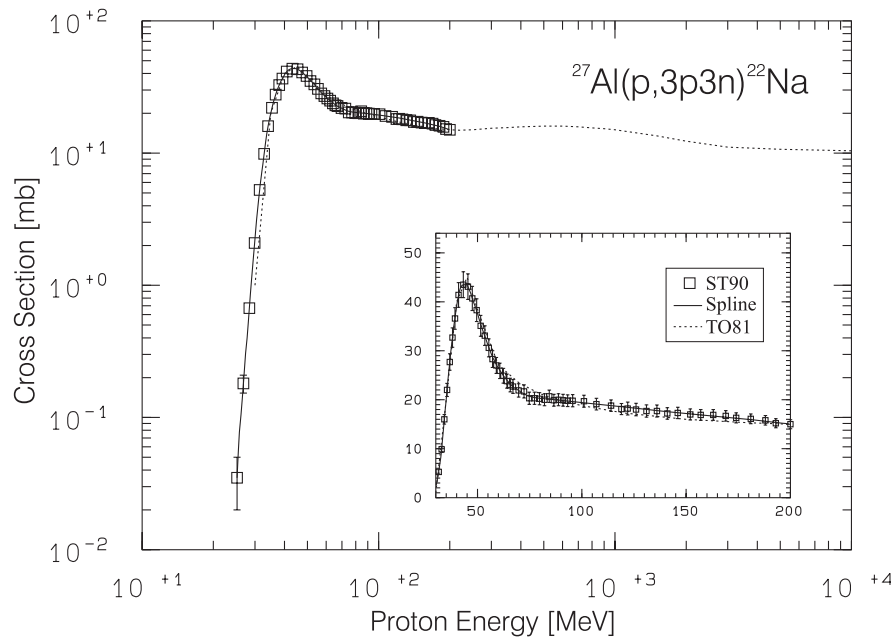


Abb. 3.3: Monitoranregungsfunktion der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, 3p3n)^{22}\text{Na}$ ; „Spline“ und „TO81“ bezeichnen Splines der Daten aus [St90] und [To81].

Abbildung 3.2 macht zwei weitere Vorzüge der Verwendung der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, 3p3n)^{22}\text{Na}$  deutlich. Dies ist einerseits das Fehlen großer Gradienten in Abhängigkeit von der Protonenenergie oberhalb von etwa 70 MeV und die damit verbundene Toleranz gegenüber eventuellen Fehlern in der Energiebestimmung der Protonen. Zum anderen liegt die erkennbare Schwelle der Reaktion bei etwa 25 MeV, so daß die primäre Produktion von  $^{22}\text{Na}$  gegenüber der durch sekundäre Teilchen wenig anfällig ist. Im Gegensatz dazu kann die Erzeugung des ebenfalls in Aluminium nachweisbaren  $^{24}\text{Na}$  leicht von niederenergetischen Neutronen mit mehr als 3.25 MeV Energie über die  $(n, \alpha)$ -Reaktion überlagert werden.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion selbst wurden von Tobailem [To81] aus den damals vorhandenen absoluten Messungen evaluiert. Steyn et al. [St90] nahmen 1990 neue Absolutmessungen der Anregungsfunktion unterhalb von 200 MeV vor, die zwar im Rahmen der Fehler mit der von Tobailem empfohlenen Anregungsfunktion übereinstimmen, aber einen leicht anderen Verlauf andeuten (siehe Ausschnitt in Abb. 3.3). Daher wurden in dieser Arbeit als Monitorwirkungsquerschnitte oberhalb von 200 MeV diejenigen aus [To81], unterhalb von 200 MeV die aus [St90] jeweils in gesplinteter Form verwendet. Für eine ausführliche Diskussion dieser Thematik sowie möglicher Konsistenzchecks über die Reaktionen  $^{27}\text{Al}(p, p3n)^{24}\text{Na}$  und  $^{27}\text{Al}(p, 10p11n)^7\text{Be}$  sei auf [Mi97b] verwiesen.

### 3.4 Bremsung schwerer, geladener Teilchen in Materie

Beim Durchgang durch Materie verlieren Teilchen Energie durch Stöße innerhalb des Targets - sie werden gebremst. Daher ist es notwendig, bei Experimenten, bei denen viele Targets nacheinander vom selben Strahl getroffen werden, die Energie der Teilchen im jeweiligen Target zu bestimmen, weil sonst die Form der Anregungsfunktionen falsch wiedergegeben wird.

Bei Projektilenergien von über 1 AMeV positiv geladener Ionen mit Ladung  $Z_p$  und Geschwindigkeit  $v$  beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung (3.18) [Fa63] den in diesem Energiebereich hauptsächlich durch Stöße mit Hüllenelektronen der  $N_T$  Atome des Targetmaterials (Kernladung  $Z_T$ ) verursachten Energieverlust  $dE$  pro Weeinheit  $dx$  - das sogenannte Bremsvermögen („stopping power“) - mit Hilfe der Parameter mittleres Ionisationspotential  $I$ , Schalenkorrektur  $C$  und Dichteeffekt  $\delta$ :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_p^2}{m_e v^2} N_T Z_T \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I} + \ln \frac{1}{1-\beta^2} - \beta^2 - \frac{C}{Z_T} - \frac{1}{2} \delta \right] \quad (3.18)$$

Im Energiebereich zwischen 1 MeV und 2.6 GeV wird das Bremsvermögen hauptsächlich bestimmt durch das Produkt des Faktors vor der Klammer und dem ersten Klammernglied. Relativistische Korrekturen, die in Gleichung (3.18) in Form der Terme in  $\beta^2$  auftauchen, Schalenkorrekturen - hauptsächlich dann von Bedeutung, wenn die Geschwindigkeit der Primärteilchen in der Größenordnung der Hüllenelektronen liegt - und Korrekturen aufgrund des Dichteeffekts, der die Wechselwirkung eines Primärteilchens mit mehreren Hüllenelektronen in Betracht zieht, wirken sich hier nur marginal aus.

Ausgehend von Gleichung (3.18) entwickelten Andersen und Ziegler [An77] die parametrisierte Form (3.19), die sich besonders für computergestützte Rechnungen eignet:

$$-\frac{dE}{N_T dx} = \frac{A}{\beta^2} \left[ \ln(B\beta^2) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 a_i (\ln E)^i \right] \quad (3.19)$$

Die insgesamt sieben Entwicklungskoeffizienten erhielten sie durch Fits an experimentelle Daten der jeweiligen Targetelemente. In [An77] gaben Andersen und Ziegler als Gültigkeitsbereich den Energiebereich von 1 MeV bis 100 MeV an; aus dem in ihrem Artikel dargestellten Verfahren und der Relevanz der Beiträge der einzelnen Terme in (3.19) wie oben geschildert läßt sich jedoch auf eine darüberhin- ausgehende Anwendbarkeit bis zu den hier interessierenden Protonenenergien von 2.6 GeV schließen. Dies wird auch durch Vergleiche [Pr97a] mit Rechnungen mit einer verbesserten Version aus [Fi96] basierend auf der Arbeit von Ziegler et al. [Zi85] gestützt.

Da die Abbremsung der Projektile in einem Absorbermaterial der Flächenbelegung  $\xi_T$  ein statistischer Prozeß ist, tritt eine Energieverbreiterung des Strahls auf, so daß der mittels Gleichung (3.19) berechnete Energieverlust  $dE$  nur einen Mittelwert darstellt. Dieses sogenannte „energy-straggling“ ist nach [Bo15] eine Gaußverteilung, deren Breite durch den energy-straggling-parameter  $\alpha$  gegeben ist:

$$\alpha^2 = 4\pi e^4 N_A Z_p^2 \frac{Z_T}{A_T} \xi_T \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{I}{m_e v^2} \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right) \right] \quad (3.20)$$



## 4 Experimente und Auswertung

Aufbauend auf die theoretischen Grundlagen aus dem vorangegangenen Abschnitt werden in diesem Kapitel die Experimente von der Konzeption über die Durchführung bis hin zur Auswertung der  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen dargestellt. Am Ende erfolgt eine ausführliche Diskussion der den Fehler der gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte bestimmenden Einflüsse.

### 4.1 Einführung

Die Messung integraler Dünntarget-Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen an Kernen kann auf verschiedene Weise erfolgen. Für die Erzeugung der Restkerne selbst kommen prinzipiell zwei Verfahren in Betracht:

- Entweder die klassische Variante der Bestrahlung eines Targets mit Protonen oder
- die erst in jüngerer Zeit durch die fortschreitende Entwicklung in der Beschleunigertechnik möglich gewordene Bestrahlung eines Wasserstofftargets mit Kernen des Targetelementes wie es beispielsweise Webber et al. [We90a, We90b, We90c, We90d] mit Kernen von  $^{12}\text{C}$  bis hin zum  $^{58}\text{Ni}$  durchgeführt haben und es bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung/Darmstadt (GSI) auch schon mit schweren Kernen durchgeführt wurde [Fa97].

Das letztere, als inverse Kinematik bekannt gewordene Verfahren bedarf eines hohen experimentellen Aufwandes zur Registrierung der Restkerne, kann unter Verwendung der entsprechenden Ausrüstung aber vollständigere Informationen über die Restkernverteilung liefern als die klassische Variante, die dafür einfacher zu realisieren ist und im Hinblick auf die am ZSR zur Verfügung stehenden Möglichkeiten auch in dieser Arbeit angewendet wurde.

Die Targets können bei derartigen Experimenten entweder in Form einzelner Folien oder gleich als ganze Folienstapel, sogenannte „stacks“, bestrahlt werden. Beides hat Vor- und Nachteile: Bei der Bestrahlung von dünnen Einzelfolien kann man davon ausgehen, daß unerwünschte Reaktionen sekundär produzierter Teilchen im Target zu vernachlässigen sind - dies ist in massereichen Stacks nicht immer gewährleistet, hängt aber von der Projektilenergie ab. Auf der anderen Seite können Einzelfolien auch nicht beliebig dünn gestaltet werden, da in diesem Fall mit Rückstoßverlusten gerechnet werden muß und außerdem abhängig von der Projektilflußdichte Probleme mit der Meßstatistik auftreten können.

Sollen viele Targets untersucht werden, wäre die Bestrahlung von Einzelfolien zeit- und kostenintensiv. Dann bietet sich unter Abwägung möglicher Sekundärteilcheneffekte die sogenannte „stacked-foil-technique“ an, bei der die Targets hintereinander angeordnet und gleichzeitig bestrahlt werden. Diese Technik ermöglicht es auch, Wirkungsquerschnitte gleich für mehrere Projektilenergien zu bestimmen, weil die Primärteilchen infolge ihrer Abbremsung im Stack die Targets mit verschiedenen Energien treffen. Dabei muß man allerdings berücksichtigen, daß die Energieunschärfe der Projektile durch das energy-straggling nach Gleichung (3.20) mit zunehmender Dicke des Targets ebenfalls größer wird.

### 4.2 Experimente

Die hier beschriebenen Experimente wurde im Rahmen einer europäischen Kollaboration von sieben Instituten aus Bordeaux, Bruyeres Le Chatel, Hannover, Köln, Jülich, Uppsala, Zürich nach Art der stacked-foil-technique durchgeführt. Dabei wurden außer den in dieser Arbeit ausgewerteten Targets eine große Anzahl weiterer Targetelemente mitbestrahlt, die bereits teilweise im Rahmen von mir mitbetreuten Diplomarbeiten [Bo95, Bo96, Bu97, De96, Ha95, Ho95, Kl96, Kr95, Pr97a] untersucht wurden. Da in letzteren naturgemäß jeweils nur Teilaspekte dieser Bestrahlungen behandelt wurden, wird in diesem Teil der Arbeit nicht zuletzt aus Dokumentationszwecken ein zusammenfassender Überblick über die gesamten Experimente der vergangenen vier Jahre gegeben.

Da die Bestrahlungen am Laboratoire National Saturne (LNS)/Frankreich und am The Svedberg Laboratorium (TSL)/Schweden mit unterschiedlichen Rahmenbedingungen erfolgten, werden diese getrennt behandelt, nachdem zunächst die konzeptionellen Gemeinsamkeiten erläutert werden.

### 4.2.1 Stackdesign

Das Design der bestrahlten Stacks richtete sich nach folgenden allgemeinen Gesichtspunkten:

- Vermeidung von Rückstoßverlusten und Cross-Kontaminationen

Der Verlust aktivierter Kerne aus Targets infolge von Rückstoßeffekten [Be71, Cu72, Ja80, Ka75, Ka78, La76, La79, Pa63, Pa68a, Pa68b, Pa68c, Pa71, Po57, Po63, Si90, St74, Su56] oder auch durch Thermoeffusion [Bo93] führt einerseits zu verringerten Aktivitäten im Target und damit zur falschen Berechnung von Wirkungsquerschnitten. Andererseits werden gleichzeitig benachbarte Targets kontaminiert und damit zusätzliche oder erhöhte Aktivitäten vorgetäuscht. Obwohl diese Effekte nicht notwendigerweise groß sein müssen - dies hängt von den Rückstoßreichweiten, der Dicke der Folien und dem Wirkungsquerschnitt des betrachteten Rückstoßproduktes ab - wurden sie in Ausnahmefällen auch bei Experimenten unseres Institutes [Bo93, De96] beobachtet.

Aus diesem Grund wird - soweit möglich - immer ein Set bestehend aus mindestens drei Targets des gleichen Elements bestrahlt, von denen das Mittlere unter der Annahme des Ausgleichs der Rückstoßverluste durch die äußeren Targets untersucht und ausgewertet wird. Zusätzlich werden vor jedem Targetset drei Aluminiumcatcher positioniert, die einerseits eine weitere Barriere gegen Cross-Kontaminationen bilden und andererseits gemäß der Darstellung in Kapitel 3.4 gleichzeitig eine Flußdichtebestimmung der Projektile direkt am Target ermöglichen.

- Targetanzahl

Die Anzahl und die Dicken der in einem Set befindlichen Targets richtete sich nach zwei, leider konträren Gesichtspunkten und wurde außerdem von herstellungstechnischen Zwängen diktiert. So sollten neben den Proben für die  $\gamma$ -spektrometrischen Untersuchungen zusätzliche Targets für nicht-zerstörungsfreie Untersuchungsmethoden bereitgestellt werden. Demgegenüber stand die Forderung nach möglichst geringer Massenbelegung, um die Produktion von Sekundärteilchen klein zu halten.

Konkret bedeutete dies, daß teilweise doch nur einzelne Targets verwendet wurden, wenn diese - wie zum Beispiel im Fall von Bariumglas mit einer Dicke von 3 mm Dicke - nicht dünner lieferbar waren. Dagegen war das technologisch interessante, kaum untersuchte Targetelement Blei beispielsweise mit bis zu sieben Folien pro Energiepunkt vertreten.

- Bremsrechnungen

Die Abbremsung der Protonen in den Targets wurde auf Basis des in Kapitel 3.4 dargestellten Sachverhaltes nach Andersen und Ziegler [An77] berechnet. Dazu wurde eine nur hinsichtlich der Ausgaben leicht modifizierte Form Programms STACK [Bo93] verwendet.

### 4.2.2 Targets, Probenvorbereitung und Nomenklatur

Die Targetmaterialien wurden größtenteils in Form rechteckiger Folien der von uns spezifizierten Dicke - typischerweise zwischen 20  $\mu\text{m}$  und 150  $\mu\text{m}$  - von den Herstellern, hauptsächlich Goodfellow Ltd., geliefert. Die weitere Probenvorbereitung wurde dann ausschließlich in der Abteilung für Nuklearchemie der Universität zu Köln durchgeführt und bestand daraus, kreisförmige Targets von 15.0 beziehungsweise 15.7 mm Durchmesser aus den Folien herauszustanzen, zu säubern und zu wiegen. Pulverförmige Targets wie beispielsweise  $\text{Cu}_2\text{Te}$  wurden in Al-Döschen (bei SACL0E/0F in Fe-Dosen) gefüllt; eventuell forminstabile Targets wie das als brüchiger Kristall vorliegende  $\text{RbMnF}_3$  zusätzlich in Al-Folie eingepackt, um eine Kontaminationen des Stacks und der Umgebung auszuschließen. Anschließend wurden die so vorbereiteten Targets in Zusammenarbeit mit unserem Institut in die eigentlichen Proben-

halter gesetzt, wobei die Bestrahlungsrichtung und die Zusammensetzung des Stacks festgehalten wurde. Von einer Beschriftung der Folien vor dem Experiment wurde abgesehen, da in den Stiftrückständen auf den Folien ebenfalls Restkerne produziert worden wären, die die Messungen hätten verfälschen können. Die Wägungen der Proben zur Bestimmung der Targetkernanzahl fanden vor der Bestrahlung statt, da keine Massenänderung der Targets zu erwarten war, andererseits eine Wägung nach der Bestrahlung eine nicht unerhebliche Strahlenbelastung bedeutet hätte. Nur in Ausnahmefällen mußten Proben nachgewogen werden - etwa wenn sie sich nicht mehr eindeutig trennen ließen oder Pulver zur Messung aus einem Döschen entnommen wurde, wobei Reste in diesem zurückblieben.

Zur eindeutigen Identifizierung jeder der durchschnittlich etwa 400 Targets pro Stack diente eine Nomenklatur, die sich aus den Experiment- und den Probennamen zusammensetzt. Der Experimentname (aus historischen Gründen sechs Zeichen lang) besteht aus einer Kennzeichnung für den Bestrahlungsort (vier Zeichen) sowie einer ZSR-internen, fortlaufenden Numerierung (zwei Zeichen), die den Stack bezeichnet. Der Probenname wiederum ist ebenfalls sechsstellig und setzt sich aus der Elementbezeichnung, der Stacknummer und einer Zahl zusammen, die eindeutig die Position der Folie im Stack kennzeichnet. So bezeichnet etwa die Kombination SACL0C / PBC234 - oder in verkürzter Form PBSC234 - ein Bleitarget, das am LNS in Saclay im 0C-ten Experiment bestrahlt wurde, wobei sich die Folie an vierter Position innerhalb der Bleifolien befand, die wiederum die 23. Targetgruppe darstellten.

### 4.2.3 Bestrahlungen am Laboratoire National Saturne (LNS)

Am Laboratoire National Saturne (LNS) in Saclay/Frankreich sind Bestrahlungen mit Protonen und anderen Projektilen von Energien ab etwa 100 MeV bis 3 GeV möglich. Aus diesem Grund wurden dort die Experimente mit Protonen dieser sogenannten mittleren Energien durchgeführt.

#### 4.2.3.1 Targetelemente

Am LNS wurden in den verschiedenen Bestrahlungen Targetelemente bestrahlt, die einen großen Teil des Periodensystems der Elemente überdecken. Zum einen diente dies zur Überprüfung älterer Ergebnisse, zum anderen aber auch, um die Datenbasis an Wirkungsquerschnitten für Produkte Protonen-induzierter Reaktionen zu vervollständigen. Die Auswahl der Targetelemente erfolgte dabei im Hinblick auf kosmophysikalische und -chemische Probleme, technologisch interessante Strukturmaterialien, Spallationstarget-relevante Elemente sowie nach kernphysikalischen Gesichtspunkten.

In elementarer Form und natürlicher Isotopenzusammensetzung wurden Kohlenstoff, Magnesium, Silizium, Titan, Vanadium, Eisen, Kobalt, Nickel, Kupfer, Yttrium, Zirkon, Niob, Molybdän, Rhodium, Silber, Indium, Tellur, Terbium, Tantal, Wolfram, Rhenium, Iridium, Gold, Blei und Wismut bestrahlt. Dagegen mußten Lithium (LiF), Stickstoff ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), Sauerstoff ( $\text{SiO}_2$ ), Kalium (KF), Kalzium ( $\text{CaF}_2$ ), Chrom (Chrom-Nickel-Pulver), Scandium ( $\text{ScO}_2$ ), Mangan (Mn-Ni-Legierung), Rb ( $\text{RbMnF}_3$ ), Strontium ( $\text{SrF}_2$ ), Tellur ( $\text{Cu}_2\text{Te}$ ), Barium (Bariumglas), Lanthan ( $\text{LaF}_2$ ) und Quecksilber ( $\text{HgO}$ ) in Form der in Klammern stehenden Verbindungen, Gemische oder Legierungen aktiviert werden, weil sie in elementarer Form nicht zur Bestrahlung geeignet gewesen wären.

Die meisten dieser Targets waren in nahezu allen LNS-Bestrahlungen enthalten; eine detaillierte Beschreibung der in jedem Bestrahlungsexperiment enthaltenen Targets würde aber den Rahmen des hier Möglichen sprengen.

Über die von unserer Gruppe ausgewerteten Targets hinaus wurden in Kollaboration mit anderen Institutionen außerdem Natriumfluorid (NaF), Phosphor ( $\text{Cu}_3\text{P}$ ), Schwefel (CuS), Chlor (CuCl), Zink, Jod (NaJ), Thorium und Uran bestrahlt.

### 4.2.3.2 Experimentaufbau und Stackdesign

Experimentaufbau und Stackdesign der LNS-Experimente wurden gegenüber der früher üblichen Positionierung aller Targets in einem einzigen Stack grundsätzlich geändert.

Da die primären Protonen genügend Energie besitzen, um bei den ausgelösten Reaktionen weitere, sekundäre Teilchen freizusetzen, können letztere je nach Energie und Flußdichte wiederum Kernreaktionen auslösen und damit den eigentlich zu beobachtenden Effekt der primären Projektile überlagern. Nach den in den Arbeiten von [Bo93, Gl93, Lu93, Re93, La94] gemachten Erfahrungen, können diese Effekte in massereichen Stacks je nach Reaktion nicht nur nicht vernachlässigt werden, sondern in manchen Fällen den größten Teil der Produktion eines Nuklides ausmachen.

Um dennoch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, entwickelte Lüpke [Lu93] in Zusammenarbeit mit Lange [La94] ein Verfahren, mit dem die Anteile durch sekundäre Nukleonen produzierter Nuklide separiert und damit korrigiert werden konnten. Dabei wurden die Spektren sekundärer Nukleonen berechnet, gemäß Gleichung (1.2) mit den entsprechenden Anregungsfunktionen gefaltet und in einem iterativen Prozeß der korrekte Wirkungsquerschnitt berechnet. Die Qualität dieser Korrekturen ist damit entscheidend abhängig von der des zugrundeliegenden Datensatzes. Während die Berechnung der Nukleonenspektren durch Benchmarktests abgesichert (beispielsweise [Bl94]) als hinreichend gut gilt und die Protonen-induzierten Anregungsfunktionen heute als experimentell gut ausgemessen bezeichnet werden können, existieren für Neutronen-induzierte Reaktionen im Bereich über 20 MeV kaum Daten.

Lüpke [Lu93] und Leya [Le96] konnten in ihren Arbeiten diese Informationslücke zwar mit einer auf Lüpke basierenden und von Leya weiter entwickelten Methode für ihre Zwecke befriedigend schließen, dennoch zeigt dies nur, daß konsistente Anregungsfunktionen für Neutronen-induzierte Reaktionen zur Modellierung ihrer *speziellen* Dicktargetexperimente gefunden wurden. Als erste Näherung ist der so entstandene Datensatz angesichts fehlender experimenteller Daten besser als *a-priori*-Rechnungen, dennoch kann die Form der Anregungsfunktionen gerade im Bereich oberhalb von 200 bis 300 MeV nicht immer als physikalisch sinnvoll bezeichnet werden. Dies und die Tatsache, daß keine Möglichkeit besteht, die oben angesprochenen Verfahren gerade bei den in dieser Arbeit untersuchten, schweren Targetelementen anzuwenden, führte dazu, daß alle Änderungen des Experimentaufbaus zum Ziel hatten, die Produktion von Sekundärteilchen von vornherein zu minimieren.

Daher wurden alle in dieser Arbeit beschriebenen Bestrahlungen in einem modifizierten Design nach Art der Dünntargetexperimente Leyas [Le96] vorgenommen, das auf einen Vorschlag Langes [La94] zurückgeht. Bereits in meiner Diplomarbeit [Gl93] hatte es sich gezeigt, daß ein Abstand von fünf Zentimetern zwischen zwei hintereinander positionierten Stacks von jeweils etwa  $16 \text{ g/cm}^2$  ausreicht, keine nachweisbaren Einflüsse von Sekundärteilchen aus dem vorangehenden Stack im Zweiten sichtbar werden zu lassen, während sich diese in den Stacks deutlich manifestierten. Darauf aufbauend wurden die einzelnen Targetgruppen - am LNS zumeist bestehend aus einem Set Al-Catcher und einem Set Targetfolien - derart im Strahl angeordnet, daß zwischen zwei solchen Gruppen ein Abstand von mindestens fünf Zentimetern bestand; Abbildung 4.1 verdeutlicht dieses Prinzip.

Darüber hinaus wurden weitere Anstrengungen und Modifikationen unternommen mit dem Ziel, die im Protonenstrahl befindliche Masse im Hinblick auf die Sekundärteilchenproduktion zu reduzieren. Dies war deshalb notwendig, weil der Strahl am LNS so breit war, daß er auch die Halter mit erfaßte.

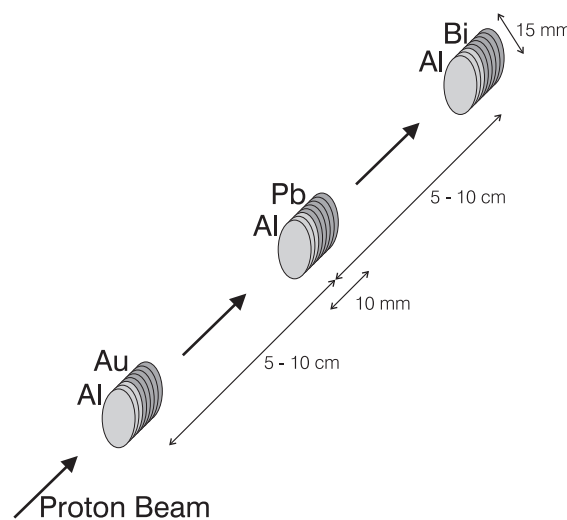


Abb. 4.1: Prinzip der LNS-Bestrahlungen.

Als eigentliche Targethalter wurde zunächst das Design aus [La94] verwendet, das im Prinzip eine verkürzte Ausgabe (Abb. 4, Typ A) der früher üblichen Halter (siehe Abb. 4.4) darstellte. Da bei diesem infolge der Strahlbreite aber die gesamte Zylinderwand als Quelle für Sekundärteilchen in Frage kam, wurde ab den Experimenten SACLOG/OH auf das in Abb. 4.2 als Typ B gezeigte Design zurückgegriffen. Auf diese Weise konnte die dem Strahl ausgesetzte Masse um ein Drittel reduziert werden. Die zunächst gewünschte Lösung, entsprechend Typ A in die beiden Halterscheiben von Typ B Löcher zu schneiden sowie die Dicke des Aluminiums geringer zu gestalten, mußte aus fertigungstechnischen Gründen verworfen werden.

Die Positionierung der Targethalter im Strahl wiederum erfolgte anfangs mittels Ständern vom Typ A aus Abbildung 4.3, die auf einer bis zu 5 m langen Aluminiumschiene befestigt wurden. Erneut stellte sich hier das Problem, das infolge der Strahlbreite ein Teil der Ständer mit erfaßt wurde und so eine weitere Quelle für Sekundärteilchen darstellte. Aus diesem Grunde wurden die Stacks der Experimente SACLOK-OP wie in Abbildung 4.3 rechts gezeigt mit dünnen Fäden aufgehängt, so daß wirklich nur noch die Targets und deren Halter - zusammengenommen die sogenannten Ministacks - dem Strahl ausgesetzt waren.

Die Anordnung der Ministacks im Strahl erfolgte in den Experimenten SACLOC bis SACLOH nach aufsteigender Ordnungszahl der Targets (Abb. 4.1). Da die hochenergetischen Sekundärteilchen in Strahlrichtung emittiert werden und mit steigender Ordnungs- beziehungsweise Massenzahl vermehrt produziert werden, sollte damit erreicht werden, daß eventuelle Sekundärteilcheneinflüsse wenn überhaupt erst am Ende des Aufbaus ins Gewicht fallen würden. Dieses Prinzip wurde ab SACLOK zugunsten der wesentlich höheren Flußdichte der Protonen in den ersten Ministacks (siehe Kap. 5.1) aufgegeben und derart umgekehrt, daß die Ministacks in den Experimenten SACLOK-OP nach absteigender Ordnungszahl im Strahl positioniert wurden. Der Abstand der zwischen 20 und 40 einzelnen Ministacks untereinander betrug minimal neun Zentimeter, so daß die Länge des Aufbaus entsprechend zwischen etwa 2 und 5 m variierte.

### 4.2.3.3 Bestrahlungen

Insgesamt wurden am LNS innerhalb eines Zeitraums von fast drei Jahren sechs Experimentblöcke durchgeführt, während derer jeweils zwei Stacks bestrahlt wurden; Tabelle 4.1 gibt einen Überblick. Die Bestrahlungen mit 280 MeV (SACLOK) und 2.6 GeV (SACLOL) wurden wiederholt (SACLOP/OR), weil bei diesen Experimenten die Flußdichte infolge eines Fehlers an der Ionenquelle zu niedrig war und die Targets eine nicht für alle Messungen hinreichende Protonendosis erhielten.

Der Experimentaufbau am LNS selbst erfolgte anhand von Markierungen am Beschleuniger, die den Strahlverlauf in der Luft eindeutig festlegten. Die Schienen, auf denen die Supports der Targethalter befestigt wurden, wurden mit Hilfe eines rotierenden Laserstrahls so ausgerichtet, daß sich die Stacks im Strahlverlauf befanden. Vor und hinter dem gesamten Aufbau wurden Drahtkammern positioniert, mit denen das Strahlprofil während der Bestrahlung in horizontaler und vertikaler Richtung auf einem

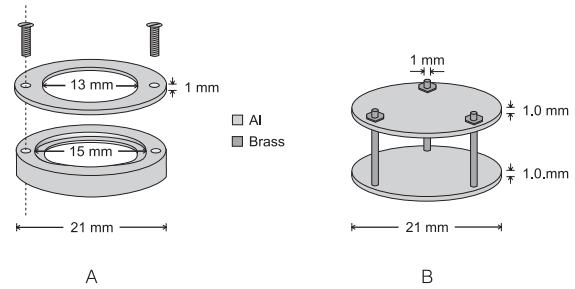


Abb. 4.2: Am LNS verwendete Targethaltertypen.

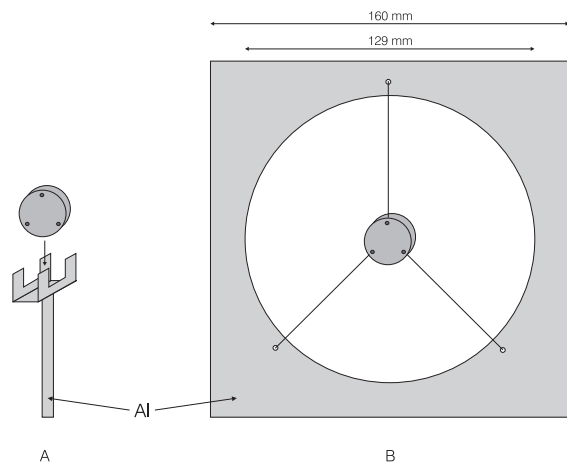


Abb. 4.3: Am LNS verwendete Halter für die Targethalter.

Oszilloskop dargestellt und kontrolliert werden konnte, so daß die Strahlform gegebenenfalls vom Beschleunigerpersonal nachgebessert werden konnte.

Die Bestrahlungen dauerten typischerweise etwa einen Tag und wurden in Luft vorgenommen. Während dieser Zeit wurde die Stromstärke des Strahls innerhalb des Beschleunigers gemessen und handschriftlich protokolliert, so daß Unterbrechungen oder Schwankungen des Stroms - beispielsweise beim aus Strahlenschutzgründen bedingten Umschalten von Nacht- auf Tagbetrieb - bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte gemäß Gleichung (3.17 a und b) berücksichtigt werden konnten. Diese Aufzeichnungen wurden durch Computerprotokolle des Strahlenschutzes ergänzt, auf denen die der Stromstärke proportionale Strahlenbelastung an mehreren Punkten der Anlage graphisch dargestellt wurde.

Einen Überblick über alle am LNS durchgeführten Experimente gibt Tabelle 4.1; Einzelheiten zu den in dieser Arbeit ausgewerteten Targets finden sich in den Tabellen A.1-A.5 im Anhang A.

Tab. 4.1: Übersicht über die Bestrahlungen am LNS; angegeben ist die Bezeichnung des Experiments, die Primärenergie  $E_{p,i}$  sowie die Energie  $E_{p,f}$  der Protonen am Ende des Aufbaus, das Ende der Bestrahlung  $t_{EoI}$ , die reine Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  exklusive Unterbrechungen und die gesamte Massenbelegung  $\xi$  summiert über die im Strahl befindlichen Targets\*.

Experiment	$E_{p,i}$ [MeV]	$E_{p,f}$ [MeV]	$t_{EoI}$	$t_{irr}$ [s]	$\xi$ [g/cm <sup>2</sup> ]
SACL0C	1600	1565	14.10.1993 / 8 <sup>53</sup>	60180	22.9
SACL0D	1200	1161	15.10.1993 / 8 <sup>07</sup>	74040	21.1
SACL0E	800	752	19.05.1994 / 8 <sup>00</sup>	86940	29.5
SACL0F	600	545	20.05.1994 / 11 <sup>00</sup>	91260	31.0
SACL0G	400	309	06.10.1994 / 8 <sup>04</sup>	121200	39.7
SACL0H	330	228	07.10.1994 / 7 <sup>58</sup>	76200	38.5
SACL0K	280	119	10.07.1995 / 8 <sup>00</sup>	67320	49.7
SACL0L	2600	2525	11.07.1995 / 7 <sup>17</sup>	72180	48.5
SACL0M	1400	1341	04.10.1995 / 14 <sup>07</sup>	70980	37.4
SACL0N	1000	938	05.10.1995 / 9 <sup>00</sup>	60480	38.1
SACL0P	280	188	22.05.1996 / 9 <sup>54</sup>	55500	31.1
SACL0R	2600	2541	23.05.1996 / 9 <sup>05</sup>	63600	37.7

\* Diese umfaßt für die Experimente SACL0G-0M ebenfalls die voll im Strahl liegenden scheibenförmigen Stackhalter mit jeweils 270 mg/cm<sup>2</sup>

## 4.2.4 Bestrahlungen am The Svedberg Laboratorium (TSL)

Am The Svedberg Laboratorium (TSL) in Uppsala/Schweden wurden die LNS-Experimente ergänzenden Bestrahlungen mit Protonen von Primärenergien unterhalb von 180 MeV durchgeführt.

### 4.2.4.1 Experimentaufbau, Stackdesign und Targetelemente

Die Möglichkeiten am TSL sind in Bezug auf Bestrahlungsexperimente eingeschränkter als am LNS. So gibt es ein standardisiertes Design für den Stackhalter (Abb. 4.4), das ohne Modifikationen verwendet werden muß, da der gesamte Stack in einen Shuttle gepackt wird, der dann per Rohrpost in eine definierte Bestrahlungsposition transportiert wird. Da die zu bestrahlenden Targets normalerweise nicht den gesamten Targethalter in Anspruch nehmen, wird der verbleibende Platz wie in Abbildung 4.4 angedeutet durch ein entsprechend zugeschnittenes zylindrisches Aluminiumrohr ausgefüllt, so daß die Targets senkrecht zum Strahl stehen.

Das Stackdesign selbst orientiert sich an den in 4.2.1 dargelegten Grundsätzen, unterscheidet sich von dem am LNS verwendeten aber dadurch, daß alle Targets nacheinander in einem einzigen Stack positioniert wurden (Abb. 4.5). An Targetelementen wurde eine ähnlich hohe Vielfalt aus denselben Gründen bestrahlt wie am LNS (siehe Tabelle 4.2 auf der nächsten Seite). Die früher übliche periodische Anordnung [Bo93] dergestalt, daß sich etwa der in Abbildung 4.5 gezeigte Ausschnitt einige Male hintereinander wiederholte, wurde zugunsten einer optimierten Lage der Energiepunkte aufgegeben. Dies bedeutete, daß aufgrund der vorangegangenen Bestrahlungen die nächsten jeweils derart konzipiert wurden, daß die Energiepunkte in die noch vorhandenen Lücken der Anregungsfunktionen fallen würden. Leider konnten die projektierten Primärenergien nicht immer genau eingehalten werden, so daß der beabsichtigte Zweck der aufwendigen Stackplanung damit teilweise verfehlt wurde.

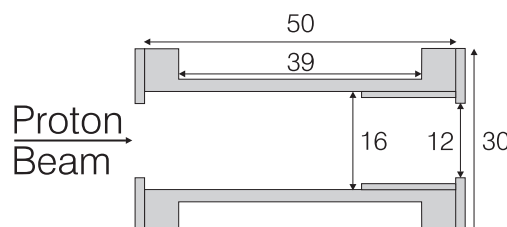


Abb. 4.4: Am TSL verwendeter Targethalter aus Aluminium (Längenangaben in mm).

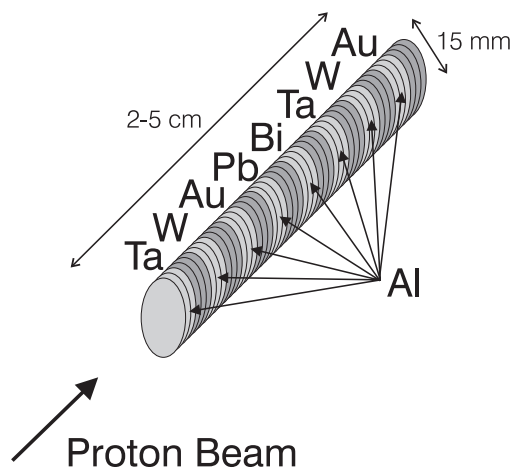


Abb. 4.5: Prinzip der TSL-Bestrahlungen.

### 4.2.4.2 Bestrahlungen

Die Bestrahlungen erfolgten am externen Strahl des Synchrozyklotrons im Vakuum. Die Bestrahlungsdauer lag typischerweise im Bereich zwischen vier und sechs Stunden. Der Strahl und dessen Lage wurde mittels Zinksulfidschirmen kontrolliert und auf einen Durchmesser von etwa einem halben Zentimeter begrenzt, so daß im Gegensatz zu den LNS-Bestrahlungen ausschließlich die Targets von den Protonen getroffen wurden. Die Stromstärke wurde im Beschleuniger gemessen und auf einen Wert zwischen 30 und 40 nA eingestellt; die Konstanz des Stroms wurde anfangs handschriftlich notiert, bevor die Anlage im Verlaufe der Experimente modernisiert wurde und das Protokoll auf elektronischem Wege erfolgte. Die genaue Einschußenergie wurde mittels Time-of-Flight-Verfahren bestimmt.

Einen Überblick über die gesamten Experimente am TSL gibt Tabelle 4.2 auf der folgenden Seite; Einzelheiten zu den in dieser Arbeit ausgewerteten Targets finden sich in den Tabellen A.1-A.5 im Anhang A.

Tab. 4.2: Übersicht über die Bestrahlungen am TSL; Angegeben ist das jeweilige Experiment, die Primärenergie  $E_{p,i}$  und ihr Fehler sowie die mittlere Energie  $E_{p,f}$  der Protonen in der letzten Folie des Stacks<sup>1</sup>, das Ende der Bestrahlung  $t_{EoI}$ , die Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  exklusive Unterbrechungen und die gesamte Massenbelegung  $\xi$  summiert über die im Strahl befindlichen Targets.

Experiment	$E_{p,i}$ [MeV]	$E_{p,f}$ [MeV]	$t_{EoI}$	$t_{irr}$ [s]	$\xi$ [g/cm <sup>2</sup> ]	Targetelemente <sup>2</sup>
UPPS0B	176.5 ± 1.0	64.1	17.11.1993 2 <sup>00</sup>	13380	30.4	In, Mo, Ta, W, Au, Pb
UPPS0C	175.9 ± 1.0	72.7	19.01.1994 23 <sup>10</sup>	25200	28.4	Fe, Y, Zr, Ag, Ta, W, Re, Ir, Pb, Bi
UPPS0D	178.2 ± 1.0	105	29.11.1994 19 <sup>00</sup>	13380	17.8	Fe, Cu, In, Ba
UPPS0E	178.2 ± 1.0	86.7	30.11.1994 7 <sup>00</sup>	21000	22.7	C, N, V, Mn, Fe, Co, Cu, Ni, Rb, Sr, Y, Zr, Mo, Ag, Te, Bi
UPPS0F	136.1 ± 0.5	61.4	22.02.1995 6 <sup>00</sup>	12180	15.2	O, Ca, Fe, Co, Rb, Mo, Ag, In, Te, Ba
UPPS0G	136.1 ± 0.5	74.2	21.02.1995 21 <sup>30</sup>	12000	16.0	Fe, Cu, Ta, W, Re, Ir, Pb, Bi
UPPS0H	137.0 ± 1.0	59.1	10.10.1995 21 <sup>40</sup>	11400	16.7	C, O, Mg, Si, Ca, V, Ti, Co, Rb, Mo, In, Te
UPPS0K <sup>3</sup>	136.5 ± 0.5	58.6 <sup>4</sup>	21.11.1995 20 <sup>10</sup>	-	19.3 <sup>4</sup>	Fe, Co, Ta, W, Ir, Au, Pb, Bi
UPPS0L	177.3 ± 0.8	128.8	19.03.1996 23 <sup>30</sup>	12360	12.0	C, N, O, Mg, Si, Ca, Ti, V, Te
UPPS0M	177.3 ± 0.8	130.0	20.03.1996 3 <sup>12</sup>	10320	13.8	Sr, Y, Zr, Nb, Rh, Ag, In
UPPS0N	97.2 ± 0.3	0 <sup>4</sup>	15.10.1996 19 <sup>53</sup>	14820	14.6 <sup>4</sup>	Fe, Ta, W, Pb, Bi <sup>5</sup>
UPPS0P	97.2 ± 0.3	0	16.10.1996 7 <sup>00</sup>	16200	12.0	S, Mg, Ca, Ti, V, Rb, Sr, Nb, Mo, Rh, Ag, In, Te <sup>5</sup>
UPPS0R	97.5 ± 0.3	24.6 <sup>4</sup>	12.03.1997 7 <sup>22</sup>	19260	13.0 <sup>4</sup>	Mo, Te, Ta, Re, Ir, Au, Pb <sup>5</sup>
UPPS0S	97.5 ± 0.3	38.6 <sup>4</sup>	11.03.1997 19 <sup>00</sup>	14400	9.8 <sup>4</sup>	Ti, Mn, Fe, Ni, Nb, Y, Ag, In, Tb, Te <sup>5</sup>

<sup>1</sup> Ohne Fehler, da der Energiefehler von der Bremsung in der Folie abhängt.

<sup>2</sup> Außer Al-Catcher.

<sup>3</sup> Dieser Stack wurde bereits am 10.10.1995 für etwa eine halbe Stunde mit  $137 \pm 1$  MeV-Protonen bestrahlt, bevor die Ionenquelle ausfiel und die Bestrahlung mit den in der Tabelle aufgeführten Parametern wiederholt wurde.

<sup>4</sup> Vorläufige, projektierte Ergebnisse, da Experiment gelaufen, aber noch nicht ausgewertet.

<sup>5</sup> Zusätzlich Cu-Catcher im Stack zum Flußdichtemonitoring via  $^{nat}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ , da projektierte Endenergie der Protonen unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von  $^{22}\text{Na}$  in den Al-Catchern.



## 4.3 $\gamma$ -Spektrometrie

Nach den Bestrahlungen wurden die Stacks nach Köln transportiert, wo die Targets in der Abteilung für Nuklearchemie der Universität zu Köln entnommen wurden. Ein Teil der Proben blieb für die zum Teil ebenfalls in Köln vorgenommenen  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen und Auswertungen [Su94, Be96, Su97] dort, der Rest wurde weiter nach Hannover befördert und dort  $\gamma$ -spektrometrisch untersucht.

Obwohl die  $\gamma$ -Spektrometrie selbst eine seit den 70er Jahren existierende, gut bekannte Meßmethode ist, wird sie wohl selten so eingesetzt wie in dieser Arbeit. Daher und weil die  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen die Grundlage aller experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit bilden, wird dieser Teil hier ausführlich behandelt. Nach einer kurzen, allgemeinen Einführung in die  $\gamma$ -Spektrometrie werden die experimentellen Gegebenheiten und die in dieser Arbeit aufgetretenen Schwierigkeiten dargelegt.

### 4.3.1 Einführung

$\gamma$ -Spektrometrie beinhaltet den Nachweis von Photonen mit Energien vom keV- bis in den MeV-Bereich. Solche Quanten werden beispielsweise meist beim Zerfall eines Kerns emittiert und besitzen eine für den Kern charakteristische Energie, so daß dieser darüber identifiziert werden kann. Zur Unterscheidung von bei Umordnungsprozessen in der Atomhülle erzeugter Röntgenstrahlung werden diese Photonen als  $\gamma$ -Quanten bezeichnet. Sie können mittels geeigneter Detektoren über ihre Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen werden. Das Herzstück der Detektoren bilden Halbleiterkristalle - beispielsweise Si(Li), Ge(Li) oder HPGe (High Purity Germanium) -, in denen eintretende Quanten mit zunehmender Energie über Photo-, Compton- sowie Paarbildungseffekt Energie abgeben und freie Ladungsträgerpaare erzeugen. Die bei vollständiger Absorption eines Photons im Kristall erzeugte Ladung ist der Energie des Quants proportional. Sie kann gesammelt und mit Vor- und Spektroskopieverstärkern verstärkt sowie zu Impulsen bestimmter Form verarbeitet werden. Diese wiederum können mit Analog-Digital-Wandlern (ADC) digitalisiert und entsprechend ihrer Größen unterschiedlichen Kanälen eines Multi-Channel-Buffers (MCB) zugeordnet werden. Die Gesamtheit dafür verwendeter Kanäle - gewöhnlich 4096 (4K) oder 8192 (8K) - wird als Spektrum bezeichnet.

Infolge der Statistik des Ladungserzeugungsprozesses sowie des elektronischen Rauschens [De88] ist den  $\gamma$ -Quanten einer Linie eine gaußförmige Verteilung im Spektrum zugeordnet. Dieser sogenannte „Full-Energy-Peak“ setzt auf einem kontinuierlichen Untergrund auf, der durch Impulse nicht vollständig absorbiertes  $\gamma$ -Quanten entsteht. Abweichungen von der Gaußform entstehen bei ansonsten optimaler Einstellung eines Systems durch unvollständige Ladungssammlung im Kristall und machen sich auf der niederenergetischen Seite der Peaks als sogenanntes „low-energy-tailing“ bemerkbar. Ein „high-energy-tailing“ kann normalerweise vermieden werden, jedoch bei zu hohen Zählraten durch sogenannte „Pile-Up“-Effekte entstehen. Dabei wird während des Abklingens eines Impulses im Verstärker diesem ein zweiter überlagert, so daß die beiden Impulse zeitlich nicht mehr klar getrennt werden können und zu Abweichungen der Gaußform des Peaks auf der hochenergetischen Seite führen.

Mehr als diese knappe Beschreibung der ohnehin in vielen unterschiedlichen Ausführungen existierenden Detektorsysteme kann hier nicht gegeben werden. Für ausführlichere Darstellungen sei deshalb auf die einschlägige Lehrbuchliteratur [De88] verwiesen, aber auch auf den „Instruments Catalog“ von Canberra oder den Katalog „Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors“ von EG&G Ortec mit vielen detaillierten Informationen über verfügbare Systeme.

### 4.3.2 Das Meßsystem am ZSR

Das Meßsystem in Hannover besteht aus einer Vielzahl (siehe Tab. 4.3) verschiedener Halbleiterdetektoren in unterschiedlichen Konfigurationen bezüglich Abschirmungen und der angeschlossenen Elektronik sowie mit unterschiedlichen Eigenschaften der Detektoren selbst.

Ein Ge(Li) ist mit einem automatischen Probenwechsler verbunden, der bis zu 16 Proben faßt und diese nach Benutzervorgaben auch mehrmals nacheinander messen kann. Die Proben werden einem Karussell entnommen, daß sich etwa vier Meter vom Detektor entfernt befindet. Es ist mit 10 cm dicken Blei abgeschirmt, so daß von den dort aufbewahrten Proben ausgehende Strahlung die Messung nicht beeinflusst. Der Detektor (GeLi03) ist rollbar gelagert und damit variabel zur messenden Probe positionierbar, wobei für Abstände bis 30 cm eine weitere 10 cm dicke Bleiabschirmung am Meßort existiert.

Alle weiteren benutzten Systeme standen in einem anderen (Keller-) Raum und umfaßten Detektoren, bei denen die Proben manuell gewechselt werden mußten. Anders als beim Probenwechsler (Canberra MCA Serie 35+ betrieben mit externem Spektroskopieverstärker und ADC) wurden bei diesen Systemen ADCs (Ortec System 919) verwendet, von denen jeder die Verarbeitung von Impulsen aus maximal vier verschiedenen Detektoren erlaubte, die der ADC der Reihe nach abfragte. In der maximalen Ausbaustufe wurden zwei solche ADCs verwendet, an denen jeweils vier Detektoren gleichzeitig betrieben wurden.

Alle ADCs maßen in der real vergehenden Meßzeit („real oder counting-time“)  $t_c$  auch die sogenannte „life-time“  $t_l$ , während der tatsächlich Impulse digitalisiert wurden, so daß sich aus diesen Informationen die Totzeit  $t_D = t_c - t_l$  zur Korrektur der Aktivitäten gemäß Gleichung (3.17d) berechnen ließ. An die MCBs waren jeweils Rechner angeschlossen, von denen aus die Kanalinhalt (Spektren) ausgelesen und gegebenenfalls auf dem Bildschirm kontrolliert werden konnten. Die Spektren wurden zusammen mit Informationen über die bestrahlte Probe, den Detektor, die Meßgeometrie, die Energiekalibrierung sowie real- und life-time in standardisiertem Format zur weiteren Verarbeitung auf Diskette abgespeichert.

Die Verstärkerelektronik war bei allen Systemen so eingestellt, daß Photonen mit Energien zwischen etwa 20 bis 40 keV bis hinauf zu etwa 2 MeV registriert werden konnten. Dieser Bereich bestimmte sich auf der niederenergetischen Seite dadurch, daß die Dicke und die Art der Eintrittsfenster, die das den Kristall umgebende Vakuum abschirmen, die Absorption der Quanten im Fenster selbst festlegen und damit die Möglichkeit des Nachweises solcher Quanten beschränkt. Bis auf einen Detektor (GE\_\_01) mit Be-Fenster bestanden die Fenster wie die gesamten Kappen aus Aluminium. Die obere Grenze registrierter Energien basiert auf der Tatsache, daß es nur sehr wenige Nuklide gibt, die überhaupt  $\gamma$ -Quanten oberhalb von 2 MeV in nennenswerter Häufigkeit emittieren. Dieser Energiebereich wurde bis auf eine Ausnahme (GE\_\_02 mit 8192 Kanälen) auf jeweils 4096 Kanäle abgebildet, so daß ein Kanal in der Regel einer Breite von etwa einem halben keV entsprach. Der beste Detektor (GE\_\_01) wies bei 122.1 keV ( $^{57}\text{Co}$ ) eine Auflösung (FWHM = „Full Width at Half Maximum“) von etwa 0.8 keV auf, die bis 1332 keV ( $^{60}\text{Co}$ ) nahezu linear auf etwa 1.8 keV anstieg, so daß die resultierenden Peaks genügend breit waren, um in der späteren Auswertung einen Fit mit analytischen Funktionen zu erlauben.

Tab. 4.3: Übersicht über die während dieser Arbeit am ZSR zur Verfügung stehenden Detektoren.

Detektor	Typ	FWHM bei 122 / 1332 keV	Abschirmung	Abstände [cm]
GE_NEU	HPGe	1.2 / 2.1	10 cm Pb/Cu	6
GE__01	HPGe	0.8 / 1.8	10 cm Pb/Cu	5 - 20
GE__02	HPGe	0.9 / 1.9	10 cm Pb	5 - 20
GE_IMM	HPGe	1.4 / 2.1	keine	5 - 45
GELIHA	Ge(Li)	1.5 / 3.5	10 cm Fe	5
GELIU2	Ge(Li)	2.6 / 3.7	5/10 cm Pb	5
GELIU3	Ge(Li)	3.1 / 4.0	10 cm Pb	5 - 21
GELIU4	Ge(Li)	0.9 / 2.0	5 cm Pb	5
GELIU5	Ge(Li)	1.5 / 4.0	10 cm Pb	5
GELIN4	Ge(Li)	1.1 / 2.1	5 cm Pb	5 - 20
GELIPR	Ge(Li)	1.5 / 3.0	keine	5
GELI03 <sup>1</sup>	Ge(Li)	1.9 / 2.4	siehe Text	5 - 60

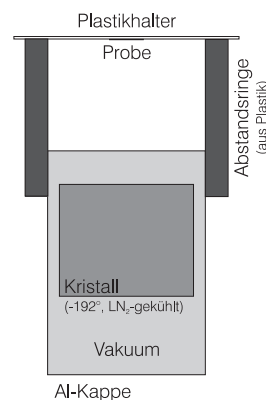


Abb. 4.6: Senkrechter Querschnitt der verwendeten Standardgeometrie im Maßstab 1:3.

### 4.3.3 Energiekalibrierung und Ansprechvermögen

Die Kalibrierung der Detektorsysteme erfolgte mit punktförmigen Standardpräparaten der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Braunschweig. Mit Hilfe von  $^{241}\text{Am}$ -,  $^{133}\text{Ba}$ -,  $^{57}\text{Co}$ -,  $^{60}\text{Co}$ -,  $^{137}\text{Cs}$ -,  $^{152}\text{Eu}$ - und  $^{22}\text{Na}$ -Quellen wurden für alle Systeme sowie den auf ihnen verwendeten Geometrien die Energiekalibrierung und die Bestimmung des absoluten, energieabhängigen Ansprechvermögens („efficiency“) durchgeführt. Die Gleichsetzung der 15 mm durchmessenden Targets mit einer punktförmigen Quelle rechtfertigt sich durch die im interessierenden Bereich konstante radiale Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die Energiekalibrierung erfolgte mit zwei, möglichst weit auseinander liegenden Peaks bekannter Energie. Deren Lagen als Funktion der Kanalnummer bildeten die notwendigen Daten zur Bestimmung eines linearen Zusammenhangs zwischen Kanalnummer und  $\gamma$ -Energie. Die so bestimmten Parameter wurden zusammen mit dem Spektrum abgespeichert und bei der späteren Auswertung gegebenenfalls adjustiert. Die Möglichkeit, einen quadratischen Zusammenhang zwischen Energie und Kanal zu verwenden, wurde verworfen, weil es keine Anzeichen für gravierende Nichtlinearitäten der Verstärkersysteme bezüglich der Energiekalibrierung gab.

Das energieabhängige Nachweisvermögen  $\epsilon_\gamma$  wurde mit dem Computer-Programm EFFIC berechnet. Dies ermittelte aus den Nettopeakflächen  $C$  der Standardpräparatspektren sowie der zum Herstellungsdatum bekannten Aktivitäten  $A_{\text{ref}}$  und der seitdem vergangenen Zeit  $t_g$  die Werte

$$\epsilon_\gamma = \frac{C}{I_\gamma t_l A_{\text{ref}}} \cdot \frac{1}{e^{-\lambda t_g}} \quad (4.1)$$

Diese mehr als 20 Stützpunkte für Energien  $E_\gamma$  bildeten die Basis für einen Fit nach dem Ansatz

$$\epsilon_\gamma = \frac{1}{E_\gamma} \sum_{i=1}^8 a_i \left( \ln \frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{i-1} \quad (4.2)$$

von Gray und Ahmad [Gr85] und wurden für Energien oberhalb von 200 keV zusätzlich auf doppelt-logarithmischer Skala linear gefittet. Da der Fit nach (4.2) bei höheren Energien zu mehr oder weniger stark ausgeprägten, unphysikalischen Oszillationen neigt, wurde ein geeigneter Schnittpunkt - meist bei etwa 350 keV - zwischen dem Zusammenhang nach Gleichung (4.2) sowie der Regressionsgeraden gesucht und dann der lineare Zusammenhang weiterverwendet.

Einen Eindruck der Fits sowie der Abhängigkeit des absoluten Ansprechvermögens eines Ge(Li)-Detektors bei verschiedenen Abständen vermittelt Abbildung 4.7. Sie zeigt zum Vergleich auch den Efficiencyverlauf für den Detektor mit Be-Fenster. Überprüfungen der Efficiency wurden etwa im Jahresabstand für jeweils alle verwendeten Geometrien vorgenommen.

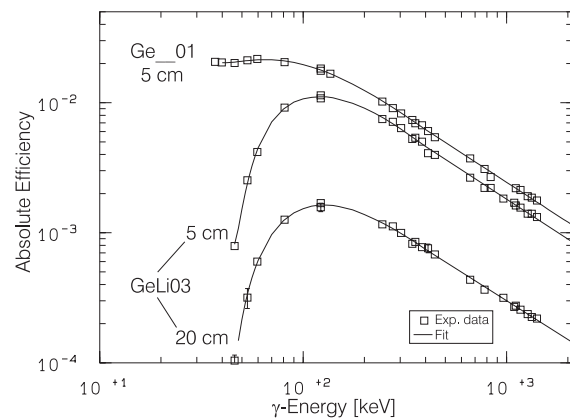


Abb. 4.7: Verlauf des absoluten Nachweisvermögens für verschiedene Detektoren und Geometrien.

### 4.3.4 Nulleffekt

Um Fehlidentifizierungen und Überlagerungen bei der Auswertung der Probenspektren auszuschließen, wurde auf allen Detektoren der Nulleffekt gemessen. Dazu wurden Spektren des sogenannten externen Untergrunds in allen verwendeten Geometrien jedes Detektors ohne aktive Probe derart aufgenommen, daß die Meßdauer in etwa der am längsten gemessenen Targets entsprach (circa drei Tage). Der externe Untergrund resultiert hauptsächlich aus den natürlichen Zerfallsketten von  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  und  $^{226}\text{Ra}$

sowie primordiales  $^{40}\text{K}$ ; auf manchen Detektoren wurde zusätzlich aus dem Reaktorunfall von Tschernobyl stammendes  $^{137}\text{Cs}$  nachgewiesen, das bei der Betonierung des Fußbodens 1986 durch Verwendung kontaminierten Sandes in die Meßräume eingebracht wurde. Die Auswertung der Spektren erfolgte analog der unten beschriebenen der Targets; die Ergebnisse wurden zum späteren quantitativen Untergrundabzug in einer Datei bereitgestellt. Abbildung 4.8 zeigt ein Beispieluntergrundspektrum und macht gleichzeitig den Einfluß der Abschirmung deutlich; erreicht wurde eine Untergrundreduktion um etwa einen Faktor 100.

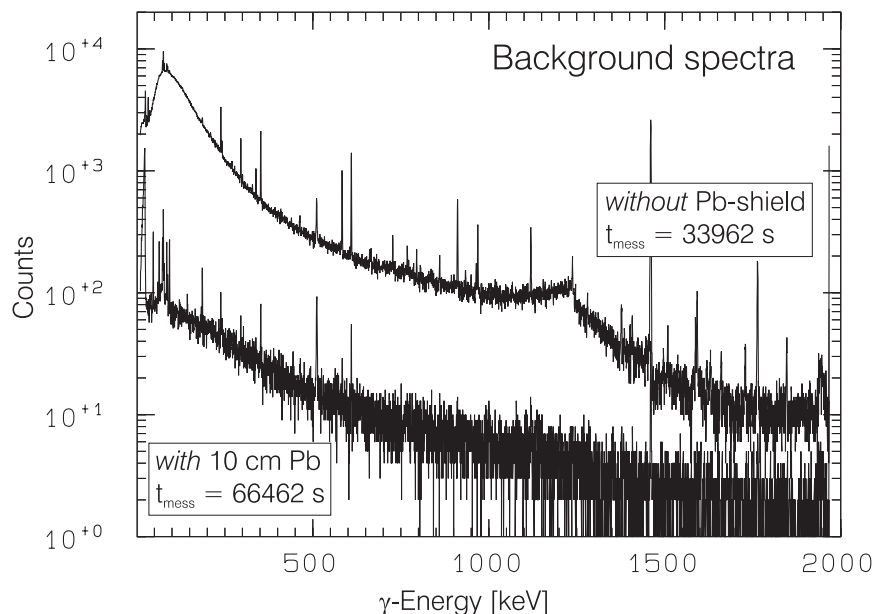


Abb. 4.8: Untergrundspektren am Beispiel eines während dieser Arbeit aufgebauten Detektors (GE\_02) mit und ohne 10 cm dicke Bleiabschirmung.

erreicht wurde eine Untergrundreduktion um etwa einen Faktor 100.

### 4.3.5 Messungen

Aufgrund des Transports vom Bestrahlungsort über Köln nach Hannover konnten die ersten  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen der zuletzt bestrahlten Stacks frühestens etwa 36 Stunden nach Bestrahlungsende durchgeführt werden. Da wie oben erläutert bei jedem Bestrahlungsexperiment eine große Auswahl an Targets bestrahlt wurde, deren Messung und Auswertung zum größten Teil am ZSR erfolgte, waren in der Regel zwischen 50 und 100 Targets zu messen. Dies und die Tatsache, daß in dieser Arbeit ein erster Überblick über die *gesamte* Restkernproduktion in schweren Elementen gewonnen werden sollte, führte dazu, daß es keine Meßplanung etwa derart gab, speziell die Produktion eines bestimmten Nuklids durch eine optimierte Meßabfolge zu untersuchen.

Deshalb wurde die Abfolge der Messungen einer Probe basierend auf früheren Erfahrungen so gewählt, daß diese direkt nach der Ankunft und danach etwa zwei Wochen, vier bis sechs Wochen, drei Monate, ein halbes Jahr und ein bis zwei Jahre später mit jeweils steigenden Meßzeiten gemessen wurden. In jedem dieser Intervalle wurde jedes Target nach Möglichkeit auf drei verschiedenen Detektoren gemessen, um systematische Fehler bei der späteren Auswertung der  $\gamma$ -Spektren auszuschließen. Die Meßzeiten variierten dabei von anfangs zwischen fünf Minuten und etwa einer Stunde bis zu am Ende drei Tage dauernden Messungen. Insgesamt wurde mit diesem Rhythmus den unterschiedlichen Halbwertszeiten der Nuklide Rechnung getragen und zumeist auch eine Halbwertszeitkontrolle der Aktivitäten ermöglicht. Die Meßabfolge unterlag dabei allerdings auch Schwankungen, weil über das Jahr gesehen stets Messungen einer große Zahl von Targets aus alten und gerade durchgeführten Experimenten untereinander koordiniert werden mußten. Eine Analyse der aufgenommenen Spektren direkt nach der Messung zur Optimierung der Meßabfolge hinsichtlich der Ergebnisse war angesichts der Anzahl aufgenommener Spektren, die sich auf etwa 5000 pro Jahr belief, nicht möglich.

Die Auswahl der Detektoren richtete sich nach der Komplexität der Spektren. So wurde für die komplexen Spektren hauptsächlich auf die Systeme mit guter Auflösung und Abschirmung (siehe Tab. 4.3) zurückgegriffen. Einschränkungen entstanden dadurch, daß die Totzeit nicht zu hoch sein sollte. In diesem Fall hätte die Linearität der Totzeitkorrektur gemäß Gleichung (3.17d) zumindest einer Kontrolle

bedurft. Entscheidender war jedoch, daß die bei hohen Totzeiten ebenfalls in Erscheinung tretenden Pile-Up-Effekte eine vernünftige Auswertung erschwert oder unmöglich gemacht hätten. In Ausnahmefällen wurden bei 20 % Totzeit maximal Zählraten von  $1.5 \cdot 10^4$  Impulsen pro Sekunde (cps) registriert, ansonsten wurden aber in der Regel bei Totzeiten von unter 15 % entsprechend  $10^4$  cps gemessen.

Angesichts der Komplexität der Spektren wurde in dieser Arbeit dazu übergegangen auch die ersten, wegen der kurzen Meßzeiten und dem manuellem Probenwechsel Personal-intensiven Messungen auf den gut auflösenden Kellersystemen durchzuführen, sofern das unter den oben genannten Randbedingungen möglich war. Das automatische Probenwechslersystem wurde im Gegensatz zu früher nur noch wenn nötig ergänzend für die ersten Messungen nach der Bestrahlung verwendet, da es zwar einen hohen Probendurchsatz ohne manuelle Bedienung ermöglicht, aber eine schlechtere Auflösung hat. Ansonsten wurde es infolge der fehlenden, vollständigen Abschirmung fast ausschließlich für die Messung von Al-Catchern verwendet.

Aufgrund dessen, daß in vielen Experimenten mehr als nur eine Dreiergruppe von Targets eines Elements an einem Energiepunkt bestrahlt wurde, wurde im Rahmen dieser Arbeit aus Gründen der Zählstatistik dazu übergegangen, zwei oder auch drei innere Targets gleichzeitig zu messen, sobald die dadurch erzeugte Totzeit nicht zu hoch wurde. Die in der Zusammenführung der Meßergebnisse dadurch entstehenden Probleme wurden im Rahmen des ebenfalls in dieser Arbeit neu programmierten Auswertungssystems (siehe unten Kap. 4.5 und 4.6) gelöst.

### 4.3.6 Besonderheiten bei der $\gamma$ -Spektrometrie schwerer Kerne

Angesichts dessen, daß in dieser Arbeit erstmals umfassend die Restkernproduktion Protonen-induzierter Reaktionen in mehreren schweren Targetelementen behandelt wird, soll hier auf Besonderheiten der  $\gamma$ -Spektrometrie solcher Targets eingegangen werden.

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Spektren schwerer Elemente waren nahezu ausnahmslos komplex, wobei darunter eine hohe Zahl von Peaks in einem Spektrum und die sich daraus zwangsläufig ergebenden Multiplettstrukturen verstanden werden. Einen Eindruck dieser Komplexität vermittelt Abbildung 4.10 auf der nächsten Seite. So waren in vielen Fällen selbst bei niedrigen Protonenenergien von unter 100 MeV zwei Monate nach der Bestrahlung noch mehr als 200 Linien in einem Spektrum zu beobachten. Mit steigender Einschußenergie nahm die Anzahl von Peaks weiter zu - maximal wurden bis zu 500 Peaks registriert. Abbildung 4.9 verdeutlicht den Sachverhalt exemplarisch anhand der Häufigkeitsverteilung von Peakanzahlen in den ausgewerteten Ta-Spektren sämtlicher am LNS bestrahlter Proben sowie der aus dem Experiment UPPSOC.

Zwei Effekte sind für die Komplexität der Spektren verantwortlich: Zum einen steigt mit steigender Einschußenergie auch die Anzahl erzeugter Restkernarten, weil dem System mehr Reaktionskanäle offenstehen. Zum anderen weisen die schweren Radionuklide im Durchschnitt komplexere Zerfalls-schemata auf als solche am leichten Ende der Massenskala. Werden diese Nuklide mit hohem Wirkungsquerschnitt produziert, können viele ihrer Linien im Spektrum nachgewiesen werden. So treten etwa beim Zerfall des langlebigen  $^{172}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 1.87 \text{ a}$ ) 97 Linien auf, von denen teilweise bis zu 70 zur Aktivitätsberechnung herangezogen werden konnten.

Zwei Effekte sind für die Komplexität der Spektren verantwortlich: Zum einen steigt mit steigender Einschußenergie auch die Anzahl erzeugter Restkernarten, weil dem System mehr Reaktionskanäle offenstehen. Zum anderen weisen die schweren Radionuklide im Durchschnitt komplexere Zerfalls-schemata auf als solche am leichten Ende der Massenskala. Werden diese Nuklide mit hohem Wirkungsquerschnitt produziert, können viele ihrer Linien im Spektrum nachgewiesen werden. So treten etwa beim Zerfall des langlebigen  $^{172}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 1.87 \text{ a}$ ) 97 Linien auf, von denen teilweise bis zu 70 zur Aktivitätsberechnung herangezogen werden konnten.

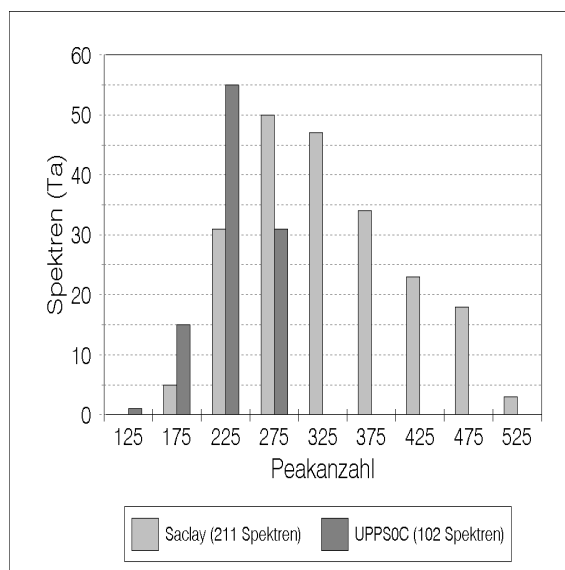


Abb. 4.9: Häufigkeit von Ta-Spektren in Abhängigkeit von der Peakanzahl für die Ta-Targets aus Saclay und UPPSOC; auf der Ordinate sind die Klassenmitten abgetragen.

Eine Einschränkung bei der Auswertung von  $\gamma$ -Spektren schwerer Targets ergibt sich aus der Tatsache, daß in der Probe erzeugte, hochenergetische Röntgenlinien die Auswertung im Bereich unterhalb von etwa 95 keV erschweren. Eine quantitative Analyse dieser Region erwies sich als unmöglich, weil weder der Untergrundverlauf unzweideutig definiert werden konnte, noch die Peaks vernünftig zu separieren waren. Auch eine eindeutige Zuordnung der Peaks zu bestimmten Nukliden war infolge der vielen, in diesem Bereich  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung emittierenden Nuklide nicht möglich.

Keine speziell auf die  $\gamma$ -Spektrometrie schwerer Kerne beschränkte, die Auswertung ohnehin komplexer Spektren jedoch weiter erschwerende Erscheinung stellen zusätzliche Peaks dar, die aus Escape-Prozessen und  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen herrühren. Solche Effekte können die aus den Peakflächen berechneten Aktivitäten nicht nur verfälschen, sondern auch eigentlich nicht produzierte Nuklide vortäuschen.

Sogenannte Single- und Double-Escape-Peaks treten nur dann auf, wenn die Energie des zu registrierenden  $\gamma$ -Quants über 1.022 MeV liegt und damit größer ist als die zur Erzeugung eines Positron-Elektron-Paares notwendige Energie. Je

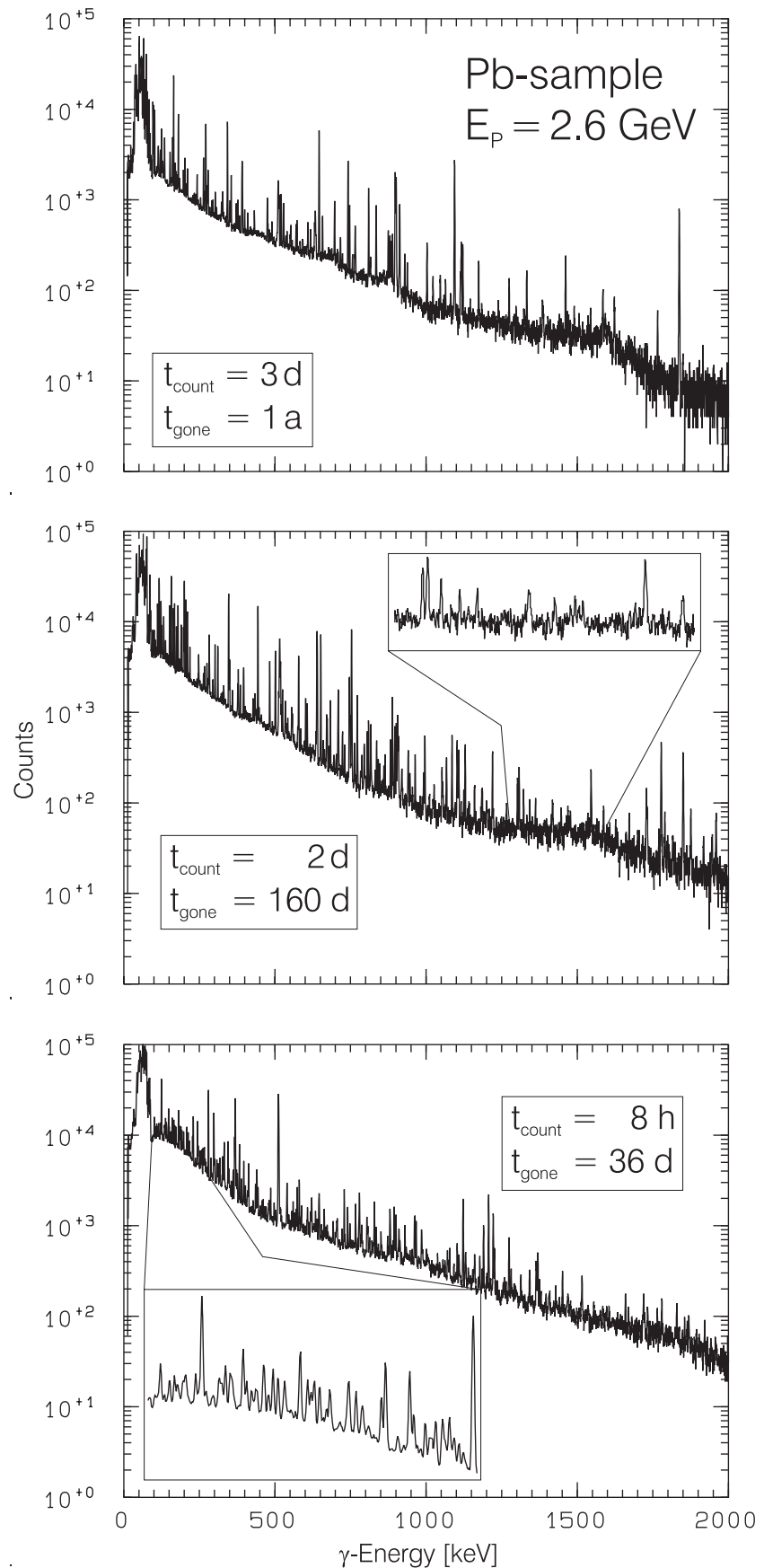


Abb. 4.10:  $\gamma$ -Spektren eines mit 2.6 GeV-Protonen bestrahlten Pb-Targets zu unterschiedlichen Zeiten nach dem Bestrahlungsende.

nachdem, ob eines oder beide der zwei bei der Annihilation des Positrons entstehenden 511-keV- $\gamma$ -Quanten vor der vollständigen Absorption im Kristall dessen Volumen verläßt, kann man im Spektrum den Single-Escape- oder Double-Escape-Peak bei  $E_\gamma$ -511 beziehungsweise  $E_\gamma$ -1022 keV nachweisen. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens solcher Effekte wird größer mit steigender Energie des primären  $\gamma$ -Quants sowie mit abnehmender Kristallgröße. Die Nachweisbarkeit hängt allerdings von der Größe des Full-Energy-Peaks und vom Untergrund an der Stelle des Escape-Peaks ab.

Unter  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen versteht man die Möglichkeit, daß zwei  $\gamma$ -Quanten infolge der endlichen zeitlichen Auflösung des Detektors gleichzeitig als  $\gamma$ -Quant *einer* Energie registriert werden. Während *zufällige* Koinzidenzen aus Zerfällen *verschiedener* Kerne bei den in dieser Arbeit gemessenen Zählraten von gewöhnlich weniger als  $10^4$  cps keine Rolle spielten, wurden sogenannte *echte* Koinzidenzen aus dem Zerfall *eines* Kerns über mehrere Niveaus durchaus beobachtet. Die Größe dieser Effekte und sich daraus ergebende Unsicherheiten werden im Rahmen der Fehlerdiskussion (Kap. 4.8.2.2) besprochen.

## 4.4 Spektrenanalyse

Aus der Aktivität eines Nuklids zum Zeitpunkt der Messung berechnet sich gemäß Gleichung (3.10) der Wirkungsquerschnitt des Nuklids. Die Aktivität wiederum kann über die für das Nuklid charakteristischen Linien aus den Flächen der diesen Linien zugeordneten Peaks im Spektrum ermittelt werden. Die letztendlich also notwendige Bestimmung der Positionen und Flächen der Peaks eines Spektrums ist Aufgabe der Spektrenanalyse.

Zur Spektrenanalyse sind verschiedene Verfahren bekannt [De88], die in Abhängigkeit von der Komplexität des Spektrums einsetzbar sind. Das früher am ZSR verwendete Programm GAMMA schied für die Analyse der komplexen Spektren im Rahmen dieser Arbeit aus, da es keine Multipletts auflösen kann. Dies zu leisten, wäre das in der Diplomarbeit von Ohnimus entwickelte Programm KOMPLEX [Oh90] in der Lage gewesen. Ausführliche Untersuchungen der Ergebnisse von KOMPLEX von Krins in seiner Diplomarbeit [Kr95] führten aber dazu, daß schließlich auf das Programm GAMMA-W [We95a] der Firma Dr. Westmeier GmbH zurückgegriffen wurde, das mehr Möglichkeiten und bessere Ergebnisse versprach. Die Integration von GAMMA-W in das am ZSR existierende Programmsystem unter Erstellung der benötigten Rahmenprogramme war Teil der Diplomarbeit von Krins [Kr95].

Da die in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte fast ausschließlich auf der Analyse mit GAMMA-W beruhen, soll an dieser Stelle auf die Auswertung eingegangen werden.

### 4.4.1 Auswertung mit GAMMA-W

Die Arbeitsweise von GAMMA-W sei hier zum besseren Verständnis für die weiteren Ausführungen kurz erläutert; für eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften und weiteren Möglichkeiten von GAMMA-W sei auf das dazugehörige Handbuch [We95a] verwiesen.

GAMMA-W unterteilt ein Spektrum in sogenannte Regionen und arbeitet diese sukzessive und voneinander unabhängig ab. Zunächst wird in jeder Region der kontinuierliche Untergrund bestimmt und intern subtrahiert. In der so verbleibenden Impulszahlverteilung werden Peaks mit verschiedenen Methoden gemäß einer vom Benutzer vorgegebenen Empfindlichkeit gesucht und in einem Least-Squares-Fit an das Spektrum angepaßt. Die Form eines Peaks wird dafür als gaußförmig mit einem möglichen niederenergetischen Tailing angenommen. Zum Fit werden daher Informationen über den Halbwertsbreitenverlauf und das Tailing benötigt. Der Halbwertsbreitenverlauf wird in GAMMA-W in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie als Polynom zweiten Grades angenommen. Die entsprechenden Koeffizienten desselben können entweder von GAMMA-W bestimmt oder vom Benutzer vorgegeben werden. Das Ausmaß des Tailings ist voreingestellt, kann aber ebenfalls vorgegeben werden. Die Fehler der Peakposition werden aus der Unsicherheit der Fitparameter berechnet; in die Fehler der Flächen fließen zusätzlich die der subtrahierten Untergrundverteilung ein.



Der gesamte Prozeß der Spektrenanalyse kann entweder automatisch oder interaktiv erfolgen. Die interaktive Bearbeitung läuft gegebenenfalls so ab, daß GAMMA-W zunächst selbst Regionen und deren Analysen vorschlägt und anzeigt. Diese kann der Benutzer gemäß seinen Vorstellungen akzeptieren oder neu definieren, wobei er durch das Vorgeben von Peakpositionen in den Regionen deren Analyse in einem gewissen Rahmen steuern kann.

Die standardmäßige Spektrenanalyse mit GAMMA-W erfolgte ausschließlich interaktiv (siehe unten). Die Parameter zur Beschreibung der Halbwertsbreiten der Peaks und des Tailingverhaltens wurden aus den Efficiencyspektren der Standardpräparate bestimmt, in einer Bibliothek gespeichert und zur Analyse in Abhängigkeit des verwendeten Detektors wieder daraus übernommen. Als Empfindlichkeit wurde eine Nachweisgrenze und als Untergrundbeschreibung die laut Handbuch [We95a] „physikalische (Stufen) Form“ gewählt. Die Auswertung wurde über den gesamten Kanalbereich der aufgenommenen Spektren von 4096 beziehungsweise 8192 Kanälen durchgeführt, wobei GAMMA-W die Kanalinhalt ab Kanal 4000 beziehungsweise 8000 undokumentierterweise auf Null setzt.

#### 4.4.2 Bewertung von GAMMA-W

Krins stellt in seiner Diplomarbeit [Kr95] als Ergebnis seiner eingehenden Untersuchungen fest, daß GAMMA-W zur Analyse komplexer Spektren geeignet sei. Dieser Bewertung kann auf Basis der in dieser Arbeit gemachten Erfahrungen mit GAMMA-W mit Einschränkungen entsprochen werden. Da alle Ergebnisse dieser Arbeit auf der Analyse der Spektren mit GAMMA-W beruhen, sollen die Einschränkungen hier besprochen und einige Anmerkungen gemacht werden. Es muß an dieser Stelle auch darauf hingewiesen werden, daß die hier ausgewerteten Spektren wohl mit zu den komplexesten, existierenden Spektren gehören und daß bislang keine Programme entwickelt wurden, die speziell auf die Analyse solcher Spektren ausgelegt waren.

Abbildung 4.11 zeigt dazu exemplarisch einen Vergleich der Ergebnisse, die aus einer automatischen und einer interaktiven Spektrenanalyse resultieren. Verglichen wurden die Resultate der Auswertung von drei Spektren unterschiedlicher, mittlerer Komplexität. In den Vergleich einbezogen wurden nur Peaks, deren Positionen über Kanal 200 entsprechend  $\gamma$ -Energien über etwa 95 keV lagen.

Die Auswertung erfolgte auf Basis der gleichen Parametersätze was Halbwertsbreiten und Empfindlichkeit betrifft. Die 4K-Spektren wurden mit einem mit 757-MeV-Protonen bestrahlten Bi-Target zwei (oben), sechs (Mitte) und 31 Wochen (unten) nach der Bestrahlung mit einem HPGe-Detektor (Ge\_\_01) bei Totzeiten von 7.2, 5.8 und 0.4 % aufgenommen, so daß keine Pile-Up-Effekte zu berücksichtigen sind. Ein Niederenergetailing wurde bei diesem Detektor nur bei hohen  $\gamma$ -Energien und großen Peakflächen beobachtet und kommt bei dem hier vorgenommenen Vergleich nicht als Erklärung für Ab-

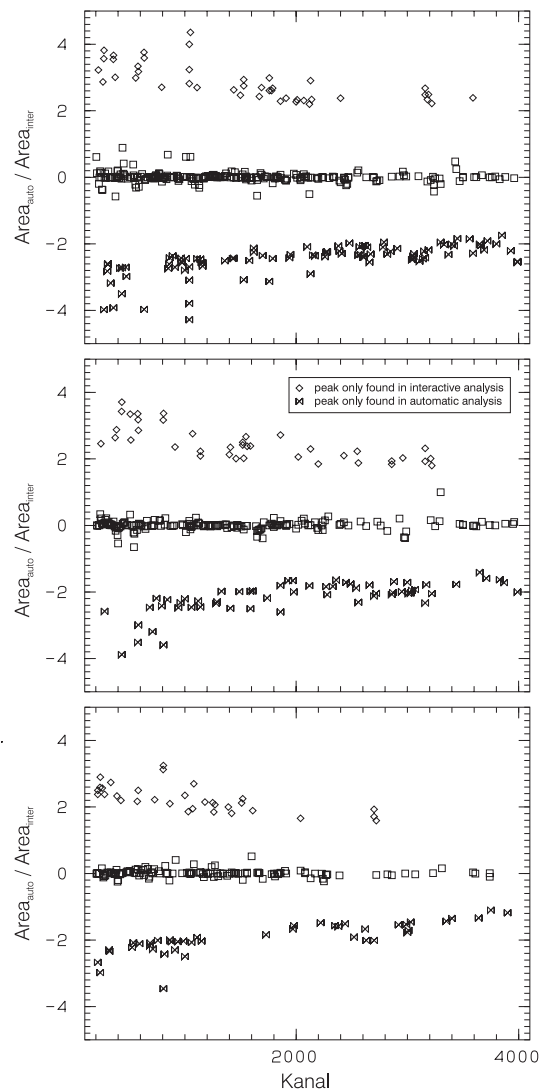


Abb. 4.11: Vergleich der Resultate aus automatischer und interaktiver Auswertung; für nähere Erläuterungen siehe nebenstehenden Text.



weichungen in Frage.

Dargestellt ist in Abbildung 4.11 zum einen das Verhältnis der Flächen von Peaks, die in der automatischen wie in der interaktiven Auswertung gefunden wurden. Das Kriterium für einen in beiden Spektren gefundenen Peak an derselben Position war, daß deren Lagen sich um weniger als 0.6 Kanäle unterschieden; dieser Wert wurde gewählt, weil daß der von GAMMA-W erlaubte Minimalabstand zweier Peaks ist. Die quadratischen Symbole kennzeichnen die prozentuale Abweichung der Flächen solcher beiden Spektren gemeinsamen Peaks bezogen auf die sich aus der interaktiven Analyse ergebenden Peakflächen. Die Rauten kennzeichnen Peaks aus der interaktiven Auswertung, die auf Basis des oben genannten Kriteriums nicht in der automatischen Analyse auftauchten, während die dritte Symbolart nur für in letzterer gefundene Peaks steht. Für nur in einem Spektrum gefundene Peaks bezeichnen die Absolutwerte der Abszissen den Zehnerlogarithmus der betreffenden Peakflächen.

Tab. 4.4: Vergleich der drei mit GAMMA-W im automatischen Modus und interaktiv ausgewerteten Spektren aus Abbildung 4.10; weitere Erläuterungen im Text.

	Spektrum 1 (oben) 222 Peaks	Spektrum 2 (Mitte) 174 Peaks	Spektrum 3 (unten) 131 Peaks
$ A_1 - A_2  < \Delta A_1 + \Delta A_2$	92.7 %	91.3 %	99.2 %
$ A_1 - A_2  < \sqrt{\Delta A_1^2 + \Delta A_2^2}$	86.9 %	86.2 %	97.7 %
Nur interaktiv gefundene Peaks	40	37	29
Nur automatisch gefundene Peaks	92	58	40

Tabelle 4.4 faßt den Vergleich in Zahlen zusammen. In der ersten Reihe ist der Prozentsatz der in der automatischen wie interaktiven Auswertung gefundenen Peaks angegeben, deren Flächen innerhalb ihrer Fehler übereinstimmen. Die zweite Reihe führt den selben Vergleich durch, nur daß dafür der quadratische Fehler zugrunde gelegt wurde. In der dritten und vierten Reihe sind schließlich die Anzahlen der Peaks angegeben, die nur in der interaktiven beziehungsweise automatischen Analyse gefunden wurden.

Zusammenfassend werden aus Abbildung 4.10 und Tabelle 4.4 mehrere Sachverhalte deutlich:

- Ein großer Teil der in beiden Fällen gefundenen Peaks stimmt im Rahmen der Fehler überein.
- Es gibt  $\approx 20\%$  Peaks, die nur in der interaktiven Bearbeitung gefunden werden.
- Es gibt  $\approx 30\%$  Peaks, die nur in der automatischen Bearbeitung gefunden werden.
- Mit zunehmender Komplexität werden die Resultate der automatischen Auswertung schlechter.

Aus der langen Arbeit mit GAMMA-W erklären sich diese Ergebnisse wie folgt. Übereinstimmung wird erzielt, wenn gut definierbare Regionen auf einem nicht zu stark variierenden Untergrund vorliegen. Probleme resultieren bei vielen, dicht beieinander liegenden Peaks aus der Definition sehr langer Regionen. In solchen ist zum einen die Untergrundbestimmung gerade bei niedrigen Energien zwischen etwa 100 und 300 keV fragwürdig. Außerdem fügt der Peakerkennungsalgorithmus in diesem Fall häufig nicht plausibel erscheinende zusätzliche Peaks zur Verbesserung des Fits ein. Schwierigkeiten treten auch bei Comptonkanten und Rückstreupeaks auf, die GAMMA-W manchmal fälschlicherweise mit Peaks auffüllt. Andersherum erkennt GAMMA-W auf Comptonkanten und Rückstreupeaks liegende Peaks teilweise nicht als solche. Insgesamt führt in solchen Fällen die unabhängige Analyse der Regionen zu falschen Untergrundverläufen - würde für die Untergrundberechnung auch der Einfluß außerhalb der jeweiligen Region liegender Spektrenteile berücksichtigt, sollten sich solche Fehler vermeiden lassen. Weitere Probleme ergeben sich daraus, daß dem Programm große Variationen der Halbwertsbreitenvorgaben erlaubt sind. Dies führt häufig dazu, daß Multipletts im automatischen Modus nicht vernünftig analysiert werden.

Unter Berücksichtigung der oben geschilderten Probleme sowie angesichts der Tatsache, daß ein Teil der Spektren wesentlich komplexer war und auch schlechtere Detektoren verwendet werden mußten als der für den obigen Vergleich benutzte, wurden alle in dieser Arbeit ausgewerteten Spektren interaktiv analysiert. Ein positiver Nebeneffekt entsteht dabei dadurch, daß sich die Fehler der Nettopeakflächen bei gleichbleibender Fläche minimieren lassen. Insgesamt wird bei diesem Vorgehen allerdings der Vorteil der früher streng algorithmischen Auswertung der Subjektivität des Benutzers geopfert, so daß die Auswertung eines Spektrums durch zwei Personen voneinander abweichende Resultate nach sich ziehen kann. Obwohl diese laut Instituts-interner Untersuchungen im Rahmen der Fehler [Kr95, K196] bleibt, muß hier gesagt werden, daß eine Vorstellung über den Verlauf der Halbwertsbreiten und die Kenntnis des Tailingverhaltens der verwendeten Detektoren für eine qualitativ gute Auswertung unerlässlich sind, weil ansonsten beispielsweise ein Dublett fälschlich als ein Peak oder Niederenergietailing als zusätzlicher Peak identifiziert werden würde.

Die interaktive Analyse stellt des weiteren insofern einen Rückschritt gegenüber früherer Zeiten dar, als daß sie einen großen Zeitaufwand erfordert. So dauerten die Analysen der Spektren in Abhängigkeit ihrer Komplexität zwischen einer Viertelstunde und einer Stunde. Dafür ausschlaggebend ist nicht die für den Peakfit benötigte Rechenzeit - diese war dank des schnellen Algorithmus und heute verfügbarer Rechenleistung vernachlässigbar. Vielmehr sind gerade bei komplexen Spektren viele Versuche notwendig, um große Regionen mit vielen Peaks derart zu analysieren, daß das Ergebnis überzeugt. Dabei läßt GAMMA-W für ein kommerzielles Programm in vielen Punkten der Bedienung in Bezug auf eine komfortable Auswertung vieler und komplexer Spektren Wünsche offen. Da der Quellcode uns nicht zur Verfügung stand, ließen sich viele der von uns vorgeschlagenen, als Verbesserungen angesehenen Veränderungen nicht realisieren.

GAMMA-W wurde von uns erworben unter dem Gesichtspunkt, daß laut Hersteller eine automatische Analyse auch komplexer Spektren möglich sei. Dieser Aussage kann selbst nach intensiver, zweijähriger Zusammenarbeit mit dem Hersteller nur unter Vorbehalt zugestimmt werden. Die neueren Versionen 17.x laufen zwar mittlerweile stabil derart, daß es nicht mehr wie anfangs in den Versionen 15.x zu Abstürzen kommt, aber eine interaktive Auswertung als Grundlage für die Nuklididentifizierung und Wirkungsquerschnittsberechnung muß als unabdingbar angesehen werden.

Trotz der vielen Fehlerkorrekturen und Verbesserungen, die GAMMA-W auf unsere Hinweise und Anregungen hin im Laufe dieser Arbeit erfahren hat, bleibt der Wunsch nach einer automatischen, präzisen Spektrenanalyse auch am Ende dieser Arbeit ein solcher. Die interaktive Auswertung komplexer Spektren hingegen ist mit GAMMA-W möglich, wenn auch langwierig.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die hier getroffenen Aussagen zur Anwendbarkeit von GAMMA-W sich ausschließlich auf *komplexe* Spektren beziehen. Über Einschränkungen bei Anwendungen etwa in der Überwachung von Umweltradioaktivität, der konventionellen Kerntechnik oder herkömmlichen Bereichen der  $\gamma$ -Spektrometrie ist damit nichts ausgesagt.

Im Gegenteil wird GAMMA-W in einem aktuellen, von der Internationalen Atomenergiebehörde/Wien (Österreich) durchgeführten Vergleich [B197] von Software für die Analyse von  $\gamma$ -Spektren bescheinigt, daß mit GAMMA-W (in der Version 17.08) für *Einzelpeaks* sehr gute Ergebnisse bezüglich der Peakflächen und -positionen sowie mit ihnen verbundener Unsicherheiten erhalten wurden. Darüber hinaus wird GAMMA-W mit Bezug auf seine Möglichkeiten der Auflösung - wie in dem Vergleich definiert - („resolving power as defined in this test“) von Dublett und der Qualität der Peakflächenbestimmung attestiert, gemeinsam mit zwei weiteren Programmen die am wenigsten schlechten Resultate zu ergeben („... yielded the least bad results.“). Allerdings wird - relevant für diese Arbeit - auch darauf hingewiesen, daß Dubletts bestehend aus zwei Peaks, die weniger als das 1.2-fache der Halbwertsbreite voneinander getrennt sind, oft für einen einzigen Peak gehalten und mit viel zu kleinen Unsicherheiten der Peakpositionen angegeben werden.

## 4.5 Identifizierung von Nukliden

Die oben schon angesprochene Vielfalt der in Protonen-induzierten Reaktionen erzeugten  $\gamma$ -strahlenden Nuklide erschwert nicht nur die Bestimmung der in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehenden Peakflächen, sondern auch die eindeutige Zuordnung der Peaks zu bestimmten Nukliden.

Bodemann [Bo93] und Lüpke [Lu93] entwickelten und verwendeten im Rahmen ihrer Doktorarbeiten zur Identifizierung das Programm IDENT. Dieses nahm eine Zuordnung von Nukliden zu Peaks in einem Spektrum anhand von in einer Nuklidbibliothek vorgegebenen Linien dann vor, wenn der Absolutbetrag der Differenz von Peakenergie und nomineller Energie der Linie des Nuklids nicht größer war als ein vom Benutzer vorzugebender Wert. Als einziges, darüber hinaus gehendes Ausschlußkriterium für ein bestimmtes Nuklid erfolgte eine Prüfung, ob zwischen Bestrahlungsende und Meßbeginn mehr als eine vom Benutzer zu bestimmende Anzahl Halbwertszeiten vergangen war. Weitere Plausibilitätsprüfungen - beispielsweise auf das Vorhandensein weiterer Linien eines gefundenen Nuklids - fanden jedoch ebenso wenig statt wie ein Untergrundabzug. Ein weiteres Programm (NUKLID) fügte im Anschluß die Auswertungen der verschiedenen Spektren einer Probe nach Nukliden zusammen, so daß es am Ende dem Benutzer nach eigenem Urteil oblag, zuverlässige, auf das Bestrahlungsende bezogene Aktivitäten auszuwählen, die dann in die Wirkungsquerschnittsberechnung nach Gleichung (3.10) einfließen.

Im Rahmen dieser Arbeit zeigte sich allerdings, daß die standardmäßige Auswertung der komplexen Spektren schwerer Elemente mit den alten Programmen IDENT und NUKLID nicht vernünftig möglich war. Dies lag an Beschränkungen, die vor dem Hintergrund zu sehen sind, daß diese Programme zur Auswertung hauptsächlich relativ einfacher Spektren verwendet wurden. So gab es ein standardisiertes Nuklidbibliothekformat, das die Anzahl möglicher  $\gamma$ -Linien pro Nuklid auf zehn begrenzte, was sich entsprechend auch in der Programmierung von IDENT und NUKLID niederschlug.

Angesichts der oben schon geschilderten Schwierigkeiten durch gerade bei schweren Targetelementen auftretenden Nukliden mit sehr komplexen Zerfallschemata konnte die Identifizierung nicht mehr nur anhand der zehn stärksten Linien erfolgen, sondern es mußten vielmehr alle - bis zu 177 bei  $^{170}\text{Lu}$  - Linien der Nuklide im Identifizierungsprozeß berücksichtigt werden, um Fehlidentifizierungen zu vermeiden beziehungsweise Überlagerungen in Betracht ziehen zu können. Dies wäre zwar auch über Umwege mit dem alten Programmsystem möglich gewesen, aber alles in allem erwies sich dieses Vorgehen angesichts der Fülle auszuwertender Spektren als nicht vernünftig praktikabel. Darüber hinaus führte der einfache Identifizierungsalgorithmus von IDENT dazu, daß bei solch großen Nuklidbibliotheken am Ende ein auch mit modernen Rechnern nicht mehr vernünftig bearbeitbarer Output entstand.

Vor dem Hintergrund dieser Schwierigkeiten wurden im Verlauf dieser Arbeit die Programme IDENT-MG und NUKLIDMG entwickelt, die nun die Identifizierung und Sortierung übernehmen. Obwohl eine Identifizierung und Aktivitätenberechnung mit Hilfe von GAMMA-W ebenfalls möglich gewesen wäre, wurde diese Möglichkeit nach den von uns mit GAMMA-W gemachten Erfahrungen sowie insbesondere wegen der für uns nicht möglichen Änderung des Quellcodes nicht in Betracht gezogen.

### 4.5.1 Nuklidbibliotheken

Nuklidbibliotheken bilden die Basis der Nuklididentifizierung. In ihnen stehen die Halbwertszeiten der Nuklide sowie die dazugehörigen  $\gamma$ -Energien und deren Häufigkeiten. Zu umfangreiche Nuklidbibliotheken ziehen Fehlidentifizierungen nach sich und erhöhen damit den zu bearbeitenden Output, während Nuklidbibliotheken mit zu wenigen Nukliden unidentifizierte Peaks im Spektrum hinterlassen.

Früher wurde am ZSR eine Nuklidbibliothek beziehungsweise Ausschnitte daraus verwendet, die 428 Nuklide mit Halbwertszeiten größer als einer Stunde und 1426  $\gamma$ -Linien umfaßte. Pro Nuklid konnten maximal zehn Linien eingetragen werden, wobei für das oben erwähnte  $^{170}\text{Lu}$  beispielsweise aber nur die vier stärksten eingetragen waren. Angesichts der oben schon beschriebenen Probleme war das für die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Auswertungen in allen Belangen ungenügend und zu unflexibel.

Deshalb wurde das Programm GAMMAS entwickelt, das aus dem als Datei vorliegenden Reus-Westmeier-Katalog [Re83] gemäß der Vorgaben des Benutzers Problem-angepaßte und zum alten Format kompatible Nuklidbibliotheken erstellt. Da in Protonen-induzierten Reaktionen an einem Target (A,Z) Produktnuklide mit maximal (A+1,Z+1) erzeugt werden, legt dies die oberen Grenzen hinsichtlich Ordnungs- und Massenzahlen aufgenommener Nuklide fest. Die untere Grenze gibt der Benutzer vor, indem er die maximale Anzahl n emittierter Nukleonen spezifiziert, so daß Nuklide bis (A-n,Z-n) berücksichtigt wurden; bei mehrisotopigen Elementen wurde für diese Betrachtung das Isotop mit der niedrigsten Massenzahl zugrunde gelegt. Weil damit aber Spaltprodukte unberücksichtigt bleiben würden, können diese durch die zusätzliche Angabe einer minimalen und maximalen Masse des Bereichs von Spaltnukliden erfaßt werden. Basierend auf früheren Erfahrungen wurden außerdem immer über (n,p)- und (n, $\gamma$ )-Kanäle am schwersten Isotop des Targets erzeugte Nuklide berücksichtigt. Die dadurch vorgegebene Auswahl an Nukliden wird weiter eingeschränkt durch die Angabe einer minimalen und maximalen Halbwertszeit der Nuklide. Die Anzahl zugehöriger  $\gamma$ -Linien kann gegebenenfalls durch die Angabe eines Energiebereiches sowie einer minimalen Emissionshäufigkeit eingeschränkt werden.

So wurden für die in dieser Arbeit ausgewerteten Targets Element-spezifische und bei den schweren Elementen von der Einschußenergie abhängige umfangreiche Nuklidbibliotheken erstellt, die maximal 382 Nuklide mit 10.000 Linien enthielten. Es erwies sich in manchen Fällen als notwendig, Linien mit weniger als 0.1 % Emissionshäufigkeit zu berücksichtigen; da die untere Grenze der in [Re83] verzeichneten Linien aber bei 0.1 % lag, wurden die Bibliotheken an den entsprechenden Stellen von Hand aus um die entsprechenden Einträge mit Daten aus der NUDAT-Datenbank [Ki96] ergänzt. Der Halbwertszeitenbereich wurde mit minimal 2.5 bis 5 Stunden und maximal 1000 Jahren so ausgelegt, daß alle möglichen Nuklide abgedeckt waren. Die minimale  $\gamma$ -Energie richtete sich nach der Lage der energetisch höchsten Röntgenlinien, während die maximale  $\gamma$ -Energie zu 3000 keV gewählt wurde, um auch Single- und Double-Escape-Peaks hochenergetischer  $\gamma$ -Linien in Betracht ziehen zu können. Der Massenbereich möglicher Nuklide wurde bei den leichten Targets nicht eingeschränkt, lediglich bei den schweren Elementen wurde er - gegebenenfalls nachträglich - so dimensioniert, daß alle erzeugten Nuklide berücksichtigt wurden.

Eine allgemeine Schwierigkeit ergab sich daraus, daß in den Nuklidbibliotheken Linien eingetragen sind, die dichter beieinander lagen, als das Auflösungsvermögen der verwendeten Detektoren sie zu trennen zuließ. GAMMAS und auch das im folgenden Kapitel beschriebene IDENT-MG geben Hinweise auf solche Linien unter Verweis auf eine entsprechend der Emissionshäufigkeiten beider Linien neu berechnete Position einer Pseudolinie, so daß der Benutzer die Einträge in der Nuklidbibliothek gegebenenfalls korrigieren kann.

Die häufige, detaillierte Arbeit mit den Daten aus [Re83] offenbarte Vor- und Nachteile dieses Werkes.. Ein Nachteil wurde oben schon angesprochen und ist die Beschränkung auf Linien mit mehr als 0.1 % Emissionshäufigkeit. Des weiteren wurden bei der Auswertung einige Abweichungen gegenüber  $\gamma$ -Energien und Emissionshäufigkeiten neueren Datums offenbar. Sofern diese Auswertungs-relevant waren, wurden die entsprechenden Daten korrigiert, anderenfalls nicht verwendet. Der große und die erwähnten Nachteile aufwiegende Vorteil von [Re83] gegenüber neueren Datensammlungen ist, daß der Nachweis von langlebigen Nukliden, die sich im transienten Gleichgewicht ( $\lambda_M \ll \lambda_D$ ) mit einem Tochter-nuklid befinden, auch über den Zerfall der kurzlebigen Tochter möglich ist, weil die entsprechenden  $\gamma$ -Linien beim Mutternuklid aufgeführt und die Emissionshäufigkeiten entsprechend umnormiert sind. Eine der Zusammenstellung in [Re83] entsprechende Datenbank auf Basis neuerer Daten wäre dennoch im Sinne einer präzisen Auswertung wünschenswert.

## 4.5.2 IDENT-MG

Die Entwicklung und Erprobung des neuen Identifizierungsprogramms IDENT-MG nahm relativ viel Zeit dieser Arbeit in Anspruch. Dennoch sollen an dieser Stelle nur die wesentlichen Konzepte und Eigenschaften dargestellt werden - eine ausführliche Beschreibung würde den Rahmen sprengen und findet sich im zugehörigen, 48-seitigen Manual [GI96].

Das Thema Identifizierung wird in der einschlägigen Literatur - beispielsweise [De88] - nur ansatzweise behandelt. Allgemeingültige Algorithmen dazu existieren - wohl angesichts der möglichen Komplexität des Prozesses und der jeweils spezifischen Bedingungen - nicht. Daher wurden die im Rahmen meiner Diplomarbeit und während dieser Arbeit gesammelten Erfahrungen genutzt und in ein effektives Identifizierungsprogramm umgesetzt. Dabei wurde Wert darauf gelegt, die verwendeten Algorithmen und einfließenden Annahmen möglichst allgemein zu halten beziehungsweise mit nur geringem Aufwand anpassen zu können.

Kernpunkt jeder Identifizierung ist die Zuordnung der Peaks eines Spektrums zu den Linien einer Nuklidbibliothek. Diese kann innerhalb eines festen Intervalls wie im Falle des alten IDENT erfolgen. Damit wird aber weder die Abhängigkeit des Auflösungsvermögens von der Energie berücksichtigt, noch die Unsicherheit  $dE_p$  der Bestimmung der Peaklage in Betracht gezogen. Daher erfolgt die Zuordnung innerhalb von IDENT-MG für jeden einzelnen Peak eines Spektrums variabel innerhalb von

$$\pm dE = dE_p + \frac{FWHM_p}{2} + dE_{emp}, \quad (4.3)$$

wobei  $FWHM_p$  die von GAMMA-W angegebene Halbwertsbreite des Peaks und  $dE_{emp} = 0.3 \text{ keV}$  eine Konstante ist. Die Überlegung dabei war, daß in der interaktiven Analyse von Multipletts das Erkennen und die Trennung von Peaks möglich sein sollte, deren Positionen sich um mehr als die Hälfte der Halbwertsbreite unterscheiden. Die Einführung von  $dE_{emp}$  erwies sich dennoch als erforderlich, um alle Möglichkeiten von Beiträgen weiterer Nuklide zu erfassen. Als Erklärung für  $dE_{emp}$  bieten sich einerseits Nichtlinearitäten in der Kalibrierung an; wahrscheinlicher sind nach den Untersuchungen in [B197] aber zu kleine angegebene Unsicherheiten der Peaklagen in Multipletts.

Unabhängigbar für die Identifizierung auf dieser Grundlage ist eine korrekte Kalibrierung der Spektren. Diese wird zwar in den Spektren mit abgespeichert (Kap. 4.3.2), dennoch zeigte sich bei der Auswertung komplexer Spektren ein Bedarf nach höherer Genauigkeit der teilweise aufgrund von Geräteinstabilitäten Schwankungen unterliegenden Kalibrierungen. Daher wurde eine Datenbank eingeführt, in der verlässliche Kalibrierungen für jeden Detektor in Abhängigkeit vom Datum eingetragen werden und aus der IDENT-MG bessere Kalibrierungen beziehen kann. Unter gewissen Kriterien kann IDENT-MG Spektren auch selbst rekalisieren; der momentan implementierte Algorithmus arbeitet aber nur bei einfachen Spektren zuverlässig.

Bei den weiteren Operationen wird eine Beschreibung des kontinuierlichen Compton-Untergrundes benötigt. Diese wird aus den aufgenommenen Spektren (=Kanalinhaltungen) selbst und den Informationen aus der Spektrenanalyse über gefundene Peaks konstruiert. Dabei wird davon ausgegangen, daß die durch die Peaks nicht erfaßten Teile des Spektrums den Untergrund bilden. Die Breite der Peaks in Kanälen ergibt sich als Dreifaches der Halbwertsbreite und wird als symmetrisch um seine zentrale Position verteilt angenommen. Der so gefundene Untergrund dient in Anlehnung an DIN 25482<sup>3</sup> [Di89, Di92, Di93, Di94] im weiteren Verlauf der Bearbeitung beispielsweise zur Berechnung von Nachweisgrenzen, wenn das Vorhandensein weiterer Linien eines Nuklide geprüft wird, oder zur Überprüfung auf eventuell übersehene Peaks.

Im nächsten Schritt erfolgt - wenn gewünscht - der Untergrundabzug anhand der gemessenen und ausgewerteten Untergrundspektren (Kap. 4.3.4). Dabei werden die Peakflächen um eventuelle Untergrundanteile korrigiert oder Peaks gegebenenfalls völlig entfernt.

Der nachfolgende Identifizierungsprozeß steht und fällt mit den zugrundegelegten Daten der Nuklidbibliotheken. Je mehr Nuklide und Linien einfließen, desto weniger eindeutige Identifizierungen, also Zuordnungen von Peaks zu einem einzigen Nuklid, sind möglich. Daher muß ein Identifizierungsalgorithmus zunächst versuchen, die Anzahl der durch die Nuklidbibliothek vorgegebenen möglichen Nuklide im Spektrum einzuschränken. Wie beim alten IDENT erfolgt dies zunächst unter der Annahme,

<sup>3</sup> Das hier angewandte Verfahren weicht von der in DIN 25482 festgelegten Behandlung ab, weil in dieser von lediglich einer Spektrallinie ausgegangen wird. Zur Bestimmung von Nachweisgrenzen in komplexen Spektren existieren bislang nur theoretische Untersuchungen [We95b], die die Grundlage einer geplanten Norm in der Reihe DIN 25482 bilden sollen.

daß Nuklide faktisch nicht mehr nachweisbar sind, wenn mehr als eine vom Benutzer vorzugebende Anzahl Halbwertszeiten zwischen Bestrahlungsende und Meßbeginn vergangen sind. Anders herum liegt der Schluß nahe, daß sehr langlebige Nuklide in den ersten kurzen Messungen mit hohem Untergrund nicht nachzuweisen sind. Eine entsprechende Routine wurde anhand charakteristischer Daten programmiert, erwies sich allerdings als wenig wirkungsvoll.

Beim weiteren Vorgehen unterscheidet IDENT-MG Nuklide, die keine eindeutig identifizierte Linien besitzen, und solche, die eine oder mehrere eindeutig identifizierte Linien aufweisen. Anhand verschiedener Tests werden von den noch in der Auswertung eines Spektrum befindlichen Nukliden weitere ausgeschlossen. Danach werden die Zuordnungen der verbliebenen Nuklide auf eindeutige Identifizierungen überprüft, gegebenenfalls die Aktivitäten entsprechender Nuklide berechnet und deren Konsistenz mit dem Vorhandensein weiterer Linien des Nuklids geprüft. Dabei muß kontrolliert werden, ob die berechnete Peakfläche auf dem vorhandenen Untergrund statistisch signifikant ist, eventuell in den Flanken eines großen, benachbarten Peaks liegt und deshalb nicht erkannt wurde oder in einem bereits abgezogenen Untergrundpeak lag und in diesem jedoch nicht im Rahmen der Fehler signifikant war.

Dieses Vorgehen führt bei nicht allzu komplexen Spektren (bis zu etwa 150 bis 200 Peaks) bereits spektrenweise zu eindeutig zugeordneten Aktivitäten, die die Grundlage einer Wirkungsquerschnittsberechnung nach Gleichung (3.10) bilden könnten. Da pro Probe aber nicht nur ein Spektrum zur Verfügung steht, wird eine weitere Verbesserung dadurch erreicht, daß IDENT-MG nur die Spektren *einer* Probe auswertet und so auf Ergebnisse der Identifizierung vorher bearbeiteter Spektren zurückgreifen kann. In diesem Fall werden die Spektren in umgekehrter Reihenfolge ihrer Aufnahme nach bearbeitet, wobei bereits bekannte Aktivitäten aus den früher bearbeiteten Spektren jeweils berücksichtigt werden können und den Ausschluß weiterer Nuklide ermöglichen. Dabei werden auch Tests durchgeführt, um Mutter-Tochter-Verhältnisse zu erkennen. Insgesamt ermöglicht diese Vorgehensweise das Vormerken von Aktivitäten für die spätere Berechnung der Wirkungsquerschnitte, weil die auf das Ende der Bestrahlung bezogenen Aktivitäten eines Nuklids aus verschiedenen Messungen miteinander verglichen werden können.

Bei all diesen Überlegungen erhält der Annihilationspeak bei 511 keV eine Sonderrolle. Da er vorwiegend durch  $\gamma$ -Quanten aus der Annihilation von Positronen aus  $\beta^+$ -Zerfällen entsteht und infolgedessen Doppler-verbreitet ist, lassen sich bei komplexen Spektren aus ihm keinerlei quantitative Rückschlüsse auf ein einzelnes Nuklid ziehen. Im Gegenteil würden bei einer Einbeziehung in den Identifizierungsprozeß falsche, zu große Aktivitäten resultieren, die zum Ausschluß anderer Nuklide führen würden. Aus diesem Grunde wird er generell aus der Identifizierung ausgeklammert.

Bei allen Tests, die innerhalb von IDENT-MG durchgeführt werden, wird die Selbstabsorption der  $\gamma$ -Quanten in der Probe berücksichtigt, sofern die zur Korrektur benötigten Daten zur Verfügung stehen. Die generelle Einbeziehung der früher durch ein separates Programm erst in einem späteren Schritt der Auswertung durchgeführten Absorptionskorrekturen erwies sich infolge der gerade bei schweren Elementen nicht zu vernachlässigenden Effekte - wie Abbildung 4.12 zeigt - als notwendig, wenn zum Beispiel die erwarteten Peakflächen niederenergetischer Linien eines Nuklides berechnet werden.

Die Absorption von  $\gamma$ -Quanten in einem Material mit Massenbelegung  $\xi$  und Absorptionskoeffizienten  $\mu$  berechnet sich gemäß Schwächungsgesetz zu

$$r = \frac{1}{\xi} \int_0^{\xi} d\xi^* e^{-\mu\xi^*} = \frac{1 - e^{-\mu\xi}}{\mu\xi}. \quad (4.4)$$

$r$  ist der Teil der in der Probe erzeugten  $\gamma$ -Quanten, der tatsächlich aus der Probe kommt und detektierbar ist. Die Absorptionskoeffizienten wurden den Tabellen von Storm und Israel [St70] entnommen.

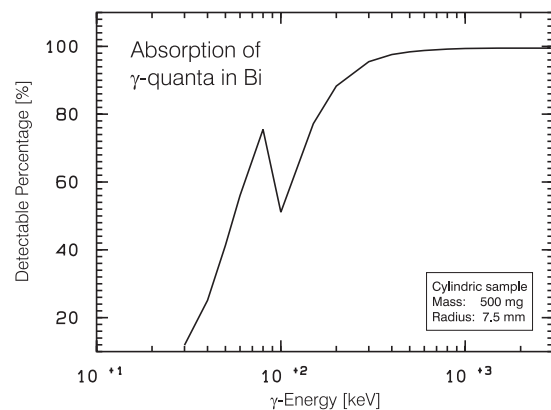


Abb. 4.12: Absorption von  $\gamma$ -Quanten in einem Bi-Target typischer Dimensionen; aufgetragen ist der Prozentsatz detektierbarer  $\gamma$ -Quanten.

Die standardmäßige Auswertung mit IDENT-MG erfolgte generell im Ein-Proben-Modus. Peaks mit mehr als 45 % Flächenfehler wurden ebenso wie Peaks mit Flächen unter 25 Impulsen und solchen mit Energien unter der energetisch höchsten Röntgenlinie nicht mit in die Auswertung einbezogen. Absorption wurde anhand der entsprechenden Daten generell berücksichtigt sowie auch ein Untergrundabzug generell auf Basis der gemessenen Untergrundspektren erfolgte.

### 4.5.3 Bewertung von IDENT-MG

Eine Bewertung der Leistung von IDENT-MG in Bezug auf das frühere IDENT kann hier nicht vorgenommen werden, da das alte IDENT nicht auf die Bearbeitung komplexer Spektren mit den wie oben geschilderten großen Nuklidbibliotheken ausgelegt und auch nicht einfach umprogrammierbar war.

Hinsichtlich der hinzugekommenen, oben teilweise nur ansatzweise beschriebenen Möglichkeiten und Fähigkeiten stellt IDENT-MG jedoch meiner Meinung nach einen großen Fortschritt dar. Insbesondere die Möglichkeit, sichere Aktivitäten und damit Wirkungsquerschnitte selbst bestimmen zu können, erleichtert die weitere Auswertung. Einschränkend dazu muß man allerdings sagen, daß diese Fähigkeit bei den sehr komplexen Spektren der mit Protonen hoher Energien bestrahlter Targets und den in dieser Arbeit verwendeten umfangreichen Nuklidbibliotheken nur wenig zum Tragen kommt. Während bei leichten und mittelschweren Targets auch bei hohen Protonenenergien etwa 70-80 % der manuell ermittelten Wirkungsquerschnitte automatisch bestimmt werden können, sinkt die Trefferrate bei schweren Targets und hohen Protonenenergien auf 20-30 %. Dies liegt einerseits an den zugrunde liegenden Nuklidbibliotheken, deren Umfang aus prinzipiellen Überlegungen für diese Untersuchungen zunächst sehr groß gewählt wurde, anhand der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse jetzt aber erheblich verkleinert werden könnte. Zum anderen wächst aber auch die Zahl der Mutter-Tochter-Verhältnisse und die zu berücksichtigender Interferenzen.

Eine Erhöhung der Trefferquote auch bei komplexen Spektren wäre möglich gewesen durch die Implementierung speziell auf unsere Experimente zutreffende Annahmen. Beispielsweise sind etwa Produktnuclide auf der Neutronen-reichen Seite des Tals der Stabilität bis auf wenige Ausnahmen in Protonen-induzierten Reaktionen nicht nachweisbar. Ein entsprechend implementierter Ausschlußalgorithmus hätte somit die Anzahl in den Identifizierungsprozeß einfließender Nuclide verkleinern und damit die Anzahl eindeutiger Identifizierungen erhöhen können. Dies hätte allerdings im Widerspruch zu der selbstgestellten Forderung der Allgemeinheit des Programms gestanden, wäre aber als optionale Erweiterung für Weiterentwicklungen interessant.

## 4.6 Auswertung

### 4.6.1 Zusammenfassender Überblick

Der generelle Ablauf der Auswertung wie er oben schon in den wesentlichen Teilen ausführlich besprochen wurde, ist in Abbildung 4.13 zur besseren Übersicht in einem Flußdiagramm dargestellt.

Das alte Auswertungssystem aus den Arbeiten von Bodemann [Bo93], Lüpke [Lu93] und Ohnimus [Oh90] wurde komplett neu gestaltet, wobei die Modularität beibehalten wurde. So gliedert sich die Auswertung weiterhin in die Teile Spektrenanalyse, Nuklididentifizierung sowie Zusammenfassung der Messungen und Bewertung derselben durch den Experimentator.

Eine typische Auswertung, wie sie für diese Arbeit durchgeführt wurde, beginnt mit der Spektrenanalyse aller von einer Probe aufgenommenen Spektren hintereinander in der Reihenfolge ihrer Aufnahme. Die Spektrenanalyse erfolgt mit GAMMA-W unter Vorgabe der Detektor-abhängigen Halbwertsbreiten- und Tailingparameter interaktiv. Die Ergebnisse werden in lesbare (ASCII-) Dateien (\*.RSF, \*.GAW) sowie in binärer Form (\*.RES) ausgegeben.

Darauf basierend wird ein erster, grober Identifizierungsdurchlauf anhand der mit GAMMAS zuvor erstellten Nuklidbibliotheken durchgeführt. Mit Hilfe des in diesem Zuge erstellten Protokolls werden die Kalibrierungen anhand prominenter Peaks manuell kontrolliert, gegebenenfalls verbessert und in die Kalibrierungs-Datenbank eingetragen. Doppelt analysierte Regionen und teilweise doch auftretende, offensichtliche Tailingspeaks werden korrigiert. Die so verbesserten Daten bilden im zweiten Durchlauf für IDENT-MG die Grundlage für die endgültige Identifizierung. Unter Verwendung der entsprechenden Nuklid-, Efficiency-, Absorptions- und Experimentdaten berechnet IDENT-MG schließlich auf das Ende der Bestrahlung bezogenen Aktivitäten für jedes in einem Peak identifizierte Nuklid. Diese Werte werden spektrumweise in Dateien (\*.ACT) abgelegt, in denen außerdem und in Erweiterung der alten Struktur weitere Informationen über Absorptionsfaktoren (Gl. (4.5)), verlässliche Aktivitäten sowie Bemerkungen verschiedener Art zu der aus einem Peak ermittelten Aktivität abgespeichert werden.

Das ebenfalls neu erstellte und damit den gewachsenen Anforderungen entsprechende NUKLIDMG übernimmt die Sortierung der Ergebnisse derart, daß es alle Messungen einer Probe (oder mehrerer) einliest und geordnet nach Nukliden ein sogenanntes NUK-File ausgibt. Obwohl IDENT-MG in der Lage ist, im Rahmen der Identifizierung auch zuverlässige Aktivitäten zu erkennen und dies an NUKLIDMG zu vermitteln, bleibt die nun folgende Bewertung der Messungen durch den Experimentator ein wichtiger Schritt. Hier werden über die bereits durch IDENT-MG zur Wirkungsquerschnittsberechnung vorgesehenen Aktivitäten hinaus weitere, zuverlässig erscheinende Werte ausgewählt, Interferenzen zur Korrektur vorgemerkt und Mutter-Tochter-Verhältnisse in Betracht gezogen.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte - in Abbildung 4.14 im Überblick dargestellt - erfolgt nach

Auswahl zuverlässiger Aktivitäten in der Regel mit dem Programm SIGMA auf Basis von Gleichung (3.10), gegebenenfalls der Modifizierungen (3.17 a-c) sowie der benötigten Experimentdaten.

In den Fällen, in denen eine Interferenzkorrektur nötig war, wurde diese gegebenenfalls zuvor in dem NUK-File gemäß dem in Kapitel 3.2.4 erläuterten Sachverhalt mit dem Programm INTEFKOR durchgeführt, das zu erstellen Leya im Rahmen seiner Dissertation [Le96] oblag.

Die Berechnung von unabhängigen Wirkungsquerschnitten für Nuklide, bei denen der

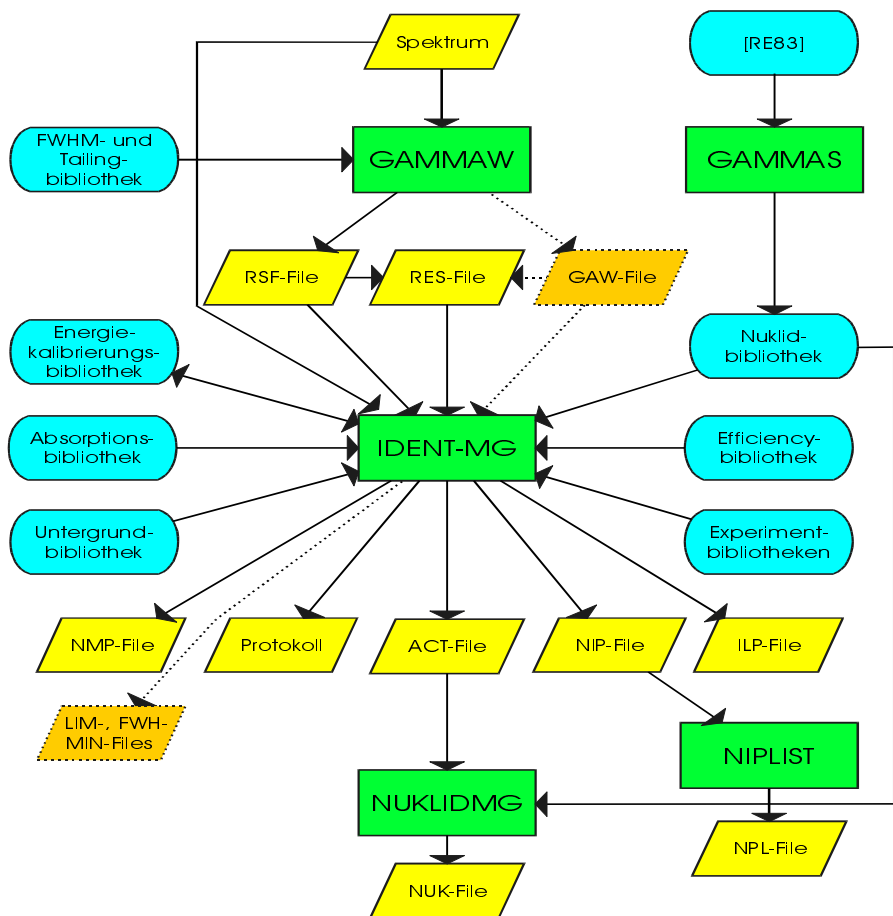


Abb. 4.13: Das neue Auswertungssystem für  $\gamma$ -Spektren mit den Teilen Spektrenanalyse, Nuklididentifizierung und Sortierung der Ergebnisse im Überblick; Rechtecke stellen Programme, Trapeze beziehungsweise Eingabedateien und abgerundete Rechtecke Bibliotheken dar.



Zerfall eines Progenitors vergleichbarer Halbwertszeit in Betracht gezogen werden mußte, erfolgte auf Grundlage der Gleichungen (3.14) und (3.15) nach Kapitel 3.2.3 in zwei Schritten. Zunächst wurden mit NEUFAM die Aktivitäten im NUK-File gemäß (3.14) korrigiert, woraufhin mit SIGFAM nach (3.15) daraus Wirkungsquerschnitte berechnet wurden. NEUFAM und SIGFAM wurden ebenfalls von Leya [Le96] in seiner Doktorarbeit entwickelt, mußten allerdings ebenso wie INTEFKOR und SIGMA an die erweiterte NUK-File-Struktur angepaßt werden. Einen Überblick über die Wirkungsquerschnittsberechnung gibt Abbildung 4.14.

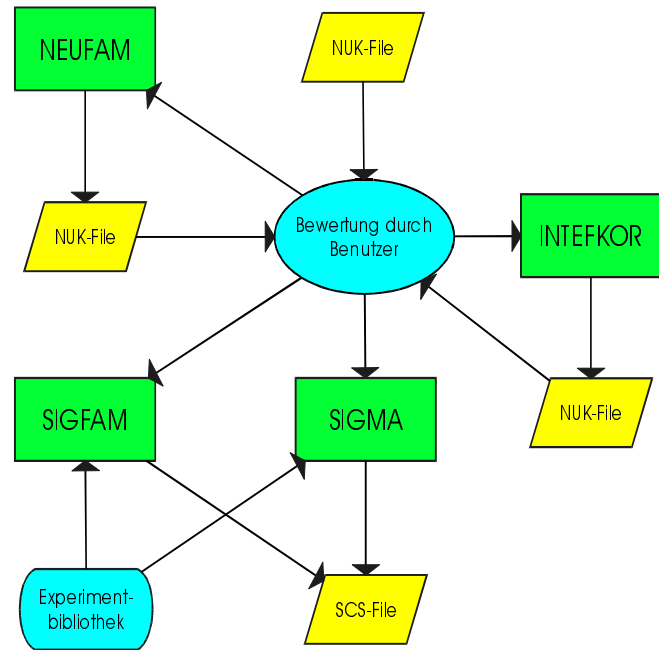


Abb. 4.14: Überblick über die Wirkungsquerschnittsberechnung; die Bedeutung der Symbole ist die gleiche wie in Abbildung 4.13.

## 4.6.2 Qualitätssicherung

Ein Anliegen bei der Auswertung war die Absicherung der Ergebnisse gegen die vielen möglichen, aus der Komplexität der Spektren resultierenden Fehler.

Einen ersten Beitrag dazu lieferte die unterschiedliche verwendete Hardware (siehe Kap. 4.3.2). So führten die Messungen auf verschiedenen Detektoren in verschiedenen Geometrien dazu, daß das Meßsystem einer kontinuierlichen Überwachung unterlag, durch die systematische Fehler wie beispielsweise infolge einer falschen Efficiency ausgeschlossen werden konnten. Die Auswertung der Spektren verschiedener Detektoren selbst war infolge der unterschiedlichen Eigenschaften der Systeme nie identisch, so daß daraus resultierende Diskrepanzen Hinweise auf Schwierigkeiten lieferten. Insbesondere die Verwendung eines Systems mit 8192 Kanälen erwies sich von Vorteil, da Multiplettsstrukturen bei guter Statistik besser analysiert werden konnten.

Auch die in IDENT-MG implementierten Verfahren wurde unter der Anforderung programmiert, Hinweise auf mögliche Schwierigkeiten zu geben. So werden etwa Warnungen hinsichtlich möglicher Single- und Double-Escape-Peaks sowie echter Koinzidenzen und als Sonderfall auch von Koinzidenzen mit dem Annihilationspeak gegeben. Darüber hinaus werden Dateien (siehe Abb. 4.13) erzeugt, in denen die nicht identifizierten Peaks eines Spektrums gesondert aufgeführt werden. Das Programm NIPLIST sortiert diese Dateien der Messungen einer Probe, so daß die Nicht-Identifizierung einer Linie in mehreren Spektren leichter erkannt und Anlaß zur Korrektur eventuell der Nuklidbibliothek bezüglich nicht in Betracht gezogener Nuklide oder Linien geben kann. Außerdem wird der Untergrund (NMP-Files) getestet, ob eventuell Peaks im Spektrum übersehen wurden, so daß diese nachträglich ausgewertet werden können. Die Nuklidbibliothek wird auf dicht beieinander liegende Linien untersucht, die vom Detektor nicht getrennt werden können (ILP-Files). Das Identifizierungsprotokoll selbst liefert schließlich einen genauen Überblick, wann und warum Nuklide ausgeschlossen wurden.

Die von IDENT-MG gelieferten Hinweise werden von NUKLIDMG zum Teil übernommen und erleichtern die Bewertung der Messungen. An dieser Stelle der Auswertung kann in der Regel neben der Überprüfung der Konsistenz der aus verschiedenen Linien eines Nuklids ermittelter Aktivitäten auch eine Halbwertszeitkontrolle erfolgen.

Nach der Wirkungsquerschnittsberechnung sortiert SCSSORT die Ergebnisse derart, daß aus den Ausgaben von SIGMA beziehungsweise SIGFAM  $\gamma$ -Energien und Emissionshäufigkeiten pro Probe entnommen werden. Damit kann die Konsistenz verwendeter Linien kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert werden.

Den letzten Part der Qualitätskontrolle bilden Vergleiche von Wirkungsquerschnitten. Werden etwa die Wirkungsquerschnitte aller Produkt nuklide in einer Probe - also bei einer Protonenenergie - in Abhängigkeit von den Massenzahlen der Produkte aufgetragen - siehe beispielsweise Abbildung 5.18 - so geben Abweichungen von der Systematik Anlaß zur Überprüfung.

## 4.7 Beurteilung der $\gamma$ -spektrometrischen Auswertungen

Die in dieser Arbeit analysierten  $\gamma$ -Spektren sind die komplexesten, die bislang am ZSR ausgewertet wurden. Auch aus der Literatur ist über die Auswertung solcher Spektren nichts bekannt. Aus der Arbeit mit ihnen ist im Verlauf dieser Arbeit ein System von Programmen entstanden, das eine standardmäßige Auswertung auch dieser komplexen Spektren mit einem vertretbarem Aufwand ermöglicht. Dennoch bleibt festzuhalten, daß die am ZSR betriebene  $\gamma$ -Spektrometrie damit an ihre Grenzen gestoßen ist. Zu der durch die Vielfalt der Nuklide und deren Linien verursachten Komplexität der Spektren kommen weitere, die Auswertung zusätzlich erschwerende Effekte wie Koinzidenzen und Tailing, die einerseits mit den historisch entstandenen Geometrien zusammenhängen, andererseits aber auch durch nicht perfekte Detektoreigenschaften selbst bedingt sind.

Weitere Erleichterungen in der Auswertung derart komplexer Spektren sind - sofern man an der leicht und vielseitig einsetzbaren  $\gamma$ -Spektrometrie festhalten möchte - nur durch Fortschritte entweder auf Seiten der verwendeten Hard- oder Software denkbar. Hier sind derzeit allerdings keine einsatzfähigen Realisierungen bekannt - vermutlich auch deswegen, weil die in dieser Arbeit gestellten Anforderungen weit über übliche Standardanwendungen hinausgehen, der Markt also fehlt.

Hardwareseitig müßte insbesondere die Auflösung gesteigert werden. Neben der Möglichkeit, dazu völlig neue Wege im Nachweis von  $\gamma$ -Quanten zu beschreiten, werden die Grenzen der Auflösung in der herkömmlichen  $\gamma$ -Spektrometrie durch die Statistik des Ladungserzeugungsprozesses und die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte mittlere Energie  $E_{\text{ch}}$  bestimmt. Nach Debertin [De88] ergibt sich die damit korrelierte Peakbreite  $w_\gamma$  bei einer  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma$  zu  $w_\gamma = 2.355 \cdot (F \cdot E_\gamma \cdot E_{\text{ch}})^{1/2}$ , wobei  $F$  der Fano-Faktor ist, der der besonderen Statistik der Ladungserzeugung Rechnung trägt. Mit den für Germanium bei 77 K typischen Größen von  $E_{\text{ch}} = 2.96 \text{ eV}$  und  $F = 0.06$  [De88] folgen so im Idealfall - ohne Ladungsverluste und elektronisches Rauschen - beispielsweise Auflösungen von  $w_\gamma = 0.3 \text{ keV}$  bei 100 keV oder  $w_\gamma = 1.4 \text{ keV}$  bei 2 MeV, denen heute erreichbare Auflösungen von etwa 0.8 beziehungsweise 1.8 keV gegenüber stehen. Eine weitere Steigerung wäre also bei gleicher Statistik nur durch die Verkleinerung von  $E_{\text{ch}}$  möglich. Supraleitende Tunnelkontakte versprechen laut [Bo92b]  $E_{\text{ch}} < 10^{-2} \text{ eV}$  bei allerdings sehr kleinen Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Softwareseitig scheint mir nach meinen Erfahrungen eine Abkehr von der Analyse von  $\gamma$ -Spektren streng auf Basis physikalischer Vorstellungen oder aber eine vollständigere Implementierung dieses Ansatzes notwendig. So könnte im ersten Fall eine Möglichkeit darin bestehen, von den „klassischen“ Verfahren der Peak- und Struktureerkennung während der Spektrenanalyse Abstand zu nehmen, und diese auf der Basis von Mustererkennung mit Hilfe geeigneter, auf die jeweils spezifischen Systemeigenschaften trainierbarer neuronaler Netze vorzunehmen. Auf der anderen Seite müßte eine vollständigere Berücksichtigung physikalischer Effekte bei der Analyse eines Spektrums beispielsweise beinhalten, daß für die Untergrundberechnung in einer Region auch Ereignisse aus energetisch höher liegenden Regionen in Betracht gezogen werden müssen, um beispielsweise Compton-Kanten und Rückstreupeaks zu erkennen.

## 4.8 Fehlerdiskussion

Bei jedem Experiment sind die Meßgrößen nur mit einer gewissen Unsicherheit meßbar - unerwünschte Nebeneffekte beim Experiment, die Genauigkeit verwendeter Meßgeräte, die Güte der in die Gleichungen einfließenden Daten und ein möglicherweise statistischer Charakter der Observablen diktieren, wie genau das Meßergebnis angegeben werden kann, wenn man einmal von möglichen systematischen Fehlern absieht.

Bei den in dieser Arbeit in Abhängigkeit der Protonenenergie gemessenen Wirkungsquerschnitten treten Unsicherheiten bei den Energien der Protonen sowie bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte auf; diese sollen hier diskutiert werden.

### 4.8.1 Unsicherheit der Energie

Bei der Bestimmung der Energie der Protonen in jeder Folie gibt es drei Quellen, aus denen Unsicherheiten herrühren können:

- Die Energiegenauigkeit  $\Delta E_B$  der aus den Beschleunigern extrahierten Protonen,
- die beim Durchgang durch die Targets auftretende Energieverbreiterung  $\alpha$  (siehe Kap. 3.5) und
- die durch die Abbremsung  $\Delta E_{\text{loss}} = E_{\text{in}} - E_{\text{out}}$  der Protonen in der n-ten Folie entstehende Ungewißheit.

Damit ergibt sich die gesamte Unsicherheit der Energie  $\Delta E_n$  in der n-ten Folie zu:

$$\Delta E_n = \sqrt{\Delta E_B^2 + (\Delta E_{\text{loss}}/2)^2 + \alpha_n^2} \quad (4.5)$$

Nicht in Betracht gezogen werden dabei Unsicherheiten der für die Bremsrechnungen verwendeten Koeffizienten nach Andersen und Ziegler [An77], die diese für Energien bis 20 MeV zwar mit 1 % abschätzen, darüber hinaus aber keine weiteren Angaben machen. Frühere Vergleiche [Gl93] mit Rechnungen auf Basis der Artikel von Williamson [Wi66] und Janni [Ja82] sowie mit einem verbesserten Ansatz nach Ziegler [Fi96, Zi85] in der Diplomarbeit von Protoschill [Pr97a] ergeben jedoch stets Übereinstimmungen im Rahmen der Fehler, so daß eventuelle Unsicherheiten der Koeffizienten vernachlässigt werden.

Die nach (4.5) berechneten Unsicherheiten der Energie beliefen sich für die in dieser Arbeit ausgewerteten Folien (Tab. A.1-A.5 in Anhang A) auf maximal 2 MeV und waren damit bis auf eine in Kapitel 5.5.2 besprochene Ausnahme stets kleiner als 3 %.

### 4.8.2 Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts

Die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts hängt von zwei Quellen ab: Der Experimentiertechnik sowie der Meß- und Auswertungsmethode.

#### 4.8.2.1 Unsicherheit der Experimentiertechnik

Die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes für die Produktion von Restkernen eines Typs durch eine bestimmte Projektilart in einem Target setzt voraus, daß die zu messenden Restkerne nur durch diese Projektile und auch nur in dem bestrahlten Target aus den entsprechenden Targetkernen erzeugt werden. Unter diesen Gesichtspunkten kommen bei der von uns angewandten stacked-foil-technique folgende Fehlerquellen in Frage:

- Nuklidproduktion durch sekundäre Teilchen  
Die zusätzliche Produktion von Nukliden durch sekundäre Teilchen wird anhand experimenteller Ergebnisse in Kapitel 5 besprochen.
- Nuklidproduktion durch Reaktionen an Verunreinigungen des Targets  
Eine damit verbundene Unsicherheit wird ausgeschlossen, weil ausschließlich hochreine Materialien verwendet wurden.
- Rückstoßverluste und Cross-Kontamination  
Wie in Kapitel 4.1.1 erläutert wurden jeweils innere Targets aus Gruppen von mindestens drei Folien des gleichen Elements gemessen. Deshalb ist davon auszugehen, daß eventuelle Rückstoßverluste

ausgeglichen wurden und auch Cross-Kontamination nicht in Betracht gezogen werden müssen. Die Konsistenz der in Kapitel 5 dargestellten experimentellen Ergebnisse unterstützt diese Annahme.

Eine Ausnahme davon bildeten die einzelnen, zwischen Al-Catchern positionierten Bi-Targets aus den Experimenten UPPS0C und UPPS0G. Bei diesen wurde eine Kontamination mit  $^{22}\text{Na}$  stammend aus den Al-Catchern nachgewiesen und insofern berücksichtigt, als daß dafür keine Wirkungsquerschnitte berechnet wurden. Das mit 14,96 Stunden kurzlebige  $^{24}\text{Na}$  konnte nicht nachgewiesen werden, weil der Untergrund in den entsprechenden Messungen für die zu erwartenden geringen  $^{24}\text{Na}$ -Aktivitäten zu hoch war.

Umgekehrt können Verluste von Produkten aus den einzelnen Bi-Targets erwartet werden. Infolge der großen Massen der Bi-Proben und der geringen Reichweiten solcher Produkte wurden allerdings keine großen Effekte erwartet. Ein Vergleich von Wirkungsquerschnitten aus Bi-Targets des Stacks UPPS0E, in dem jeweils drei Bi-Folien hintereinander positioniert waren, mit denen aus UPPS0C und UPPS0G ergab dementsprechend auch keine nachweisbaren Unterschiede. Die zunächst beabsichtigte Auswertung der den einzelnen Bi-Targets benachbarten Al-Catchern auf Kontamination aus den Bi-Folien hin wurde aufgrund dieser Ergebnisse sowie aus Meßzeitgründen nicht weiter verfolgt.

#### 4.8.2.2 Unsicherheit der Meß- und Auswertungsmethode

Als Meßmethode wurde die  $\gamma$ -Spektrometrie angewandt. Die  $\gamma$ -spektrometrische Bestimmung von Wirkungsquerschnitten setzt zunächst die Identifizierung eines Nuklids voraus. Prinzipiell sind dabei auch fehlerhafte Zuordnungen von Single- und Double-Escape-Peaks, Summenpeaks oder nicht in der Nuklidbibliothek verzeichneter  $\gamma$ -Linien zu vermeintlich vorhandenen Nukliden möglich. Mit der Benutzung umfangreicher Nuklidbibliotheken und der Entwicklung von IDENT-MG wurden in dieser Arbeit jedoch die Grundlagen geschaffen, um anhand der in Kapitel 4.6.2 erwähnten Qualitätskontrollen Fehlidentifizierungen nahezu sicher ausschließen zu können.

Eine einwandfreie Identifizierung vorausgesetzt ergibt sich die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_E$  gemäß Fehlerfortpflanzung aus den einzelnen Unsicherheiten der in die Berechnung von  $\sigma_E$  unmittelbar einfließenden Größen aus (3.10):

$$\sigma_E = \frac{A(t_{Eol})}{\Phi_E N_T (1 - e^{-\lambda t_{rr}})} = \frac{C \lambda e^{\lambda t_g}}{I_\gamma \epsilon_\gamma (1 - e^{-\lambda t_c})} \cdot \frac{1}{\Phi_E N_T (1 - e^{-\lambda t_{rr}})}$$

In der Regel können zur Bestimmung von  $\sigma_E$  mehrere Aktivitäten  $A(t_{Eol})$  herangezogen werden, die entweder aus verschiedenen  $\gamma$ -Linien einer Messung eines Nuklides und/oder über dieselbe Linie aber in verschiedenen Messungen auf verschiedenen Detektoren ermittelt wurden. Deshalb wird aus den  $n$  ausgewählten Aktivitäten  $A_i \pm \Delta A_i$  zunächst der fehlergewichtete Mittelwert  $A$  mit dazugehörigem Fehler  $\Delta A$  gebildet:

$$A = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{A_i}{(\Delta A_i)^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\Delta A_i)^2}} \quad \text{und} \quad \Delta A = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \frac{(A_i - \bar{A})^2}{(\Delta A_i)^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\Delta A_i)^2}}} \quad (4.6)$$

Die in diese Mittelung einfließenden Unsicherheiten  $\Delta A_i$  setzen sich gemäß (3.10) aus den Unsicherheiten der Nettopeakfläche  $C$ , der Zerfallskonstante  $\lambda$ , der zwischen Bestrahlungsende und Meßbeginn vergangenen Zeit  $t_g$  sowie der Meßzeit  $t_c$  selbst, der Emissionshäufigkeit  $I_\gamma$  und des Nachweisvermögens  $\epsilon_\gamma$  zusammen. Diese werden im folgenden zunächst diskutiert, bevor auf die Unsicherheiten der weiteren Größen in (3.10) eingegangen wird.

- Unsicherheit der Nettopeakfläche
  - Die aus dem Peakfit und dem Untergrundabzug resultierende Unsicherheit wird von GAMMA-W berechnet und individuell für jede aus einer Nettopeakfläche berechnete Aktivität durch die gesamte Auswertung mitgeführt.
  - Bei den in dieser Arbeit ausgewerteten komplexen Spektren war es nicht immer möglich, einen Peak eindeutig einem einzigen Nuklid zuzuordnen. Trugen zwei Nuklide substantiell zu einer solchen Überlagerung bei, wurden nur dann Wirkungsquerschnitte für eines der Nuklide ermittelt, wenn dieses keine anderen auswertbaren Linien aufwies. Die Korrektur erfolgte in diesem Fall unter den in Abschnitt 3.2.4 genannten Voraussetzungen und wurde wie Kapitel 4.6.1 beschrieben durchgeführt. Allerdings ist dieses Verfahren nur in Grenzen mit vertretbarem Arbeits- und Genauigkeitsaufwand anwendbar. Deshalb wurden Korrekturen nur für maximal eine interferierende Linie durchgeführt, während geringfügige Beiträge anderer Nuklide zu einem Peak vernachlässigt wurden. In ersterem Fall wird der Fehler des korrigierten Ergebnisses von INTEFKOR aus den Unsicherheiten von Peakfläche und berechnetem Beitrag des zweiten Nuklids jeweils individuell berechnet. Eine individuelle Berücksichtigung vernachlässigter Beiträge im zweiten Fall erwies sich angesichts der vielen Linien jedes Spektrums jedoch als nicht praktikabel. Dadurch entstehende Fehler werden mit 2 % abgeschätzt und generell auf die Unsicherheit jeder Peakfläche und damit der entsprechenden Aktivität aufgeschlagen.
  - Die Nettopeakfläche ist proportional der aus der Probe ausgetretenen  $\gamma$ -Quanten. Allerdings kann es vor dem Austritt der  $\gamma$ -Quanten aus dem Target auch zur Absorption derselben in der Probe kommen. Dadurch entstehende Effekte wurden gemäß der Darstellung in Kapitel 4.5.2 auf Basis der Daten von Storm und Israel [St70] berechnet und Target-spezifisch korrigiert.

Storm und Israel führen für die von ihnen angegebenen Absorptionskoeffizienten in ihrer Arbeit keine Fehler an. Daher wurde ein exemplarischer Vergleich aus Gleichung (4.4) berechneter Absorptionsfaktoren  $r$  für eine Pb-Folie nach [St70] mit solchen auf Grundlage neuerer, uns allerdings erst im Verlauf dieser Arbeit bekannt gewordener Absorptionskoeffizienten [Be87, Hu95] durchgeführt. Danach ergeben sich die größten relativen Abweichungen der Absorptionsfaktoren im Bereich der K-Schalen-Röntgenübergänge: Dort machten sie in diesem Fall -6 % aus. Da in dieser Arbeit aus den in Kapitel 4.3.6 erläuterten Gründen allerdings ohnehin nur energetisch darüber liegende Regionen ausgewertet wurden, waren die entsprechenden Fehler kleiner als 4 % mit gegen Null gehender Tendenz zu höheren  $\gamma$ -Energien hin. Deshalb werden aus dieser Quelle keine Unsicherheiten veranschlagt; für nur aus der Auswertung sehr niederenergetischer  $\gamma$ -Linien bestimmte Wirkungsquerschnitte von Nukliden können diese gemäß der obigen Ausführungen als um maximal vier Prozent zu klein angesehen werden. Aus prinzipiellen Überlegungen sollten in künftigen Arbeiten allerdings die neueren Daten aus [Be87, Hu95] verwendet werden.
  - Pile-Up-Effekte

Pile-Up-Effekte wurde nur in wenigen Ausnahmefällen beobachtet. Waren diese Spektren mit GAMMAW auswertbar und wichen die daraus bestimmten Aktivitäten nicht von denen aus unproblematischen Messungen ab, wurden sie verwendet, anderenfalls wurden sie verworfen.
  - Single- und Double-Escape-Peaks

Durch die Überlagerung von Escape-Peaks verfälschte Peakflächen werden vernachlässigt. Solche Peaks wurden nur in seltenen Fällen beobachtet wie etwa aus der 1764.3-keV-Linie des mit großen Aktivitäten in den Bi-Targets vertretenen  $^{205}\text{Bi}$ . Generell können Fehlidentifizierungen solcher Peaks, wie zum Beispiel im oben genannten Fall die mögliche Identifizierung des Double-Escape-Peaks als 742.1-keV-Linie des  $^{143}\text{Pm}$ , anhand der in Kapitel 4.6.2 angeführten Qualitätskontrollen ausgeschlossen werden.
  - Echte  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen (siehe auch Kap. 4.3.6) wurden bislang am ZSR vernachlässigt. Dennoch können sie unter Umständen zu Effekten führen, deren Größe hier wenigstens an einem einfachen Beispiel abgeschätzt werden soll. Eine umfassende Behandlung von Koinzidenzen an dieser Stelle würde den Rahmen bei weitem sprengen; für eine Einführung dazu sei auf [De90a] verwiesen.

Abbildung 4.15 zeigt das Zerfallsschema eines Nuklids der Aktivität  $A$  mit drei Niveaus. Der Zerfall aus Niveau III in den Grundzustand I kann entweder unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants der Energie  $E_3$  mit der Häufigkeit  $I_3$  erfolgen oder unter der Emission zweier  $\gamma$ -Quanten mit  $(E_1, I_1)$  und  $(E_2, I_2)$  über das Zwischenniveau II.

In letzterem Fall besteht die Möglichkeit, daß der Nachweis beispielsweise der  $\gamma$ -Quanten mit der Energie  $E_1$  im Full-Energy-Peak dadurch gestört wird, daß ein Quant mit  $E_2$  zeitgleich im Kristall einen Impuls beliebiger Höhe erzeugt. Dies würde zu einem Verlust des Impulses  $E_1$  führen und statt dessen zur Erzeugung eines Impulses mit der Energie  $E$  ( $E_1 < E \leq E_1 + E_2$ ) führen. Demnach wird nicht die Impulsrate  $N_1 = AI_1\epsilon_1$  gemessen, sondern die um den Term  $AI_1\epsilon_1\epsilon_{T2}$  verminderte  $N_1^* = AI_1\epsilon_1(1 - \epsilon_{T2})$ . Dabei ist  $\epsilon_T$  die sogenannte totale Efficiency, unter der man die Wahrscheinlichkeit versteht, daß ein  $\gamma$ -Quant überhaupt zu einem Impuls beliebiger Höhe in einem Spektrum führt. Um also aus der gemessenen Impulsrate  $N_1^*$  auf die Aktivität schließen zu können, muß man in einem solchen Fall also noch  $\epsilon_{T2}$  kennen.

Anders verhält es sich, wenn man die Aktivität über den Nachweis der  $\gamma$ -Quanten der Energie  $E_3$  bestimmen will. Hier muß man nicht mit Zählverlusten rechnen, sondern mit einem Zuwachs in dem Fall, daß der Zerfall über das Zwischenniveau erfolgt und die beiden  $\gamma$ -Quanten mit  $E_1$  und  $E_2$  vollständig und gleichzeitig absorbiert werden. In diesem Fall erhält man nicht die ungestörte Impulsrate  $N_3 = AI_3\epsilon_3$ , sondern  $N_3^* = A(I_3\epsilon_3 + I_1\epsilon_1\epsilon_2)$ .

Um den durch die Vernachlässigung solcher Effekte entstehenden Fehler abschätzen zu können, wurde  $\epsilon_T$  auf dem Detektor mit der höchsten Nachweiswahrscheinlichkeit (GE\_NEU) in der Standardgeometrie (6 cm) gemessen. In diesem Fall nimmt  $\epsilon_T$  bei 175 keV einen maximalen Wert von 4.1 % an und bestimmt damit die Größe des Fehlers, den man in dem oben geschilderten Fall macht, wenn man Koinzidenzen nicht berücksichtigt. Keine Aussagen lassen sich im zweiten Beispiel treffen, da die Größe des Fehlers zu sehr von den fünf Parametern im Term  $I_1\epsilon_1\epsilon_2/I_3\epsilon_3$  abhängen.

Die Diskussion dieses einfachen Beispiels macht deutlich, welche Schwierigkeiten bei der Berücksichtigung von Koinzidenzen in sehr komplexen Zerfallsschemata entstehen. Es existieren zwar Programme wie in [De90a] beschrieben oder auch in der Doktorarbeit von Neumann [Ne98] entwickelt, mit denen entsprechende Korrekturfaktoren für jede  $\gamma$ -Linie eines Zerfallsschemas berechnet werden können, aber der Qualitätsgewinn wäre den damit verbundenen Arbeitsaufwand nicht wert gewesen. Deshalb wurden Koinzidenzeffekte wie auch früher am ZSR üblich nicht korrigiert; allerdings wird im Gegensatz zu früher ein durch diese Vernachlässigung möglicher Fehler von 4 % generell auf die Unsicherheiten jeder Peakfläche addiert. Es soll aber hier noch einmal deutlich darauf hingewiesen werden, daß dies eine stark vereinfachende Annahme ist und die Abweichungen im Einzelfall größer ausfallen können.

Durch echte  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen können auch zusätzliche Peaks im Spektrum vorgetäuscht werden. Die falsche Identifizierung solcher Summenpeaks als Linien eines Nuklids konnte jedoch durch die in Kapitel 4.6.2 erwähnten Qualitätskontrollen vermieden werden.

- Zufällige  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen (siehe auch Kap. 4.3.6) wurden in den verwendeten Geometrien und bei Zählraten von maximal  $1.5 \cdot 10^4$  cps nicht beobachtet; daher finden sie keine Berücksichtigung.
- Die Totzeit der Meßelektronik wurde in den Nettopeakflächen generell gemäß Gleichung (3.17d) berücksichtigt. Vergleiche der Aktivität eines Nuklids gemessen bei wenigen Prozent Totzeit mit der bei höheren Totzeiten gaben bis zu 15 % Totzeit keine Hinweise auf Abweichungen von der Linearität der Korrektur für die Kellersysteme. Dort wären auch höhere Totzeiten von bis zu 25 % akzeptabel, wenn Pile-Up-Effekte nicht die Spektralanalyse erschweren oder unmöglich machen würden.

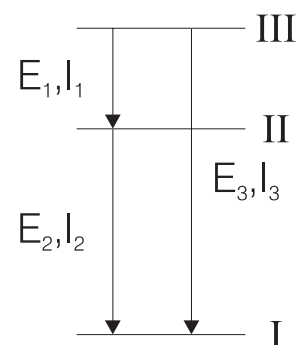


Abb. 4.15: Ein einfaches Zerfallsschema.

Eine Ausnahme bezüglich der Totzeitproblematik bildet das Probenwechslersystem. Dies ist vermutlich auf die dort verwendete ältere Elektronik zurückzuführen. Ähnliche Vergleiche wie oben angesprochen ergaben, daß die gemäß (3.17d) durchgeführte Korrektur nicht ausreichend ist. Um diese Effekte ausgleichen zu können ohne das gesamte Auswertungssystem zu ändern, wurden deshalb zusätzlich zur Korrektur nach (3.17d) Korrekturfaktoren für Totzeitintervalle bestimmt, mit denen die aus solchen Messungen stammenden Aktivitäten in den NUK-Files multipliziert wurden. Diese Aufgabe erledigte das Programm TOTKORR anhand vorgegebener Parameter; die in dieser Arbeit dafür verwendeten Korrekturfaktoren zeigt Tabelle 4.5.

Tab. 4.5: Zusätzliche Totzeitkorrekturen für das Probenwechslersystem.

Totzeitintervall [ % ]	Korrekturfaktor
13.0 - 14.0	1.15
12.0 - 12.99	1.13
10.0 - 11.99	1.115
8.0 - 9.99	1.10
7.0 - 7.99	1.09
6.0 - 6.99	1.08
4.0 - 5.99	1.06

- Unsicherheit der Kerndaten

Eventuelle Unsicherheiten der Größen Halbwertszeit und Emissionshäufigkeit werden nicht berücksichtigt, weil diese Daten für die in dieser Arbeit nachgewiesenen Nuklide zumeist als hinreichend gut bekannt angenommen werden können. Wo dennoch wie in Kapitel 4.5.1 erläutert Abweichungen offenbar wurden, wurden diese entweder korrigiert oder nicht verwendet.

- Unsicherheit der zwischen Bestrahlungsende und Meßbeginn vergangenen Zeit  $t_g$

$t_g$  wird ebenfalls als ohne Fehler bekannt vorausgesetzt: Einerseits ist die Unsicherheit der Zeitmessung im Vergleich selbst zu den kleinsten Halbwertszeiten nachgewiesener Nuklide - zwischen fünf und zehn Stunden - vernachlässigbar. Andererseits hätten sich große Unsicherheiten infolge des exponentiellen Auftretens von  $t_g$  in (3.10) ohnehin als variierende Aktivitäten eines Nuklids in verschiedenen Messungen im NUK-File bemerkbar gemacht.

- Unsicherheit der Meßzeit  $t_c$

Auch  $t_c$  wird mit der gleichen Begründung wie  $t_g$  als ohne Fehler bekannt angesehen.

- Unsicherheit des Detektoransprechvermögens

Die Aktivitäten der Standardpräparate konnten mit Hilfe der von ihnen erstellten Efficiency-Verläufe über den größten Teil ihrer  $\gamma$ -Linien innerhalb von 3 % reproduziert werden; daher wird dies als Fehler des Detektoransprechvermögens veranschlagt.

Die oben diskutierten Unsicherheiten der Nettopeakfläche und des Detektoransprechvermögens werden gemäß des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes zu einer Unsicherheit von 5.4 % quadratisch addiert und fließen im Gegensatz zu früheren Arbeiten bereits *vor* der Mittelwertbildung gemäß Gleichung (4.6) in die Unsicherheiten  $\Delta A_i$  ein. Ungenauigkeiten bei der Positionierung der Targets für die  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen werden durch diese Mittelwertbildung in Betracht gezogen und nicht extra veranschlagt. Von einer strengen Behandlung der Unsicherheiten gemäß DIN 1319 unter Einbeziehung von Korrelationen unter den in (3.10) eingehenden Größen wird hier wie im folgenden abgesehen, da die Verbesserung der Angabe der Unsicherheit den damit und mit der Fülle von Daten verbundenen Aufwand nicht rechtfertigt.

Die weiteren, nach (3.10) direkt in  $\sigma_E$  eingehenden Unsicherheiten sind die der Targetkernanzahl  $N_T$ , der Flußdichte  $\Phi$  und der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$ :

- Unsicherheit der Anzahl  $N_T$  der Atome eines Targets

Die Targetatomanzahl kann nach Gleichung (3.6) über die Dicke oder über die Masse einer Folie ermittelt werden. Da die Unsicherheiten der Foliendicken nach Herstellerangaben 10 % betragen, wurden alle Targets gewogen. Mit einem Wiegefehler von  $\pm 0.4$  mg resultierten für die typischerweise 60 mg schweren Al-Catcher Fehler von weniger als 1 %. Im Falle der einige hundert mg

schweren Fe-, Rb-, Ta-, Pb- und Bi-Targets (siehe Anhang A) liegen diese Fehler im Bereich von unter 5 % und werden daher vernachlässigt.

Genau genommen ist diese Betrachtung so nur für die am LNS bestrahlten Targets richtig, weil nur dort der Strahl das gesamte Target erfaßte und damit die Targetkernanzahl nach (3.6) berechnet werden kann. Wie beschrieben war der Strahl am TSL dagegen von geringerem, nicht genau definiertem Durchmesser, so daß nur ein Bruchteil  $f$  der Kerne des gewogenen Targets der Masse  $m_T$  dem Strahl ausgesetzt war. Geht man davon aus, daß im davor positionierten Catcher mit Masse  $m_{Al}$  ebenfalls nur ein Bruchteil  $f$  der Kerne getroffen wird, hebt sich diese Unsicherheit heraus, da  $\sigma \sim \sigma_{\text{mon}} / (m_T / m_{Al})$  ist. Dies setzt voraus, daß die durch den statistischen Streuprozeß bedingte Strahlverbreiterung zwischen Catcher und Target vernachlässigbar ist. Das dies der Fall ist, zeigen entsprechende Berechnungen im Rahmen der Bremsrechnungen nach [Ma69]. Danach verbreitert sich ein Strahl von 2.5 mm Radius beim Durchgang durch den gesamten Stack UPPSOB um lediglich 4 %.

- Unsicherheit der Flußdichte der Protonen

Die Flußdichte wurde aus denselben Größen und in derselben Art und Weise bestimmt wie die Wirkungsquerschnitte. Aus diesem Grund gilt die oben und im folgenden unten angeführte Fehlerbetrachtung prinzipiell auch für sie. Jedoch ist die Bestimmung der  $^{22}\text{Na}$ -Aktivitäten wesentlich unproblematischer als die von Aktivitäten in schweren Targets. Deshalb wird hier nur die Unsicherheit von  $N_T$  mit 1 %, die des Standardpräparatsatzes mit 1.5 % (siehe unten) und die der Efficiencybestimmung mit 3 % herangezogen. Die aus [St90] für Protonenenergien unter 200 MeV zugrunde gelegten Monitorwirkungsquerschnitte geben Steyn et al. auf 6 % genau an; die entsprechenden hochenergetischen Daten werden von Tobalem [To81] als mit 10 % unsicher abgeschätzt. Damit resultieren quadratisch berechnete Unsicherheiten von 7 % und 10.5 %, die in die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte einfließen.

- Unsicherheit der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$

Auch  $t_{\text{irr}}$  wird mit der gleichen Begründung wie  $t_g$  und  $t_c$  als ohne Fehler bekannt angesehen.

Über diese mit der Berechnung der Wirkungsquerschnitte direkt verknüpften Unsicherheiten der eingehenden Größen hinaus muß außerdem die Unsicherheit der Aktivitätsbestimmung der Standardpräparate zum Zeitpunkt der Herstellung einbezogen werden, weil die oben bereits angesprochene Unsicherheit des Detektoransprechvermögens diese nicht mit einschließt. Die PTB gibt diese mit 1 % ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) 1.5 % ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) und 2 % ( $^{152}\text{Eu}$ ) am 1.1.1985 an (Vertrauensniveau 99 %). Die Berechnung der Aktivitäten auf den Zeitpunkt der Messungen wird infolge der geringen Unsicherheiten der Halbwertszeiten der Standardpräparate als fehlerlos angesehen. Als durchschnittliche Unsicherheit des gesamten Präparatsatzes wird deshalb 1.5 % angenommen.

Die weiteren, in die Berechnung einfließenden Daten wie beispielsweise die Avogadro-Konstante oder die Atomgewichte werden als ohne Fehler bekannt vorausgesetzt.

Zusammen genommen ergibt sich deshalb nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz je nach zugrunde gelegten Monitorwirkungsquerschnitten eine Unsicherheit von 7.2 % beziehungsweise 10.7 %, die quadratisch zur Unsicherheit der mittleren Aktivität addiert wird und damit die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts ist.

### 4.8.2.3 Schlußbemerkungen zur Fehlerdiskussion

Die Betrachtung der Unsicherheiten der in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte konnte nur allgemein erfolgen, weil die Fülle eingehender Daten einfach zu groß für eine detaillierte Diskussion ist. Die anhand obiger Diskussion resultierenden Unsicherheiten sollten jedoch ein realistisches Szenario und eine Abschätzung der tatsächlichen Unsicherheiten nach oben darstellen. In der Regel dürften sie tatsächlich unter den angegebenen Unsicherheiten liegen, weil nicht alle Peaks vernachlässigte Beiträge anderer Nuklide aufweisen und Koinzidenzeffekte nicht überall vorhanden sind beziehungsweise sich auch ausgleichen können.



Einen Eindruck der resultierenden Fehler vermittelt Abbildung 4.16. Dargestellt sind die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte, die aus den Pb-Targets ohne Interferenz- oder Mutter-Tochter-Korrekturen ermittelt werden konnten. Der minimale Fehler  $\sigma_{\min}$  liegt entsprechend der obigen Ausführungen für die am TSL gemessenen Daten bei 9.0 %, während er für die LNS-Werte infolge der unsicheren Monitorwirkungsquerschnitte minimal bei 12.0 % liegt. 70 % der Daten liegen in dem Intervall  $[\sigma_{\min}, \sigma_{\min} + 3 \%$ ] und geben damit einen Eindruck von der zumeist guten Übereinstimmung der Meßwerte.

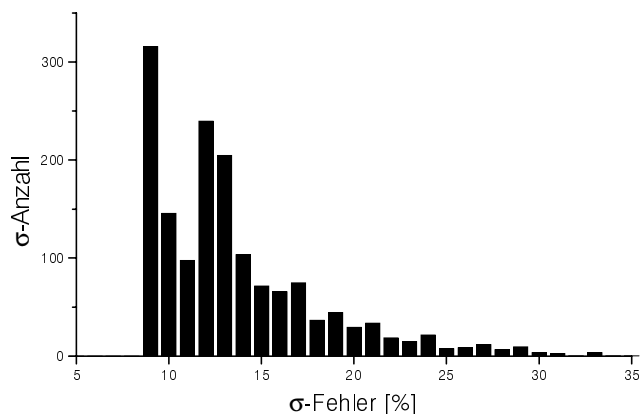


Abb. 4.16: Verteilung der Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte am Beispiel der aus allen bearbeiteten Pb-Targets ohne Interferenz- oder Mutter-Tochter-Korrekturen ermittelten Wirkungsquerschnitte.

## 5 Experimentelle Ergebnisse

### 5.1 Übersicht und Vorbemerkungen

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse besprochen, die auf der Analyse der in Anhang A aufgeführten Targets beruhen. Die Resultate selbst finden sich in den Anhängen B und C; einen Überblick gibt Tabelle 5.1.

Tab. 5.1: Überblick über die Ergebnisse dieser Arbeit.

Element	Anzahl der Spektren	Anzahl der Targets <sup>1</sup>	Experimente	Energiebereich [MeV]	Energiepunkte	Wirkungsquerschnitte	Reaktionen
Al	567		SACL0C/0D			Flußdichte	3
Fe	412	32	SACL0C-0L	84 - 2600	32	558	22
Rb	213	17	UPPS0E/0F/0H SACL0C-0N	53 - 2600	18	362	31
Ta	360	30	UPPS0B <sup>2</sup> /0C SACL0C-0N	71 - 2600	24	863	87
Pb	577	44	UPPS0B/0C/0G SACL0C-0N	65 - 2600	42	1878	127
Bi	460	32	UPPS0C/0E/0G SACL0C-0N	74 - 2600	22	1565	120

<sup>1</sup> Zusammengeklebte Targets wurden nicht mitgezählt

<sup>2</sup> Nur teilweise

Insgesamt wurden in dieser Arbeit 5304 Wirkungsquerschnitte für die Restkernproduktion in 390 Protonen-induzierte Reaktionen an den fünf Targetelementen Eisen, Rubidium, Tantal, Blei und Wismut bestimmt - davon allein mehr als 4300 für die schwerpunktmäßig ausgewerteten schweren Targets. Der dabei abgedeckte Energiebereich reichte von etwa 60 MeV bis hinauf zu 2.6 GeV. Registriert wurden Nuklide mit Halbwertszeiten größtenteils zwischen zehn Stunden und 520 Jahren (<sup>194</sup>Hg); auch das mit  $5 \cdot 10^5$  Jahren langlebige <sup>202</sup>Pb wurde in einigen Targets nachgewiesen. Die Größe der Wirkungsquerschnitte umfaßte einen Bereich von etwa 4.5 Größenordnungen und lag zwischen 0.01 mb und 500 mb. Generell waren die Wirkungsquerschnitte umso kleiner, je größer die Halbwertszeit des Nuklids war.

Die Ergebnisse aus den in den gleichen Experimenten mitbestrahlten Proben der schweren Targetelemente Iridium, Rhenium und Wolfram wären zwar aus systematischen Gründen ebenfalls interessant gewesen, aber die zunächst beabsichtigte Auswertung konnte in dieser Arbeit angesichts des zum Zeitpunkt der Aufgabenstellung unterschätzten erforderlichen Zeitaufwandes nicht mehr durchgeführt werden. Diese Targets waren jedoch im Meßplan integriert und ihre Messungen sind abgeschlossen. Das Targetelement Wolfram war mittlerweile Thema der Diplomarbeit von Protoschill [Pr97a], während Iridium und Rhenium später analysiert werden.

Auch ein großer Teil der  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen von Targets weiterer Elemente, die in den hier beschriebenen beziehungsweise weiteren Experimenten bestrahlt worden waren, ist mittlerweile ausgewertet. Dies geschah im Rahmen dieser Arbeit mitbetreuten Diplomarbeiten ([Bo95, Bo96, Bu97, De96, Ha95, Ho95, Kl96, Kr95, Pr97a]). Ein Teil dieser Untersuchungen diente zur Überprüfung älterer

Ergebnisse sowie zur Einarbeitung in das Auswertungssystem, so daß darauf aufbauend die Auswertung neuer Targetelemente erfolgte. Insgesamt wurde die Datenbasis damit über die ebenfalls weitgehend neuen Ergebnisse dieser Arbeit hinaus um weitere rund 7000 zum großen Teil neue Wirkungsquerschnitte erweitert, die teilweise bereits in [Mi97b] veröffentlicht wurden beziehungsweise in [Mi97a] Anwendung fanden. Einen Überblick über diese Arbeiten gibt Tabelle 5.2.

Tab. 5.2: Übersicht über von mir bezüglich der Auswertung Protonen-induzierter Reaktionen mitbetreute Diplomarbeiten, darin behandelte Targetelemente und Anzahl gemessener Wirkungsquerschnitte.

Diplomarbeit	Referenz	Targetelemente	Wirkungsquerschnitte
Bornschein	[Bo95]	Cu, Zr, Mo, Rh	1005
Borges	[Bo96]	Cu, Ba	510
Busse	[Bu97]	Mn, Ag	681
Deubel	[De96]	Ca, Fe, Ni, Te, Ba	453
Haase	[Ha95]	Mg, Ca, V, Ni, Sr, Y, Nb, La	790
Howering	[Ho95]	Mg, Ca, Ti, Ni, Cu, In	908
Klug	[Kl96]	Co, Zr, Mo	516
Krins	[Kr95]	Fe, Au	724
Protoschill	[Pr97]	V, W	1250

Da in dieser Arbeit mit Rubidium, Tantal, Blei und Wismut bislang nicht am ZSR untersuchte Targetelemente behandelt werden, war eine intensive Literaturrecherche notwendig, um die neuen Wirkungsquerschnitte mit älteren Arbeiten vergleichen zu können. Als Einstieg wurden die EXFOR-Datenbank [Ex96] der Nuclear Energy Agency (NEA)/Paris (Frankreich) ([Http://www.nea.fr](http://www.nea.fr)) und die Landolt-Börnstein-Kompilation [La91] genutzt. Die Auswertung der entsprechenden Literatur lieferte wiederum Verweise auf weitere Arbeiten und zeigte, daß beide Quellen bei weitem nicht vollständig sind. Teilweise war die Originalliteratur nicht verfügbar, so daß die Daten aus den oben genannten Quellen übernommen wurden; diese Arbeiten werden im Literaturverzeichnis entsprechend gekennzeichnet.

Im folgenden erfolgt zunächst die Diskussion möglicher Einflüsse von Sekundärteilchen, um die Qualität der experimentellen Ergebnisse über die bereits in Kapitel 4.8 diskutierten Unsicherheiten hinaus besser einschätzen zu können. Danach wird auf die in dieser Arbeit bestimmten Flußdichten eingegangen und auf eine sich aus den experimentellen Daten ergebende Korrektur der Einschußenergie. Den größten Teil des Kapitels nimmt die Darstellung der gemessenen Wirkungsquerschnitte ein. Da aus Platzgründen bei weitem nicht alle experimentellen Ergebnisse diskutiert werden können, wird anhand typischer Beispiele die Phänomenologie von Anregungsfunktionen und Isotopenausbeuten besprochen sowie die zugrunde liegenden Reaktionsmechanismen erläutert. Besonderes Augenmerk gilt dabei naturgemäß den hier neu untersuchten Targetelementen.

Alle in dieser Arbeit bestimmten Daten werden im Rahmen der Diskussion in den Abbildungen mit 'THIS' benannt. Fehler werden eingezeichnet, sofern der entsprechende Fehlerbalken größer als das zugehörige Symbol ist. Die Nomenklatur der Produkt nuklide richtet sich nach den allgemein üblichen Schreibweisen: So bezeichnen  $^{85m}\text{Sr}$  beziehungsweise  $^{85g}\text{Sr}$  die jeweils ausschließliche Produktion des metastabilen  $^{85}\text{Sr}$ -Zustandes beziehungsweise des Grundzustandes, während die Bezeichnung  $^{85m+g}\text{Sr}$  und  $^{85}\text{Sr}$  synonym verwendet wird und im Sinne der Erzeugung eines  $^{85}\text{Sr}$ -Kerns ohne Berücksichtigung auf seinen Zustand zu verstehen ist. Ob eine Anregungsfunktion aus kumulativen oder unabhängigen Daten besteht, wird im Allgemeinen nicht weiter explizit ausgeführt, kann aber in den Ergebnistabellen in Anhang C nachgeschlagen werden.

Reaktionskanäle werden zumeist in der Form Target(p,xpyn)Produkt angegeben und sind als reine Nukleonbilanzen im Sinne der Baryonenerhaltung zu verstehen. Damit wird nichts ausgesagt über den tatsächlichen Ablauf der Reaktion, in deren Verlauf es außer zur Emission von Nukleonen auch zu der von Clustern sowie zu Spaltung und/oder Fragmentation kommen kann. Nur dort, wo sich eindeutige Aussagen über den Reaktionsmechanismus treffen lassen, wird dieser entsprechend benannt.

## 5.2 Betrachtungen zum Einfluß von Sekundärteilchen

In vergangenen Arbeiten hat der Einfluß nukleonischer Sekundärteilchen bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung für Protonen-induzierte Reaktionen aus Folien in Stacks großer Massenbelegung und für Protonen mittlerer Energien eine nicht vernachlässigbare Rolle gespielt [Gl93, Le93, Lu93, La94, Sc96, Mi95, Mi97b]. Daher waren bei den in dieser Arbeit am LNS durchgeführten Experimenten Anstrengungen unternommen worden (Kap. 4.2.3.2) mit dem Ziel, diese unerwünschten Nebeneffekte zu reduzieren. Vorwegnehmend sei gesagt, daß sich gezeigt hat, daß die Einflüsse sekundärer Teilchen infolge der vorgenommenen Modifikationen zwar nicht mehr so stark ausgeprägt aber dennoch beobachtbar waren. Eine Diskussion dieses Einflusses ist deshalb unumgänglich, um die Auswirkungen auf die Resultate dieser Arbeit abschätzen zu können.

Wie bereits in Kapitel 4.2.3.2 näher erläutert, hatten Lüpke [Lu93] und Lange [La94] in ihren Doktorarbeiten ein Verfahren entwickelt, Beiträge von nukleonischen Sekundärteilchen zur Nuklidproduktion durch Faltung berechneter Sekundärteilchenflußdichten mit den entsprechenden Anregungsfunktionen (Gl. (1.2)) zu korrigieren. Eine Übertragung dieser Prozedur auf die diesbezüglich relevanten Teile dieser Arbeit war jedoch aus zwei Gründen nicht möglich. Zum einen stand das HERMES-Programmsystem [Cl88] zur Berechnung der Sekundärteilchenflußdichten infolge der Portierung auf neuere Rechner zu spät wieder zur Verfügung, als daß damit noch eingehende Untersuchungen möglich gewesen wären.

Ausschlaggebend war jedoch vielmehr, daß die für die Korrektur benötigten Anregungsfunktionen Protonen- und Neutronen-induzierter Reaktionen für die Targetelemente dieser Arbeit nur mangelhaft bekannt sind. So existieren für Protonen-induzierte Reaktionen fast ausschließlich die erst hier gemessenen Werte. Damit fehlt aber der gesamte Bereich unterhalb von etwa 70 MeV, der jedoch gerade für die besonders auf Sekundärteilchen anfälligen Target-nahen Produkt nuklide von Interesse ist. Für die Neutronen-induzierte Nuklidproduktion hingegen stellt sich die Lage noch schlechter dar: Wenn überhaupt sind hier nur Aktivierungsdaten bis etwa 20 MeV bekannt. Weil die Anpassung berechneter Anregungsfunktionen ähnlich der von Lüpke [Lu93] oder Leya [Le96] mangels entsprechender Dicktarget-Experimente nicht möglich war, hätte deshalb auf ausschließlich theoretische Rechnungen zur Nukleonen-induzierten Restkernproduktion zurückgegriffen werden müssen. Dies ist aber nach unseren bisherigen Erfahrungen, dem in der Einleitung bereits zitierten „International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields“ [Mi97a] und den auch in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen zufolge mit so großen Unsicherheiten verbunden, daß dieses Verfahren nicht in Betracht gezogen wurde.

Unter diesen Voraussetzungen bestand in dieser Arbeit weder die Möglichkeit noch hätte es Sinn gemacht, Sekundärteilcheneinflüsse auf Basis eines physikalischen Modells zu diskutieren und gegebenenfalls zu korrigieren. Um dennoch die Qualität der Ergebnisse auch in Bezug auf die bislang von der Fehlerbetrachtung in Kapitel 4.8 ausgeschlossenen Sekundärteilchen beurteilen zu können, werden im folgenden Abschnitt zunächst die Grundlagen der Ausbildung von Sekundärteilchenfeldern und deren Einflüsse auf die Nuklidproduktion dargelegt. Darauf aufbauend werden Neutronen-induzierte Effekte und Einflüsse bei der Flußdichtebestimmung diskutiert. Letztere sind von besonderem Interesse, weil eine Erhöhung der Flußdichten durch sekundäre Teilchen zu tiefe Wirkungsquerschnitte *aller* Produkt nuklide eines Targets nach sich ziehen würde. Inwieweit außerdem Wirkungsquerschnitte der in dieser Arbeit gemessenen Produkt nuklide möglicherweise erhöht sind, wird erst im Verlauf der Diskussion in Kapitel 5.5 anhand experimenteller Befunde zu klären versucht, weil diese Einflüsse *spezifisch* von der Kombination Targetzusammensetzung/Produkt nuklid abhängen.

## 5.2.1 Grundlagen der Erzeugung von Sekundärteilchen und deren Einfluß auf die Nuklidproduktion

Sekundärteilchen werden in den Reaktionen der Projektile mit den Targetkernen erzeugt. Zu unterscheiden sind Nukleonen (Protonen und Neutronen), Nukleonencluster (Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Teilchen) und weitere Elementarteilchen (Pionen, etc.). Bei den in dieser Arbeit betrachteten Energien kommt den Nukleonen die größte Bedeutung zu, da sie von vornherein als solche im Kern vorliegen. Cluster dagegen müssen sich erst formieren und die Produktion weiterer Elementarteilchen wird erst bei höheren Energien signifikant.

Entsprechend dem in Kapitel 1 vorgestellten Zwei-Stufen-Modell von Serber [Se47] haben die sekundären Nukleonen unterschiedliche Eigenschaften hinsichtlich ihrer Energien und Impulsvektoren je nachdem, ob sie aus der schnellen Kaskade stammen oder in der zweiten Phase verdampft werden. So sind die Impulse von Kaskadennukleonen symmetrisch um die Einfallrichtung der Projektile mit deutlichem sogenanntem Vorwärts-Peaking, also großen Impulsen in Einfallrichtung, verteilt. Nukleonencluster werden in dieser Phase nach dem Serber-Modell [Se47] nicht erzeugt; in neueren Experimenten werden sie aber sehr wohl beobachtet. Dies wies beispielsweise Koch [Ko89] bei der Messung geladener Sekundärteilchen mit  $A < 10$  unter einem Winkel von  $38^\circ$  in Protonen-induzierten Reaktionen an Blei, Kupfer, Aluminium und Kohlenstoff bei 800 MeV nach. Unter diesen Bedingungen erreichten die Flußdichten von Deuteronen im nicht-evaporativen Bereich etwa 20 % der von Protonen, während die komplexerer Cluster größtenteils etwa zwei Größenordnungen kleiner waren.

Im Gegensatz zu den Kaskadenteilchen werden die aus der Equilibriumphase stammenden Nukleonen und -cluster weitgehend isotrop und mit vergleichsweise geringen Energien verdampft, wobei sich das Verhältnis der Flußdichten verschiedener Cluster zur Nukleonenemission entsprechen der unterschiedlichen, frei werdenden Bindungsenergien  $E_B$  der Cluster ( $E_B(^4\text{He}) = 28.3 \text{ MeV}$ ,  $E_B(^3\text{He}) = 7.7 \text{ MeV}$ ,  $E_B(^3\text{H}) = 8.5 \text{ MeV}$ ,  $E_B(^2\text{He}) = 2.2 \text{ MeV}$ ) und dem Produktionsmechanismus ändert. So maß Koch [Ko89]  $\alpha$ -Flußdichten im Verdampfungspeak, die um einen Faktor zwei unter der der Protonen lagen, während die von Deuteronen, Tritonen und  $^3\text{He}$  mindestens einen Faktor sechs tiefer lagen.

Die durch diese Prozesse lokal am Ort der Erzeugung resultierende Flußdichte der Sekundärteilchen hängt von der Energie der Projektile und der Nukleonenzusammensetzung des Targetkerns ab. Je größer die Projektilenergie ist, desto mehr nukleonische Sekundärteilchen können freigesetzt werden - bis zur totalen Desintegration des Kerns. Die Flußdichte primärer Projektile und die Anzahl der Kerne, in denen Reaktionen ausgelöst wurden, bestimmt dann die absolute Größe der Flußdichte der Sekundärteilchen.

Entscheidend für eventuelle Einflüsse von Sekundärteilchen ist aber nicht nur deren *Produktion*, sondern auch deren *Transport* über einen Stack. Dabei ist zwischen geladenen Teilchen und Neutronen zu unterscheiden. Erstere werden infolge ihrer Ladung  $Z_p$  gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung (3.18) proportional zu  $Z_p^2$  gebremst. Stammen sie aus der Evaporationsphase besitzen sie nur geringe Reichweiten und ihre Einflüsse sind lokal begrenzt, während geladene Teilchen aus der Kaskade auch zur Erhöhung der Flußdichten in den in Vorwärtsrichtung weiter entfernt liegenden Folien beitragen können. Dabei muß beim Transport von Clustern auch ein eventueller Aufbruch bei Streuprozessen in Betracht gezogen werden. Neutronen dagegen werden durch inelastische Stöße mit den Kernen in Abhängigkeit der Kernmassen moderiert und besitzen daher keine definierte Reichweite. Ihr Einfluß - vor allem aber der niederenergetischer Neutronen - erstreckt sich deshalb prinzipiell auf den gesamten Experimentaufbau.

Ob aus solcherart entstehenden Sekundärteilchenfeldern eine zu berücksichtigende Überlagerung der Primärteilchen-induzierten Produktion eines Nuklides resultiert, hängt vom Verhältnis der Größe des Faltungsintegrals (1.2) der differentiellen Sekundärteilchenflußdichten mit den entsprechenden Anregungsfunktionen zum Produkt aus zu messendem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und der Flußdichte  $\Phi$  der Projektile ab. Erfahrungsgemäß [G193, Le93, Lu93, Mi95, Sc96, Le96, Mi97b] wird die Produktion Target-naher Nuklide am stärksten beeinflusst. Dies liegt einerseits an den hohen Flußdichten niederenergetischer sekundärer Teilchen - vor allem Neutronen -, und andererseits an den bei niedrigen Projektilenergien sehr hohen Wirkungsquerschnitten dieser Reaktionen (siehe beispielsweise Abb. 5.10).

## 5.2.2 Bestrahlungen am TSL/Uppsala

Bei Bestrahlungen am TSL/Uppsala wurde früher davon ausgegangen, daß Einflüsse sekundärer Teilchen angesichts von Projektilenergien von weniger als 200 MeV trotz der hohen Massenbelegungen der Stacks vernachlässigbar sind. Rechnungen zur Sekundärteilchenproduktion für eine Korrektur mit Hilfe des Verfahrens von Lüpke [Lu93] und Lange [La94] wurden daher nicht durchgeführt. Bodemann [Bo93] stellte jedoch bei seinen Auswertungen von TSL-Experimenten Aktivitäten in Folien fest, die hinter dem Punkt der vollständigen Abbremsung primärer Protonen im Stack positioniert waren. Er deutete dies als ausschließlich Neutronen-induzierte Effekte und berechnete über ein Modell die durch sekundäre Neutronen induzierten Anteile der Nuklidproduktion. Danach machten diese beispielsweise bei der  $^{24}\text{Na}$ -Produktion aus Aluminium 4-8 % beziehungsweise 15-20 % im Fall der Produktion von  $^{58}\text{Co}$  aus Nickel aus.

Diese Ergebnisse sind jedoch nicht generell auf alle Reaktionen übertragbar, da verschiedene Faktoren für diese Effekte ausschlaggebend sind. So ist im Fall der  $^{24}\text{Na}$ -Produktion aus Aluminium allein die Überlagerung der p-induzierten Reaktion durch die (n,α)-Konkurrenzreaktion mit der niedrigen Schwelle von 3.25 MeV entscheidend. Dagegen ist es beim Nickel nur die Kombination niedriger Schwellenenergien ( $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ : 2.08 MeV,  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ : -0.41 MeV, Coulombschwelle  $\approx$  6.4 MeV) mit den gerade für diese Ni-Isotope hohen Anteilen im natürlichen Gemisch ( $^{60}\text{Ni}$ : 26.223 %,  $^{58}\text{Ni}$ : 68.077 %), die die großen Beiträge verursacht.

Für eine Anwendung des Bodemannschen Ansatzes zur Korrektur solcher Effekte fehlen in den Experimenten dieser Arbeit die Voraussetzungen: Die vollständige Abbremsung der Protonen und hinter diesem Punkt positionierte Targets. Wie oben angedeutet muß die Relevanz solcher Korrekturen aber ohnehin im Einzelfall detailliert untersucht werden.

Die Beobachtung ausschließlich Neutronen-induzierte Effekte war jedoch auch in dieser Arbeit anhand des in den Ta-Folien nachgewiesenen  $^{182}\text{Ta}$  ( $T_{1/2} = 114.43$  d) möglich. Dieses kann nur über eine (n,γ)-Reaktion am  $^{181}\text{Ta}$ -Isotop erzeugt werden. Abbildung 5.1 stellt die gemessenen  $^{182}\text{Ta}$ -Response-Integrale R

$$R = \int dE \frac{d\Phi_n}{dE} \sigma_n(E) \quad (5.1)$$

in den von UPPS0B und UPPS0C ausgewerteten Ta-Targets in Abhängigkeit von der Protonenenergie und damit von deren Position im Stack dar.

Obwohl der integrale Zusammenhang (5.1) keine quantitativen Rückschlüsse erlaubt, ist das in beiden Bestrahlungen vorhandene beziehungsweise sich andeutende Maximum ein Indiz für eine größere

Flußdichte niederenergetischer Neutronen in der Mitte der Stacks. Denn da (n,γ)-Produkte vorwiegend durch solche Projektile erzeugt werden, ist anzunehmen, daß die überall im Stack produzierten, aus der Evaporationsphase isotrop emittierten Neutronen dort die größten Flußdichten bilden. Dies deckt sich auch mit den Ergebnissen von Rechnungen ähnlich massereicher Stacks aus meiner Diplomarbeit [GI93]. Als Maßstab für die in Abbildung 5.1 dargestellten Werte der Responseintegrale sei gesagt, daß sich für die in Protonen-induzierten Reaktionen erzeugten Hf-Isotope um einen Faktor zehn größere Werte ergeben, für  $^{178}\text{W}$  aber auch Responseintegrale in der gleiche Größenordnungen wie für  $^{182}\text{Ta}$  ergeben.

Letztendlich bestätigt der Nachweis des  $^{182}\text{Ta}$  das Vorhandensein *niederenergetischer* Neutronen. Ein Indikator für Neutronen *höherer* Energien wäre die Produktion von  $^{181}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 42.39$  d) gewesen. Dessen Erzeugung ist prinzipiell über eine (n,p)-Reaktion am  $^{181}\text{Ta}$  möglich, aber durch die bei schweren Targets hohe Coulomb-Barriere (Abb. 3.1) stark behindert - im Gegensatz zu den oben diskutierten -

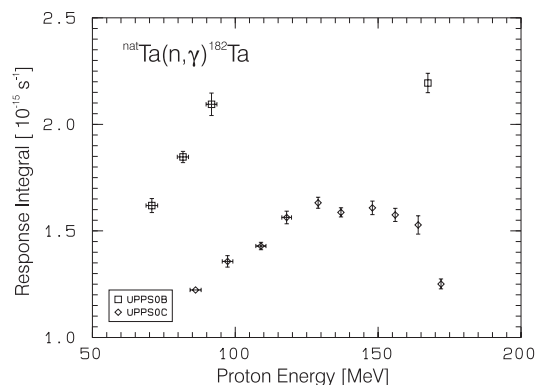


Abb. 5.1: Gemessene  $^{182}\text{Ta}$ -Response-Integrale R in den Ta-Folien der Experimente UPPS0B und UPPS0C; die Fehlerbalken beinhalten nur die Unsicherheiten der Meßstatistik.

(n,p)-Reaktionen am Nickel liegt diese für die Reaktion  $^{181}\text{Ta}(n,p)^{181}\text{Hf}$  mit 12.5 MeV ( $E_s = 0.25$  MeV) etwa doppelt so hoch. Ein zweifelsfreier Nachweis von  $^{181}\text{Hf}$  war jedoch nicht möglich, weil dessen starke 482.09-keV-Linie ( $I_\gamma = 85.5\%$ ) von der zwar schwachen ( $I_\gamma = 0.64\%$ ) 482.2-keV-Linie des dafür aber mit hohen Wirkungsquerschnitten erzeugten  $^{172}\text{Hf}$  überlagert wurde und Interferenzkorrekturen nicht in statistisch signifikanten Aktivitäten resultierten.

Auch wenn damit Neutronen höherer Energien und entsprechende Einflüsse in den TSL-Experimenten vernachlässigbar sein sollten, so lassen die oben gemachten Betrachtungen wie auch die oben schon erwähnten Resultate Bodemanns [Bo93] die Anwendung der Monitorreaktion  $^{27}\text{Al}(p,3p)^{24}\text{Na}$  zur Flußdichtebestimmung in den TSL-Bestrahlungen zweifelhaft erscheinen. Entsprechend gab es in den einzelnen Auswertungen zur Flußdichtebestimmung (siehe Tab. 5.3) Hinweise auf eine durch sekundäre Neutronen erhöhte Produktion von  $^{24}\text{Na}$ . Daher wurde zur Ermittlung der Flußdichte ausschließlich die Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$  eingesetzt, die unter TSL-Bedingungen als unanfällig gegenüber sekundären Teilchen gelten kann.

### 5.2.3 Bestrahlungen am LNS/Saclay

Die Bestrahlungen am TSL und am LNS/Saclay unterscheiden sich in wesentlichen Parametern. Im Hinblick auf die Sekundärteilchenproduktion ist die geringere Massenbelegung der Ministacks, die gesamte Anordnung derselben und die wesentlich höhere Primärenergie der Protonen von Bedeutung. Infolge des Abstandes zwischen den Mini-Stacks und den in meiner Diplomarbeit [G193] gemachten Erfahrungen (siehe auch Diskussion in Kap. 4.2.3.2) sollten bei den hier beschriebenen Experimenten Einflüsse von Sekundärteilchen auf den Mini-Stack beschränkt sein, in dem sie erzeugt wurden.

Wie in der Diskussion der TSL-Bestrahlungen sollen zunächst Neutronen-induzierte Effekte besprochen werden. Dazu sind in Abbildung 5.2 die Responseintegrale für die Erzeugung der Nuklide  $^{182}\text{Ta}$  und  $^{181}\text{Hf}$  dargestellt, die nur über (n, $\gamma$ )- beziehungsweise (n,p)-Reaktionen erzeugt werden können. Im Vergleich zu den TSL-Bestrahlungen liegen die Werte für  $^{182}\text{Ta}$  einen Faktor 10 bis 100 tiefer entsprechend der geringeren Massenbelegungen der Ministacks und deren räumlicher Separierung. Einen weiteren Faktor 20 tiefer liegen die von  $^{181}\text{Hf}$ , dessen zweifelsfreier Nachweis allein zeigt, daß - gemäß der höheren Primärenergien der Projektile - Einflüsse schneller Neutronen in Betracht gezogen werden müssen. Der Anstieg der Responseintegrale mit steigender Energie der Projektile korrespondiert mit der dadurch bedingten höheren Multiplizitäten, mit denen Neutronen erzeugt werden können.

Mit Blick auf die Flußdichtebestimmung in den LNS-Experimenten bieten Konsistenzchecks anhand der Monitoranregungsfunktionen hin zu  $^7\text{Be}$ - und  $^{22,24}\text{Na}$  in den Al-Catchern einen ersten Ansatzpunkt auf Hinweise eventueller Einflüsse von Sekundärteilchen. Dazu sind in Abbildung 5.3 die Verhältnisse  $^7\text{Be}$ - und  $^{24}\text{Na}$ -basierter zu  $^{22}\text{Na}$ -Flußdichten der Experimente SACL0C/0D (siehe auch Kap. 5.3.1) über der Ministackposition dargestellt. Die eingezeichneten Fehler beinhalten die der Peakstatistik und der Mittelwertbildung der entsprechenden Aktivitäten nach Gleichung (4.4). Die Monitorwirkungsquerschnitte variieren mit der Protonenbremsung über beide Experimentaufbauten um maximal 8 % und kommen nicht als Quelle für systematische Trends in Frage.

Zunächst wird deutlich, daß die  $^7\text{Be}/^{22}\text{Na}$ -Verhältnisse bei beiden Experimenten bei Eins liegen, während die  $^{24}\text{Na}/^{22}\text{Na}$ -Verhältnisse jeweils klar davon verschieden sind. Berücksichtigt man allein den von Tobailern angegebenen Fehler von 10 % [To81] der jeweiligen Monitorwirkungsquerschnitte, resultiert

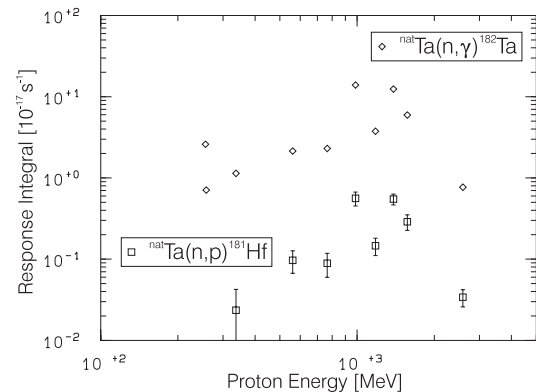


Abb. 5.2: Gemessene  $^{182}\text{Ta}$ - und  $^{181}\text{Hf}$ -Response-Integrale R in den Ta-Folien der LNS-Bestrahlungen; die Fehlerbalken beinhalten nur die Unsicherheiten der Meßstatistik.

aus der Verhältnisbildung ein zusätzlicher quadratischer Fehler von 14 % (gestrichelte Linien in Abb. 5.3). In diesem Intervall liegen alle  ${}^7\text{Be}/{}^{22}\text{Na}$ -Verhältnisse - trotz der sehr unterschiedlichen Anfälligkeit gegenüber Sekundärteilchen-überlagerter Produktion wie Abbildung 5.4 anhand der Tobaiem'schen Monitoranregungsfunktionen am Beispiel der Protonen-induzierten Erzeugung klar macht. Dennoch läßt sich in beiden Bestrahlungen ein Trend zu niedrigeren Verhältnissen am Ende des Experimentaufbaus erkennen, der auf eine erhöhte  ${}^{22}\text{Na}$ -Produktion zurückzuführen sein muß. Dies ist im Einklang mit der Tatsache, daß dort die Ministacks mit den größten Massenbelegungen und den schwersten Targets positioniert waren. Basierend auf der Annahme minimaler beziehungsweise vernachlässigbarer Sekundärteilcheneinflüsse am Anfang des Experimentaufbaus läßt sich daraus die maximal resultierende Erhöhung der  ${}^{22}\text{Na}$ -basierten Flußdichten mit etwa 10 % beziffern.

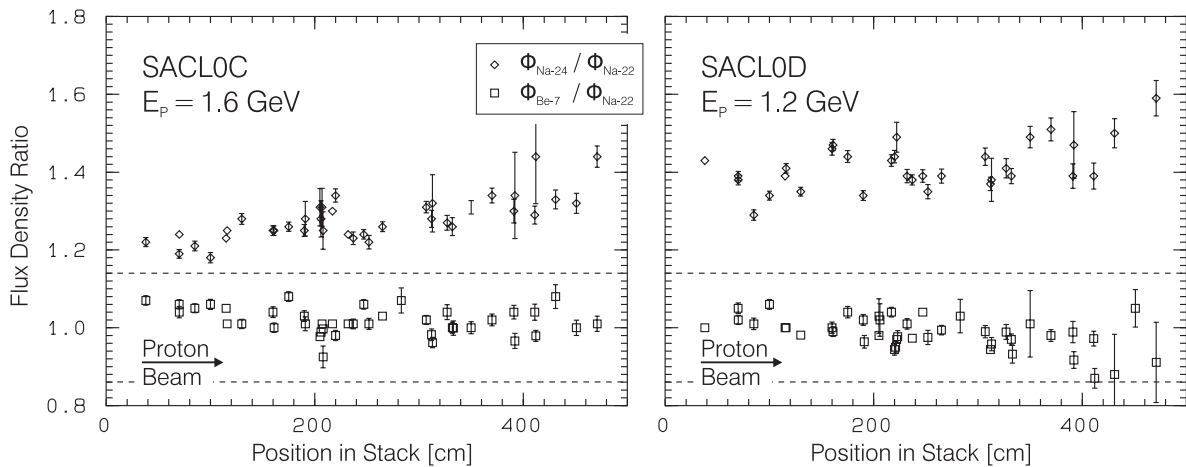


Abb. 5.3: Verhältnisse der auf Basis verschiedener Monitoranregungsfunktionen [To81] in den Al-Folien ermittelten Flußdichten der Experimente SACLOC/OD aufgetragen über der Ministackposition; die gestrichelten Linien geben das durch die Monitorwirkungsquerschnitte erlaubte Fehlerintervall an.

Die Erklärung der wesentlich erhöhten  ${}^{24}\text{Na}$ -Flußdichten liegt - wie schon des öfteren angedeutet - in der zusätzlichen Produktion dieses Nuklides über  $(n,\alpha)$ -Reaktionen niederenergetischer Neutronen, deren Einfluß ähnlich wie beim  ${}^{22}\text{Na}$  zum Ende beider Stacks zunimmt. Der hohe Level des  ${}^{24}\text{Na}/{}^{22}\text{Na}$ -Verhältnisses läßt zwei Deutungsmöglichkeiten zu: Ein Fehler der  ${}^{24}\text{Na}$ -Monitorwirkungsquerschnitte oder ein in der Experimenthalle vorhandener Neutronenuntergrund. Infolge der großen mittleren Abweichungen von Eins erscheint die zweite Variante wahrscheinlicher. Zur Erzeugung des Neutronenuntergrundes kommt außer den Ministacks selbst wahrscheinlich nur der Beamstop in Frage. Dieser lag zwar etwa zehn Meter hinter dem letzten Target, aber da der gesamte Strahl dort seine Energie abgibt, stellt er eine nicht zu vernachlässigende Neutronenquelle dar. Die bei SACLOD trotz geringerer Primärenergie (1.2 GeV) stärkere  ${}^{24}\text{Na}$ -Produktion als in SACLOC (1.6 GeV) könnte bedingt sein durch den in SACLOD um 10 % höheren, aus dem Beschleuniger ausgekoppelten Protonenstrom. Dieser wurde in der Beamline registriert und widerspricht auf den ersten Blick den in den Al-Catchern gemessenen Flußdichten (Abb. 5.6). Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß nur ein Teil der Catcher von dem schlecht fokussiertem Strahl erfaßt wurde.

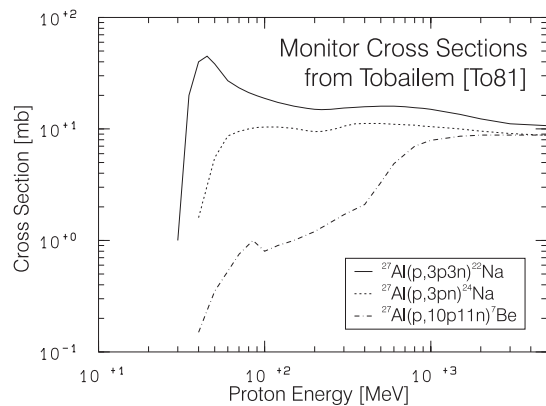


Abb. 5.4: Monitoranregungsfunktionen für die Protonen-induzierte Produktion von  ${}^7\text{Be}$  und  ${}^{22,24}\text{Na}$  in Aluminium nach Tobaiem [To81].



Leider lassen sich die oben gemachten Betrachtungen nicht einfach auf die weiteren am LNS durchgeführten Experimente übertragen. Denn während die Monitorwirkungsquerschnitte über den jeweiligen Protonenenergiebereich der Experimente SACLO0C/0D nur vernachlässigbar variieren, gilt das bei den Experimenten mit sogar noch größeren Massenbelegungen, niedrigeren Einschußenergien und dadurch bedingten höheren Energieverlusten (Tab. 4.1) nicht mehr. Gerade die wegen ihrer geringen Anfälligkeit gegenüber Sekundärteilchen interessante Anregungsfunktion der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,10p11n)^7\text{Be}$  variiert unterhalb von einem GeV so stark mit der Protonenenergie (Abb. 5.4), daß Vergleiche damit keinen Sinn haben. Darüber hinaus haben in vorangegangenen Arbeiten unserer Gruppe nachgewiesene Inkonsistenzen [GI93, Le93] allerdings ohnehin Zweifel an der Qualität der  $^7\text{Be}$ -Monitoranregungsfunktion von Tobailem [To81] in diesem Energiebereich aufkommen lassen.

Diese Inkonsistenzen zeigen sich auch in den Verhältnissen der Flußdichten aus vier, jeweils am Anfang der Experimente SACLOG/0H positionierten Vergleichsstacks. Diese bestanden aus jeweils drei Al-Catchern und drei Fe-Folien, so daß die Massenbelegung aller Targets jeweils etwa  $230\text{ mg/cm}^2$  betrug. Zuerst wurde das sogenannte „First-Target“ im Strahl plaziert, in Abständen von je 10 cm gefolgt von Stacks des Typs ‘B’, ‘A’ und wiederum ‘B’ (Abb. 4.2). Die Stacks des Typs ‘A’ und ‘B’ wurden von Targethaltern des Typs ‘A’ (Abb. 4.3) gehalten. Lediglich das First-Target hatte keine Stackhalterung und wurde an drei Fäden aufgehängt in einem Rahmen im Strahl positioniert.

Wie Abbildung 5.5 zeigt, liegen die  $^7\text{Be}/^{22}\text{Na}$ -Flußdichteverhältnisse um 40 (SACLOH) beziehungsweise 50 % (SACLOG) höher als das hätte der Fall sein sollen. Dagegen liegen die  $^{24}\text{Na}/^{22}\text{Na}$ -Flußdichteverhältnisse dieses Mal im Rahmen der Monitorwirkungsquerschnittsfehler bei Eins. Die sich bei den Stacktypen ‘B’ von SACLOG andeutende, etwa 4 %-ige Erhöhung gegenüber dem First-Target könnte durch die zusätzliche Produktion von Neutronen in den Al-Stackhaltern bedingt sein und macht einen Nachteil des neuen Stackdesigns gegenüber dem alten deutlich.

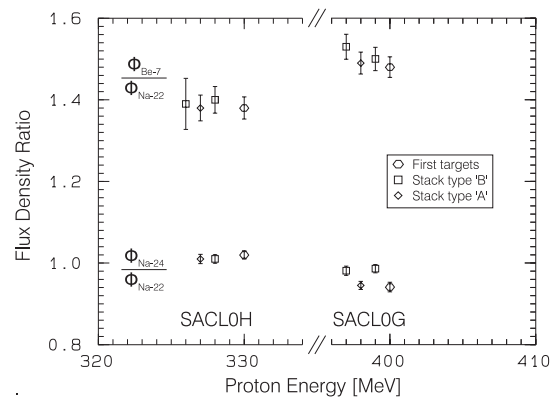


Abb. 5.5: Zu Inkonsistenzen der Monitoranregungsfunktionen von Tobailem [To81]; weitere Erläuterungen im Text.

## 5.2.4 Zusammenfassung der Sekundärteilcheneinflüsse auf Flußdichten

Die obige, langwierige Diskussion anhand experimenteller Ergebnisse macht die Schwierigkeit der Beurteilung von Einflüssen von Sekundärteilchen deutlich. Bis zu dieser Stelle läßt sich vorläufig zusammenfassen: Bis zu Energien von etwa 400 MeV gibt es keine Anzeichen dafür, daß die standardmäßig von uns verwendete Flußdichtebestimmung über die  $^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$ -Monitorreaktion in den hier beschriebenen Experimenten Sekundärteilchen-beeinflußt ist. Bei höheren Energien muß zumindest am Ende des Experimentaufbaus beziehungsweise bei relativ massereichen Ministacks die Möglichkeit einer bis zu 10 %-igen Erhöhung in Betracht gezogen werden. Von einer Flußdichtebestimmung über die Produktion von  $^{24}\text{Na}$  aus Aluminium ist dagegen in Anbetracht der Anfälligkeit dieser Reaktion gegenüber niederenergetischen Neutronen und dem auch in den TSL-Bestrahlungen nachgewiesenen Vorhandensein solcher Neutronen generell abzusehen.

Diese Aussagen sind zwar nur im Hinblick auf die Flußdichtebestimmung gültig, gleichwohl wirken sich solche Fehler auf die Unsicherheit *aller* für ein Target bestimmten Wirkungsquerschnitte aus. Über den Einfluß von Sekundärteilchen auf die Produktion einzelner Nuklide wird im Verlauf der Diskussion der weiteren experimentellen Ergebnisse in Kapitel 5.4 eingegangen.

### 5.3 Flußdichten

Die Flußdichtebestimmung erfolgte auf Basis von Kapitel 3.3 jeweils pro Experiment. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß etwaige Fehler sofort durch Abweichungen in der Systematik der Flußdichteverläufe sichtbar werden.

In dieser Arbeit wurden die Flußdichten für die Experimente SACLOC/OD bestimmt. Die der anderen Experimente oblag Diplomanden im Rahmen ihrer Diplomarbeiten; Tabelle 5.3 gibt dazu einen Überblick. Die Flußdichten der Experimente SACLOK/OL wurden nur bei Bedarf ausgewertet, weil diese Experimente aus den in Kapitel 4.2.3.3 erläuterten Gründen wiederholt wurden.

In den Fällen, in denen die Flußdichten der TSL-Bestrahlungen noch über die Monitorwirkungsquerschnitte  $\sigma_{TO81}$  von Tobailern [To81] berechnet wurden, wurde eine Umnormierung auf die von Steyn et al. [St90]  $\sigma_{ST90}$  gemäß

$$\Phi_{ST90} = \frac{\sigma_{TO81}}{\sigma_{ST90}} \Phi_{TO81} \quad (5.2)$$

mittels eines dafür erstellten Programms (TO2ST) vorgenommen, so daß alle Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit auf einheitlich ermittelten Flußdichten beruhen(Anhang B.1).

#### 5.3.1 Flußdichten SACLOC/OD

Die Experimente SACLOC/OD fanden als erste der in dieser Arbeit beschriebenen LNS-Experimentreihe mit Einschußenergien von 1.6 und 1.2 GeV statt. Bestrahlt wurden jeweils 30 Ministacks, die über eine Länge von 4.71 m auf einer Aluminiumschiene im Strahl positioniert waren. Die Massenbelegungen von 22.9 g/cm<sup>2</sup> und 21.1 g/cm<sup>2</sup> bewirkten eine Abbremsung der Protonen um 34.5 und 38.5 MeV. Die Flußdichteberechnung erfolgte anhand der Monitorreaktion <sup>27</sup>Al(p,3p3n)<sup>22</sup>Na und der Tobailern'schen Monitorwirkungsquerschnitte [To81] (Tabelle B.2.1 in Anhang B.2).

Abbildung 5.6 zeigt die Flußdichten (Tabelle B.2.2 in Anhang B.2) in den Al-Catchern der beiden Bestrahlungen in Abhängigkeit von der Position der Ministacks. Die bereits während der Experimente mit den Drahtkammern beobachtete Strahlaufweitung resultiert in Schwächungsfaktoren von 19.7 und 25.6 (SACLOC/OD) bezogen auf die jeweils erste und letzte Folie jeden Aufbaus. Die größere Schwächung trotz geringerer Massenbelegung im Falle von SACLOD begründet sich durch die niedrigere Einschußenergie und der dadurch bedingten, im Mittel größeren möglichen Streuwinkel. Konsistenzchecks mit Flußdichten auf Basis von <sup>7</sup>Be und <sup>24</sup>Na wurden ausführlich in Kapitel 5.2.3 im Rahmen der Untersuchungen über Einflüsse von Sekundärteilchen diskutiert.

Eine Konsequenz der starken Abnahme der Flußdichte mit zunehmender Länge des Aufbaus war, daß die Produktion von Nukliden mit kleinen Wirkungsquerschnitten bei den am Ende positionierten

Tab. 5.3: Referenzen für die Flußdichtebestimmung der verschiedenen Experimente.

Experiment	Referenz
SACLOC/OD	Diese Arbeit
SACLOE/OF	[Ha95]
SACLOG/OH	[Ho95]
SACLOK/OL	siehe Text
SACLOM/ON	[Bu97]
SACLOP/OR	NN <sup>1</sup>
UPPS0A/OB	[Bo95]
UPPS0C	[Kr95]
UPPS0D	[Bo96]
UPPS0E	[KI96]
UPPS0F/OG	[De96]
UPPS0H/OL/OM	[Pr97a]
UPPS0K/N/OP/OR/OS	NN

<sup>1</sup> Erfolgt im Rahmen der Dissertation von J. Kuhnenn an der Universität zu Köln

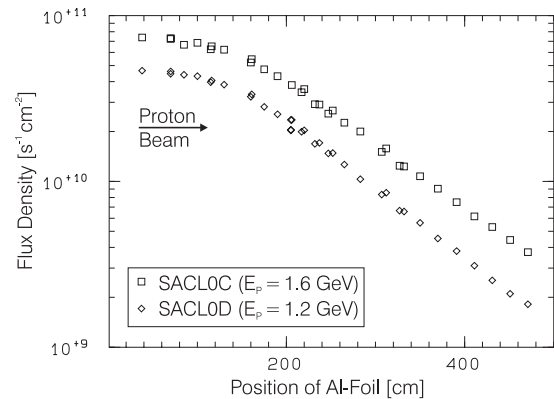


Abb. 5.6: Flußdichten der Experimente SACLOC/OD auf Basis der <sup>22</sup>Na-Aktivitäten in den Al-Folien aufgetragen über der Ministackposition.

Targets nur in so geringem Maß erfolgte, daß sie in den  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen entweder gar nicht oder nur mit großem Fehlern infolge der schlechten Zählstatistik nachgewiesen werden konnten. Deshalb wurde in den weiteren Experimenten am LNS zunächst die Abstände der Ministacks verringert und ab SACLOK auch die wichtigeren, schweren Targets an den Anfang des Aufbaus gestellt.

### 5.3.2 Flußdichten in den Rb-Targets

Einen Sonderfall stellte die Bestimmung der Flußdichten in den Rubidiumtargets der TSL-Bestrahlungen dar. Bei Verwendung der aus den Al-Catchern ermittelten Flußdichten zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte traten unphysikalische Sprünge in den Anregungsfunktionen auf.

Dies erklärt sich dadurch, daß die Rb-Targets eine unregelmäßige Form aufwiesen und kleiner waren (75-110 mm<sup>2</sup>) als die davor positionierten Catcher (177 mm<sup>2</sup>). Dadurch und infolge des geringen Strahldurchmessers von etwa nur einem halben Zentimeter konnte am TSL nicht gewährleistet werden, daß von den Rb-Targets der gleiche Flächenanteil wie von den Al-Catchern getroffen wird. Dies wäre aber wie in Kapitel 4.7.3.2 erläutert zur korrekten Berechnung der Wirkungsquerschnitte aufgrund der aus den Al-Catchern bestimmten Flußdichten notwendig gewesen.

Deshalb wurde die Flußdichte der am TSL bestrahlten Rb-Targets über die im Mn-Anteil der RbMnF<sub>3</sub>-Targets produzierten Nuklide bestimmt. Deren Produktion kann bei den Protonenenergien am TSL nicht durch eine etwaige gleichzeitige Produktion aus Rubidium überlagert werden, weil die entsprechenden Schwellenenergien zu hoch sind. Außerdem sind diese Anregungsfunktionen in dem betrachteten Energiebereich von unserer Gruppe [Bo93, Bu96, Mi79, Mi85a] gut ausgemessen worden. Prinzipiell wäre zur Flußdichtebestimmung auch das nur in dem Fluoranteil erzeugte <sup>7</sup>Be geeignet gewesen. Dafür existieren jedoch kaum Daten und zudem wird <sup>7</sup>Be außer im Fluor auch in der Al-Folie produziert, die zum Schutz vor einem Zerbröckeln der RbMnF<sub>3</sub>-Kristalle auch für die Messungen nicht entfernt wurde.

Von den in Mangan erzeugten Nukliden wurden <sup>51</sup>Cr und <sup>52,54</sup>Mn verwendet, weil sie infolge ihrer Linien und Halbwertszeiten problemlos  $\gamma$ -spektrometrisch nachzuweisen sind. Dazu sind ihre Anregungsfunktionen bei den entsprechenden Energien gut interpolierbar, was Abbildung 5.7 anhand der Verläufe mit den für die Interpolation auf einer doppelt-logarithmischen Skala benutzten Daten verdeutlicht. Die interpolierten Monitorwirkungsquerschnitte sowie die daraus berechneten Flußdichten sind in Anhang B.3 aufgeführt. Die endgültige Flußdichte wurde als Mittel der drei Werte errechnet, der 1 $\sigma$ -Fehler der Mittelung als Unsicherheit der Flußdichte angenommen. Eine Ausnahme bildet das mit 53 MeV-Protonen bestrahlte Target. Für dieses wurde die Flußdichte nur über die <sup>52,54</sup>Mn berechnet, weil eine vernünftige Interpolation über <sup>51</sup>Cr bei dieser Energie nicht möglich ist (siehe Abb. 5.7).

Bei den am LNS bestrahlten Proben traten diese Probleme nicht auf, weil der große Strahldurchmesser garantierte, daß sich Catcher und Target vollständig im Strahl befanden. Hier hätten nur starke Inhomogenitäten in der Verteilung der Flußdichte über den Strahldurchmesser Schwierigkeiten verursachen können. Diese wurden jedoch bei der Überwachung des Strahlprofils mit den Drahtkammern nicht beobachtet. Auch die Überprüfung LNS-Flußdichten aus den Al-Catchern mit dem oben beschriebenen Verfahren - soweit es bei den hohen Energien noch anwendbar war - ergab Übereinstimmungen der Flußdichten innerhalb von 4 %. Schließlich spricht auch der glatte Verlauf der am LNS bestimmten Anregungsfunktionen für die Nuklidproduktion aus Rubidium (Kap. 5.5.2) dafür, daß es keine derart gravierenden Inhomogenitäten in der Strahldichte gab.

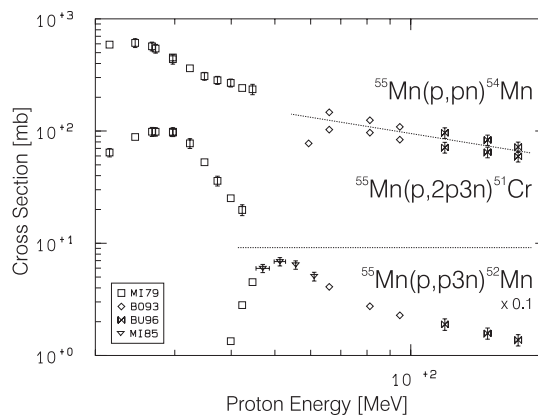


Abb. 5.7: Zur Flußdichtebestimmung in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen herangezogene Monitoranregungsfunktionen der Reaktionen <sup>55</sup>Mn(p,pn)<sup>54</sup>Mn, <sup>55</sup>Mn(p,p3n)<sup>52</sup>Mn und <sup>55</sup>Mn(p,2p3n)<sup>51</sup>Cr; die Daten aus [Mi85a] sind in der Abbildung als 'M185' codiert.

## 5.4 Korrektur der Primärenergie für UPPS0B

Weil am TSL eine ganze Reihe von Bestrahlungen durchgeführt wurden, bei denen sich bei gleichen Targetelementen die Protonenenergien überlappten, eignen sich die in diesen Experimenten bestimmten Wirkungsquerschnitte gut dazu, die Konsistenz der Ergebnisse zu überprüfen.

Dafür wurde die Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p, f){}^{110\text{m}}\text{Ag}$  aus mehreren Gründen gewählt. Zum einen war Blei als Targetelement in den Experimenten UPPS0B/0C/0G mit 14, 10 und 7 Energiepunkten in großer Zahl vertreten und läßt damit vernünftige Aussagen über den Verlauf der Anregungsfunktion zu. Zum anderen ist die Produktion von  ${}^{110\text{m}}\text{Ag}$  im am TSL abgedeckten Energiebereich unterhalb von 200 MeV als Ergebnis einer Spaltung anzusehen und daher garantiert unbeeinflußt von möglichen Sekundärteilcheneinflüssen, weil die Spaltbarriere bei etwa 20 MeV liegt. Außerdem ist die Messung des langlebigen Silberisotops infolge der Halbwertszeit von 249.9 Tagen und der gut messbaren  $\gamma$ -Linien unproblematisch.

Der Vergleich der  ${}^{110\text{m}}\text{Ag}$ -Wirkungsquerschnitte aus diesen Experimenten auf Basis der Flußdichten aus den Diplomarbeiten von Bornschein [Bo95], Krins [Kr95] und Deubel [De96] ist in Abbildung 5.8 oben dargestellt. Dabei treten deutliche Differenzen der Resultate aus UPPS0B (quadratische Symbole) gegenüber den übereinstimmenden Ergebnissen aus UPPS0C und UPPS0G auf.

Diese erklären sich dadurch, daß die von Bornschein verwendete Einschußenergie von 180 MeV die *geplante* Energie war. Zwei erst knapp vier Monate später am 15.3.1994 mittels Time-Of-Flight vorgenommene Messungen ergaben jedoch  $178.5 \pm 2$  MeV beziehungsweise  $177.2 \pm 1$  MeV. Die sich damit ergebenden Resultate sind in der mittleren Grafik von Abbildung 5.8 gezeigt. Danach sind die Abweichungen geringer geworden, aber dennoch existiert noch ein systematischer Trend zur Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte aus den beiden anderen Bestrahlungen.

Deshalb wurden weitere Bremsrechnungen mit anderen Einschußenergien durchgeführt, um eine bessere Anpassung zu erreichen. Die beste resultierte für eine Primärenergie von 176.5 MeV (Abbildung 5.8 unten). Diese wurde letztendlich auch in dieser Arbeit benutzt, wobei die Flußdichten aus [Bo95] entsprechend der Energieverschiebung und den unterschiedlichen Monitorwirkungsquerschnitten umnormiert wurden. Mit 176.5 MeV liegt die neue Primärenergie für UPPS0B zwar noch im Rahmen der von den Operateuren angegebenen Fehler der zwei oben genannten Messungen, dennoch spricht für die neue Einschußenergie zusätzlich die Tatsache, daß zwischenzeitlich das Experiment UPPS0C am 19.01.1994 durchgeführt wurde, bei dem die Energiemessung  $175.9 \pm 1$  MeV ergab.

Da die Verschiebung der Einschußenergie für UPPS0B als gesichert angenommen werden muß, folgt damit auch, daß dies für das mit denselben Beschleunigereinstellungen durchgeführte Experiment UPPS0A gelten muß.

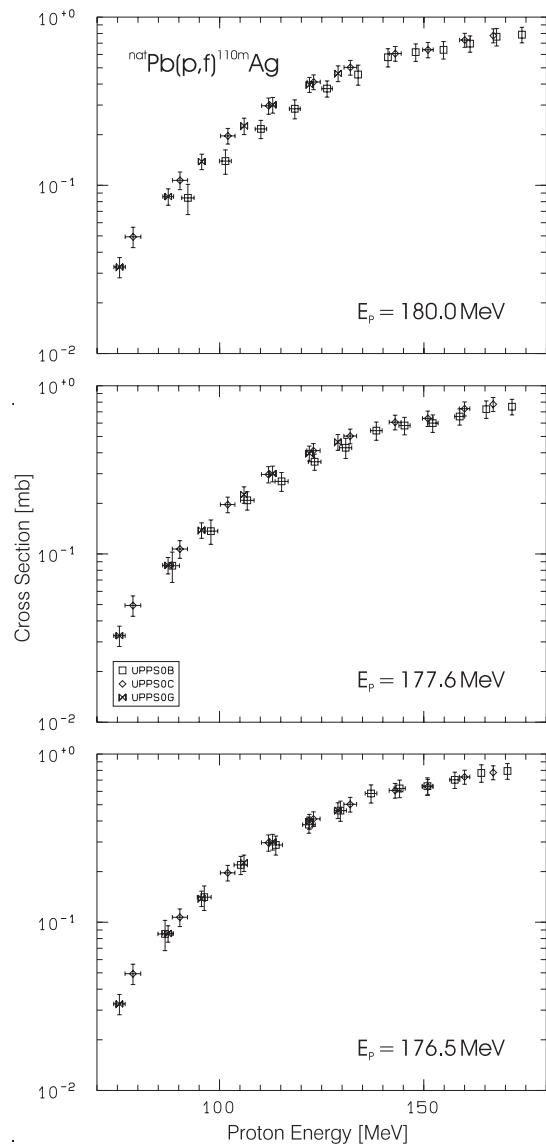


Abb. 5.8: Experimentelle Anregungsfunktion für die Produktion von  ${}^{110\text{m}}\text{Ag}$  in Pb für verschiedene Einschußenergien  $E_p$ .

## 5.5 Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen

### 5.5.1 Targetelement Eisen

Das Targetelement Eisen wurde in dieser Arbeit aus zweierlei Gründen ausgewertet. Zum einen existieren für die Protonen-induzierte Restkernproduktion aus Eisen nicht nur von unserer Gruppe gut ausgemessene Anregungsfunktionen, so daß mögliche Inkonsistenzen Hinweise auf systematische Fehler geben könnten. Zum anderen wurden die früheren Ergebnisse [Sc96, G194 ([G193]), Mi95 ([Lu93])] unserer Gruppe bei LNS-Bestrahlungen aus Eisenfolien gewonnen, die in Stacks mit großen Massenbelegungen positioniert waren und damit zum Teil beträchtlich Sekundärteilchen-korrigiert werden mußten. Ein Vergleich kann daher einerseits zur Einschätzung der Qualität des geänderten experimentellen Set-Ups wie in Kapitel 4.2.3.2 beschrieben dienen und andererseits zur Überprüfung der Sekundärteilchenkorrekturen.

Die Spektrenanalyse der Eisentargets erfolgte noch weitgehend vor der Einführung von GAMMA-W mit GAMMA. Eine Nachbearbeitung von Peaks mit schlechter Zählstatistik mit GAMMA-W erwies sich teilweise bei  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{42}\text{K}$ ,  $^{43}\text{K}$ ,  $^{48}\text{Sc}$ ,  $^{55}\text{Co}$  (kleine Halbwertszeiten),  $^{47}\text{Ca}$  (kleiner Wirkungsquerschnitt) und  $^{44}\text{Ti}$  (große Halbwertszeit) als notwendig, um verlässliche Resultate zu erhalten.

Ohne hier im Detail darauf eingehen zu können, lassen die Resultate im Vergleich mit unseren bisherigen Daten sowie mit denen anderer Autoren keine systematischen Abweichungen erkennen. Abbildung 5.9 verdeutlicht dies am Beispiel der Anregungsfunktionen für die Produktion der vier Nuklide  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  und  $^{52}\text{Mn}$ , die nahezu den gesamten Massenbereich in dieser Arbeit zugänglicher, in Eisen erzeugter Restkerne abdecken. Differenzen ergeben sich zu den Daten von Michel und Stück [Mi83] im Bereich zwischen 100 und

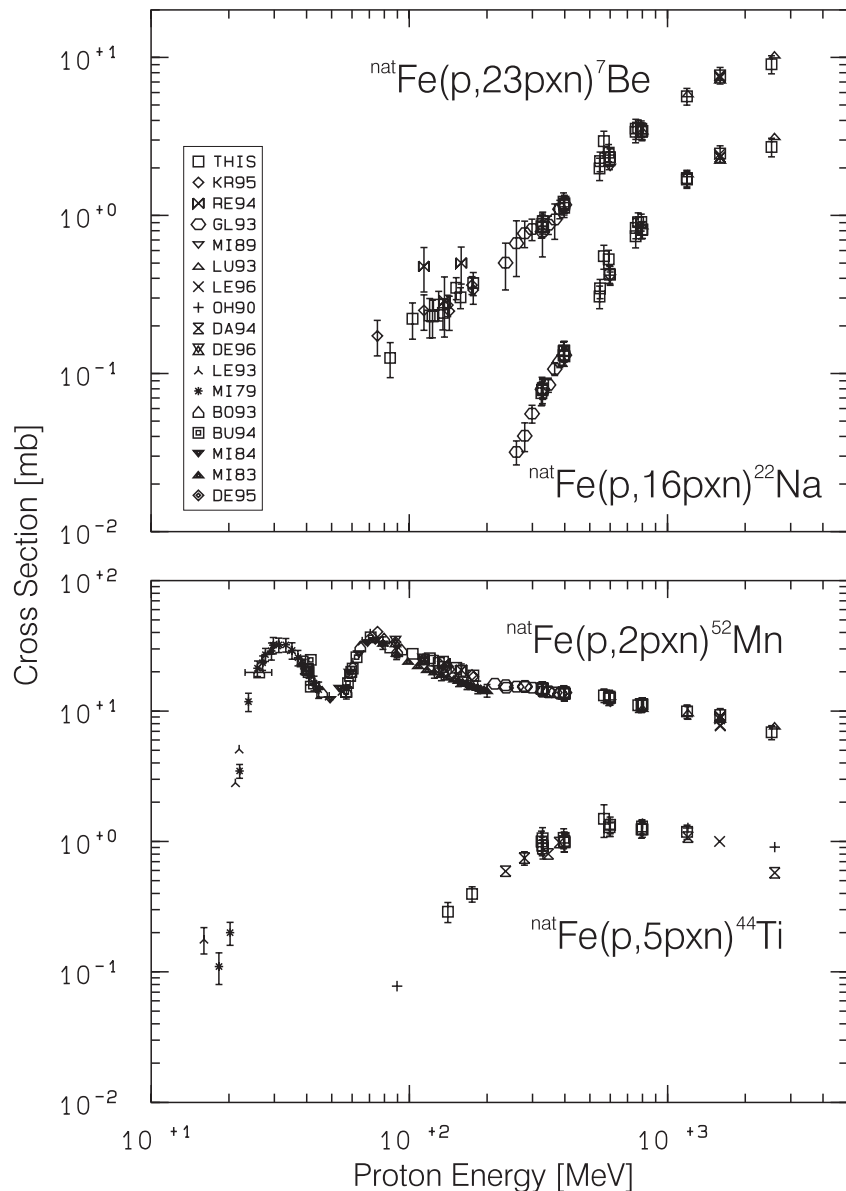


Abb. 5.9: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{44}\text{Ti}$  und  $^{52}\text{Mn}$  in Eisen (nur im Vergleich zu weiteren Daten unserer Gruppe).



200 MeV (siehe Abb. 5.9 für  ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,2pxn){}^{52}\text{Mn}$ ); diese sind bedingt durch die Verwendung der neueren Monitorwirkungsquerschnitte von Steyn et al. [St90]. Weitere Diskrepanzen insbesondere zu Daten früherer Arbeiten anderer Autoren sind in [G193, Mi95, Sc96] ausführlich im Hinblick auf Fehlerquellen diskutiert worden; danach sei hier nur soviel dazu gesagt, daß die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mit den früheren Meßmethoden im Vergleich zur neueren  $\gamma$ -Spektrometrie trotz großer Anstrengungen der Experimentatoren fehleranfälliger war.

Die Messung von Wirkungsquerschnitten des langlebigen ( $T_{1/2} = 47.3$  a)  ${}^{44}\text{Ti}$  ist für kosmophysikalische Zwecke interessant. Sie wurde an unserem Institut früher über die niederenergetischen 67.8- und 78.4-keV-Linien durchgeführt [Oh90, Da94]. Dies erforderte eine Umstellung des Meßsystems, die den übrigen, normalen Meßbetrieb beeinträchtigte und die gleichzeitige Messung weiterer, in der Probe befindlicher Nuklide verhinderte, weshalb für diese Untersuchungen nur ein Detektor (GE\_01) verwendet wurde. Dagegen erfolgte die Bestimmung der  ${}^{44}\text{Ti}$ -Wirkungsquerschnitte in dieser Arbeit erstmals im Rahmen der üblichen Messungen und erlaubte damit auch den Vergleich der Ergebnisse von verschiedenen Detektoren. Ausschlaggebend dafür war die Möglichkeit der interaktiven Analyse der Spektren mit GAMMA-W, die eine Beurteilung der Qualität der Peakfits erlaubte. Darüber hinaus war so außerdem der Vergleich der aus den niederenergetischen Linien berechneten Aktivitäten mit denen über die 1157.0-keV-Linie des  ${}^{44}\text{Ti}$ -Tochternuklids  ${}^{44g}\text{Sc}$  bestimmten Aktivitäten möglich, die sich generell gut im Einklang befanden. Die in Abbildung 5.9 gezeigte Übereinstimmung der Daten aus dieser Arbeit mit denen der älteren von Ohnimus [Oh90] und Danke [Da94] demonstriert die Zuverlässigkeit der neuen Prozedur.

Anhand der neuen Wirkungsquerschnitte für  ${}^{52}\text{Mn}$  läßt sich die Verbesserung der Experimentiermethode hinsichtlich des modifizierten Stackdesigns bei den LNS-Experimenten festmachen. Während die Sekundärteilchenkorrekturen für dieses Produkt nuklid in meiner Diplomarbeit [G193] im Energiebereich zwischen 200 und 400 MeV noch zwischen 10 und 20 % betragen, zeigt Abbildung 5.9 keine signifikanten Abweichungen der alten, korrigierten mit den neuen, unkorrigierten Werten mehr.

Dennoch lassen sich durch das Zusammenwirken mehrerer Faktoren gerade für das Targetelement Eisen Einflüsse sekundärer, geladener Teilchen feststellen. Zur Diskussion sind in Abbildung 5.10 die Anregungsfunktionen für die nur in (p,xn)-Reaktionen mögliche Produktion von  ${}^{55,56,57,58}\text{Co}$  dargestellt sowie in Tabelle 5.4 die Häufigkeiten der Eisenisotope und die zur Erzeugung der Kobaltisotope beitragenden Reaktionskanäle aufgeführt.

Danach skaliert die Höhe der jeweils über eine (p,n)-Reaktion an den Isotopen  ${}^{56,57,58}\text{Fe}$  erzeugten Verdampfungsmaxima in guter Näherung mit den Isotopenhäufigkeiten der Eisenisotope. Mit steigender Protonenenergie setzt ein Abfall der Wirkungsquerschnitte ein, der einhergeht mit der kleiner werdenden Wellenlänge der Protonen und der Öffnung weiterer, konkurrierender Reaktionskanäle hin zu Produkten mit kleineren Massenzahlen.

Dabei treten erste Diskrepanzen in den Wirkungsquerschnitten für  ${}^{57}\text{Co}$  (vergrößerter Ausschnitt in Abb. 5.10 unten links) im Bereich ab etwa 70 MeV bis hinauf zu 200 MeV auf. Im Gegensatz zu der durch die weiteren Daten gebildeten Systematik liegen dort einige Werte tiefer. Bei diesen handelt es sich um Wirkungsquerschnitte aus den jeweils ersten Folien der Stacks aus verschiedenen Experimenten. Da davon ausgegangen werden kann, daß Sekundärteilchenflußdichten am Anfang des Stacks am kleinsten sind, ist demnach der durch die unteren Datenpunkte vorgegebene Verlauf der Anregungsfunktionen der richtige, während alle weiteren Werte in diesem Bereich als durch Sekundärteilchen erhöht angesehen werden müssen. Dies gilt noch mehr für die Produktion von  ${}^{58}\text{Co}$  in dieser Region, denn dieses konnte in den jeweils ersten Fe-Folien überhaupt nicht mehr nachgewiesen werden. Ein Vergleich mit den in diesem Bereich als unbeeinflußt angenommenen Wirkungsquerschnitten für die reine (p,n)-Produktion von  ${}^{56}\text{Co}$  aus  ${}^{56}\text{Fe}$  umskaliert auf die  ${}^{58}\text{Fe}$ -Häufigkeit stützt diese Aussage, da sich Wirkungsquerschnitte kleiner als  $10^{-2}$  mb ergeben, was unterhalb der nachweisbaren Werte liegt.

Tab. 5.4: Häufigkeiten  $h$  der Eisenisotope und Reaktionskanäle zu den Kobaltisotopen.

Eisenisotop	$h$ [%]	Produkt nuklid		
		${}^{56}\text{Co}$	${}^{57}\text{Co}$	${}^{58}\text{Co}$
${}^{56}\text{Fe}$	91.7	(p,n)		
${}^{57}\text{Fe}$	2.2	(p,2n)	(p,n)	
${}^{58}\text{Fe}$	0.3	(p,3n)	(p,2n)	(p,n)

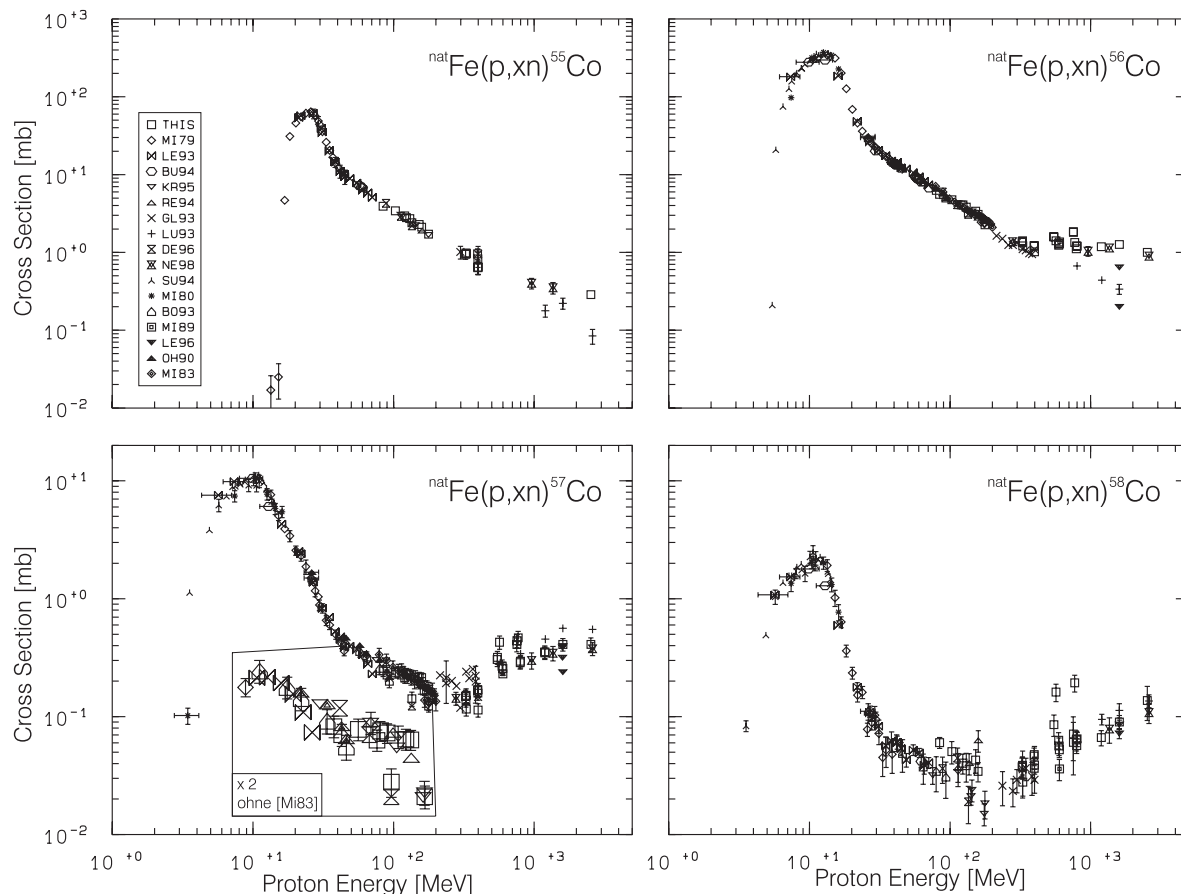


Abb. 5.10: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{55,56,57,58}\text{Co}$  in Eisen (nur im Vergleich zu weiteren Daten unserer Gruppe).

Welche Art geladener Sekundärteilchen diese Effekte in dem eben betrachteten Energiebereich auslösen, ist nicht eindeutig zu entscheiden. Prinzipiell wären niederenergetische sekundäre Protonen infolge ihrer hohen Wirkungsquerschnitte imstande, den kleinen zu messenden Wirkungsquerschnitt zu überlagern. Auch die früher einmal von Lüpke [Lu93] in die Diskussion gebrachte Erklärung von Konkurrenzreaktionen komplexerer Teilchen am häufigen  $^{56}\text{Fe}$ -Isotop kann nicht ausgeschlossen werden.

Im anschließenden Bereich über 200 MeV Protonenenergie kann eine (p,n)-Reaktion praktisch nur noch in der Randzone eines Kerns ablaufen. Nur so besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, genau ein Neutron aus dem Kern zu schlagen, da die Wellenlänge des einfallenden Protons klein genug ist (Abb. 1.2). In diesem Fall kann die Reaktion als Nukleon-Nukleon-Streuung angesehen werden und der Wirkungsquerschnitt solcher Reaktionen sollte proportional sein zu den elementaren NN-Streuquerschnitten. Diese weisen nach dem Durchlaufen eines Minimums bei etwa 400 MeV infolge des Auftretens von Nukleonenresonanzen einen Anstieg von etwa 3.2 mb bis auf etwa 4 mb bei 2 GeV auf. Zwar hat die Form der Anregungsfunktion  $^{nat}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$  einen ähnlichen Verlauf wie die NN-Streuquerschnitte, jedoch ist der Anstieg der Wirkungsquerschnitte mit gut einer Zehnerpotenz demgegenüber etwa fünfmal so hoch, so daß der ungewöhnliche Verlauf dieser Anregungsfunktion ebenso wie der der anderen Co-Isotope bei hohen Energien auf Sekundärteilchen zurückzuführen sein muß.

An Eisen wurden auch Überprüfungen des Einflusses der Stackhalterungen in den Experimenten SACL0G/0H vorgenommen (Beschreibung siehe Ende Kapitel 5.2.3). Die Auswertung der Al-Catcher hinsichtlich der Flußdichte ergab keine Hinweise auf einen Einfluß von Sekundärteilchen auf die  $^{22}\text{Na}$ -Responseintegrale (siehe Kap. 5.2.3). Daraufhin wurden Wirkungsquerschnitte in den jeweils mittleren Eisenfolien der Stacks bestimmt und ins Verhältnis zu denen aus dem First-Target gesetzt, das als von Sekundärteilchen un- oder nur vernachlässigbar beeinflusst angenommen wird. Die Analyse der Verhält-

nisse ergab für Produkt nuklide mit  $A < 56$  keine auffälligen Trends hinsichtlich Abweichungen von Eins und damit keine Anzeichen auf eine Sekundärteilchen-überlagerte Produktion dieser Restkerne. Dagegen liegen die Wirkungsquerschnitte für die  $^{56,57,58}\text{Co}$ -Isotope signifikant zwischen 10 und 50 % höher bezogen auf die des First-Targets, wobei die von  $^{56}\text{Co}$  mit einer maximalen Erhöhung von 20 % noch am wenigsten beeinflusst sind. Da ein Einfluß sekundärer Protonen aus den vorhergehenden Stacks unwahrscheinlich ist, muß dies auf die Stackhalterungen zurückzuführen sein, ohne daß dabei systematische Abweichungen zwischen den beiden verwendeten Typen zu beobachten waren.

## 5.5.2 Targetelement Rubidium

Rubidium ist ein Haupttargetelement für die Produktion kosmogenen Kryptons in extraterrestrischer Materie. Die genaue Kenntnis über die Produktion der Kryptonisotope durch die kosmische Strahlung vorausgesetzt erlaubt die  $^{81}\text{Kr}$ -Kr-Methode ( $T_{1/2}(^{81}\text{Kr}) = 2.1 \cdot 10^5 \text{ a}$ ) eine sehr verlässliche Bestimmung von Bestrahlungsaltern beispielsweise in Steinmeteoriten. Deshalb dienen die Bestrahlungen der Rubidiumtargets auch hauptsächlich der Bereitstellung von Proben zur Messung von Wirkungsquerschnitten der stabilen Kryptonisotope, die im Rahmen der Kollaboration mit Bordeaux am Centre d'Etudes Nucléaire de Bordeaux-Gradignan (CENBG) per Massenspektrometrie erfolgen. Für zehn der in dieser Arbeit  $\gamma$ -spektrometrisch untersuchten Targets liegen mittlerweile entsprechende Resultate vor [Gi98].

Da Rubidium als Reinelement nicht verfügbar war, wurde auf eigens dafür in Bordeaux hergestellte  $\text{RbMnF}_3$ -Kristalle zurückgegriffen. Im Gegensatz zu den sonst kreisförmigen Targets waren diese von unregelmäßiger Form mit Flächen von 69 - 166  $\text{mm}^2$ . Auf die damit einhergehenden Schwierigkeiten im Rahmen der Bestimmung der Flußdichten in diesen Targets wurde bereits in Abschnitt 5.3.2 eingegangen. Ein weitere Unsicherheit ergibt sich zumindest bei den niederenergetischeren TSL-Experimenten mit gut fokussiertem Strahl dadurch, daß je nach relativer Lage von Strahl zu  $\text{RbMnF}_3$ -Target ein Teil des Strahls die Folie möglicherweise gar nicht passiert. Dadurch würde für diesen Teil des Strahls die Bremsung bei den Bremsrechnungen überschätzt, so daß die im Anschluß platzierten Targets möglicherweise auch von Protonen höherer Energie als berechnet getroffen werden. Die dadurch entstehenden Effekte lassen sich infolge der Unkenntnis von Strahldurchmesser sowie relativer Lage von Strahl zu  $\text{RbMnF}_3$ -Target nicht quantifizieren. Lediglich die Unterschiede in der Bremsung lassen sich für den Worst-Case-Fall - ein Strahlteil passiert kein einziges  $\text{RbMnF}_3$ -Target - berechnen. Demnach würden sich die Protonenenergien im jeweils letzten Target der hier bearbeiteten Stacks von 95.1 auf 100.1 MeV (UPPS0E), 59.5 auf 70.7 MeV (UPPS0F) und 45.5 auf 48.3 MeV (UPPS0H) erhöhen. Bislang gab es bei den weiteren, aus diesen Stacks untersuchten und auch in dieser Arbeit ausgewerteten Targets keine Hinweise auf dadurch verursachte Abweichungen.

Ein ähnliches Problem entstand bei der Berechnung der Protonenenergie im zweiten  $\text{RbMnF}_3$ -Target (RMUH671) des Experimentes UPPS0H. Vor diesem war ein Al-Döschen mit  $\text{Cu}_2\text{Te}$ -Pulver positioniert, das nur zu 55 % gefüllt war. Je nach Strahllage relativ zum gefüllten Volumen des Döschens und vorausgesetzt, daß der Strahl nicht durch den Zylindermantel des Döschens geht, wird der Strahl der Flußdichte  $\Phi(E)$  vor dem  $\text{Cu}_2\text{Te}$  in zwei Teile  $\Phi_1(E) = r_1 \Phi(E)$  und  $\Phi_2(E_2 < E) = r_2 \Phi(E)$  gespalten, wobei  $r_1 + r_2 = 1$  gilt. Da das  $\text{RbMnF}_3$ -Target von unregelmäßiger Form war, wird auch dies wiederum nur von Teilen  $r_3 \Phi_1(60.0 \text{ MeV})$  und  $r_4 \Phi_2(45.5 \text{ MeV})$  getroffen. Die Vielfalt der eingehenden Parameter macht eine verlässliche rechnerische Bestimmung der Protonenenergie in diesem Target unmöglich. Deshalb wurde die Protonenenergie in diesem Target durch Vergleich der aus dem Mn-Anteil bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den zur Flußdichtebestimmung herangezogenen Daten iterativ zu  $53 \pm 7 \text{ MeV}$  bestimmt. Außer zur Flußdichtebestimmung (Kap. 5.3.2) läßt sich der Mn-Anteil der  $\text{RbMnF}_3$ -Targets auch zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten verwenden. Damit wird zum einen die vorhandene Datenbasis vervollständigt und zum anderen ist damit ein Konsistenzcheck der Flußdichten möglich. Abbildung 5.11 zeigt das sich ergebende Bild exemplarisch anhand der Anregungsfunktion der Reaktion  $^{55}\text{Mn}(p,5p5n)^{46}\text{Sc}$ . Insgesamt ergibt sich ein befriedigendes Bild. So stimmen die  $\text{RbMnF}_3$ -Wirkungsquerschnitte aus den TSL-Bestrahlungen mit den neuen Daten von Busse [Bu96] hervorragend überein; die Werte von Michel [Mi85a] liegen infolge der älteren Monitorwirkungsquerschnitte wieder zu tief.



Die überhöht wirkenden Daten aus den LNS-Experimenten sind auf die zusätzliche  $^{46}\text{Sc}$ -Produktion aus dem Rb-Anteil zurückzuführen.

Rubidium selbst war in der Vergangenheit kaum Gegenstand von Untersuchungen. Vergleichbare Daten waren nur von Grütter [Gr82], Sakamoto et al. [Sa85], Deptula et al. [De90b] und Alekseev et al. [Al84] zu finden.

Die einzige, systematisch auf die Untersuchung von Spallationsprodukten ausgelegte Arbeit ist die von Grütter [Gr82], der jedoch nur Wirkungsquerschnitte bei 593 MeV gemessen hat. Ein Vergleich mit den hier bei 575 MeV bestimmten Werten ist legitim, weil die Differenz von 18 MeV in der Primärenergie angesichts der Projektilenergie bei der Erzeugung der meisten Produktnuclide vernachlässigbar ist. Eine Nuklid-weise Diskussion der Abweichungen kann hier wie auch im folgenden aber zum einen aus Platzgründen nicht erfolgen und zum anderen erlauben die oft knapp gehaltenen Beschreibungen experimenteller und weiterer, Auswertungsrelevanter Details keine zuverlässige Beurteilung der Güte der Daten anderer Autoren.

Abbildung 5.12 zeigt die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte von Grütter [Gr82] zu denen dieser Arbeit bei 575 MeV in Abhängigkeit von der Massenzahl des Produktnuclids. Bis auf die Nuklide mit  $A < 65$ , deren Anregungsfunktionen bei dieser Energie einen steilen Anstieg aufweisen und die sich deshalb nicht zum Vergleich eignen, läßt sich ein Trend zur Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte durch Grütter erkennen. Berücksichtigt man alle Verhältnisse für Nuklide mit  $A \geq 65$  ergibt sich ein Mittelwert von  $0.94 \pm 0.11$  (gestrichelte Linien in Abb. 5.12 an den Fehlergrenzen), läßt man die auffällig und aus unbekanntem Gründen aus der Systematik fallenden Produkte  $^{69}\text{Ge}$  und  $^{73}\text{Se}$  bei der Mittelwertbildung außer acht, resultiert ein mittleres Verhältnis von  $0.91 \pm 0.06$  (durchgezogene Linien).

Die Erklärung für diese Diskrepanz dürfte in der Anwendung der Monitorreaktion  $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$  bei Grütter liegen. So erhält er mit einem  $^{24}\text{Na}$ -Wirkungsquerschnitt von 10.8 mb Werte von 14.0 mb und 4.34 mb für die Erzeugung von  $^{22}\text{Na}$  und  $^7\text{Be}$  aus den Al-Catchern. Tobalem dagegen führt für diese Produktnuclide Daten von 11.0 mb ( $^{24}\text{Na}$ ), 16.0 mb ( $^{22}\text{Na}$ ) und 4.88 mb ( $^7\text{Be}$ ) an. Während das Verhältnis  $^{22}\text{Na}/^7\text{Be}$  jeweils bis auf 2 % übereinstimmt, differiert das von  $^{22}\text{Na}/^{24}\text{Na}$  um mehr als 10 %. Die  $^{24}\text{Na}$ -basierte Flußdichte liegt im Fall des RbMnF<sub>3</sub>-Targets dieser Arbeit bei 575 MeV um 8 % höher als die  $^{22}\text{Na}$ -basierte. Die Anordnung der Targets geht aus [Gr82] nicht eindeutig hervor, die Massenbelegung ist jedoch mit wenigstens 0.94 g/cm<sup>2</sup> mindestens mehr als doppelt so hoch wie die des RbMnF<sub>3</sub>-Ministacks dieser Arbeit ( $\xi = 0.42 \text{ g/cm}^2$ ), so daß eine mindestens ebenso große Erhöhung des  $^{24}\text{Na}$ -Responses nicht unwahrscheinlich scheint. Eine Umnormierung von Grütters Daten auf  $^{22}\text{Na}$ -basierte Flußdichten würde eine auf 87.5 % reduzierte Flußdichte ergeben, damit entsprechend höhere Wirkungsquerschnitte sowie eine bessere Übereinstimmung mit den Werten dieser Arbeit nach sich ziehen.

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei 1 GeV für fünf Produkte [Al84] mit den Daten dieser Arbeit bei 962 MeV ergibt dagegen ein mittleres Verhältnis von  $0.68 \pm 0.07$ . Angesichts der oben gezeigten guten Übereinstimmung mit Grütter [Gr82] dürften systematische Fehler dieser Arbeit als Erklärung für diese Diskrepanz ausscheiden; darüber hinaus gehende Aussagen sind nicht möglich, weil die Arbeit von

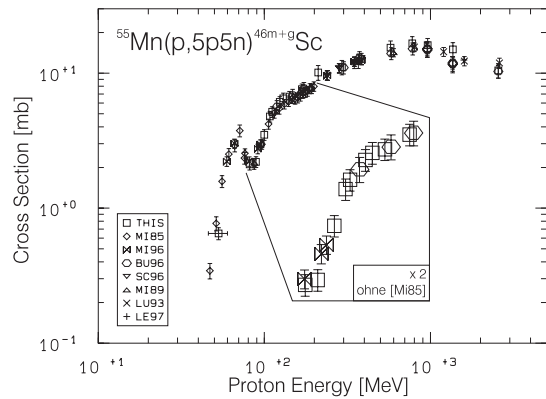


Abb. 5.11: Experimentelle Anregungsfunktion der Reaktion  $^{55}\text{Mn}(p,5p5n)^{46m+g}\text{Sc}$ .

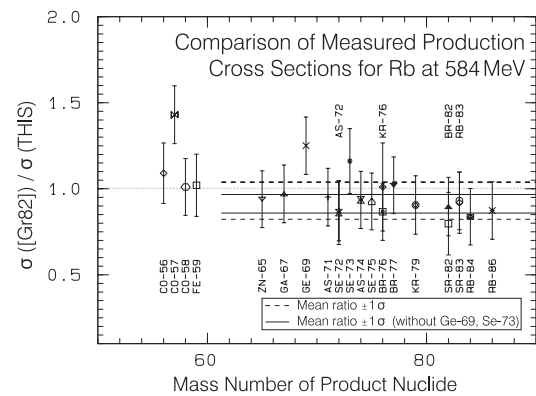


Abb. 5.12: Verhältnisse experimenteller Rb-Wirkungsquerschnitte Grütters [Gr82] (593 MeV) zu dieser Arbeit (575 MeV); weitere Erläuterungen im Text.

Alekseev et al. [Al84] nur in Kyrillisch vorlag.

Die einzigen, die den Verlauf von Anregungsfunktionen - allerdings auch nur im niederenergetischen Bereich bis etwa 50 beziehungsweise 100 MeV und für Target-nahe Produktnuclide - bestimmten, waren Sakamoto et al. [Sa85] und Deptula et al. [De90b]. Die Abbildungen 5.13 und 5.14 zeigen mit den Anregungsfunktionen für die Erzeugung von  $^{82,83,85}\text{Sr}$  sowie  $^{84\text{m}+g,86\text{m}+g}\text{Rb}$  ihre mit den Resultaten dieser Arbeit vergleichbaren Daten.

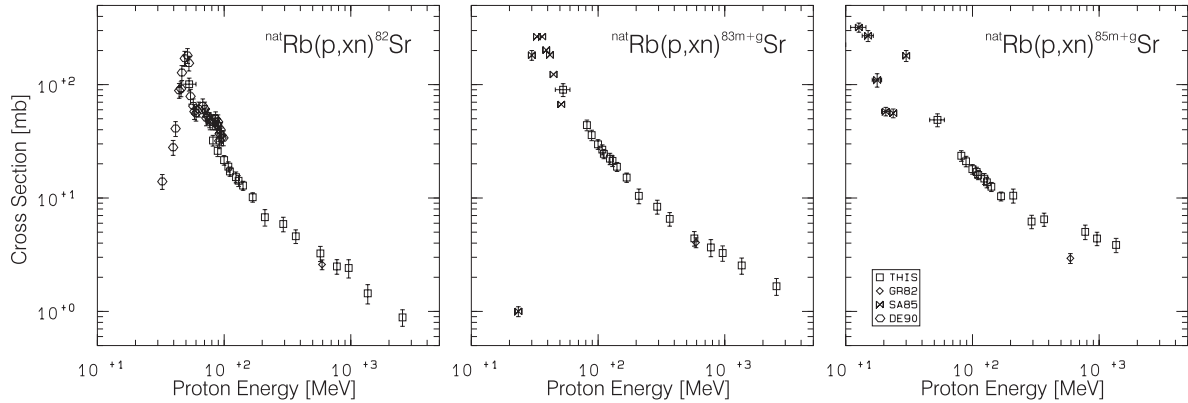


Abb. 5.13: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Rb}(p,xn)^{82, 83\text{m}+g, 85\text{m}+g}\text{Sr}$ .

Es ist sichtbar, daß die Übergänge zwischen den Datensätzen nicht übereinstimmen. Insbesondere liegen Sakamotos Werte für die beiden Rb-Isotope systematisch zu tief. Eine mögliche Erklärung wäre die zusätzliche Produktion von  $^{84\text{m}+g,86\text{m}+g}\text{Rb}$  durch (n,γ)- und (n,2n)-Reaktionen in den Targets dieser Arbeit. Allerdings wären dann wie im Fall der Erzeugung des  $^{182}\text{Ta}$  aus Tantal (siehe Kap. 5.2.2) Experiment-spezifische Abweichungen wahrscheinlich, weil die Wirkungsquerschnitte bis 180 MeV in Folien gemessen wurden, die in drei verschiedenen, am TSL bestrahlten Stacks plaziert waren. Aus dem vorliegenden Material lassen sich keine weiteren Rückschlüsse auf mögliche Ursachen ziehen, außer daß bezüglich der Daten von Sakamoto et al. [Sa85] bei aller Sorgfalt das Ablesen aus einer Grafik mit einer logarithmischen Skala als Fehlerquelle angesehen werden muß.

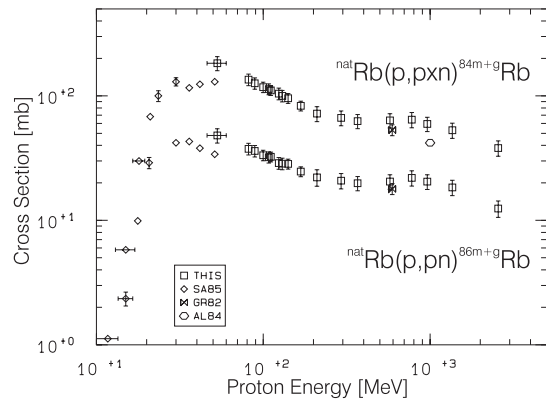


Abb. 5.14: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Rb}(p,pxn)^{84\text{m}+g, 86\text{m}+g}\text{Rb}$

Hinsichtlich möglicher Einflüsse von Sekundärteilchen auf die oben diskutierten Target-nahen Produktnuclide zeigen sich im Verlauf der Anregungsfunktion  $^{\text{nat}}\text{Rb}(p,xn)^{85\text{m}+g}\text{Sr}$  Diskrepanzen oberhalb von etwa 300 MeV. Ab hier dürfte der Einfluß sekundärer, niederenergetischer Protonen die Reaktionen der primären Protonen signifikant überlagern. Dagegen wirken die Anregungsfunktionen der weiter vom Target entfernten  $^{82,83}\text{Sr}$ -Isotope auch in diesem Bereich konsistent und können als unbeeinflusst angesehen werden. Bezüglich der Erzeugung von  $^{84,86}\text{Rb}$  kann die oben schon erwähnte Neutronen-induzierte Überlagerung nicht ausgeschlossen werden.

Im Gegenteil weist die Tatsache, daß das Verhältnis  $\sigma(^{84}\text{Rb})/\sigma(^{86}\text{Rb})$  nahezu energieunabhängig bei etwa drei liegt, auf einen solchen Effekt hin. Denn eigentlich sollte - gleiche Verläufe der (p,pn)-Anregungsfunktionen am  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  vorausgesetzt - die zusätzlich zur Produktion von  $^{84}\text{Rb}$  beitragende (p,p3n)-Reaktion am  $^{87}\text{Rb}$  für ein energieabhängiges Verhältnis sorgen, da nicht anzunehmen ist, daß sie konstant ist. Es ist daher zu vermuten, daß die Erzeugung von  $^{86}\text{Rb}$  bei hohen Energien durch die (n,γ)-Reaktion am häufigeren  $^{85}\text{Rb}$  überlagert ist.

Abbildung 5.13 zeigt mit den Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{82,83,85}\text{Sr}$  die für (p,xn)-Reaktionen charakteristischen Verläufe: Ein (Verdampfungs-)Maximum direkt nach der Reaktionsschwelle und ein starker Abfall mit steigenden Protonenenergien. Dieser Verlauf erklärt sich durch die bei niedrigen Energien bevorzugte Evaporation von Neutronen aus der Compoundkernphase, während sich mit zunehmender Energie weitere Reaktionskanäle öffnen, die in Konkurrenz mit der alleinigen Emission von Neutronen stehen. Im Fall von Rubidium, das in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung zu 72.16 % aus  $^{85}\text{Rb}$  und 28.84 % aus  $^{87}\text{Rb}$  besteht, läßt sich der Einfluß der Isotopenzusammensetzung anhand des sich andeutenden, niederenergetischen Verlaufes der Reaktion nach  $^{85}\text{Sr}$  erkennen. So entstehen die zwei Maxima bei etwa 13 und 30 MeV durch die Überlagerung der (p,n)-Reaktion an  $^{85}\text{Rb}$  mit der (p,3n)-Reaktion an  $^{87}\text{Rb}$ , wobei der Abstand etwa dem der Schwellenenergien von 1.9 MeV und 20.6 MeV entspricht. Dagegen lassen sich bei der Produktion der Neutronen-ärmeren Nuklide  $^{82,83}\text{Sr}$  auf Grundlage der zur Verfügung stehenden Daten keine gesicherten Aussagen über einen Einfluß der Rb-Isotopenzusammensetzung bei deren Erzeugung treffen.

Auch die Produktion von  $^{84}\text{Rb}$  (Abb. 5.14) erfolgt im niederenergetischen Bereich über Evaporationsprozesse. Das im Vergleich zu den (p,xn)-Reaktionen sich andeutende breitere Maximum resultiert aus der höheren Wahrscheinlichkeit einer (p,pn)-Reaktion. Außerdem wird am weniger steilen Abfall auch der Einfluß der (p,p3n)-Reaktion am  $^{87}\text{Rb}$  sichtbar. Die Evaporation von Deuteronen ist zwar prinzipiell möglich, wirkt sich jedoch nicht sichtbar aus.

Mit den in Abbildung 5.15 gezeigten Anregungsfunktionen für die Erzeugung von  $^{nat}\text{Rb}(p,2pxn)^{76}\text{Kr}$  und  $^{nat}\text{Rb}(p,3pxn)^{76m+g}\text{Br}$  ändert sich die Struktur der Anregungsfunktionen. In diesem Bereich werden bei Energien oberhalb von 100 MeV Spallationsreaktionen zum dominierenden Reaktionsmechanismus. Infolge der vielen Möglichkeiten, die entsprechende Anzahl Nukleonen im Ausgangskanal zu kombinieren, ergibt sich ein breites Maximum bei einigen hundert MeV. Da die Ladungsverteilung der Restkerne bei diesen Energien hauptsächlich durch die erste, schnelle Reaktionsphase festgelegt wird, verschiebt sich das Maximum mit größer werdender Protonenzahl im Ausgangskanal zu höheren Energien. Im Zusammenspiel mit der nachfolgenden Evaporation erklärt dies auch, warum die kumulativen  $^{76}\text{Kr}$ -Wirkungsquerschnitte um etwa eine Größenordnung unter denen des unabhängig gemessenen  $^{76}\text{Br}$  liegen.

Die in Abbildung 5.16 dargestellten Anregungsfunktionen der Se-Isotope weisen dieselbe Systematik vom Verlauf der Daten her auf. Die Maxima sind jedoch entsprechend der niedrigeren Massenzahlen zu höheren Energien verschoben. Darüber hinaus verdeutlichen die kumulativ gemessenen Wirkungsquerschnitte die abnehmende Isobarenausbeute, je weiter man sich aus dem Tal der Stabilität hinausbewegt. Mit knapp 40 mb im Scheitelpunkt der  $^{75}\text{Se}$ -Produktion wird hier der maximal gemessene Wirkungsquerschnitt im Spallations-dominierten Bereich der Produkt nuklide erreicht.

Geht man zu den in Abbildung 5.17 gezeigten Anregungsfunktionen der Restkerne  $^{69}\text{Ge}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{65}\text{Zn}$  und  $^{59}\text{Fe}$  über werden die maximalen Ausbeuten bereits

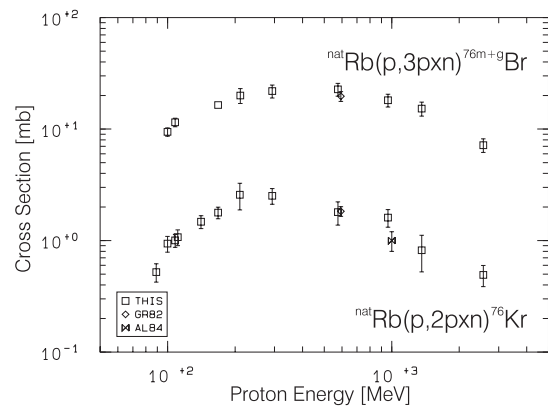


Abb. 5.15: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{76}\text{Kr}$  und  $^{76m+g}\text{Br}$  aus Rubidium.

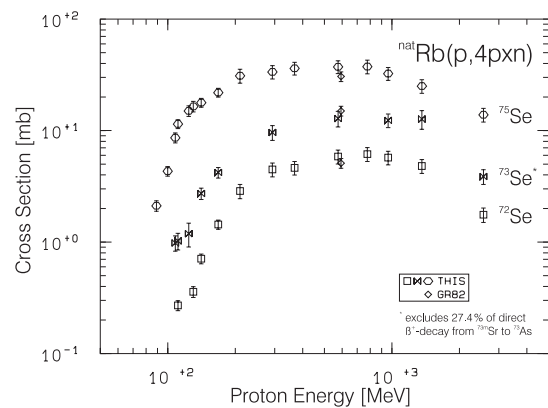


Abb. 5.16: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Rb}(p,4pxn)^{72,73,75}\text{Se}$ .

wieder kleiner. Dabei unterscheidet sich die Erzeugung von  $^{59}\text{Fe}$  in der Höhe um ziemlich genau eine Größenordnung deutlich von der der anderen Nuklide. Dies liegt daran, daß  $^{59}\text{Fe}$  im Gegensatz zu den meisten anderen gemessenen Nukliden auf der Neutronen-reichen Seite des Tals der Stabilität liegt, damit hinsichtlich seiner Erzeugung ein ungünstigeres Verhältnis bezüglich der Anzahlen emittierter Neutronen (14.5) zu Protonen (12) aufweist

Mit  $^{59}\text{Fe}$  endet auch das Spektrum der Massenzahlen in Rubidium gemessener Restkerne, denn alle weiteren in der  $\text{RbMnF}_3$ -Verbindung nachgewiesenen Produkt nuklide wurden gleichzeitig in so großer Menge im Mn-Anteil erzeugt, daß Korrekturen gemäß Gleichung (3.17c) auf Grundlage der bekannten Mn-Wirkungsquerschnitte in so großen Fehlern resultierten, daß eine Angabe der Wirkungsquerschnitte keinen Sinn machte.

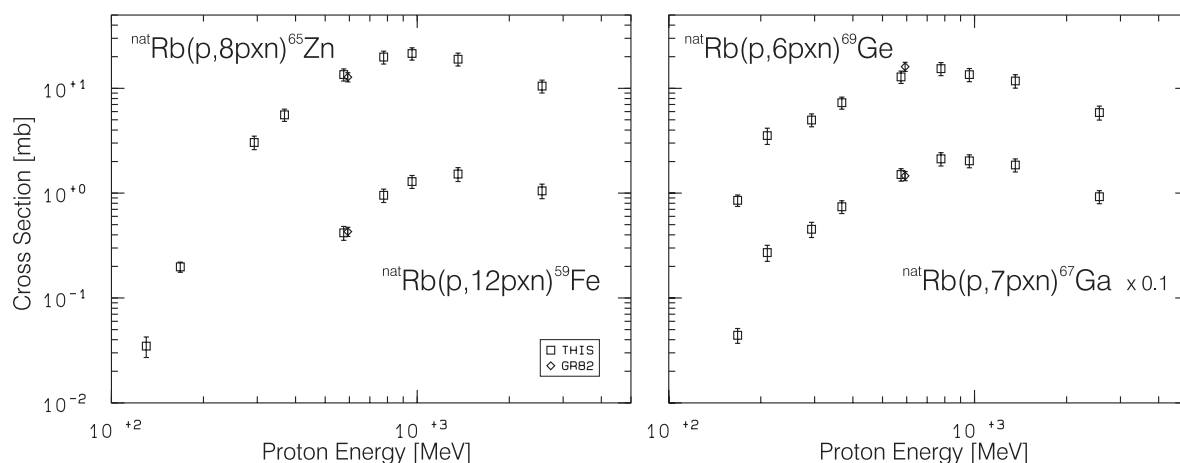


Abb. 5.17: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{69}\text{Ge}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{65}\text{Zn}$  und  $^{59}\text{Fe}$  aus Rubidium.

Generell ist zu sagen, daß die Wirkungsquerschnitte der Produkte bei 210 MeV (Probe RTSK111) wie beispielsweise im Fall von  $^{67}\text{Ga}$  oder  $^{69}\text{Ge}$  (Abb. 5.17) sichtbar über den durch die übrigen Daten angedeuteten Verlauf der Anregungsfunktionen liegen. Ein genereller Fehler in der Flußdichtebestimmung scheidet allerdings aus, da die Daten anderer Produkt nuklide wie beispielsweise der Sr-Isotope (Abb. 5.13) diese Abweichungen nicht erkennen lassen. Bei der entsprechenden Bestrahlung handelte es sich um das aus den in Kapitel 4.2.3.3 erläuterten Gründen später als SACLOP wiederholte Experiment SACLOK. Eine endgültige Klärung dieses Sachverhalts steht mit der Auswertung der neueren Bestrahlung noch aus; bis dahin sollten die in SACLOK bestimmten Ergebnisse nur unter Vorbehalt als endgültig aufgefaßt werden.

Insgesamt läßt sich mit Blick auf das Targetelement Rubidium zusammenfassen, daß mit den hier beschriebenen Bestrahlungen und deren Ergebnissen der Anfang des letzten Schritts zur vollständigen Modellierung der Krypton-Produktion in extraterrestrischer Materie erfolgreich getan wurde. Wie oben dargelegt resultieren aus den  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen konsistente Ergebnisse, so daß der massenspektrometrischen Bestimmung von Kr-Wirkungsquerschnitten von dieser Seite her mit keinen Problemen zu rechnen ist. Darüber hinaus erweitern die in dieser Arbeit gemessenen 362 Wirkungsquerschnitte zur Protonen-induzierten Restkernproduktion von 31 Nukliden die Datenbasis im Bereich zwischen 53 MeV und 2.6 GeV um nahezu vollständig neue Werte. Weitere Targets wurden bereits bei niedrigeren Energien bestrahlt und werden nach ihrer Auswertung die hier gewonnenen Ergebnisse abrunden.

### 5.5.3 Targetelemente Tantal, Blei und Wismut

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Protonen-induzierte Produktion von Restkernen in den schweren Targets Tantal, Blei und Wismut bildete den Schwerpunkt dieser Arbeit. Keines der drei Targetelemente war vorher von uns und - in dieser Ausführlichkeit - auch von niemand anders untersucht worden. Infolge der Komplexität der Spektren, der Vielfalt möglicher produzierter Nuklide und der immer wieder nötigen Crosschecks hinsichtlich der Auswertbarkeit von  $\gamma$ -Linien nahm dieser Teil der Arbeit die meiste Zeit in Anspruch. Eine einfache Übertragbarkeit auswertbarer  $\gamma$ -Linien war bei verschiedenen LNS-Energien nicht einmal bei Proben eines Targetelements geschweige denn von Targetelement zu Targetelement möglich.

Im folgenden wird zunächst ein Überblick über ältere Arbeiten gegeben, ohne dabei jedoch ins Detail gehen zu können. Der nächste Abschnitt behandelt die Systematik der in Tantal, Blei und Wismut induzierten Restkernverteilungen, bevor im letzten Kapitel auf die speziellere Systematik von Anregungsfunktionen eingegangen wird. Die Diskussion von Sekundärteilcheneffekten erfolgt dabei jeweils an den diesbezüglich relevanten Reaktionen.

#### 5.5.3.1 Ältere Arbeiten

Trotz intensiver Literaturrecherche ergab die Suche nach älteren Arbeiten, in denen Wirkungsquerschnitte für die Restkernproduktion in Protonen-induzierten Reaktionen an den Targetelementen Tantal, Blei und Wismut gemessen wurden, nur relativ wenig Material. Für das Targetelement Blei sind in Tabelle 5.5 exemplarisch die gefundenen Arbeiten, deren Erscheinungsjahr, abgedeckte Protonenenergien  $E_p$ , Meßmethoden und nachgewiesene Produktnuklide aufgeführt. Auch wenn ein detaillierter Vergleich mit Daten dieser Arbeit den Rahmen sprengen würde, so werden aus Tabelle 5.5 zwei Sachverhalte deutlich:

- Die Mehrzahl der Arbeiten ist relativ alt.

Demgemäß wurden alte und - wie sich durch den Vergleich mit den Daten dieser Arbeit herausstellt - fehleranfällige Meßmethoden angewandt. Zudem erfolgte die Flußdichtebestimmung nahezu ausschließlich über die früher hauptsächlich benutzte Monitorreaktion  $^{27}\text{Al}(p,3p\text{n})^{24}\text{Na}$  - mit den in der bisherigen Diskussion dargestellten verbundenen Schwierigkeiten hinsichtlich der Anfälligkeit gegenüber sekundären Neutronen. Schließlich stellen zu der Zeit nicht so gut bekannte und in die Wirkungsquerschnittsberechnung einfließende Kerndaten eine weitere Fehlerquelle dar.

- In allen Arbeiten werden nur bestimmte Aspekte der Restkernproduktion untersucht.

So konzentrieren sich die Untersuchungen entweder nur auf bestimmte Reaktionsmechanismen und darin erzeugte Nuklide oder - wenn die Restkernverteilung ausführlicher bestimmt wurde wie etwa bei Alexandrov et al. [A196] - beschränken sie sich auf einen oder wenige Energiepunkte.

Ein ähnliches Bild ergibt sich hinsichtlich der verfügbaren Arbeiten für die Targetelemente Tantal und Wismut; ohne darauf hier im Einzelnen weiter einzugehen, seien an dieser Stelle nur die Referenzen aufgeführt. Folgende Quellen wurden für Tantal gefunden: [Kr55, Ne55, Ca58, Ma58, Gr62, Ra63, Li64, Ko67, Ha69, Hu68, Bi71, Ne71a, Ne71b, Gr73, Ne73, Ch74, Sc76, Ha77, Kr77, La79, As85, Mi85b, As88, Ko88, Ko91, Za94]. Dabei wurden infolge des geringen  $^{180}\text{Ta}$ -Anteils von 0.012 % am natürlichen Isotopengemisch auch Arbeiten ausgewertet, in denen  $^{181}\text{Ta}$  als Target angegeben wurde. Wismut wurde in den folgenden Referenzen behandelt: [Su54, Jo55, Kr55, An56, Be56, Hu59, Su61, Go64, Be66, Bi66, Be67, Ba70b, Me70, Gr73, Sc74, La79, Ad80, Wa81, Ne94, Ti97].

Zusammengenommen stellte sich die Situation vor dieser Arbeit so dar, daß nur in wenigen, speziellen Fällen komplette Anregungsfunktionen für die Produktion eines Nuklids vorlagen. Im Gegenteil waren Wirkungsquerschnitte eher nur punktuell und sich teilweise widersprechend vorhanden.

Die Erklärung dieser aus heutiger Sicht unbefriedigenden Lage liegt einerseits darin, daß die technologi-

sche Bedeutung dieser Elemente als Targets für Protonen-induzierte Reaktionen bislang nicht gegeben war und erst in jüngerer Zeit als Targets für Spallationsneutronenquellen diskutiert werden. So benötigte man solche Wirkungsquerschnitte bis dahin nur für wenige spezielle Zwecke wie beispielsweise die Radionuklidproduktion für medizinische Diagnostik [La87] oder zur Untersuchung spezieller Reaktionsmechanismen (siehe Tab. 5.5). Andererseits aber war auch der mit der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten in den schweren Targets verbundene Aufwand hoch. So war in älteren Arbeiten in der Regel eine chemische Abtrennung des nachzuweisenden Nuklids nötig, bevor dieses überhaupt erst gemessen werden konnte. Obwohl die in den 70er Jahren hinzugekommene Meßmethode der  $\gamma$ -Spektrometrie die zerstörungsfreie Messung zumindest der  $\gamma$ -strahlenden Nuklide ermöglichte, war auch dieses Verfahren angesichts geringer Rechenleistung und komplexer Spektren immer noch mit hohem Aufwand verbunden.

Tab. 5.5: Überblick über Arbeiten, in denen bislang Wirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen in Blei natürlicher Zusammensetzung gemessen worden sind (cs: chemical separation,  $\beta$ c: beta counting, sc: scintillation counting,  $\gamma$ (NaI/Ge(Li)/Ge):  $\gamma$ -counting with NaI/Ge(Li)/Ge-detector, Ioch: ionization chamber, BF<sub>3</sub>: BF<sub>3</sub> neutron detector).

$E_p$ [GeV]	Referenz	Jahr	Nachgewiesene Nuklide	Nachweismethode
0.45	[Kr55]	1955	Spaltprodukte	cs, $\beta$ c
0.39, 0.6, 1.0, 1.6, 2.2, 3.0	[Wo56]	1956	$A < 140$	cs, $\beta$ c, sc
1, 2, 3, 4.5, 5.9	[Ca58]	1958	<sup>18</sup> F, <sup>24</sup> Na	cs, $\beta$ c
1, 1.9, 2.85	[Ro58]	1958	<sup>6</sup> He	Ioch
3	[Fr60]	1960	Cl-, K-, Ca, Sc-Isotope	cs, $\beta$ c, sc
0.94, 1.84, 2.9	[Do61]	1961	<sup>13</sup> N	$\gamma$ (NaI)
1, 2.8	[Do65]	1965	<sup>9</sup> Li, <sup>16</sup> C, <sup>17</sup> N	BF <sub>3</sub>
3, 28	[Po66]	1966	Pd-, Cd-, In-Isotope	cs, $\gamma$ (NaI), $\beta$ c
0.4	[Ko67]	1967	<sup>22</sup> , <sup>24</sup> Na	cs, $\beta$ c, $\gamma$ (NaI)
10, 30	[Hu68]	1968	<sup>7</sup> Be, <sup>22</sup> , <sup>24</sup> Na	cs, $\gamma$ (NaI)
0.55	[Ko70]	1970	<sup>32</sup> , <sup>33</sup> P	$\beta$ c, $\gamma$ (NaI)
0.6	[Ha75]	1975	Rb-, Ag-, Cd- Cs-Isotope	cs, $\gamma$ (NaI/GeLi)
1, 2, 3, 28.5	[Ch77]	1977	$42 < A < 52$	cs, $\gamma$ (NaI/GeLi)
0.66	[Ad80]	1980	<sup>200-202</sup> Tl	$\gamma$ (GeLi)
0.0077 - 0.0671	[La87]	1987	<sup>205</sup> , <sup>206</sup> Bi	$\gamma$ (Ge/GeLi)
0.66	[Al96]	1996	Radionuklide	$\gamma$ (GeLi)
0.66	[Al97]	1997	Radionuklide	$\gamma$ (GeLi)
0.19	[Du97]	1997	Spaltnuklide	$\gamma$ (Ge)

### 5.5.3.2 Systematik der Restkernverteilung

Zum Einstieg in die Diskussion der in Tantal, Blei und Wismut induzierten Restkernverteilungen sind in den Abbildungen 5.18, 5.22 und 5.23 die bei verschiedenen Protonenenergien experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte der Produktnuklide in Abhängigkeit von ihrer Massenzahl dargestellt. Dabei sind die Produkte in Neutronen-arme und Neutronen-reiche unterteilt je nachdem, ob das Nuklid eine kleinere oder eine größere Massenzahl als die mittlere Massenzahl der stabilen Isotope dieses Elements besitzt.

Beginnend mit Abbildung 5.18 erkennt man, daß die gemessenen Produktnuklide bei Protonenenergien von unter 300 MeV zwei klar voneinander getrennte Peaks dicht bei der Targetmassenzahl  $A_T$  sowie bei etwa deren Hälfte bilden. Die Target-nahen Restkerne werden wie von den leichteren Targets her bekannt bei diesen Energien durch die sukzessive Emission von Nukleonen und Nukleonenclustern in Präequilibrium- und Spallationsreaktionen erzeugt. Im Gegensatz zu den leichteren Targets ist jedoch die Emission geladener Teilchen durch die hohen Coulombbarrieren (Abb. 3.1) im Vergleich zu der von Neutronen stark benachteiligt. Das macht sich dadurch bemerkbar, daß fast ausschließlich Neutronenreiche Nuklide in diesem Massenzahlbereich meßbar waren. Die mit zunehmender Protonenenergie größere Breite des Peaks korrespondiert mit der höheren Anzahl emittierbarer Nukleonen.

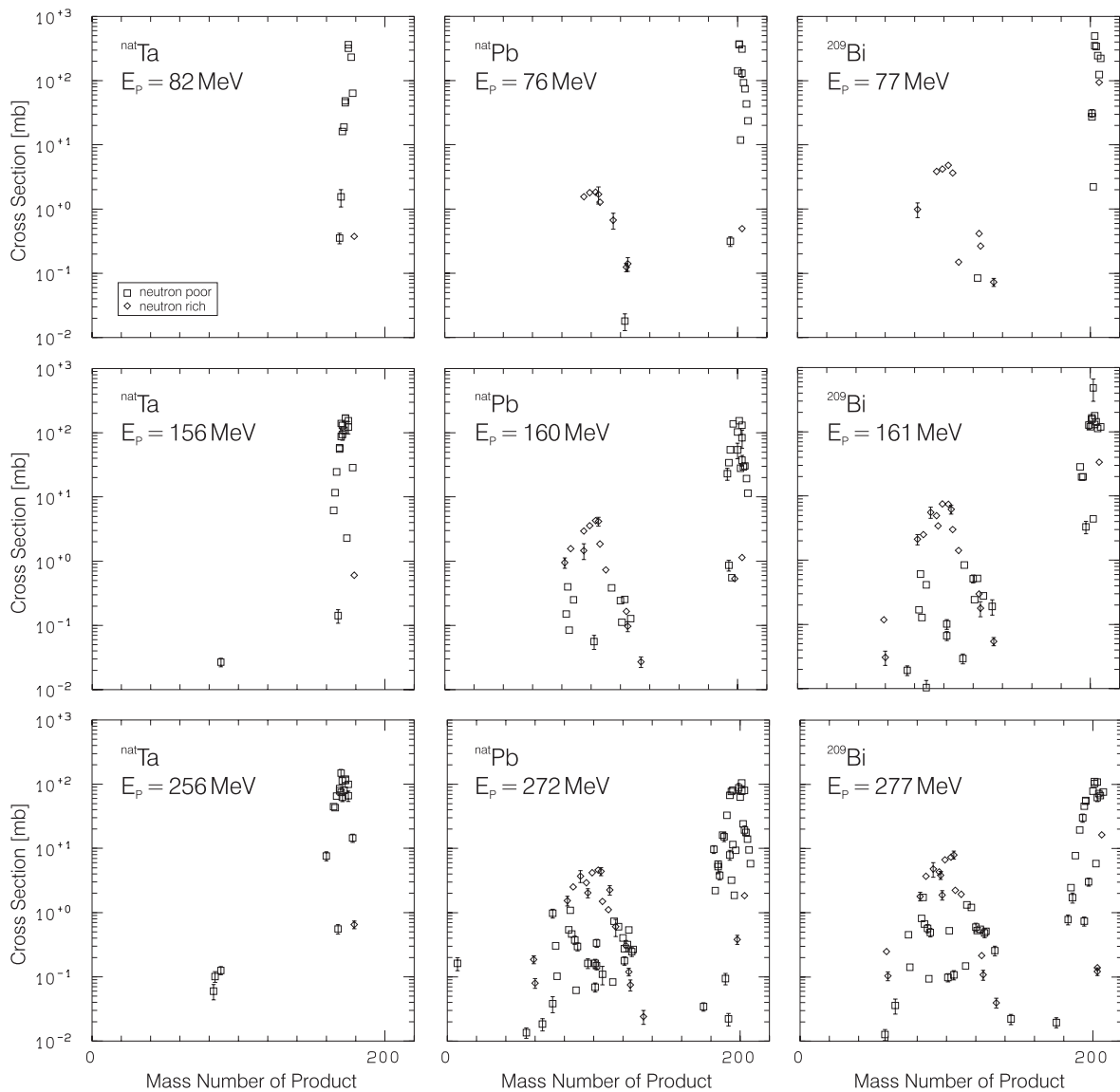


Abb. 5.18: Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produktnuklide.



Dagegen wird der bei etwa  $A_T/2$  lokalisierte Peak - im folgenden auch als Spaltausbeutekurve bezeichnet - bei weniger schweren Targets nicht beobachtet. Da die Schwellenenergien zur Erzeugung dieser Nuklide durch sukzessive Emission von Teilchen höher liegen als die durch die Projektile zugeführte Energie, kommt als Produktionsmechanismus nur ein kollektiver Prozeß - die Spaltung - in Frage.

Der Spaltprozeß ist gerade für Subaktinide bislang relativ wenig untersucht. Aufgrund der vor dem eigentlichen Spaltvorgang notwendigen Umordnungsprozesse innerhalb des Kerns wird jedoch gemeinhin angenommen, daß dieser Prozeß nur in der langsamen ( $10^{-16}$  s) Evaporationsphase der Kernreaktion ablaufen kann. Alle bisherigen Experimente mit Anregungsenergien im Bereich einiger 10 MeV und darüber haben - auch im Aktinidenbereich - gezeigt, daß die Form der Spaltausbeutekurve bei diesen Energien symmetrisch ist. Auch die in Abbildung 5.22 und 5.23 gezeigten Ergebnisse dieser Arbeit stützen dies. Zwar scheint der Spaltpeak auf der Seite niedriger Massenzahlen leicht verbreitert zu sein, aber die Verteilung in dieser Arbeit  $\gamma$ -spektrometrisch zugänglicher Spaltnuklide ist zu unvollständig, als daß man auf dieser Basis auf einen nennenswerten Anteil asymmetrischer Spaltung schließen könnte.

Nur in der Arbeit von Sugihara et al. [Su61] kamen die Autoren zu dem Schluß, eine Asymmetrie bei der von 36-MeV-Protonen induzierten Spaltung von Wismut beobachtet zu haben. Sie bezifferten diesen Anteil aber mit nur 0.3 % der Spaltprodukte. In einem weiteren Experiment mit 58-MeV-Protonen fanden sie keine Evidenz mehr für einen solchen Modus.

Auch von theoretischer Seite her gibt es keinen Anlaß, bei den Energien dieser Arbeit einen asymmetrischen Spaltmodus anzunehmen. Denn die bekannte asymmetrische Spaltausbeutekurve [Ma84] entsteht bei der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von  $^{235}\text{U}$  nur deshalb, weil infolge der niedrigen Projektilenergie *nur* der gebildete  $^{236}\text{U}$ -Compoundkern spalten kann und die Formierung eines Spaltproduktes bevorzugt wird, dessen Masse im Bereich des doppelt magischen  $^{132}_{50}\text{Sn}$  liegt. Dagegen nimmt die Spaltausbeutekurve mit steigender Projektilenergie eine symmetrische Form an [Ma84], weil im MeV-Bereich vor der Spaltung die Evaporation von Nukleonen möglich ist und die Spaltausbeutekurve durch Superposition der Spaltausbeuten eines ganzen Spektrums spaltender Kerne entsteht.

Betrachtet man in Abbildung 5.18 die Ausbildung des Spaltpeaks in Abhängigkeit vom Targetkern und von der Protonenenergie, so läßt sich erkennen, daß der Spaltung als möglichem Reaktionskanal mit wachsender Anregungsenergie und größerem Spaltparameter  $Z^2/A$  (Abb. 5.19) eine größere Rolle zukommt. Selbst bei den benachbarten Targetelementen Blei ( $Z^2/A = 32.5$ ) und Wismut ( $Z^2/A = 33.0$ ) läßt sich dieser Trend deutlich erkennen, wobei darauf hingewiesen werden muß, daß scheinbare Unterschiede in der Anzahl nachweisbarer Produktnuklide teilweise auch auf die sehr unterschiedlichen Massen der Targets, damit der Nuklidaktivitäten und der entsprechenden Peakstatistik zurückzuführen sind. So ist auch die gemessene Datenbasis an Spaltprodukten zu lückenhaft, um daraus durch Integration einen Spaltquerschnitt berechnen zu können. Zwar läßt sich bei manchen Produkten und Energien annehmen, daß sie in guter Näherung die gesamte Isobarenausbeute integrieren, aber insgesamt erschien ein darauf basierendes Verfahren als mit zu großen Fehlern behaftet, um mit direkten Messungen des Spaltquerschnittes konkurrieren zu können, wie sie beispielsweise Eismont et al. [Ei96] zur Beschreibung der Systematik der Spaltung benutzen.

Qualitativ steht die Verbreiterung des Spaltpeaks mit steigender Anregungsenergie in Einklang mit der Tatsache, daß das Spektrum spaltender Kerne und dementsprechend das der gebildeten Spaltprodukte größer wird. Daß auch der Spaltquerschnitt insgesamt größer wird, ist eng damit verknüpft: Durch die bevorzugte Evaporation von Neutronen entstehen vor allem Kerne mit höherem  $Z^2/A$  - in Abbildung 5.19 ersichtlich an den Schnittpunkten der  $Z^2/A$ -Geraden mit den beispielhaft eingezeichneten Waagerechten -, die mit höherer Wahrscheinlichkeit spalten, und die Anzahl verdampfter Neutronen nimmt mit steigender Anregungsenergie zu.

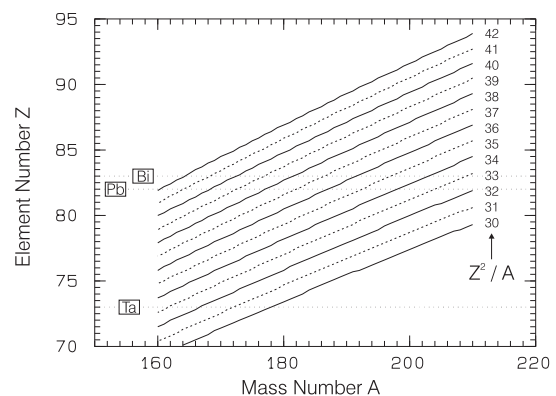


Abb. 5.19: Auftragung des Spaltparameters  $Z^2/A$  für verschiedene Werte in Abhängigkeit von der Ordnungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$ .



Bei detaillierter Betrachtung der im Spaltpeak liegenden Nuklide in Abbildung 5.18 fällt insbesondere bei Blei und Wismut auf, daß Neutronen-reiche Produkte dominieren. Dies entspricht der Vorstellung, daß der spaltende Kern bei geringen Einschußenergien dicht beim Target liegen muß, weil es vor der Spaltung infolge der geringen Anregungsenergie zu keiner ausgeprägten Emission von Nukleonen kommen kann. Da es aber zunächst keinen Grund gibt anzunehmen, daß die primär gebildeten Spaltprodukte nicht dasselbe Neutronen-zu-Protonen-Verhältnis  $n/p$  aufweisen sollten wie der spaltende Kern, dieses Verhältnis bei schweren Kernen aber größer ist als bei den Spaltisotopen zugeordneten stabilen Elementen, sind die Spaltprodukte Neutronen-reich und zerfallen per  $\beta$ -Zerfall zum Tal der Stabilität, wo die längerlebigen Nuklide  $\gamma$ -spektrometrisch gemessen werden können. Abbildung 5.20 faßt diesen Vorgang als Niederenergiespaltung zusammen.

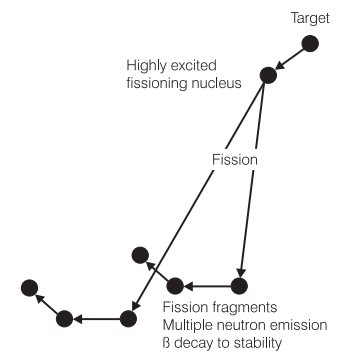


Abb. 5.20: Niederenergiespaltung (nach [Hy64]).

Mit steigender Anregungsenergie nimmt der Anteil Neutronen-armer Nuklide im Spaltpeak zu. Dies erklärt sich dadurch, daß der Kern infolge der größeren Anregungsenergie vor der Spaltung auch längere Phasen durchlaufen kann, in denen mehr Nukleonen - vorzugsweise Neutronen - emittiert werden. Demzufolge ist das Spektrum spaltender Kerne zu kleineren  $n/p$ -Verhältnissen verschoben und die Spaltprodukte können auch auf der Neutronen-armen Seite des Tals der Stabilität liegen. Abbildung 5.21 verdeutlicht den Vorgang als Hochenergiespaltung.

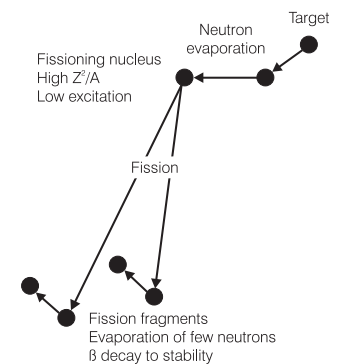


Abb. 5.21: Hochenergiespaltung (nach [Hy64]).

Das auch beim Tantal experimentell beobachtete Bild der Spaltung - scheint den oben geschilderten Vorstellungen auf den ersten Blick zu widersprechen, da der Spaltpeak in Abbildung 5.18 nur durch Neutronen-arme Spaltnuklide gebildet wird. Dabei ist jedoch einerseits zu beachten, daß diese Spaltnuklide erst bei Protonenenergien nachweisbar waren, bei denen Nuklide mit Neutronenmangel auch bei Blei und Wismut bereits meßbar waren. Und andererseits liegen in dem Massenbereich, in dem Spaltnuklide mit Neutronenüberschuß hätten gefunden werden sollen, keine in dieser Arbeit  $\gamma$ -spektrometrisch nachweisbaren Isotope.

Mit weiter steigender Projektilenergie werden die oben beschriebenen Phänomene noch deutlicher sichtbar. Dazu stellt Abbildung 5.22 die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte im Bereich zwischen 0.5 und 1 GeV dar (man beachte den Skalenwechsel gegenüber Abbildung 5.18.). Zunächst wird der Spallationspeak breiter und flacher, weil die Wahrscheinlichkeit der Produktion weiter vom Target entfernter Restkerne steigt, da infolge der höheren Anregungsenergien mehr Nukleonen den Kern verlassen können. Auch die Spaltpeaks werden - allerdings nur noch wenig - breiter bei nahezu konstanter, tendenziell eher abfallenden Wirkungsquerschnitten im Maximum. Dabei ändert sich das Bild der Verteilung Neutronen-armer beziehungsweise -reicher Produkte im Spaltpeak erheblich: Der überwiegende Teil der Spaltprodukte liegt auf der Neutronen-armen Seite des Tals der Stabilität, während solche mit Neutronenüberschuß sich fast nur noch in der Mitte des Spaltpeaks finden. Ersteres ist in Einklang mit dem oben geschilderten Mechanismus der Hochenergiespaltung. Das zweite Phänomen ist nur durch periphere Reaktionen der Projektile mit den Targetkernen zu erklären, da nur in diesem Fall kein ausgeprägter Massenverlust des Kerns vor der Spaltung auftritt, die Anregungsenergie also vergleichsweise gering ist. Ab etwa 1 GeV schließlich wachsen Spalt- und Spallationsbereich durch den zunehmenden Einfluß von Spallationsreaktionen zusammen.

In Abbildung 5.23 schließlich sind die Ergebnisse bei Protonenenergien zwischen 1 GeV und 2.6 GeV gezeigt. Die Lücke zwischen Spalt- und Spallationsnukliden wird zunehmend durch den von Hüfner [Hu85] als tiefe Spallation („deep spallation“) bezeichneten Mechanismus, bei dem Produktnuklide mit

Massen kleiner als zwei Drittel der Targetkernmasse produziert werden, geschlossen, bis der Einfluß von Spaltreaktionen bei 2.6 GeV nur noch bei Blei und Wismut eine Signatur hinterläßt. Auffällig ist, daß auch Nuklide mit sehr kleinen Massenzahlen der Messung zugänglich werden. Diese Restkerne mit Massen im Bereich von etwa  $4 < A < 50$  werden „intermediate mass fragments“ genannt und können weder durch Spallationsreaktionen noch durch Spaltung erzeugt werden. Ihre Entstehung ist nur durch (Multi-) Fragmentationsreaktionen - in der Literatur ist die Bezeichnungsweise uneinheitlich - zu erklären. Bei diesen bilden sich innerhalb des nach der schnellen Kaskade erhitzten und Dichteschwankungen unterworfenen Kerns Cluster, zwischen denen die repulsiven Coulombkräfte die attraktiven Kernkräfte überlagern, so daß der Kern schließlich in zwei oder mehr Bruchstücke zerfällt.

(Multi-) Fragmentationsreaktionen unterscheiden sich von Spaltung phänomenologisch dadurch, daß sie einerseits erst ab wesentlich höheren Schwellenenergien auftreten und andererseits auch bei leichteren Targetelementen beobachtet werden. So führten etwa Porile et al. [Po89] Untersuchungen über die Protonen-induzierte Fragmentation von Xenon im Bereich 1-19 GeV durch. Danach öffnet sich dieser Reaktionskanal bei einigen hundert MeV bis etwa 1 GeV, bevor es ab etwa 10 GeV zu einer Sättigung der Fragmentproduktionswirkungsquerschnitte kommt („Leveling off“). Außerdem wiesen Porile et al. nach, daß unterhalb von 6 GeV eine zweite Komponente eine Rolle spielt, die sie mit einen binären

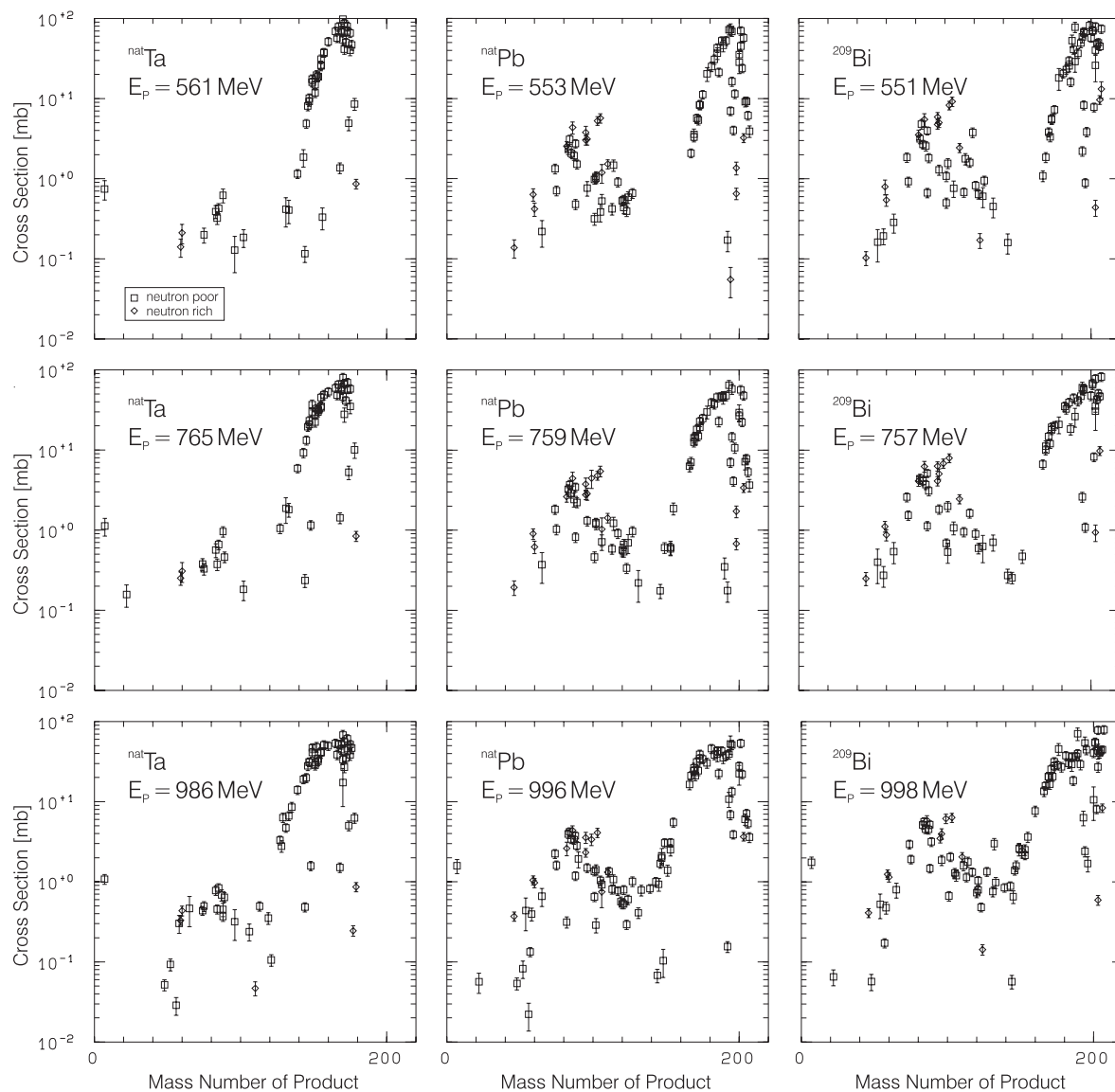


Abb. 5.22: Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produktnuklide.

Aufbruch des Systems identifizierten. Mikroskopisch gesehen ist die Anregungsenergie pro Nukleon eine entscheidende Größe: Man geht heute davon aus - siehe beispielsweise [II94] -, daß (Multi-) Fragmentation bei Anregungsenergien von etwa 2-3 MeV/Nukleon einsetzt.

Zum Abschluß dieses Abschnitts ist anzumerken, daß die bei den hohen Energien gemessenen großen Wirkungsquerschnitte für Target-nahe Nuklide auf den Einfluß sekundärer Teilchen hindeuten; dies wird besonders bei den massereichen Bi-Ministacks deutlich.

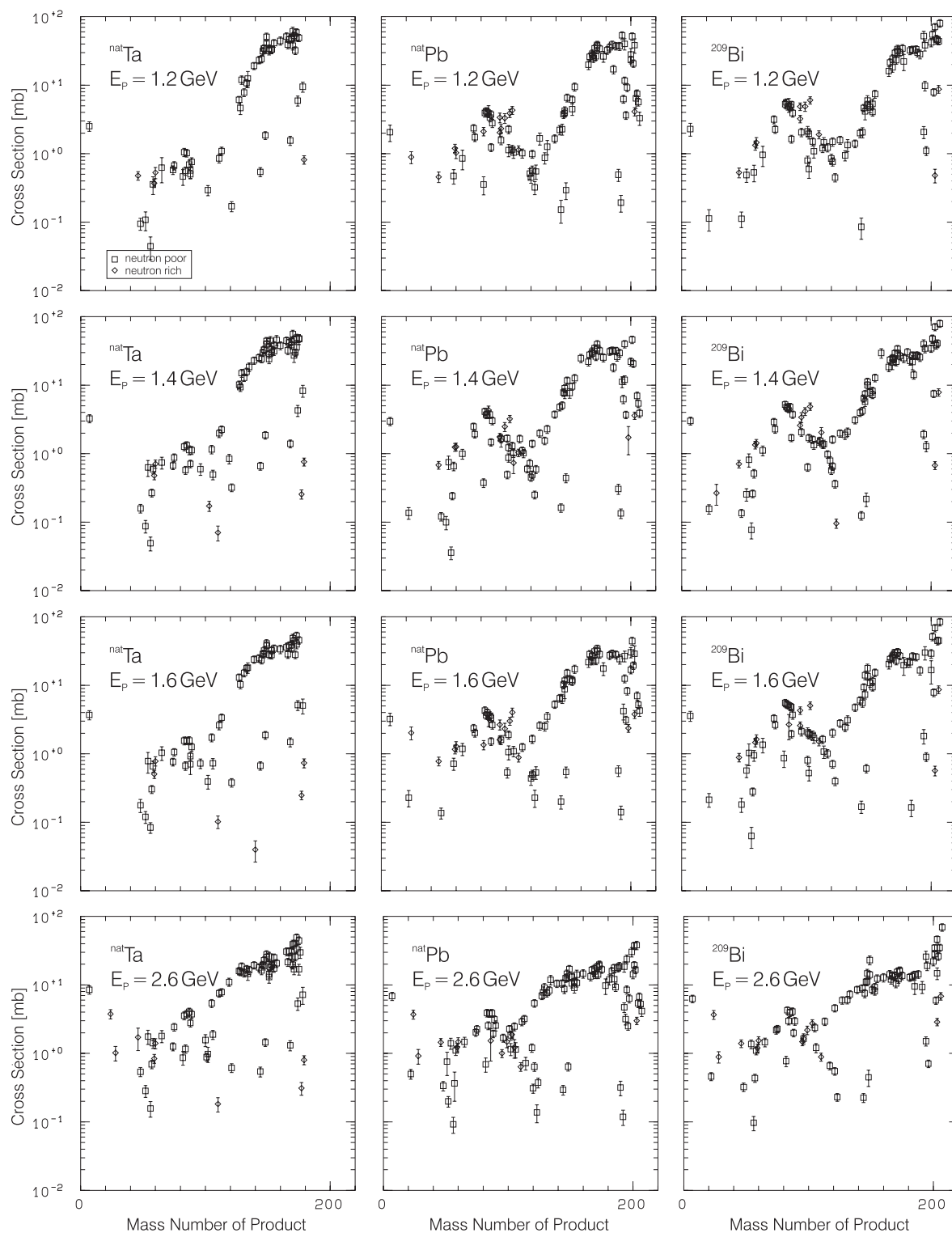


Abb. 5.23: Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produkt nuklide.

### 5.5.3.3 Anregungsfunktionen

Nach dem Überblick über die Restkernproduktion wird nun auf Anregungsfunktionen für die Produktion von Nukliden in schweren Targets eingegangen. Angesichts der Fülle ermittelter Daten kann dies naturgemäß nur anhand vergleichsweise weniger Beispiele geschehen. Als Grundlage werden deshalb in den folgenden Darstellungen jeweils charakteristische Anregungsfunktionen von Reaktionen am Targetelement Blei gewählt, weil Blei infolge seiner Isotopenzusammensetzung und der dadurch nicht klar definierten Reaktionskanäle für Vergleiche mit Modellrechnungen (Kap. 7) weniger geeignet ist. Diese Daten werden zur Verdeutlichung von Phänomenen bei Bedarf um solche der Targetelemente Tantal und Wismut ergänzt. Die Diskussion orientiert sich dabei an der Massenzahldifferenz zwischen Targetkern und Produktnuklid, so daß mit den Target-nahen Produktnukliden beginnend über Spaltprodukte bis hin zu den leichten Restkernen das gesamte in dieser Arbeit beobachtete Massenspektrum an Restkernen diskutiert wird. Gegebenenfalls vorhandene Literaturdaten werden jeweils angesprochen.

#### 5.5.3.3.1 (p,xn)-Reaktionen

Mit den Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ ,  $^{\text{nat}}\text{Ta}(p,xn)^{178}\text{W}$  und  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{205,206}\text{Bi}$  in den Abbildungen 5.24 und 5.25 sind die Daten zu Prozessen dargestellt, bei denen das Projektil im Kern verbleibt. Analog zur Produktion der Strontium-Isotope aus Rubidium (Abb. 5.13) weisen diese Reaktionen ein ausgeprägtes Verdampfungsmaximum - bei Blei infolge der Isotopenzusammensetzung mehrere - bei niedrigen Energien auf. Mit zunehmender Projektilenergie erfolgt ein schneller Abfall der Wirkungsquerschnitte, weil die Wellenlänge der Projektilen kleiner wird und die Reaktion kann nur noch in der Randzone des Kerns stattfinden, da anderenfalls ausgeprägtere Kaskaden wahrscheinlicher sind.

Insgesamt gesehen kann die Übereinstimmung der Daten dieser Arbeit mit denen aus früheren Messungen verschiedener Experimentatoren [Be56, La87, Ra63] im Übergang zu niedrigeren Energien hin als gut bezeichnet werden. Diskrepanzen gibt es zu den Werten von Ward et al. [Wa81] im Fall der Reaktion  $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ . Jedoch ergeben deren Wirkungsquerschnitte nicht einmal selbst ein in sich konsistentes Bild; möglicherweise ist dafür die chemische Trennung vor der  $\alpha$ -spektrometrischen Messung schuld. Im Bereich der Fehler, aber durchweg tiefer als die Werte dieser Arbeit liegen die von Le Beyec und Lefort [Be67] für die Erzeugung von  $^{206}\text{Po}$  aus Wismut (vergrößerter Ausschnitt in Abb. 5.24, links). Zwar bestimmten auch sie ihre Wirkungsquerschnitte mittels  $\alpha$ -Spektroskopie nach chemischer Abtrennung, aber da die von ihnen ermittelten Werte konsistent liegen, kommt eher die bei Energien über 80 MeV verwendete  $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ -Monitorreaktion als Erklärung für die Unterschiede in Frage, zumal sich im Übergang bei 80 MeV zur Flußdichtebestimmung mittels  $^{\text{nat}}\text{C}(p,X)^{11}\text{C}$  und  $^{\text{nat}}\text{C}(p,X)^7\text{Be}$  unter 80 MeV Diskrepanzen erkennen läßt. Dazu kommt, daß diese Experimente am internen Strahl durchgeführt werden, wodurch die relativ großen Energiefehler resultieren.

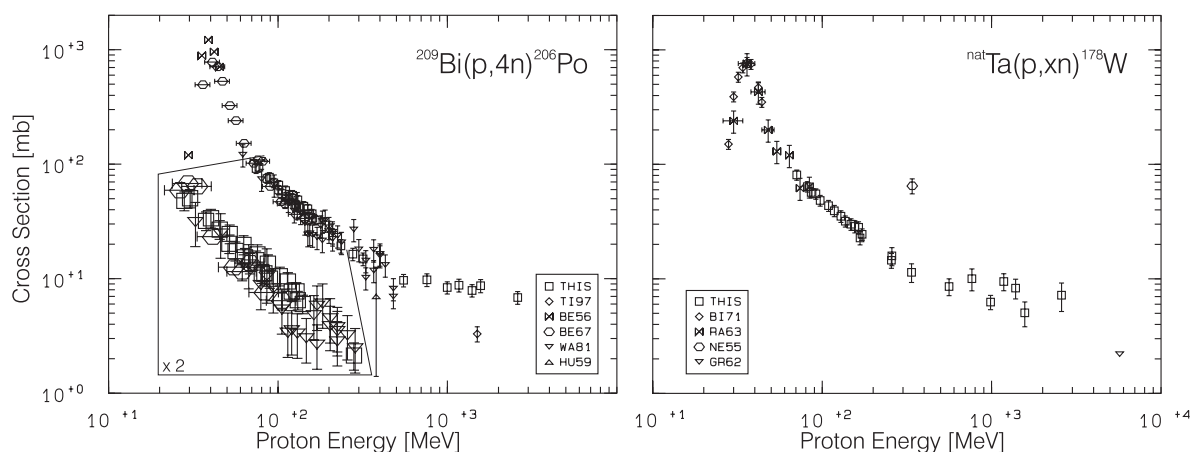


Abb. 5.24: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$  und  $^{\text{nat}}\text{Ta}(p,xn)^{178}\text{W}$ .

Bei höheren Energien existieren nur noch vereinzelt vergleichbare Wirkungsquerschnitte. Die Übereinstimmung mit den neueren Daten von Alexandrov et al. [A196] bei 600 MeV ist im Fall der Produktion der  $^{205,206}\text{Bi}$ -Isotope in Blei (Abb. 5.25) sehr gut. Daß ihre Werte im Vergleich zum suggerierten Verlauf der Anregungsfunktion tiefer liegen, könnte in der Verwendung der  $^{27}\text{Al}(p,3p\text{n})^{24}\text{Na}$ -Monitorreaktion begründet sein. Vermutlich ist es aber eher der Einfluß sekundärer Protonen, der hier in den Stacks dieser Arbeit - im Fall von Blei etwa doppelt so schwer wie der in [A196] - ab etwa 700 MeV sichtbar wird.

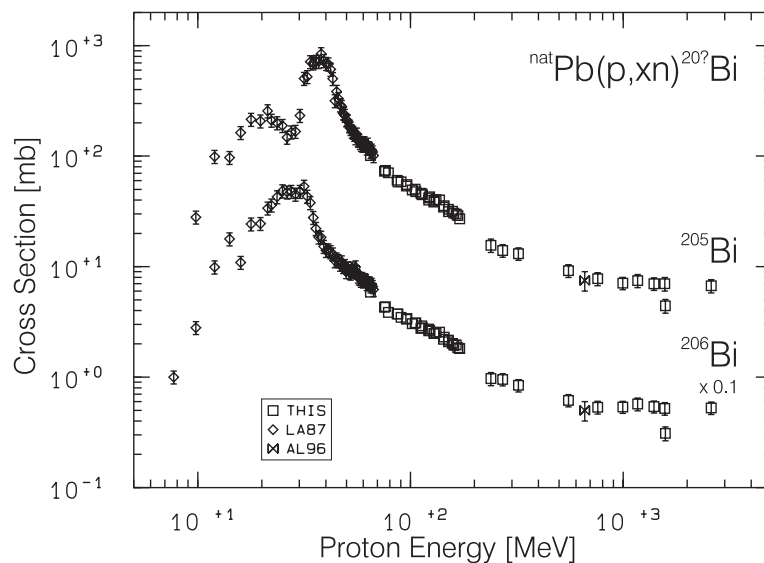


Abb. 5.25: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x\text{n})^{205,206}\text{Bi}$ .

Diese Einschätzung wird anhand derselben Reaktionen direkt bestätigt durch den Vergleich von Werten aus dieser Arbeit bei 1.6 GeV. Dieser wurde möglich, weil ein Pb-Target bereits im Rahmen des Experimentes SACLOB [Le96] bestrahlt wurde; die Auswertung der entsprechenden Spektren wurde aber angesichts der Messungen auf wenig geeigneten Detektoren vollautomatisch mit GAMMA-W durchgeführt und diente nur der Kontrolle leicht auswertbarer Nuklide. Danach liegen die  $^{205,206}\text{Bi}$ -Wirkungsquerschnitte des Targets aus SACLOB um etwa 60 % unter denen aus SACLOC. Dies erklärt sich aus den stark unterschiedlichen Randbedingungen: Während die Massenbelegung der Folien des entsprechenden Ministacks in SACLOC 746 mg/cm<sup>2</sup> (ohne Stackhalter) betrug und der Stackhalter zudem voll vom Strahl getroffen wurde, war der Strahl im Experiment SACLOB auf etwa einen halben Zentimeter fokussiert und die Massenbelegung des in gleicher Ausführung wie bei SACLOC bestrahlten Ministacks mit 224 mg/cm<sup>2</sup> weniger als ein Drittel so groß.

Damit gibt dieses Ergebnis auf der einen Seite Anlaß zur Hoffnung, mit entsprechend gestalteten Ministacks Dünntargetexperimente im Sinne der Definition aus Kapitel 1 durchführen zu können. Es zeigt aber ebenso deutlich, daß die unter der Maßgabe der Bereitstellung mehrerer Targets in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zumindest in Bezug auf die Produktion Target-naher Nuklide bei hohen Projektilenergien nicht als Dünntargetexperimente bezeichnet werden können.

Ein weiteres Indiz für Überlagerungen in der Nuklidproduktion durch sekundäre Protonen ist die Diskrepanz von mehr als einem Faktor zwei im Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $^{209}\text{Bi}(p,p4\text{n})^{206}\text{Po}$  zu dem von Titarenko et al. [Ti97] bei 1.5 GeV bestimmten Wert. Zwar geben die Autoren nicht an, mit welcher Massenbelegung sie gearbeitet haben, aber infolge der mit bis zu etwa 2 g/cm<sup>2</sup> relativ massereichen Bi-Ministacks unserer Experimente erscheinen Einflüsse sekundärer Protonen in den Targets dieser Arbeit zur Erklärung der Differenz am wahrscheinlichsten. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß zu den weiteren von Titarenko et al. bestimmten Wirkungsquerschnitten auch Target-ferner Nuklide Abweichungen uneinheitlich bis zu einem Faktor zwei existieren.

Im Fall der Produktion von  $^{178}\text{W}$  aus Tantal (Abb. 5.24, rechts) kann aus dem Verlauf der Anregungsfunktion nicht eindeutig auf den Einfluß sekundärer Protonen geschlossen werden, denn die erhöht wirkenden Werte sind nicht mit höheren Ministackmassen oder Protonenenergien korreliert. Hier ist vielmehr die schlechte  $\gamma$ -spektrometrische Nachweisbarkeit infolge nur sehr schwacher Linien des  $^{178}\text{W}$  für die Diskrepanzen ausschlaggebend. Im Gegenteil könnte die Verlängerung der unteren Daten hin zu dem Wert von Grover [Gr62] bei 5.7 GeV auf den wahren Verlauf der Anregungsfunktion hindeuten. Dagegen liegt der von Nervik und Seaborg [Ne55] bei 340 MeV vermutlich infolge der damals angewandten fehleranfälligen Nachweisteknik um einen Faktor sechs zu hoch.



**5.5.3.3.2 (p,3pxn)- und (p,4pxn)- Reaktionen: Kumulative und unabhängige Produktion**

Mit steigender Anzahl von Nucleonen im Ausgangskanal verschwinden die Einflüsse sekundärer Teilchen infolge der zum Auslösen solcher Reaktionen hohen Projektilenergien und der geringen Zahl dieser Bedingung genügender Sekundärteilchen. So lassen sich auch in den in Abbildung 5.26 gezeigten Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{194,203}\text{Hg}$  aus Blei und Wismut keine Anhaltspunkte finden, die auf Überlagerungen der Nuklidproduktion infolge sekundärer Teilchen schließen lassen.

Deutlich treten statt dessen die Auswirkungen kumulativer und unabhängiger Erzeugung in Erscheinung. So wird  $^{194}\text{Hg}$  über Progenitoren mit Neutronenmangel kumulativ und bei hohen Energien praktisch aus beiden Targetelementen in gleichem Maß produziert. Der starke Anstieg bei niedrigen Projektilenergien ist bedingt durch die Überlagerung sich öffnender Reaktionskanäle der Progenitoren und der bei schweren Elementen bevorzugten Evaporation von Neutronen. Trotz der sichtbaren Schwierigkeiten,  $^{209}\text{Bi}(p,4p12n)^{194}\text{Hg}$ -Wirkungsquerschnitte bei

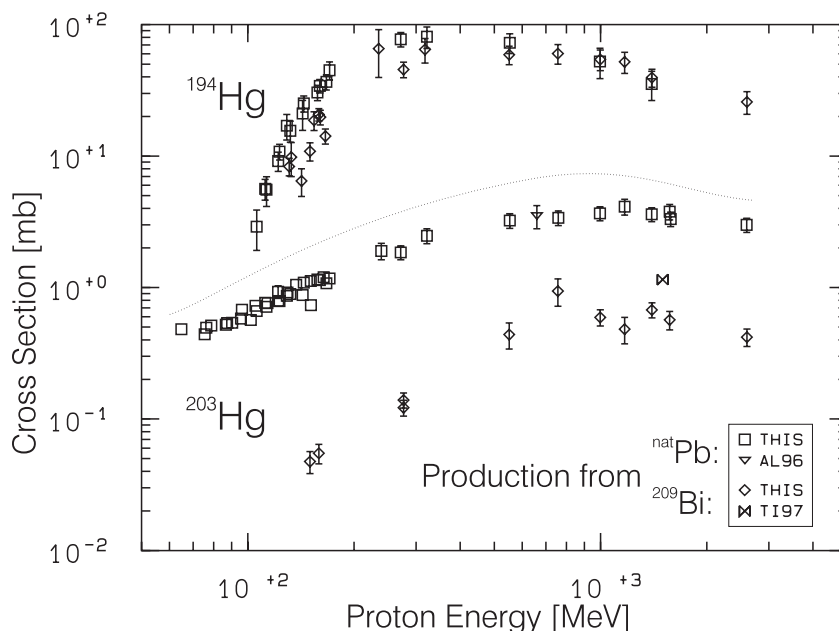


Abb. 5.26: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Pb}(p,3pxn)^{194,203}\text{Hg}$ ,  $^{209}\text{Bi}(p,4p3n)^{203}\text{Hg}$  und  $^{209}\text{Bi}(p,4p12n)^{194}\text{Hg}$ ; die gestrichelte Linie dient nur der Trennung der Anregungsfunktionen der beiden Nuklide.

niedrigen Energien zu bestimmen, ist erkennbar, daß deren Schwellenenergie infolge der größeren Anzahl zu emittierender Nucleonen erwartungsgemäß höher liegt als für die Erzeugung von  $^{194}\text{Hg}$  aus Blei. Interessant wäre es, diese Reaktion bei niedrigen Energien detaillierter auszumessen, um die Bedeutung der Emission von Clustern bei schweren Targets näher zu untersuchen. Denn das sich andeutende Einsetzen der Reaktion oberhalb von 100 MeV (Abb. 5.26) erklärt sich mit der Schwellenenergie von 105.3 MeV für Einteilchenemission, so daß ein Nachweis bei geringeren Energien nur durch Reaktionen mit Clusteremission erklärbar wäre. Eine solche Untersuchung bedürfte allerdings anderer Methoden als zerstörungsfreier  $\gamma$ -Spektrometrie, da das langlebige  $^{194}\text{Hg}$  ( $T_{1/2} = 520$  a) sonst nur schwer detektierbar ist. Völlig unterschiedlich erfolgt dagegen die Produktion von  $^{203}\text{Hg}$ . Dieser Restkern ist gegen  $\beta^+$ -Zerfall auf der Neutronen-armen Seite erzeugter Nuklide durch das stabile  $^{203}\text{Tl}$  abgeschirmt und kann daher gegebenenfalls zusätzlich nur über  $\beta^-$ -Zerfälle von Progenitoren auf der Neutronen-reichen Seite des Tals der Stabilität produziert werden. Abbildung 5.26 vermittelt jedoch mit den sich über den gesamten Verlauf der Anregungsfunktionen um mindestens eine Größenordnung unterscheidenden  $^{203}\text{Hg}$ -Wirkungsquerschnitten aus den Targetelementen Blei und Wismut einen Eindruck davon, wie schnell die Produktionswahrscheinlichkeit für einen Neutronen-reichen Kern in Abwesenheit kumulativer Produktion über Neutronen-arme Nuklide bei nur einem weiteren emittierten Proton und damit bei stark unterschiedlichem p/n-Verhältnis im Ausgangskanal sinkt. Deshalb sollte die Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  über  $\beta^-$ -instabile Progenitoren vernachlässigbar sein und als unabhängig betrachtet werden können.

Überhaupt stellt  $^{203}\text{Hg}$  einen der seltenen Fälle dar, in denen der Nachweis eines in Protonen-induzierten Spallationsreaktionen erzeugten Isotops auf der  $\beta^-$ -instabilen Seite des Tals der Stabilität mit den in dieser Arbeit angewandten Methoden möglich war. Denn weil die Emission von Protonen hauptsächlich in der schnellen Phase erfolgt, entstehen solche Restkerne nur in Reaktionen, in denen die Kaskade relativ kurz ist, somit ein Kern geringer Anregungsenergie zurückbleibt und keine ausgeprägte Evapora-

tion von Neutronen stattfinden kann. Daher sind die Wirkungsquerschnitte dieser Produkte verhältnismäßig klein, ihre Aktivitäten vergleichsweise gering und ihr Zerfall nur in wenigen Fällen  $\gamma$ -spektrometrisch meßbar.

Mit den  $^{194,203}\text{Hg}$ -Wirkungsquerschnitten vergleichbar sind nur die Daten von Titarenko et al. [Ti97] sowie von Alexandrov et al. [Al96]. Während letztere bei 600 MeV für die Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,3\text{pxn})^{203}\text{Hg}$  einen Wert bestimmten, der perfekt mit den Daten dieser Arbeit harmoniert, liegt der von Titarenko et al. für die Erzeugung von  $^{203}\text{Hg}$  aus Wismut bei 1.5 GeV um etwa einen Faktor zwei über den hier gemessenen Werten. Dies dürfte auf einer unberücksichtigten  $\gamma$ -Interferenz mit  $^{75}\text{Se}$  beruhen, für dessen Produktion Titarenko et al. keinen Wirkungsquerschnitt angeben.

Einen weiteren Eindruck von den großen Unterschieden hinsichtlich unabhängiger und kumulativer Produktion - dieses Mal mit Blick allein auf Nuklide auf der Neutronen-armen Seite des Tals der Stabilität - vermitteln die Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,4\text{pxn})^{194-196}\text{Au}$  in Abbildung 5.27. Von diesen wird nur  $^{195}\text{Au}$  kumulativ und im Maximum um fast zwei Zehnerpotenzen stärker als die unabhängigen beiden anderen Goldisotope erzeugt. Die sich im Bereich unter 100 MeV andeutenden Strukturen bei der Erzeugung von  $^{195}\text{Au}$  sind mit hoher Wahrscheinlichkeit auf das Einsetzen der Produktion aus den verschiedenen Bleiisotopen zurückzuführen, da sie im Bereich der Schwellenenergien für Einteilchenemission liegen (63.1, 78.0, 84.8 und 92.2 MeV).

Ein Grund für die zwar im Fehlerbereich, aber systematisch nach unten abweichenden Daten von Alexandrov et al. [Al96] im Fall der Produktion von  $^{194,196}\text{Au}$  ist nicht ersichtlich.

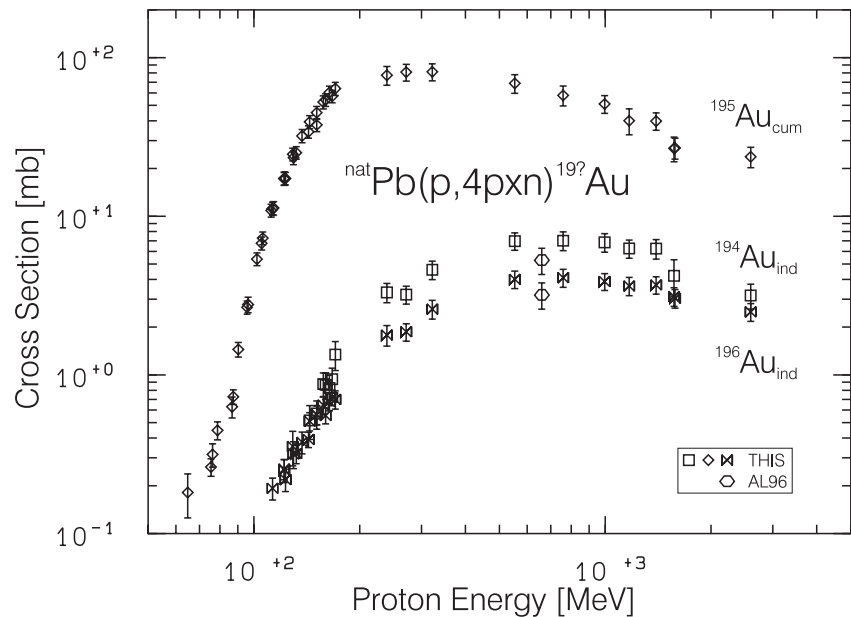


Abb. 5.27: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,4\text{pxn})^{194,195\text{m}+g,196\text{m}1+\text{m}2+g}\text{Au}$ ; die Produktion von  $^{194,196}\text{Au}$  erfolgt unabhängig, die von  $^{195}\text{Au}$  kumulativ.

### 5.5.3.3 Spallationsreaktionen

Geht man über zu Spallationsprodukten mit noch größeren Massenzahldifferenzen zum Targetkern, verschwinden die Einflüsse der Isotopenzusammensetzung des Targetelementes Blei. Das verdeutlicht Abbildung 5.28 anhand der Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{188}\text{Pt}$ ,  $^{172}\text{Hf}$  und  $^{153}\text{Gd}$ , in denen keine Strukturen mehr beobachtbar sind. Charakteristisch ist ebenso das mit der steigenden Anzahl von Nukleonen im Ausgangskanal assoziierte spätere Einsetzen der Reaktionen sowie die im Maximum kleineren Ausbeuten der entsprechenden Isotope.

Der erhöht erscheinende  $^{188}\text{Pt}$ -Wirkungsquerschnitt bei 239 MeV (SACLOH) deutet auf ein Problem bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten hin: Eine fehlerhafte Flußdichtebestimmung kann ausgeschlossen werden, da in diesem Fall alle Wirkungsquerschnitte dieser Probe davon betroffen sein sollten - dies ist jedoch nicht der Fall (siehe dazu auch Abb. 5.24 und 5.25). Einflüsse sekundärer Teilchen können für diese Abweichung ebenfalls nicht verantwortlich gemacht werden. Vielmehr fällt bei der Betrachtung *aller* gemessenen Daten auf, daß die Werte bei in diesem Energiebereich fallenden

Anregungsfunktionen niedriger und bei steigenden höher liegen als der Verlauf der gemessenen Anregungsfunktionen zunächst vermuten lassen würde. Ein gleichartiges Verhalten weisen die Wirkungsquerschnitte aus dem hinter dem Bleitarget im Aufbau positionierten Wismuttarget des gleichen Experiments auf. Daher sind diese Abweichungen vermutlich darauf zurückzuführen, daß diese Ministacks nicht nur von Protonen getroffen wurden, die in den vorhergehenden Folien gemäß der Bremsrechnungen auf die dem Target zugeordnete Energie gebremst wurden, sondern auch von solchen mit höherer, eventuell sogar der Primärenergie von 330 MeV. Dies ist infolge der Strahlbreite schon am Anfang des Experimentaufbaus und der Strahlverbreiterung durch Streuung möglich, sofern diese Ministacks auch nur leicht dejustiert waren, was im Rahmen der Targetwechsel zwischen den beiden Bestrahlungen SACLOG und SACLOH passiert sein könnte. Da sich ein derart aus Protonen verschiedener Energie zusammengesetzter Strahl nur bei stark in diesem Energiebereich variierenden Anregungsfunktionen in der beschriebenen Art und Weise auswirkt, erklärt sich damit auch die dann nur zufällig richtige Flußdichte.

Abbildung 5.29 zeigt mit den Anregungsfunktionen für die Erzeugung der Spallationsprodukte  $^{143,144}\text{Pm}$  aus Tantal und Blei Daten ausschließlich dieser Arbeit, da in diesem Fall überhaupt keine vergleichbaren Werte bei diesen Energien vorlagen. Der unterschiedlich großen Zahl von Nukleonen im Ausgangskanal entsprechend liegen die Schwellenenergien für die Produktion aus Tantal wesentlich tiefer und die Wirkungsquerschnitte höher als aus Blei. Die großen Unterschiede von etwa ein bis eineinhalb Größenordnungen in den Produktionswirkungsquerschnitten sind bedingt durch die kumulative Erzeugung von  $^{143}\text{Pm}$  gegenüber der unabhängigen von  $^{144}\text{Pm}$ , das durch das stabile  $^{144}\text{Sm}$  abgeschirmt ist.

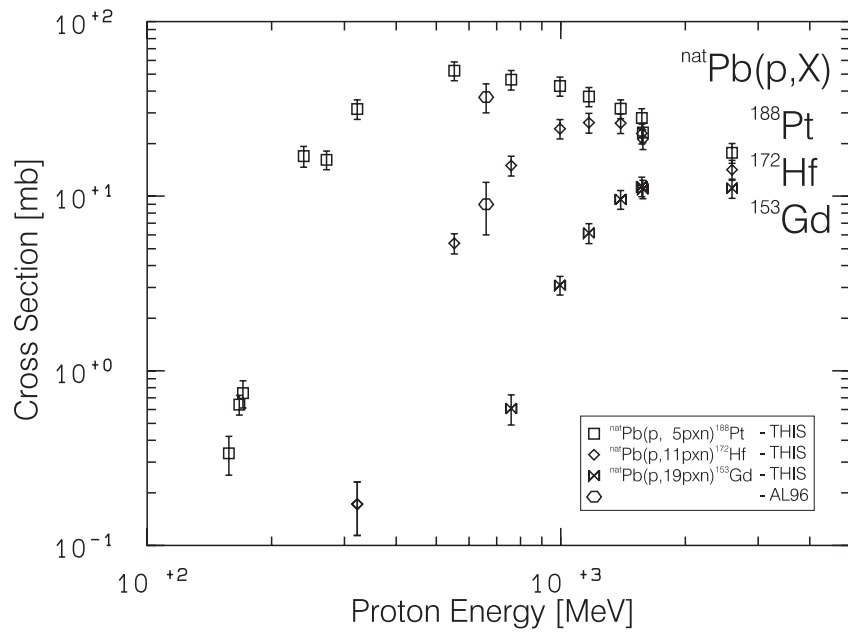


Abb. 5.28: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Pb}(p,5\text{pxn})^{188}\text{Pt}$ ,  $^{nat}\text{Pb}(p,11\text{pxn})^{172}\text{Hf}$  und  $^{nat}\text{Pb}(p,19\text{pxn})^{153}\text{Gd}$ .

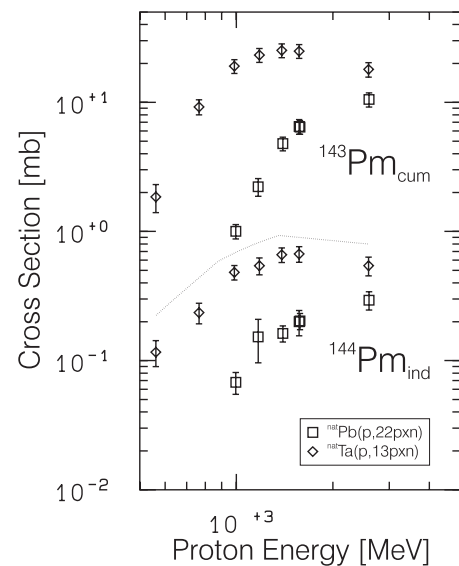


Abb. 5.29: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Pb}(p,22\text{pxn})^{143,144}\text{Pm}$  (Quadrate)  $^{nat}\text{Ta}(p,13\text{pxn})^{143,144}\text{Pm}$  (Karas); die Produktion von  $^{144}\text{Pm}$  erfolgt unabhängig, die von  $^{143}\text{Pm}$  kumulativ; die gestrichelte Linie dient nur der Trennung der Anregungsfunktionen beider Nuklide.



### 5.5.3.3.4 Tiefe Spallation und Spaltung

Mit der in Abbildung 5.30 dargestellten Produktion von  $^{127}\text{Xe}$  tritt ein neuer, auch in den bisherigen Untersuchungen unserer Gruppe nicht aufgetretener Typ von Anregungsfunktion auf. Während die Erzeugung von  $^{127}\text{Xe}$  aus Tantal den im gleichen Maßstab dargestellten Wirkungsquerschnitten der  $^{143,144}\text{Pm}$ -Erzeugung aus Abbildung 5.29 ähnelt und allein auf Spallationsreaktionen zurückzuführen ist, kommen als Erklärung für den Verlauf der  $^{127}\text{Xe}$ -Anregungsfunktionen aus den Targetelementen Blei und Wismut bei niedrigen Energien nur Spaltprozesse in Frage.

Dabei tritt der schon in Kapitel 5.5.3.2 beobachtete höhere Spaltquerschnitt von Wismut gegenüber Blei klar durch um etwa einen Faktor zwei größere Werte in der  $^{127}\text{Xe}$ -Produktion in Erscheinung. Ab etwa einem GeV tragen schließlich auch bei Blei und Wismut Spallationsreaktionen zur Erzeugung bei (siehe Abb. 5.30 zur Verdeutlichung), die mit weiter ansteigender Projektilenergie zum dominierenden Reaktionsmechanismus für die Produktion von  $^{127}\text{Xe}$  werden. Entsprechend der kleinen relativen Differenz in der Zahl emittierter Nukleonen unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte aus den beiden Targets dann nicht mehr signifikant. Auch ein Einfluß der unterschiedlichen Spaltbarkeit von Blei und Wismut ist nicht mehr erkennbar.

Die Übereinstimmung mit dem  $^{127}\text{Xe}$ -Wert von Titarenko et al. [Ti97] bei 1.5 GeV ist befriedigend. Dagegen liegt der Punkt von Min et al. [Mi85] unrealistisch hoch; angesichts des problemlosen  $\gamma$ -spektrometrischen Nachweises von  $^{127}\text{Xe}$  und auch der übrigen Konsistenz der Daten liegt der Schluß nahe, daß die Diskrepanz ihre Ursache in den massenspektrometrischen Messungen der Xe-Isotope von Min et al. haben dürfte.

Bleibt man auf der Neutronen-armen Seite des Tals der Stabilität, so macht sich der Einfluß von Spallationsreaktionen sogar noch bei Produkt nukliden bemerkbar, zu deren Erzeugung nahezu 100 Nukleonen aus dem Targetkern entfernt werden müssen - Abbildung 5.31 (links) macht dies am Beispiel der Erzeugung von  $^{113}\text{Sn}$  deutlich. Obwohl die Signatur nicht mehr so ausgeprägt ist wie bei der Produktion von  $^{127}\text{Xe}$  in Abbildung 5.30, ist der den Übergang von Spaltung zu Spallation markierende Wendepunkt in den Anregungsfunktionen aus Blei und Wismut sowie der darauf folgende, weitere Anstieg der Wirkungsquerschnitte dennoch klar zu erkennen. Dagegen erfolgt die Produktion aus Tantal auch in diesem Fall ausschließlich über Spallationsreaktionen.

Demgegenüber können die Reaktionen an Blei und Wismut hin zu  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  (Abb. 5.31, rechts) ausschließlich durch Spaltprozesse erklärt werden, da dieses Nuklid durch stabile Isotope (siehe Abb. 5.32) abgeschirmt ist. Dabei wird wieder wie auch bereits bei der Erzeugung von  $^{113}\text{Sn}$  und  $^{127}\text{Xe}$  die erhöhte Spaltbarkeit von Wismut im Vergleich zu Blei durch die größeren Produktionswirkungsquerschnitte deutlich. Die niedrigeren Schwellenenergien und größeren Wirkungsquerschnitte von  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  im Gegensatz zu  $^{113}\text{Sn}$  im Spaltbereich resultieren aus der Tatsache, daß  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  ein bezüglich der Spaltung günstigeres n/p-Verhältnis aufweist. Die ab etwa 1 GeV nachweisbare Produktion von  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  aus Tantal korrespondiert mit der in Bezug auf den Nukleonenverlust sowie der Unabhängigkeit vergleichbaren von  $^{143}\text{Pm}$  aus Blei (Abb. 5.29) und dürfte Spallations-bedingt sein.

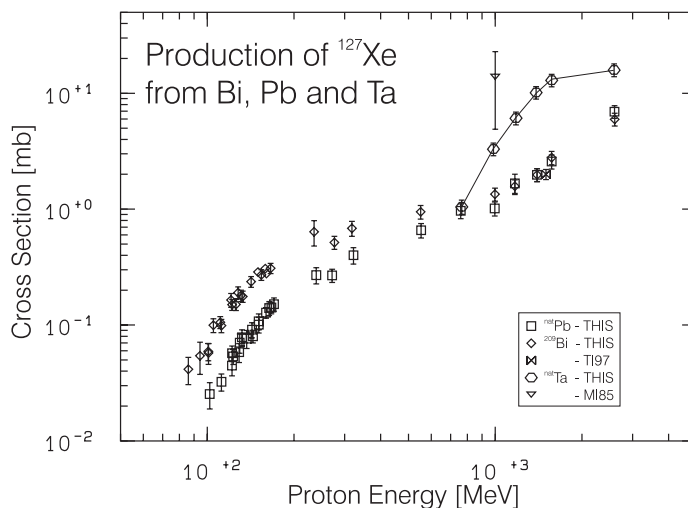


Abb. 5.30: Experimentelle Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{127}\text{Xe}$  aus Tantal (Sechsecke), Blei (Quadrate) und Wismut (Kreise); die Daten aus [Mi85b] sind als 'MI85' codiert. Die Kurve durch die Tantal-Daten dient nur als „eye-guide“ zur besseren Darstellung der Unterschiede in der Produktion.

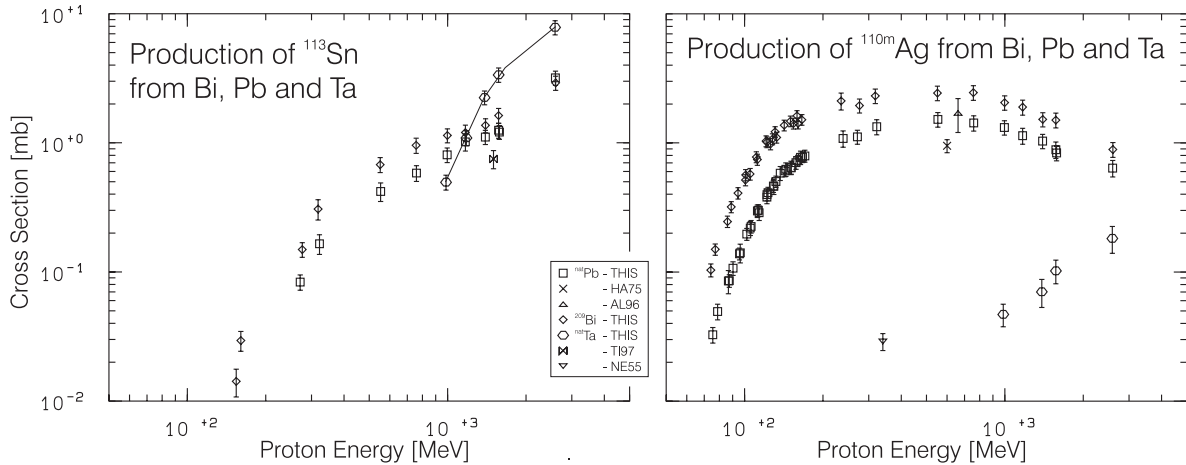


Abb. 5.31: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{113}\text{Sn}$  (kumulativ, links) und  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  (unabhängig, rechts) aus Tantal, Blei und Wismut; die Kurve durch die Tantal-Daten ist wiederum nur als „eye-guide“ zu verstehen.

Der Vergleich mit weiteren verfügbaren Daten ergibt ein differenziertes Bild. Titarenko et al. [Ti97] liegen für die Produktion von  $^{113}\text{Sn}$  aus Wismut möglicherweise infolge einer fehlerhaften Trennung der Interferenz mit einer  $^{88}\text{Zr}$ -Linie tiefer. Die bei 600 MeV von Hagebø und Lund [Ha75] für Spaltnuklide in Blei bestimmten Wirkungsquerschnitte - in Abbildung 5.31 am Beispiel der Reaktion  $^{209}\text{Bi}(p,f)^{110\text{m}}\text{Ag}$  verdeutlicht (siehe auch  $^{209}\text{Bi}(p,f)^{83}\text{Rb}$  in Abb. 5.33) - unterschätzen die Daten dieser Arbeit systematisch, ohne daß aus ihrem Artikel ein konkreter Grund dafür hervorgeht. Da sich allerdings die mit moderneren Methoden ermittelten Werte von Alexandrov et al. [A196] nicht nur im Fall der Reaktion  $^{209}\text{Bi}(p,f)^{110\text{m}}\text{Ag}$  gut in den Verlauf der in dieser Arbeit bestimmten Anregungsfunktionen einfügen, sollte der Grund für die Diskrepanzen bei Hagebø und Lund liegen. Ob der Wert von Nervik und Seaborg [Ne55] bei 340 MeV für die Erzeugung von  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  aus Tantal der Realität entspricht, kann anhand der Daten dieser Arbeit nicht eindeutig entschieden werden - nach den Darstellungen der Ausbeuten in Kapitel 5.5.3.2 erscheint dies aber eher unwahrscheinlich.

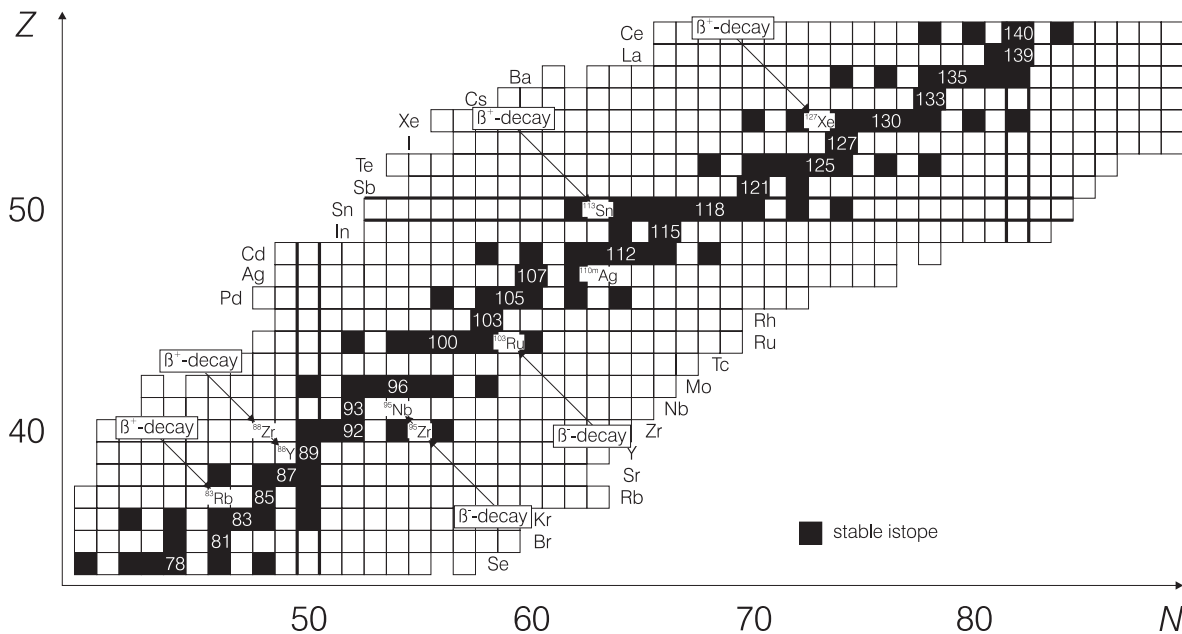


Abb. 5.32: Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte [Se81] zur Lage und Erzeugung von Produkten mit großer Massendifferenz zum Target wie beispielsweise Blei.

Abbildung 5.33 zeigt mit der jeweils kumulativen Produktion der Nuklide  $^{83}\text{Rb}$  und  $^{103}\text{Ru}$  zwei Spaltprodukte mit völlig unterschiedlichem Verlauf der Anregungsfunktionen. Entsprechend der in Kapitel 5.5.3.2 dargelegten Vorstellungen werden hierdurch die Prozesse der Nieder- ( $^{103}\text{Ru}$ ) beziehungsweise der Hochenergiespaltung ( $^{83}\text{Rb}$ ) deutlich. So erklärt sich die hier zwar nicht ausgemessene, aber sich andeutende niedrige Schwellenenergie bei einigen 10 MeV im Fall der Erzeugung von  $^{103}\text{Ru}$  dadurch, daß dieses Produkt beziehungsweise seine Progenitoren bevorzugt durch die Spaltung eines Kerns nahe beim Target erfolgt. Da derartige Kerne bei hohen Projektilenergien nur noch in peripheren und damit wenig wahrscheinlichen Stößen erzeugt werden, nimmt die Produktionswahrscheinlichkeit von  $^{103}\text{Ru}$  nach dem Durchschreiten des Maximums bei einigen 100 MeV wieder ab. Im Gegensatz dazu kann  $^{83}\text{Rb}$  nur aus Spaltprozessen Neutronen-armer Kerne hervorgehen, die aber erst nach der Emission von Nukleonen - hauptsächlich Neutronen - aus dem Targetkern zur Verfügung stehen. Da dazu eine minimale Anregungsenergie erforderlich ist, steigt die Produktionswahrscheinlichkeit von  $^{83}\text{Rb}$  nach dem Überschreiten dieser Schwellenenergie durch die zunehmende Bedeutung dieses Prozesses mit wachsender Projektilenergie weiter an und erreicht erst im GeV-Bereich ihr Maximum.

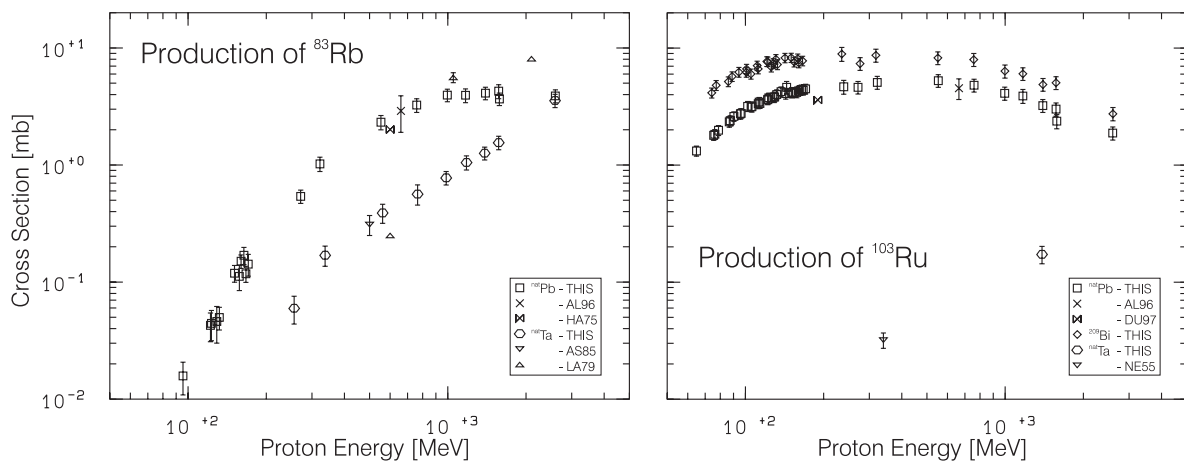


Abb. 5.33: Experimentelle Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{83}\text{Rb}$  (links) und  $^{103}\text{Ru}$  (rechts) aus Tantal, Blei und Wismut als Beispiele für die Prozesse der Hoch- beziehungsweise Niederenergiespaltung nach Abbildung 5.21 und 5.20; die Anregungsfunktion der Reaktion  $^{209}\text{Bi}(p,f)^{83}\text{Rb}$  wurde der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet.

Mit der Erzeugung von  $^{83}\text{Rb}$  ist in Abbildung 5.33 auch erstmals ein Spaltprodukt aus Tantal gezeigt. Dabei wird dessen schon im vorigen Kapitel festgestellte, im Vergleich zu Blei und Wismut geringere Spaltbarkeit sichtbar. Ab etwa 1 GeV zeichnet sich der zunehmende Einfluß von Spallationsreaktionen ab; bei 2.6 GeV kann infolge des großen Wirkungsquerschnitts davon ausgegangen werden, daß in diesem Bereich der Prozeß der tiefen Spallation für die Erzeugung von  $^{83}\text{Rb}$  aus Tantal dominiert.

Der Vergleich mit den anderen verfügbaren Daten ergibt ein uneinheitliches Bild. Der Wert von Asano et al. [As85] fügt sich gut in den durch die Daten dieser Arbeit gebildeten Verlauf der Anregungsfunktion der Reaktion  $^{nat}\text{Ta}(p,X)^{83}\text{Rb}$  ein, während die Wirkungsquerschnitte von Lagarde-Simonoff et al. [La79] eine völlig andere Form suggerieren. Da bislang keine derart auffälligen Abweichungen zu anderen Daten auftraten und der  $\gamma$ -spektrometrische Nachweis von  $^{83}\text{Rb}$  keine Probleme macht, sollte die Ursache in den älteren Daten von Lagarde-Simonoff et al. liegen; auch die in ihrem Artikel beschriebene Prozedur bestehend aus chemischer Separation der  $^{83,84,86}\text{Rb}$ -Isotope, Messung der  $\gamma$ -Quanten des  $^{83}\text{Rb}$  mittels NaI(Tl)-Detektor und deshalb notwendig werdender Korrekturen des nicht aufgelösten 511-keV-Annihilationspeaks legt dies nahe. Bezüglich der Wirkungsquerschnitte von Hagebø und Lund [Ha75] sowie von Alexandrov et al. [Al96] ergibt sich dieselbe Situation wie bereits im Fall der Reaktion  $^{nat}\text{Pb}(p,f)^{110m}\text{Ag}$  (Abb. 5.31, rechts) erläutert: Eine gute Übereinstimmung mit Alexandrov et al., wohingegen Hagebø und Lund den Verlauf der Anregungsfunktion erneut unterschätzen.

Auch bei der Produktion von  $^{103}\text{Ru}$  aus Blei stimmen die Ergebnisse von Alexandrov et al. [Al96] mit denen dieser Arbeit gut überein. Dagegen liegt der Wert von Duijvestijn et al. [Du97] bei 190 MeV außerhalb der Fehler im Vergleich zu dieser Arbeit zu tief. Um auch kurzlebige Spaltprodukte mit kleinen Wirkungsquerschnitten messen zu können, wandten Duijvestijn et al. keine Stacked-Foil-Technique an, sondern maßen die Spaltnuklide als Rückstoßkerne  $\gamma$ -spektrometrisch in einem die Achse Protonenstrahl-Bleitarget umgebenden Catcher-Ring. Dieses Verfahren erscheint im Gegensatz zu den Experimenten dieser Arbeit insbesondere auch wegen der mit Monte-Carlo-Methoden berechneten Efficiency des Catchers fehleranfälliger, so daß darin die Diskrepanzen begründet sein könnten. Erneut zweifelhaft mutet der Datenpunkt von Nervik und Seaborg [Ne55] an. Denn da die Erzeugung von  $^{103}\text{Ru}$  bei 340 MeV aus Tantal als Resultat einer Spaltung angesehen werden muß, sollte es infolge seiner größeren Nähe zur Mitte des Spaltpeaks sowie seiner kumulativen Messung gegenüber  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  auch mit größerer Wahrscheinlichkeit produziert werden - Nervik und Seaborg geben aber bis auf 10 % gleiche Wirkungsquerschnitte an.

Weitere Beispiele für Hoch- und Niederenergiespaltung sind in Abbildung 5.34 mit den Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{88}\text{Zr}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Nb}$  und  $^{95}\text{Zr}$  aus Blei dargestellt. Diese Nuklide sind dahingehend interessant, weil  $^{88}\text{Zr} \rightarrow ^{88}\text{Y}$  und  $^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb}$  Mutter-Tochter-Paare (siehe auch Abb. 5.32) sind, deren Messung es erlaubt, die unabhängige Erzeugung von  $^{88}\text{Y}$  und  $^{95}\text{Nb}$  zu studieren. Aus der Korrektur gemäß Gleichung (3.13) resultieren auch die in diesem Fall großen Fehler der  $^{95}\text{Nb}$ -Daten infolge des Abzugs der hohen  $^{95}\text{Zr}$ -Aktivitäten.

$^{95}\text{Zr}$  wird auf über seine Neutronen-reichen Progenitoren kumulativ erzeugt, so daß seine Produktion bereits bei niedrigen Protonenenergien einsetzt. Das vom  $^{95}\text{Zr}$  abgeschirmte  $^{95}\text{Nb}$  wird dementsprechend erst dann produziert, wenn der spaltende Kern nach der Evaporation von Neutronen ein dafür günstiges n/p-Verhältnis aufweist. Bis die Erzeugung der Neutronen-armen Nuklide  $^{88}\text{Y}$  und  $^{88}\text{Zr}$  möglich ist, muß der spaltende Kern einen ausgeprägten Nukleonverlust erlitten haben, der eine höhere Projektilenergie voraussetzt; demgemäß setzt die  $^{88}\text{Y}/^{88}\text{Zr}$ -Produktion erst bei 100 beziehungsweise 200 MeV ein.

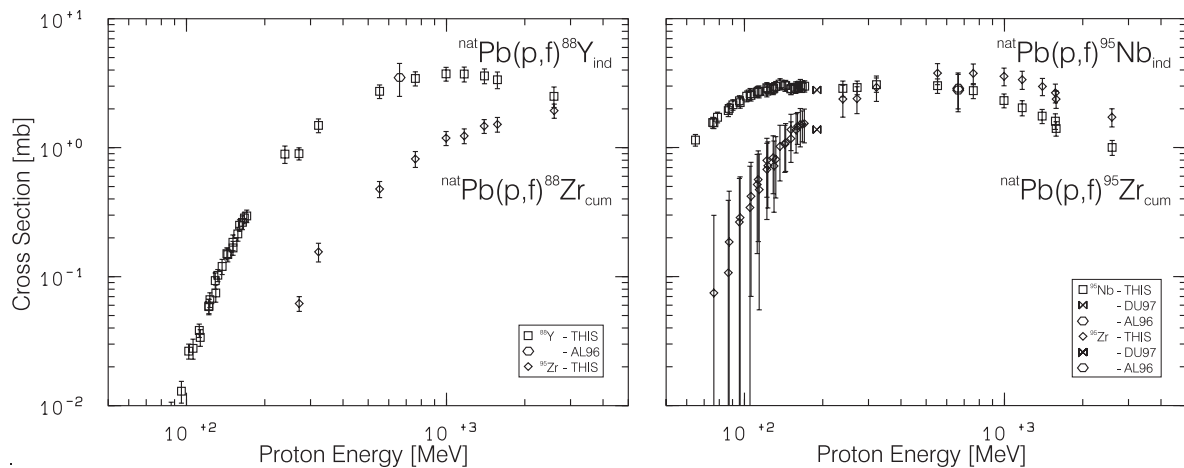


Abb. 5.34: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{88}\text{Zr}$ ,  $^{88}\text{Y}$  (links),  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Nb}$  (rechts) aus Blei; die Wirkungsquerschnitte von  $^{88}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Zr}$  sind kumulativ, die von  $^{88}\text{Y}$  und  $^{95}\text{Nb}$  unabhängig.

### 5.5.3.3.5 Spaltung und (Multi-) Fragmentation

Betrachtet man die Anregungsfunktionen von Produkt nukliden mit noch kleineren Massenzahlen, so setzen sich die oben dargestellten Phänomene hinsichtlich der Spaltwahrscheinlichkeiten der Targetelemente Tantal, Blei und Wismut im Trend fort. Dabei werden die in der vorangegangenen Diskussion festgestellten Unterschiede eines Faktors zwei in der Spaltbarkeit von Blei und Wismut bei insgesamt kleiner werdenden Wirkungsquerschnitten der Restkerne mit steigender Massenzahldifferenz zur Mitte des Spaltpeaks ebenfalls kleiner.

Obwohl die integralen Daten dieser Arbeit letzten Endes nicht geeignet sind, um im Übergang zwischen Spaltung und Fragmentation eine Aussage über den Reaktionsmechanismus zu erlauben, der zur Produktion eines Restkerns in diesem Bereich führt, soll an dieser Stelle dennoch ein interessantes Beispiel diskutiert werden.

Dazu sind in Abbildung 5.35 die Anregungsfunktionen für die Erzeugung von  $^{59}\text{Fe}$  und  $^{60}\text{Co}$  aus Blei und Tantal dargestellt. Beginnend mit der Erzeugung in Blei stellt sich prinzipiell zunächst die Frage, ob diese Nuklide überhaupt Spaltprodukte sind, denn dies würde einen extrem asymmetrischen Spaltprozeß voraussetzen, bei dem das zweite Produkt mit Massenzahlen zwischen 130 und 140 im Bereich der seltenen Erden zu finden sein sollte.

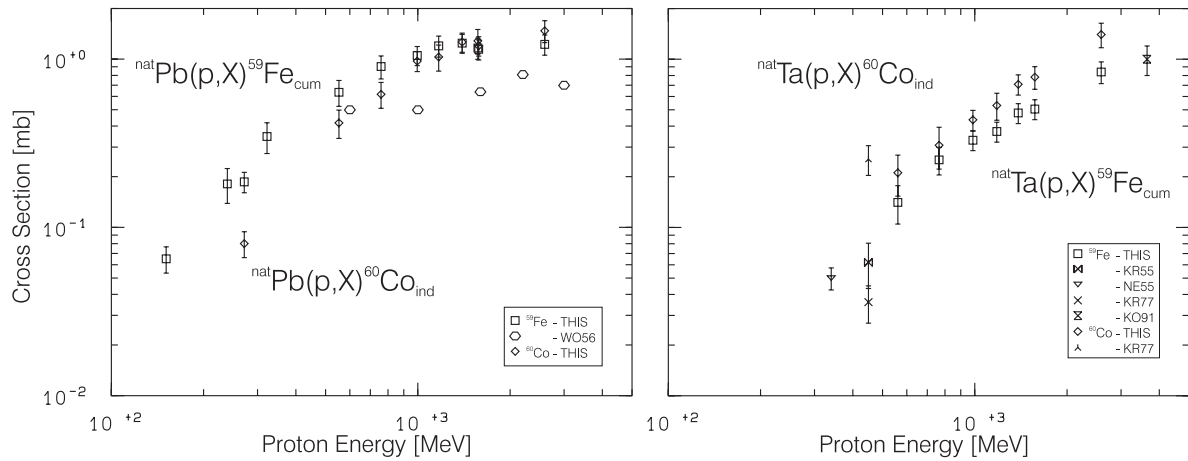


Abb. 5.35: Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{59}\text{Fe}$  (kumulativ) und  $^{60}\text{Co}$  (unabhängig) aus Blei (links) und Tantal (rechts).

In der Tat läßt sich in dieser Region  $^{134}\text{Cs}$  nachweisen; Abbildung 5.36 stellt dessen Produktion aus Blei und Wismut nur anhand der Daten dieser Arbeit dar, da keine vergleichbaren Werte in der Literatur existieren. Zwar ist der  $\gamma$ -spektrometrische Nachweis infolge der unabhängigen Erzeugung, der geringen Produktionswirkungsquerschnitte und der relativ langen Halbwertszeit von zwei Jahren ersichtlich mit großen Unsicherheiten verbunden, aber dennoch ergibt sich das erwartete Bild: Größere Wirkungsquerschnitte für die Produktion aus Wismut aufgrund seines höheren Spaltquerschnitts und ein Abfall der Werte nach dem Maximum, weil sich der Spaltpeak bei höheren Projektilenergien zu niedrigeren Massenzahlen verschiebt sowie infolge der größeren Anregungsenergien mehr Neutronen verdampft werden können.

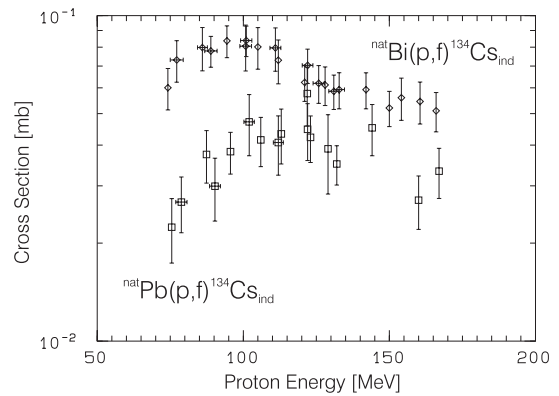


Abb. 5.36: Experimentelle Anregungsfunktionen für die unabhängige Produktion von  $^{134}\text{Cs}$  aus Blei und Wismut.

Neben diesem indirekten Beweis für die Erzeugung von  $^{59}\text{Fe}$  und  $^{60}\text{Co}$  aus Blei in Spaltprozessen spricht außerdem dafür, daß die hier nicht gezeigten Wirkungsquerschnitte dieser Produkte aus Wismut gemäß dem höheren Spaltquerschnitt von Wismut jeweils signifikant größer sind als die aus Blei. Auch der höhere, weil kumulative Wirkungsquerschnitt für  $^{59}\text{Fe}$  gegenüber dem durch das langlebige  $^{60}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ a}$ ) abgeschirmten  $^{60}\text{Co}$  ist ein weiterer Hinweis auf Spaltprozesse als Ursprung dieser Restkerne.

Um so mehr fällt in Abbildung 5.35 die Umkehrung des Verhältnisses bei der Produktion aus Tantal ins Auge. Ein Meßfehler kann ausgeschlossen werden, weil die beiden Nuklide problemlos und unüberlagert

nachgewiesen werden können. Außerdem läßt der Anschluß an die weiter vorhandenen Daten im Fall der Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Ta}(p,X){}^{59}\text{Fe}$  [Ne55, Kr55, Ko91b] keine gravierenden Diskrepanzen außer zu Krämer et al. [Kr77] erkennen. Ein Vergleich mit den Produktionswirkungsquerschnitten dieser Nuklide am benachbarten Targetelement Wolfram [Pr97a] ergibt dieselbe Systematik (siehe auch Abb. 5.37 unten), so daß auch die Möglichkeit eines systematischen Fehlers beispielsweise durch eventuell vorhandene Verunreinigungen und an ihnen induzierten Reaktionen ausgeschlossen sein sollte. Im GeV-Bereich gleicht sich darüber hinaus das Verhalten des  ${}^{60}\text{Co}/{}^{59}\text{Fe}$ -Produktionsverhältnisses bei den übrigen schweren Targetelementen dem bei Tantal an (Abb. 5.35 oben und Abb. 5.37 unten).

Obwohl die gegenüber  ${}^{59}\text{Fe}$  stärkere  ${}^{60}\text{Co}$ -Produktion für Spallationsreaktionen sprechen, weil die Wirkungsquerschnitte mit größerer Anzahl von Protonen im Ausgangskanal kleiner werden (siehe auch Abb. 5.28), scheidet dieser Mechanismus als Erklärung aus. Dies bestätigt Abbildung 5.37 anhand der Darstellung der Produktion von  ${}^{59}\text{Fe}$  und  ${}^{60}\text{Co}$  in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Targetelementes bei verschiedenen Protonenenergien im GeV-Bereich. So ergibt sich zwar der für Spallationsreaktionen typische exponentielle Abfall der Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Massendifferenz zwischen Target und Produktnuklid bis hinauf zur Ordnungszahl 60, aber extrapoliert man die Daten in den Bereich der schweren Targets, erhält man Werte, die um ein bis zwei Größenordnungen unter den gemessenen liegen und damit nicht für die höheren  ${}^{60}\text{Co}$ -Daten verantwortlich sein können.

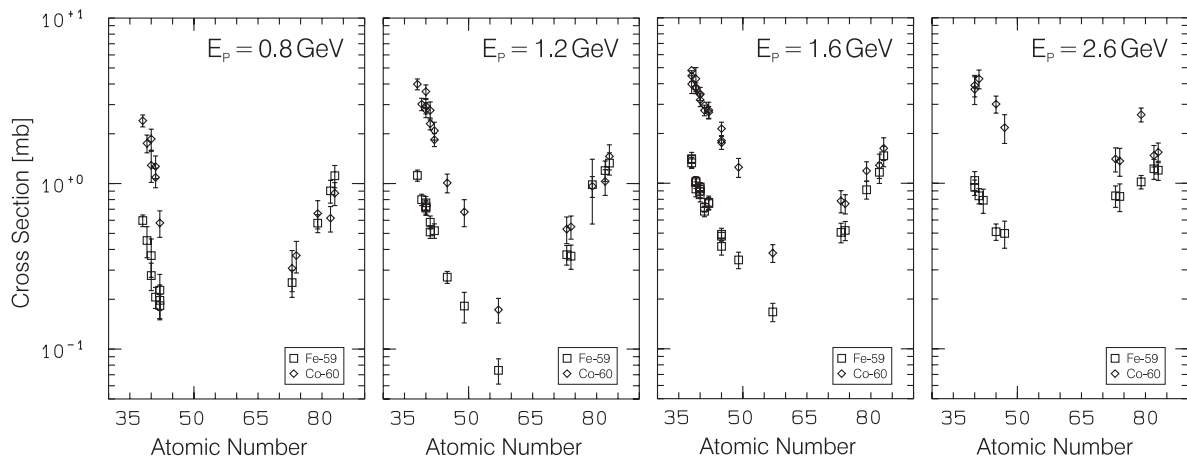


Abb. 5.37: Produktion von  ${}^{59}\text{Fe}$  (Quadrate) und  ${}^{60}\text{Co}$  (Karas) in Abhängigkeit der Ordnungszahl des Targetelementes bei verschiedenen Protonenenergien  $E_p$  im GeV-Bereich; dargestellt sind nur Daten unserer Gruppe.

Da - wie oben bereits dargestellt - auch Spaltprozesse nicht zur Deutung der beschriebenen Phänomene herangezogen werden können, bleiben nur Fragmentationsreaktionen als Erklärung übrig. Allerdings gibt es auch hier zwei Tatsachen, die dem entgegenstehen: So fällt zum einen in allen Theorien zur Fragmentation die Isobarenausbeute von Nukliden mit steigender Produktmassenzahl exponentiell ab - im Gegensatz zum hier beobachteten  ${}^{60}\text{Co}/{}^{59}\text{Fe}$ -Verhältnis, das größer als Eins ist. Und zum anderen wird  ${}^{59}\text{Fe}$  kumulativ gemessen - da bei Fragmentationsreaktionen Neutronen-reiche Fragmente erzeugt werden, ist dies ein weiterer Grund, weshalb die  ${}^{59}\text{Fe}$ -Wirkungsquerschnitte größer sein sollten.

So bleibt als einzige Möglichkeit, die für eine gegenüber  ${}^{59}\text{Fe}$  bevorzugte Produktion von  ${}^{60}\text{Co}$  sprechen würde, dessen größere Nähe zur magischen Protonenzahl 28. Schalenstruktureffekte sollten bei der Erzeugung von Restkernen mit Protonen im GeV-Bereich allerdings wenn überhaupt nur eine Rolle im langsamen Teil der Reaktion spielen, da davon ausgegangen werden kann, daß die dafür notwendigen Umordnungsprozesse auf der für Compoundkernreaktionen typischen Zeitskala von  $10^{-16}$  s ablaufen. In diesem Fall kämen allerdings auch wieder Spaltprozesse als Erklärung in Frage, da diese gemeinhin als größtenteils auf dieser Zeitskala ablaufend angesehen werden. Eine abschließende Erklärung kann deshalb hier nicht gegeben werden.



Geht man zu Produkten mit noch kleineren Massenzahlen, so lassen sich mit zerstörungsfreier  $\gamma$ -Spektrometrie keine signifikant systematischen Unterschiede mehr für die Wirkungsquerschnitte eines Nuklids in Abhängigkeit der in dieser Arbeit behandelten schweren Targetelemente beobachten. Abbildung 5.38 zeigt mit den Daten für die Erzeugung von  $^{46}\text{Sc}$  (unabhängig) und  $^{48}\text{V}$  (kumulativ) aus Blei die Anregungsfunktionen solcher Produkte. Da als Erzeugungsprozeß entweder Spaltprozesse oder Fragmentationsreaktionen in Frage kommen, sind die Wirkungsquerschnitte des Neutronen-armen  $^{48}\text{V}$  kleiner als die des Neutronen-reichen  $^{46}\text{Sc}$ . Aus den Ausbeutekurven in Abbildung 5.23 wird ersichtlich, daß die beiden Produkte genau im Übergang zwischen Fragmentation und Spaltung lokalisiert sind. Es läßt sich daher allein auf Basis der in dieser Arbeit gewonnenen Daten nicht entscheiden, welcher Prozeß für deren Erzeugung verantwortlich ist.

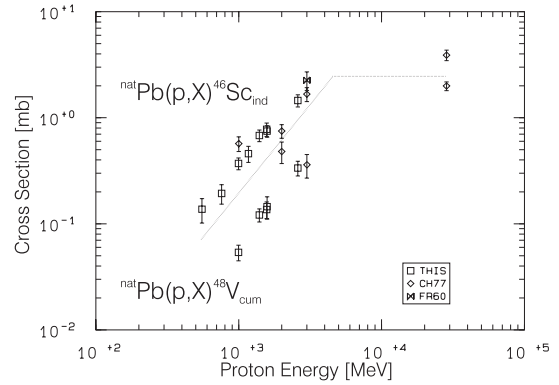


Abb. 5.38: Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,X)^{46}\text{Sc}_{\text{ind}}$  und  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,X)^{48}\text{V}_{\text{cum}}$ ; die gestrichelte Linie dient nur der Trennung der Anregungsfunktionen der beiden Nuklide.

Die Übereinstimmung mit den alten Daten von Friedlander et al. [Fr60] sowie den im GeV-Bereich in sich inkonsistenten von Chu et al. [Ch77] ist nicht perfekt. Gleichwohl bestätigen sie im Trend die Werte dieser Arbeit. Erstmals sind in Abbildung 5.38 auch Daten bis zu Energien von 30 GeV gezeigt. Gemäß der Hypothese der „limiting fragmentation“ [Be69a] weisen sie auf ein Sättigungsverhalten der Größe der Wirkungsquerschnitte ab etwa 5-10 GeV hin. Dies erklärt sich dadurch, daß es nicht möglich ist, dem Kern in Protonen-induzierten Reaktionen mehr als eine bestimmte Anregungsenergie zuzuführen

Abbildung 5.39 zeigt die Produktion der drei leichtesten in dieser Arbeit mittels  $\gamma$ -Spektrometrie meßbaren Restkerne  $^7\text{Be}$  und  $^{22,24}\text{Na}$  aus Blei und Tantal. Die Größe der Wirkungsquerschnitte von  $^7\text{Be}$  im Vergleich zu denen der Na-Isotope sowie die stärkere Produktion des Neutronen-reichen  $^{24}\text{Na}$  gegenüber  $^{22}\text{Na}$  ist ein klarer Hinweis darauf, daß hier (Multi-) Fragmentation der dominierende Reaktionskanal ist. Darauf weisen auch erste Ergebnisse für die Erzeugung des ebenfalls auf der Neutronen-reichen Seite des Tals der Stabilität gelegenen  $^{10}\text{Be}$  [Su97] hin, dessen Wirkungsquerschnitte etwa um einen Faktor fünf höher liegen als die von  $^7\text{Be}$ .

Die Diskussion aller in Abbildung 5.39 vorliegenden vergleichbaren Daten würde hier zu weit führen. Insgesamt aber stützt das bis auf einige deutliche Diskrepanzen einheitliche Bild eines steilen Anstiegs der Anregungsfunktionen bis zu einem Plateauwert des Wirkungsquerschnitts die Hypothese der limiting fragmentation bei Energien ab etwa 5-10 GeV.

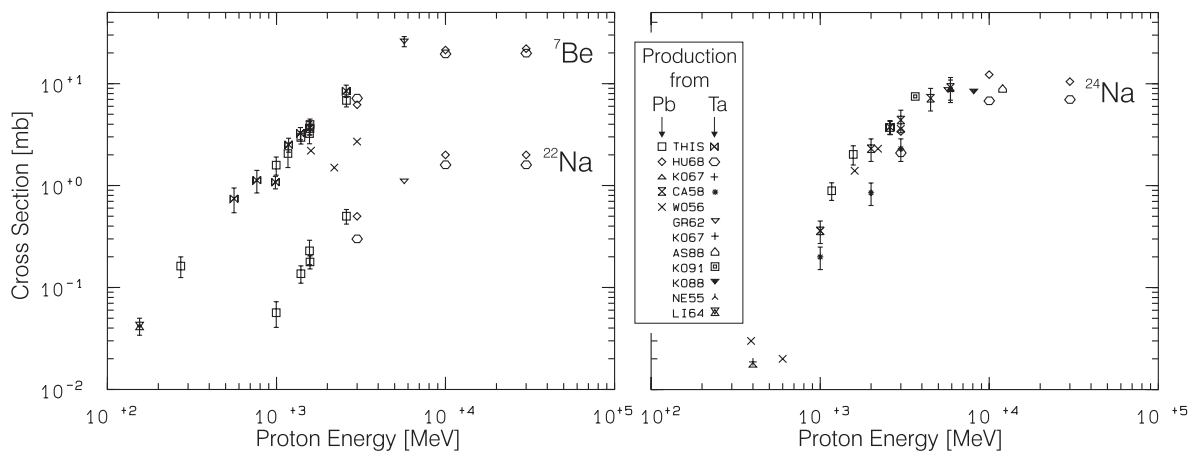


Abb. 5.39: Experimentelle Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$  (links) und  $^{24}\text{Na}$  (rechts) aus Blei und Tantal.

## 5.6 Fazit der Darstellung der experimentellen Ergebnisse

Mit den in den vorigen Abschnitten exemplarisch vorgestellten experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit wird die Datenbasis an Produktionswirkungsquerschnitten von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen erheblich erweitert. Anhand des Vergleiches von Resultaten dieser Arbeit mit älteren Daten für das Targetelement Eisen wurde gezeigt, daß die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mit den in dieser Arbeit angewandten Methoden möglich ist und keine systematischen Fehler zu erwarten sind.

Die analog durchgeführte Auswertung der Targetelemente Rubidium, Tantal, Blei und Wismut resultierte in über 4600 - wie die Diskussion der nur wenigen vor dieser Arbeit vorhandenen Daten ergab - größtenteils neuen Produktionswirkungsquerschnitten im Bereich zwischen etwa 60 MeV und 2.6 GeV. Damit steht nun für weitere Untersuchungen eine Datenbank zur Verfügung, die in ihrem Umfang sowohl hinsichtlich des abgedeckten Energiebereiches als auch in Bezug auf die Breite nachgewiesener Produktnuclide einmalig ist. Erstmals war es möglich, bei den schweren Elementen einen umfassenden Überblick über die Restkernerzeugung in Abhängigkeit sowohl von dem Targetelement als auch von der Protonenenergie zu erhalten.

Zwei weitere Ergebnisse bleiben festzuhalten. Dabei handelt es sich zum einen um den Zustand der Monitorwirkungsquerschnitte oberhalb von 200 MeV. Da die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mit der der Projektilflußdichten steht und fällt, ist man auf Monitorreaktionen und deren Wirkungsquerschnitte angewiesen, sofern man nicht auf Absolutmessungen der Projektilflußdichten zurückgreifen kann. Während sich die Situation - bleibt man beim kostengünstigen Aluminium - im Bereich unter 200 MeV durch die jüngeren Messungen von Steyn et al. [St90] entspannt hat, ist sie oberhalb von 200 MeV als unbefriedigend zu bezeichnen. Hier sind neue, absolute Messungen insbesondere für die Produktnuclide  $^{22}\text{Na}$  und  $^7\text{Be}$  zur Überprüfung der alten Datensätze und Beseitigung von Inkonsistenzen dringend notwendig. Meiner Ansicht nach wäre es im Hinblick auf die in diesem Kapitel öfter diskutierte Anfälligkeit der Reaktionen gegenüber sekundären Teilchen am vernünftigsten, oberhalb von 200 MeV die  $^7\text{Be}$ -Anregungsfunktion als neue Basis zu etablieren.

Das zweite, festzuhaltende Ergebnis ist der Einfluß von Sekundärteilchen bei den in dieser Arbeit durchgeführten Bestrahlungsexperimenten nach Art der Stacked-Foiled-Technique. Obwohl dieser durch die Verwendung von Mini-Stacks in den LNS-Experimenten und die Optimierung der Stackhalterung minimiert wurde, sind für einige Target-nahe Produktnuclide Einflüsse sekundärer Teilchen weiterhin gegeben. Gerade für solche Restkerne muß aber die Qualität von Sekundärteilchenkorrekturen nach dem Lüpkeschen Verfahren [Lu93] infolge der großen Unsicherheiten bei Korrekturen von mehr als 50 % bezweifelt werden, so daß eine präzisere Messung der Restkernverteilung in diesem Massenbereich nur mit wesentlich geringeren Massenbelegungen der Targets zu erzielen ist - wobei dann wiederum Rückstoßreichweiten von Spaltprodukten in Betracht gezogen werden müßten.

Zusammenfassend muß gesagt werden, daß die in dieser Arbeit durchgeführten Bestrahlungsexperimente und  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen hinsichtlich der vielen verschiedenen Anforderungen einen Kosten-Nutzen-Kompromiß darstellen, der auf jahrelangen, vielfach vor dieser Arbeit gemachten Erfahrungen beruht. Änderungen der Parameter an einer Stelle würden weitreichende Konsequenzen nach sich ziehen. Beispielsweise wären gerade bei den hier ausgewerteten komplexen Spektren zur Vermeidung von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzeffekten größere Abstände Probe-Detektor wünschenswert gewesen. Dann wären jedoch entweder größere Bleiabschirmungen und Detektoren mit größerem Nachweisvermögen erforderlich gewesen, um eine gleichbleibende Zählausbeute zu erzielen, oder eine Erhöhung der Projektildosis, was wiederum eine Erhöhung der Bestrahlungszeiten oder der Flußdichten erfordern würde. Bestrahlungszeiten sind jedoch nicht beliebig ausdehnbar und höhere Flußdichten sind zum einen Beschleuniger-technisch nicht überall möglich und zum anderen auch nicht für alle Targets anwendbar, da mit steigender zugeführter Leistung einerseits die Gefahr des Schmelzens besteht und mit zunehmender Erhitzung andererseits auch das Entweichen von Reaktionsprodukten gefördert wird.



## 6 Modelle und Codes zur Berechnung von Restkernverteilungen in Teilchen-induzierten Reaktionen

Die experimentelle Messung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen in Teilchen-induzierten Reaktionen erfordert zeit- und kostenintensive Untersuchungen. Um diese im Bedarfsfall umgehen zu können, simuliert man die zugrundeliegenden Reaktionen auf der Basis physikalischer Modelle. Für die Beurteilung der Qualität solcher Voraussagen sind jedoch Vergleiche mit existierenden Daten unerlässlich. Darüber hinaus gestatten es solche Vergleiche, Aussagen über die Gültigkeit der in das Modell einfließenden Annahmen abzuleiten und mögliche Verbesserungen in Betracht zu ziehen.

In diesem Kapitel werden nun zunächst die Modelle vorgestellt, auf deren Grundlage Rechnungen zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit durchgeführt wurden; die eigentliche Diskussion erfolgt dann in Kapitel 7.

### 6.1 Einführung

Die mit der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen in Teilchen-induzierten Reaktionen verbundenen Probleme allein im in dieser Arbeit betrachteten Energiebereich wurden in Kapitel 1.3 bereits angedeutet. Eine Darstellung der vielfältigen, bei einer Simulation prinzipiell einzubeziehenden und von der Projektilenergie abhängigen Prozesse sowie möglicher Kernmodelle liegt jenseits des Spielraums dieser Arbeit; deshalb sei für grundlegende Arbeiten auf [Ma69, Ma84] und für neuere Darstellungen auf [Ga92, Il94] verwiesen.

Betrachtet man eine durch ein Projektil ausgelöste Kernreaktion in Abhängigkeit der Energie, so kann man seine Wechselwirkung mit dem Kern nur bei niedrigen Energien bis etwa 20 MeV noch als mit dem Kern in seiner Gesamtheit beschreiben. Bei höheren Energien wird zunächst die nukleonische Struktur der Kerns transparent, bevor im A GeV-Bereich über die Anregung von Nukleonenresonanzen auch die Quarkstruktur der Nukleonen evident wird. Am Ende der Skala steht heute die Suche nach dem Quark-Gluonen-Plasma, das man hofft, in Schwerionenstößen bei Energien größer als 100 A GeV zu erzeugen und in dem die Partonen in einem makroskopischen Volumen nicht mehr dem Confinement unterliegen.

Die Beschreibung von Kernreaktionen stellt im Allgemeinen ein Vielkörperproblem dar, von dem bekannt ist, das es analytisch nicht geschlossen gelöst werden kann; lediglich Spezialfälle wie direkte Reaktionen am Rand eines Kerns, bei denen Umordnungsprozesse im Kern auf ein Minimum beschränkt sind, können unter Anwendung von Näherungen gelöst werden. Deshalb greift man zur Berechnung von Kernreaktionen schon lange - seit 40 Jahren [Me58a, Me58b] - auf die Simulation am Computer zurück.

Streng genommen müßte eine solche Simulation auf Basis quantenmechanischer Prinzipien sowie der Theorie der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik) erfolgen. Ein erster Ansatz dazu ist das QMD-Modell (Quantum Molecular Dynamics) von Aichelin [Ai91], in dem die Nukleonen eines Kerns durch Gaußsche Wellenpakete beschrieben werden. Deren Produkt repräsentiert den Kern, dessen Grundzustand wiederum als Konfiguration minimaler Energie im Phasenraum ermittelt wird [Ma98]. Erste Rechnungen auf Grundlage einer Kopplung von QMD und einem nachgeschalteten statistischen Zerfallsmodell für den nach der intranuklearen Kaskade zurückbleibenden angeregten Kern resultierten in guten Ergebnissen sowohl in Bezug auf Protonen-induzierte ( $100 \text{ MeV} \leq E_p \leq 3 \text{ GeV}$ ), winkelaufgelöste Teilchenspektren [Ni95] als auch auf die Protonen-induzierte Restkernverteilung in den Targetkernen  $^{27}\text{Al}$  und  $^{56}\text{Fe}$  ( $50 \text{ MeV} \leq E_p \leq 5 \text{ GeV}$ ) [Ch96a].

Die Rechenzeiten sind allerdings hoch: Für die Modellierung von 50000 Ereignissen Protonen-induzierter Reaktionen in  $^{56}\text{Fe}$  bei einer Energie braucht eine HP-735 Workstation 24 Stunden, wobei die Rechenzeit mit dem Quadrat der Targetmassenzahl zunimmt [Ch96b]. Damit liegt der vergleichbare Zeitbedarf um zwei etwa Größenordnungen höher als der der unten vorgestellten Modelle und deren in dieser Arbeit benutzten Implementationen.

Da dieser Code für die hier durchgeführten theoretischen Untersuchungen allerdings ohnehin nicht zur Verfügung stand, wurden auf älteren Modellen beruhende Programme eingesetzt. Angesichts dessen, daß ein Vergleich aller Modelle und Codes den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen würde, beschränken sich die Analysen auf zwei Modelle: Das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen und das Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell (INC/E). In Erweiterung der Aufgabenstellung wurden jedoch nicht nur mit den darin ursprünglich vorgesehenen Programmen AREL und HETC-KFA-2 Modellrechnungen durchgeführt, sondern es wurden auch weitere, während dieser Arbeit verfügbar werdende Codes hinzugezogen, um die Auswirkungen erweiterter Modellannahmen zu testen.

Das Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen oder besser deren hier angewandte Implementierungen werden aus mehreren Gründen relativ kurz abgehandelt. Erstens finden sich repräsentative Ergebnisse dazu in [Mi97a], zweitens ist keiner der Codes in der Lage, Wirkungsquerschnitte für Spaltprodukte zu berechnen, drittens wird die Anwendbarkeit spätestens bei Projektilenergien von mehr als 400 MeV aus mehreren Gründen (optisches Modell und kein Modell für Pionenerzeugung) fragwürdig und viertens kann die Restkernproduktion nur maximal bis hin zu Kernen berechnet werden, deren Neutronenbeziehungswise Protonenzahl weniger als 22 beziehungsweise 9 weniger als die des Compoundkerns beträgt. Alle diese Einschränkungen gelten für die INC/E-Codes nicht - deshalb und weil hier ein Code verwendet wird, der nicht in [Mi97a] vertreten war, wird auf diese Ergebnisse mehr Wert gelegt.

Neben den oft langwierigen Berechnungen von Wirkungsquerschnitten auf Grundlage theoretischer Modelle besteht die Möglichkeit, durch einen Fit eines funktionalen Zusammenhangs an experimentelle Daten den Verlauf von Anregungsfunktionen zu parametrisieren [Ru66, Si73, We90a-d, Su90]. Dabei gewinnt man allerdings keinen tieferen Einblick in die mikroskopischen, physikalischen Vorgänge, sondern macht aufgrund von Beobachtungen makroskopischer Phänomene passende Ansätze. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit nur knapp darauf eingegangen. Dennoch ist ein solcher Ansatz für praktische Anwendungen infolge der kurzen Rechenzeiten interessant.

Im folgenden werden in knapper Form zunächst jeweils die allgemeinen physikalischen Ansätze der Modelle vorgestellt, bevor auf die speziellen Aspekte der Code-Implementierungen eingegangen wird. Eine vollständige Darstellung ist an dieser Stelle aus Platzgründen nicht möglich, deshalb seien neben den unten im Text angegebenen Quellen als Einstieg für weiterführende Literatur die beiden NEA-Reporte „International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data“ [B194] und „International Codes and Model Comparison for Intermediate Energy Activation Yields“ [Mi97a] genannt, in denen die Frage der Reproduzierbarkeit von Teilchenspektren [B194] und der Restkernproduktion [Mi97a] behandelt wird. Neben den Beschreibungen der Codes finden sich dort auch Literaturangaben zu den verwendeten Modellen.

## 6.2 Das Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen

Die erste Beschreibung von Kernreaktionen geht auf Bohr [Bo36] zurück. Nach seiner Hypothese bilden Projektil und Kern bei niedrigen Projektilenergien im MeV-Bereich einen Compound-Kern, dessen Bildung und Zerfall voneinander unabhängig sind; der Compound-Kern verliert die Erinnerung an seinen Entstehungsprozeß. Dem liegt die Vorstellung zugrunde, daß sich die Anregungsenergie, die der Kern durch das Projektil erhält, in der Relaxationsphase durch Stöße zunächst auf die Nukleonen des Kerns verteilt, so daß sich dieser im Equilibrium befindet, bevor in dem folgenden statistischen Verteilungsprozeß eines genügend Energie erhält, um den Kern zu verlassen. Bei Anregungs- und damit Projektilenergien ab etwa 10 bis 20 MeV treten jedoch vermehrt direkte Prozesse auf, die gegenüber dem Compound-Kern-Prozeß ( $10^{-16}$  s) auf einer wesentlich kürzeren Zeitskala ablaufen ( $10^{-22}$  s). Außerdem kommt es in diesem Energiebereich schon während der Relaxationsphase zur sogenannten Präequilibriumemission von Teilchen, bevor am Ende wieder die Compound-Kern-Phase erreicht wird.

## 6.2.1 Theoretische Grundlagen

Zur Beschreibung solcher Präequilibriumreaktionen kombinierte Blann [Bl71] das von Griffin [Gr66] vorgeschlagene Exzitonenmodell mit dem Ansatz von Harp, Miller und Berne [Ha68] zum Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen. Da dazu bereits umfangreiche Untersuchungen und Darstellungen unserer Gruppe vorliegen - [Sc96] und darin befindliche Referenzen - sowie im folgenden die Originalliteratur angegeben wird, sollen hier nur die wichtigsten Grundlagen des Modells erläutert werden.

Im Exzitonenmodell wird davon ausgegangen, daß das Equilibrium nach der Anregung des Targetkerns als Folge von Zwei-Teilchen-Stößen erreicht wird. Die einzelnen Zwischenzustände sind charakterisiert durch ihre Anzahl angeregter Teilchen  $p$  („particles“; hier: Nukleonen) mit Energien größer als der Fermienergie des betrachteten Teilchentyps  $x$  (hier: Protonen und Neutronen) und der entsprechend erzeugten Löcher  $h$  („holes“); angeregte Nukleonen und Löcher werden zusammenfassend als „Exzitonen“  $n = p+h$  bezeichnet.

Die Wahrscheinlichkeit  $P_x(\epsilon)d\epsilon$ , mit der ein Teilchen des Typs  $x$  mit einer Energie zwischen  $\epsilon$  und  $\epsilon+d\epsilon$  emittiert wird, formuliert Blann [Bl75] als Summe über alle von der Anfangsexcitonenanzahl  $n_0$  bis zum Erreichen der Gleichgewichtsexcitonenanzahl eingenommenen  $n$ -Excitonenzustände zu

$$P_x(\epsilon)d\epsilon = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left[ p_{x,n} \frac{\rho_{p,h}(U, \epsilon) g_x}{\rho_{p,h}(E)} d\epsilon \right] \cdot \left[ \frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)} \right] D_n. \quad (6.1)$$

Der erste Klammerausdruck steht für die Zahl der Teilchen vom Typ  $x$  in einem  $n$ -Excitonenzustand, die mit Energien zwischen  $\epsilon$  und  $\epsilon+d\epsilon$  in ungebundenen Zuständen vorkommen. Der zweite Klammerausdruck gibt den Anteil dieser Teilchen an, der aus einem solchen Zustand emittiert wird, anstatt in einen  $(n+2)$ -Excitonenzustand überzugehen. Der Faktor  $D_n$  schließlich repräsentiert die Möglichkeit, daß der jeweils betrachtete  $n$ -Excitonenzustand ohne vorherigen Zerfall zustande gekommen ist.

In dieser Betrachtung bedeutet das Verhältnis der Dichten  $\rho_{p,h}(U, \epsilon)$  und  $\rho_{p,h}(E)$  die Wahrscheinlichkeit, ein Nukleon mit Energie  $\epsilon$  zu erhalten und ein angeregtes System mit Energie  $U$  zurückzulassen bezogen darauf, daß statt dessen ein System mit der Anregungsenergie  $E$  gebildet wird. Die Emission dieses Nukleons mit Energie  $\epsilon$  wiederum wird vom Verhältnis der Übergangsraten in das Kontinuum  $\lambda_c(\epsilon)$  zur gesamten Übergangsrate -  $\lambda_c(\epsilon)$  und intranukleare Übergangsrate  $\lambda_+(\epsilon)$  - bestimmt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich schließlich durch Multiplikation mit dem Reaktionswirkungsquerschnitt  $\sigma_R$  zu  $d\sigma_x/d\epsilon = \sigma_R P_x(\epsilon)$ . Um auch die Kerngeometrie berücksichtigen zu können, formulierte Blann das geometrieabhängige Hybridmodell (GDH) [Bl72], in dem eine Fermi-Dichte-Verteilung des Kerns angenommen wurde und dichteabhängige Parameter von  $P_x(\epsilon)d\epsilon$  durch eine Partialwellenentwicklung berücksichtigt werden.

Mit Kenntnis der Ein-Teilchen-Niveaudichten  $g_x$  lassen sich kombinatorisch sowohl die Dichten berechnen als auch unter Hinzuziehung aus dem optischen Modell kalkulierter inverser Wirkungsquerschnitte die Übergangsraten  $\lambda_c(\epsilon)$  der Nukleonen ins Kontinuum. Die intranukleare Übergangsrate  $\lambda_+(\epsilon)$  ist mit der mittleren freien Weglänge MFP( $\epsilon$ ) und der Geschwindigkeit  $v$  eines Teilchens im Kern gemäß  $\lambda_+(\epsilon) = v/\text{MFP}(\epsilon)$  verknüpft.

## 6.2.2 Parameter der Hybridmodell-Rechnungen

Die hier benutzten Codes zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten auf Basis des Hybridmodells der Präequilibriumreaktionen gehen alle auf ALICE [Bl82, Bl83] zurück und bieten hinsichtlich der Wahl optionaler Berechnungen vielfach die gleichen Möglichkeiten. Aus diesem Grund werden zunächst die jeweils gemeinsamen Aspekte erläutert, bevor auf die speziellen Implementationen und Weiterentwicklungen eingegangen wird. Dabei wurde aus der Vielfalt möglicher Optionen auf solche zurückgegriffen, die sich bereits in früheren Arbeiten bewährt haben.

Generell wurde das physikalisch realistischere Geometrie-abhängige Hybridmodell benutzt. Restkerne wurden bis hinunter zu Produkten in Betracht gezogen, deren Protonen- beziehungsweise Neutronenzahl maximal acht beziehungsweise 22 kleiner ist als die des Targetkerns; mehr waren vom Programm nicht erlaubt. Als Anfangsexcitonzahl wurde  $n_0 = 3$  gewählt entsprechend der Vorstellung, daß das Projektil ein Nukleon über die Fermi-Energie anregt und selbst im Kernpotential verbleibt. Aus  $n_0$  werden programmintern gebrochene Exzitonzahlen anhand der Neutronen- und Protonenzahl des Targetkerns berechnet, wobei berücksichtigt wird, daß der Wirkungsquerschnitt bei Streuprozessen freier Teilchen für np-Streuung etwa dreimal so groß wie für nn- beziehungsweise pp-Streuung ist [B183].

Ein-Teilchen-Niveaudichten für Protonen und Neutronen wurden entsprechend gleichermaßen aus der Nukleonenzahl  $A$  des Targetkerns zu  $A/9$  bestimmt. Intranukleare Übergangsraten wurden über die mittleren freien Weglängen aus NN-Wirkungsquerschnitten unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips berechnet. Die sich an den Präequilibriumteil anschließende Equilibriumphase wurde mit dem Verfahren nach Weisskopf und Ewing [We40] unter erlaubter Emission von Nukleonen und  $\alpha$ -Teilchen verfolgt. Deuteronen wurden nicht berücksichtigt, weil ein Fehler - der in früheren Versionen durch unsachgemäße Compilierung des Programms nicht auffiel - in der entsprechenden Routine zu Abstürzen führte; Shubin und Lunev [Sh96] quantifizieren die dadurch entstehenden Fehler auf weniger als 5-10 %. Auch experimentell ist die Emission von Deuteronen in Bezug auf Anregungsfunktionen nur in Sonderfällen wie beispielsweise der Reaktion  $^{59}\text{Co}(p,pxn)^{59-x}\text{Co}$  beobachtbar. Der Vollständigkeit halber muß an dieser Stelle jedoch gesagt werden, daß die Einbeziehung der Emission von Deuteronen zum Vergleich von Sekundärteilchenspektren mit Modellrechnungen unabdingbar ist.

Erheblichen Einfluß auf die Resultate hat die Wahl der Massenrechnungsart (siehe beispielsweise [G193]), da die Massen der an der Reaktion beteiligten Kerne zum einen die Lage der Schwellenenergie (Gl. (3.2)) beeinflussen, andererseits aber auch in die Berechnung der Übergangsraten eingehen. Deshalb wurden wie schon in früheren Arbeiten mit den oben beschriebenen Optionen für jedes Targetelement verschiedenen Rechnungen durchgeführt, bei denen andere Massenrechnungsarten zugrunde gelegt wurden; die Diskussion derselben erfolgt in Kapitel 7.3.

### 6.2.3 AREL

AREL ist eine erweiterte Version der bekannten ALICE-Codes von Blann [B182, B183], der Rechnungen bis 300 MeV erlaubte und die Emission von maximal zwei Präcompoundnukleonen in Betracht zog. Die in AREL implementierten Erweiterungen gegenüber ALICE bestehen aus der Möglichkeit, Reaktionen bis hinauf zu 900 MeV Projektilenergie zu berechnen, und der Anwendung relativistischer Kinematik. Außerdem sind Berechnungen der Niveaudichten nach den moderneren Ansätzen von Ignatyuk [Ig75] oder Kataria-Ramamurthy [Ka90] erlaubt, die aber zu Abstürzen führten.

Das Programm wurde in dieser Arbeit erstmals installiert. In Zusammenarbeit mit M. Blann wurden Fehler und unphysikalische Zackenstrukturen in den Anregungsfunktionen beseitigt. Darüber hinaus wurden - wie schon von Lange [La94] in ALICE900 implementiert - die vom optischen Modell gelieferten Reaktionswirkungsquerschnitte durch solche nach Pearlstein [Pe89] berechnete ersetzt, weil die Parameter des verwendeten optischen Modells bei Energien von mehr als 150 bis 200 MeV fragwürdig zu werden beginnen. Analog wurden die vom optischen Modell gelieferten partiellen Reaktionswirkungsquerschnitte auf den Wirkungsquerschnitt nach Pearlstein umnormiert.

### 6.2.4 HMS-ALICE

Mit steigender Projektilenergie kommt auch der Multiplizität der Präequilibriumemission von Nukleonen mehr Bedeutung zu. So geben Chadwick et al. [Ch95] auf Basis von QMD-Rechnungen für die Reaktion  $^{90}\text{Zr}(p, xp')$  an, daß multiple Präequilibriumemission (MPE) mit Multiplizitäten  $m = 2, 3$  und 4 mehr als 5 % der sekundären Protonen mit Energien größer als 25 MeV ausmachen, sobald die Projektilenergien 50 MeV, 180 MeV beziehungsweise 400 MeV übersteigen. Mehr noch weisen sie daraufhin, daß die Bedeutung der MPE für Produktionswirkungsquerschnitte von Restkernen größer sein kann.

Mit dem jüngst formulierten Hybrid-Monte-Carlo-Simulation-Modell (HMS-ALICE) von Blann [Bl96] lassen sich genau diese Einflüsse untersuchen. Der Hauptunterschied zu den früheren Formulierungen des Hybridmodells besteht in der Berechnung der PE-Phase mit Monte-Carlo-Methoden und der dadurch möglich gewordenen Berücksichtigung multipler Präequilibriumzerfälle auch höherer als zweiter Ordnung. Zur der Bestimmung der Anfangsexzitonzahlen hat Blann außerdem meinen Vorschlag [Gl95] aufgegriffen, nicht wie bisher ein konstantes, sondern ein realistischeres, energieabhängiges Verhältnis von np- zu nn/pp-Streuquerschnitten zugrunde zu legen (siehe dazu auch Kap. 7.3.1.5).

Blann selbst gibt als Geltungsbereich von HMS-ALICE Projektilenergien bis hinauf zu 280 MeV an, die sich durch die Schwelle der vernachlässigten Pionenerzeugung bestimmen. Er weist aber daraufhin, daß die Produktion von Pionen unterhalb von etwa 400 MeV keinen signifikanten Anteil an den NN-Streuquerschnitten ausmacht, so daß HMS-ALICE auch bis zu dieser Energie anwendbar sein sollte.

## 6.2.5 ALICE-IPPE

Schon Bertrand und Peelle [Be73] hatten durch Vergleich von Sekundärteilchenspektren aus Experimenten mit 30-60 MeV-Protonen und INC/E-Rechnungen gezeigt, daß die Emission von  $\alpha$ -Teilchen und Deuteronen aus dem Präequilibrium bedeutsam sein kann. Iwamoto et al. [Iw82] und Sato et al. [Sa83] formulierten die Emission komplexer Teilchen aus dem Präequilibrium im Excitonenmodell. In ihrem Koaleszenz-Pick-Up-Modell wird im Gegenteil zu Präformationsmodellen davon ausgegangen, daß sich das entsprechende komplexe Teilchen erst im Verlauf der PE-Phase durch den Zusammenschluß entsprechender Nukleonen formiert. Dabei werden bereits oberhalb *wie* unterhalb der Fermienergie befindliche Nukleonen gleichermaßen in Betracht gezogen. Konobeyev und Korovin [Ko93] integrierten dieses Modell in ALICE und erzielten damit erhebliche verbesserte Resultate bei Reaktionen mit  $\alpha$ -Teilchen im Ausgangskanal.

Shubin et al. [Sh95] erweiterten diesen Ansatz im Programm ALICE-IPPE beträchtlich. So wird des weiteren die Präequilibriumemission von Deuteronen unter Berücksichtigung auch direkter Prozesse bei ihrer Produktion in Betracht gezogen. Außerdem wurde der Equilibriumteil durch die Einführung von Niveaudichten verbessert, die nach dem phänomenologischen Ansatz von Ignatyuk [Ig75] berechnet werden. Gegenüber der einfachen Niveaudichtebeschreibung im Fermigas hat dieser Ansatz den Vorteil, daß die Abhängigkeit der Niveaudichten von der Anregungsenergie des Kerns, von Schaleneffekten und von der Form der Kerne (sphärisch oder deformiert) in Betracht gezogen wird. Darüber hinaus erfolgt nun eine korrekte Behandlung der Emission von  $\gamma$ -Quanten.

## 6.3 Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell

Das Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen hat sich in der Vergangenheit als geeignet für die Beschreibung von Protonen-induzierten Reaktionen bis hinauf zu etwa 200 MeV erwiesen. Obwohl darauf beruhende Codes wie oben beschrieben teilweise auch Rechnungen mit Projektilenergien bis hinauf zu 900 MeV zulassen, beginnen die dem Modell zugrunde liegenden Annahmen in diesem Bereich fragwürdig zu werden (siehe dazu auch die Diskussion in Kapitel 7.3.2). Daher greift man für solche Reaktionen auf andere Modelle zurück, wobei der Übergang zwischen diesen und den Präequilibriummodellen fließend ist.

### 6.3.1 Theoretische Grundlagen

Eines dieser zur Beschreibung durch hochenergetische Projektile ausgelöster Reaktionen geeigneten Modelle ist das schon in Kapitel 1 erwähnte Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell (INC/E), das im wesentlichen auf Serbers [Se47] Beschreibung zurückgeht. Dieser schlug vor, die Reaktion in zwei Phasen zu unterteilen. Danach besteht die Wechselwirkung des hochenergetischen Projektils mit dem

Kern in der ersten Phase darin, das es eine schnelle Abfolge von Kollisionen auslöst, die als Zwei-Teilchen-Stöße zwischen freien Teilchen („knock-on“) interpretiert werden kann. Dieser Ansatz rechtfertigt sich durch die de-Broglie-Wellenlänge des einfallenden Projektils, die in der Größenordnung der Abstände der Nukleonen innerhalb des Kerns (Abb. 1.2) liegt. Mit Hilfe von Wirkungsquerschnitten für elastische und inelastische NN-Streuung kann der Ablauf der intranuklearen Kaskade nachvollzogen werden; die weitere Abregung des Kerns danach wird mit einem Evaporationsmodell beschrieben.

Erste Rechnungen auf Grundlage dieser Beschreibung führten in Verbindung mit Monte-Carlo-Methoden Metropolis et al. [Me58a, Me58b] mit dem MANIAC-Computer bereits 1958 durch, wobei sie das Problem als erste überhaupt dreidimensional und relativistisch behandelten. Das von ihnen gewählte Kernmodell wies allerdings noch einige Schwächen auf wie die Annahme einer über den gesamten Kern konstanten Dichte  $\rho = r_0 A^{1/3}$ , so daß Bertini [Be63a, Be63b] 1963 ein verbessertes Modell vorstellte, dessen Umsetzung in einen Computer-Code in zwei der drei in dieser Arbeit benutzten INC/E-Codes als INC-Subroutine enthalten ist. Es soll daher im folgenden kurz skizziert werden; ausführlichere Darstellungen finden sich in der Originalliteratur und meiner Diplomarbeit [GI93].

Bertini setzt die Ladungsdichteverteilung gemäß von Elektronenstreuversuchen [Ho56] als Fermi-Verteilung an und approximiert sie durch eine Einteilung in drei Zonen konstanter Dichte; Abbildung 6.1 veranschaulicht die Verhältnisse. Die Neutronendichte ergibt sich daraus aus der Multiplikation mit dem Verhältnis von Neutronen/Protonenzahl.

Der Kern selbst wird dem Fermi-Gasmodell entsprechend als System nicht miteinander wechselwirkender Fermionen betrachtet. Demgemäß werden Fermi-Impulse und -Energien der Nukleonen lokal in jeder Region berechnet [CI88, Se65]. Die Impulsverteilung der Nukleonen wird wiederum durch eine Fermi-Verteilung bei Null-Temperatur beschrieben.

Die potentielle Energie der Nukleonen wird für jeden Bereich als Summe aus Fermi-Energien derselben und der Bindungsenergie des am wenigsten gebundenen Nukleons gebildet, wobei für letztere vereinfachend ein Wert von konstant 7 MeV angenommen wird. Damit werden weder Symmetrieeffekte noch die besonderen Eigenschaften magischer beziehungsweise doppelt-magischer Kerne in Betracht gezogen. Einen typischen Potentialverlauf stellt Abbildung 6.2 dar.

Die Erzeugung von Pionen wird mittels des Sternheimer-Lindenbaum-Modells [St61] über die Anregung von isobaren Nukleonenzuständen berechnet. Dabei werden die Prozesse der Ein- und Zwei-Pionen-Erzeugung in Betracht gezogen.

In Kapitel 5 wurde anhand der in dieser Arbeit bestimmten experimentellen Daten demonstriert, daß Spaltung bei den in dieser Arbeit behandelten schweren Kernen eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt und daher berücksichtigt werden sollte. Das einzige zur Zeit existierende Modell, das in der Lage ist, nicht nur einen Spaltquerschnitt anzugeben, sondern auch detaillierte Voraussagen über die resultierende Restkernverteilung zu machen, ist das sogenannte Rutherford-Appleton-Laboratory-Modell (RAL), das von Atchison [At79] entwickelt wurde. Grundlegend für seine Betrachtungen ist die

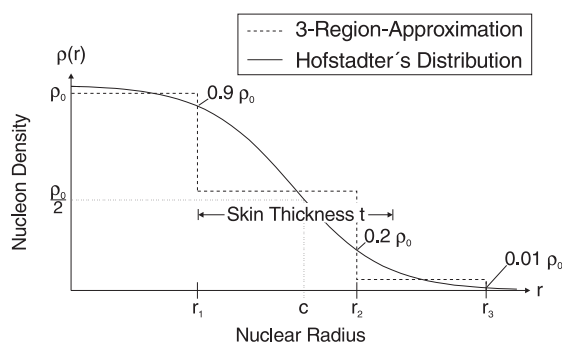


Abb. 6.1: Nukleonendichteverteilung nach Hofstadter [Ho56] und Approximation im Bertini-INC-Modell. Der Dichteabfall ist aus Gründen der Übersichtlichkeit zu flach dargestellt (nach [Be63a]).

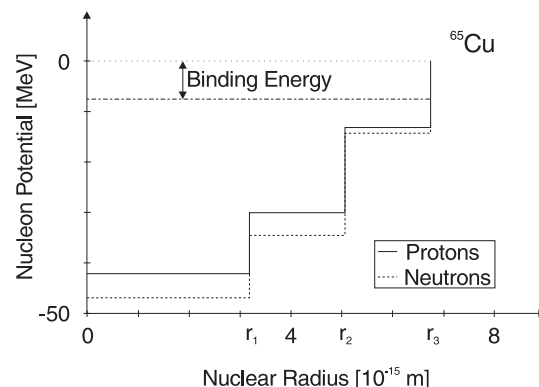


Abb. 6.2: Potentialverlauf für Protonen und Neutronen am Beispiel von <sup>65</sup>Cu (nach [Be63a]).

Annahme, daß der Spaltprozeß ein „langsamer“ Prozeß ist und Spaltung daher nur während der Evaporationsphase (Abb. 6.3) vorkommt. Atchison unterscheidet in seinen Betrachtungen zwischen Actiniden- und Subaktiniden-Spaltung; da für diese Arbeit nur letztere von Interesse ist, wird auf erstere im folgenden nicht weiter eingegangen.

Ohne an dieser Stelle zu sehr auf Details des Modells - siehe dafür [At79, Ar84, C188] - eingehen zu wollen, sollen im folgenden die grundlegenden Annahmen dargelegt werden. Diese sind:

- Spaltung kann zu jeder Zeit der Evaporationsphase auftreten; sie steht damit in Konkurrenz zur Evaporation von Nukleonen und Clustern.
- Es wird nur binäre Spaltung berücksichtigt; höhere Ordnungen werden vernachlässigt.
- Die Parameter der Spaltfragmente - Masse, Ladung, Rückstoß- und Anregungsenergie - hängen nicht von der Vorgeschichte des spaltenden Kerns ab, sondern *nur* von dessen Zustand zum Zeitpunkt der Spaltung.
- Anzahl und Ladung der Nukleonen des spaltenden Kerns bleiben beim Spaltvorgang erhalten; Emission/Abspaltung einzelner Nukleonen *während* des Spaltprozesses wird nicht betrachtet.
- Eine Spaltung erfolgt mit der Wahrscheinlichkeit  $P_f = (1 + \Gamma_n / \Gamma_f)^{-1}$ , wobei  $\Gamma_n$  und  $\Gamma_f$  die Breiten für Neutronenemission beziehungsweise Spaltung sind. Für Kerne mit  $Z < 89$  werden  $\Gamma_n$  und  $\Gamma_f$  durch Fits an experimentelle Daten ermittelt.
- Für Kerne mit Spaltparametern  $Z^2/A \leq 35$  ist nur symmetrische Spaltung erlaubt; für den schwersten Kern dieser Arbeit, Wismut, ist  $Z^2/A = 33$ .
- Die Ladungsdichte der Spaltfragmente wird entsprechend der des spaltenden Kerns gewählt; die Masse  $A_1$  des ersten Fragments bestimmt sich aus einer mit der Anregungsenergie breiter werdenden Gaußverteilung um  $A/2$  des spaltenden Kerns,  $A_2$  folgt dann zu  $A_2 = A - A_1$ .

Die Berechnung erforderlicher Größen auf Basis dieser Annahmen erfolgt ausschließlich über empirisch ermittelte Werte - das RAL-Modell stellt also keine mikroskopische Formulierung des Spaltvorganges dar, sondern ist vielmehr eine phänomenologische Betrachtung.

### 6.3.2 HETC (HETC-KFA-2)

Der erste Code, mit dem Berechnungen der Restkernverteilungen auf Basis des INC/E-Modells durchgeführt wurden, ist der ursprünglich am Oak Ridge National Laboratory entwickelte High-Energy Transport Code (HETC) [Ar72, Ar80], der in der modifizierten Form HETC-KFA-2 - im folgenden zumeist kurz als HETC bezeichnet - als Programm des HERMES-Programmsystems [C188] vorlag.

Einen Überblick über den gesamten Ablauf der Berechnung gibt Abbildung 6.3 (ohne die optionale Präequilibriumstufe). In der INC-Stufe greift HETC zur Simulation von Nukleon-Kern-Stößen einfallender Nukleonen zwischen 15 MeV und 3.5 GeV auf Bertinis Medium-Energy Intranuclear-Cascade Code MECC-7 [Be69b] zurück. Letzterer vollzieht auf Basis des im vorigen Abschnitt dargestellten Kernmodells den Ablauf der intranuklearen Kaskade nach. Dazu wird zunächst der Eintrittspunkt gleichmäßig verteilt über den auf eine Ebene projizierten Querschnitt des Kerns gewählt. Die kinetische Energie der Partikel wird entsprechend der Region, in die sie eintreten, um die Bindungsenergie erhöht. Kollisionspunkte und -partner, Art der NN-Streuung - elastisch oder inelastisch - sowie Impulse und Streuwinkel der Produkte werden mit Monte-Carlo-Methoden festgelegt und relativistisch bestimmt.

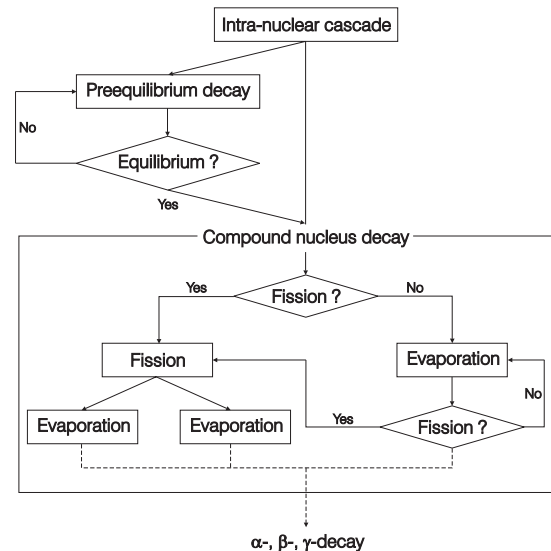


Abb. 6.3: Schematische Darstellung des INC/E-Modells mit Spaltung und optionaler Präequilibriumstufe (nur in LAHET enthalten).

Auf diese Art wird das Schicksal sämtlicher in der intranuklearen Kaskade erzeugten Kollisionsprodukte nacheinander verfolgt, bis sie entweder aus dem Kern austreten oder deren Energie unter eine „cutoff“-Energie fällt, die für Neutronen wie Protonen die Hälfte des Betrags der Coulomb-Energie an der Kernoberfläche ist. Ist das der Fall wird die Restenergie des Teilchens zur Anregungsenergie des Restkerns addiert; physikalisch gesehen bedeutet dies, daß die Wellenlängen der Teilchen mit Energien kleiner als die der cutoff-Energie zu groß sind, als daß nachfolgende Stöße als Kollisionen freier Partikel betrachtet werden können. Durch die eigentlich ungerechtfertigte gleiche Behandlung von Neutronen und Protonen hinsichtlich der cutoff-Energie hoffte Bertini [Be63a], auch noch solche Kollisionen berücksichtigen zu können, bei denen ein Proton mit einer Energie zwischen der cutoff- und der Coulomb-Energie ein Neutron trifft und diesem einen Impuls mitteilt, der zum Verlassen des Kernpotentials ausreicht. Bei cutoffs von Null MeV für Neutronen beziehungsweise der gesamten Coulomb-Energie für Protonen, die den Gegebenheiten mehr entsprechen würden, wäre dieser Prozeß aufgrund des dann zu frühen cutoffs für das Proton nicht aufgetreten.

Bei allen oben angeführten Berechnungen erfolgt eine Einbeziehung des Pauli-Prinzips derart, daß nach jeder Kollision im Kern die Energien der Kollisionsprodukte daraufhin untersucht werden, ob sie größer sind als die Fermi-Energie in der betreffenden Kernregion - ist dies nicht der Fall, war der Stoß nicht erlaubt und er wird als nicht geschehen angesehen.

Nach dem Austreten des letzten Kaskadennukleons wird die Evaporationsphase anhand des Modells von Weisskopf [We37] mittels des Unterprogramms EVAP-4 [Gu70] vorgenommen, das in HETC-KFA-2 in einer modifizierten Form der Dresner'schen Routine EVAP [Dr81] vorlag, die die Emission von Nukleonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\alpha$ -Teilchen berücksichtigt. Die Modifikationen an EVAP umfaßten ein Update der experimentell bekannten Kernmassen [Wa77], eine Änderung der Berechnung von Massendifferenzen zweier Kerne und die Möglichkeit der Berechnung der Niveaudichten nach Baba [Ba70a]; für Einzelheiten bezüglich der Änderungen sei auf [Cl88] verwiesen.

Der Kernbereich der Anwendung von HETC erstreckt sich bis zu Projektilenergien von 3.5 GeV. Die Berechnung Nukleonen-induzierter Reaktionen bis hinauf zu 25 GeV ist zwar erlaubt, aber in diesem Bereich kommt ein Scaling-Modell zum Einsatz, das die zur Berechnung der INC nötigen und nur für niedrigere Energien vorhandenen Datensätze extrapoliert. Abgesehen von der Vernachlässigung des Auftretens weiterer Nukleonenresonanzen bei diesen Energien erscheint dieses Verfahren fragwürdig, so daß sich der Einsatz von HETC auf nicht wesentlich mehr als 3.5 GeV erstrecken sollte. Bei niedrigen Energien bestimmt sich die Anwendbarkeit von HETC durch die Modellannahmen zu etwa 100 bis 200 MeV; Bertini selbst führte allerdings auch Rechnungen für 50-MeV-Protonen durch [Be63b, Be68].

Die Rechnungen mit HETC wurden alle im sogenannten Dünntarget-Setup durchgeführt, bei dem der Transport von Teilchen abgeschaltet ist. Spaltung wurde nur bei den schweren Kernen Ta, Pb und Bi berücksichtigt. Generell wurden die Niveaudichten mit der sogenannten automatischen variablen  $B_0$ -Option berechnet, bei der sich der Niveaudichteparameter  $a = A(1+y_0(A-2Z)^2)/B_0$  mit  $y_0 = 1.5$  nicht für konstantes  $B_0 = 8$  MeV wie im originalen HETC bestimmt, sondern  $B_0$  eine - allerdings von der Anregungsenergie unabhängige - Funktion von  $A$  ist und Schalenefekte somit in Betracht gezogen werden.

### 6.3.3 LAHET

Der zweite auf dem INC/E-Modell beruhende Code ist das sogenannte LAHET<sup>TM4</sup> - die Los-Alamos-Version des HET-Codes innerhalb des LAHET Code System (LCS) [Pr89b]. LAHET greift wie HETC-KFA-2 ebenfalls auf das ursprünglichen HETC zurück, erlaubt aber infolge der vielen möglichen Optionen und Erweiterungen weitergehende Parameterstudien als HETC-KFA-2. LAHET wurde bislang hauptsächlich zur Berechnung von Teilchenspektren und -ausbeuten Nukleonen-induzierter Reaktionen angewandt (siehe beispielsweise [Pr89c, Pr90, Pr95, Bl94]). Es wurde während dieser Arbeit von mir erstmals an unserem Institut installiert und für die Berechnung von Restkernverteilungen verwendet.

<sup>4</sup> LAHET is a trademark of the Regents of the University of California and the Los Alamos National Laboratory.



LAHET gestattet zunächst einmal die Verwendung des Bertini-INC-Modells wie oben in Kapitel 7.3.1 beschrieben. Darüber hinaus enthält es jedoch noch die optional verwendbaren INC-Routinen des ISABEL-Codes von Yariv und Fraenkel [Ya79, Ya81], der eine Erweiterung des VEGAS-Codes [Ch68] ist. Die für diese Arbeit wichtigsten Unterschiede zur Bertini-INC werden im folgenden dargelegt. So können verschiedene Formen der Dichteverteilung verwendet werden, die teilweise durch bis zu 16 Zonen gleicher Dichte repräsentiert werden, zwischen denen ebenso wie an der Oberfläche des Kerns nun auch Brechung und Reflektion eines Kaskadenpartikels berücksichtigt werden kann. Anders als bei Bertini wird der Ablauf der Kaskade zeitlich und räumlich genau verfolgt, das heißt, alle Kaskadenpartikel werden *gleichzeitig* verfolgt, so daß die Betrachtung von Korrelationen zwischen Kaskadenpartikeln sowie lokale Dichte- und Potentialänderungen in Betracht gezogen werden können. Diese Detailtreue zieht aber auch eine 5-10-mal größere Rechenzeit verglichen mit den Bertini-INC-Routinen nach sich. Angesichts dessen und weil der ISABEL-INC-Teil infolge eingeschränkter NN-Streuquerschnittsdatensätze nur auf Energien bis hinauf zu 1 AGeV anwendbar ist, wurde auf ausführliche Tests mit den ISABEL-INC-Routinen in dieser Arbeit verzichtet

Abweichend vom klassischen INC/E-Modell bietet LAHET die Option an, eine Präequilibriumstufe zwischen der Kaskade und der Evaporationsphase (Abb. 6.3) zu berücksichtigen. Die Berechnung dieser Phase erfolgt mit dem Multistep-Preequilibrium-Exciton-Model (MPM) [Pr88a] auf Monte-Carlo-Basis unter erlaubter Emission von Nukleonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$  und  $\alpha$ -Teilchen. Aufgerufen wird das MPM mit einer Teilchen-Loch-Kombination und einer Anregungsenergie, die sich aus dem Ablauf der Kaskade ergibt, wobei die Bestimmung dieser Parameter vom verwendeten INC-Modell abhängt. Während es ISABEL infolge der detaillierten Verfolgung der Kaskade gestattet, den Teilchen-Loch-Zustand des nach der Kaskade verbleibenden Kerns direkt zu ermitteln, ist dies nach der Bertini-INC nicht möglich; der deshalb in diesem Fall angewandte Algorithmus wird von Prael selbst als recht grobe Approximation bezeichnet [Pr88a]. Bei Erreichen einer Gleichgewichtsexcitonzahl bricht das MPM ab und übergibt den Restkern (N,Z) mit einer Anregungsenergie E an das Evaporationsmodell (oder das Fermi-Breakup-Modell [Fe50], siehe unten).

In der Evaporationsphase gestattet es LAHET, die Niveaudichten nach drei verschiedenen Verfahren zu berechnen: Entweder wie original in HETC (Kap. 7.3.2) oder in HETC-KFA-2 (Kap. 7.3.2) formuliert und drittens gemäß der energieabhängigen Formulierung nach Ignatyuk [Ig75], wobei der Niveaudichteparameter  $a$  im Grenzfall verschwindender Anregungsenergie in den nach Gilbert-Cameron-Cook [Gi65] übergeht. Bei Verwendung der Ignatyuk-Gilbert-Cameron-Cook-Niveaudichten wird im MPM die volle Energieabhängigkeit berücksichtigt, während in der Evaporationsphase ein konstanter Wert verwendet wird, der sich aus der wahrscheinlichsten Anregungsenergie nach der Evaporation bestimmt.

Unterschiedlich im Vergleich zur Behandlung in HETC-KFA-2 ist außerdem die Ermittlung der Cutoff-Energien der Nukleonen. Für Neutronen wird eine Gleichverteilung zwischen Null und der zweifachen mittleren Bindungsenergie angenommen. Für Protonen wird zunächst eine zufallsverteilte Coulombbarriere bestimmt derart, daß die Form einer Transmissionswahrscheinlichkeit simuliert wird [Pr88c]; die Cutoff-Energie der Protonen ergibt sich dann als Maximum daraus und des Cutoffs der Neutronen. Für jede durch ein Projektil ausgelöste Kaskade werden die Cutoff-Energien nach diesem Verfahren neu berechnet, bleiben aber innerhalb einer Kaskade konstant.

Eine weitere interessante Erweiterung von LAHET gegenüber dem originalen HETC betrifft die Implementation des Fermi-Breakup-Modells [Fe50], das den Zerfall leichter Kerne ( $Z \leq 13$  und  $14 \leq A \leq 20$  mit Anregungsenergien kleiner als 44 MeV) als Sequenz von Aufbrüchen in zwei oder mehr leichte Cluster oder Nukleonen beschreibt und gegebenenfalls anstelle der Evaporationsroutine aufgerufen wird.

LAHET bietet nicht wie HETC-KFA-2 die Möglichkeit eines Dünntarget-Setups. Es ist jedoch möglich, den Transport sekundärer Teilchen abzuschalten (NICOL=-1) und damit die Berechnung von Dünntarget-Wirkungsquerschnitten zu simulieren. Hinsichtlich des Anwendungsbereiches von LAHET gilt prinzipiell dasselbe wie für HETC-KFA-2. Jedoch ist der Vertrauensbereich zu niedrigen Energien hin größer, sofern das MPM verwendet wird. Abgesehen von den Kapitel 7.4.2 dargelegten Parametervariationen wurde die Rechnungen mit LAHET standardmäßig unter Verwendung der Default-mäßig vorgesehenen Optionen durchgeführt, von denen für diese Rechnungen die wichtigsten sind: Fermi-Breakup wie oben beschrieben (IFBRK=1), geladene Projektile sehen die Coulomb-Barriere (JCOUL=1)

sowie RAL-Spaltung bei den schweren Kernen Ta, Pb und Bi (IEVAP=0 und NOFIS=1). Im Fall der Verwendung der ISABEL-INC-Routinen wurde mit den Default-Einstellungen gerechnet (ICHOIC=0023: Partielles Pauli-Blocking, keine Wechselwirkung zwischen Partikeln über der Fermi-Energie, 16-Zonen-Dichteapproximation und keine Brechung oder Reflektion).

## 6.4 Semiempirisches Modell

Das in dieser Arbeit verwendete semiempirische Modell beruht auf dem von Rudstam [Ru66] vorgeschlagenen Ansatz zur Beschreibung von Spallationsreaktionen. Silberberg und Tsao ([Si73a], [Si73b]) erweiterten diesen durch Einführung zusätzlicher Parameter  $f(A)$ ,  $f(E)$ ,  $v$ ,  $\Omega$ ,  $\eta$  und  $\xi$  zu

$$\sigma = \sigma_0 f(A_T) f(E) e^{-P\Delta A} e^{-R|Z_p - SA_p + TA_p^2|^\nu} \Omega \eta \xi, \quad (6.2)$$

so daß damit Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  für Reaktionen von Protonen mit Energien größer als 100 MeV an Targets mit Massen  $9 \leq A_T \leq 209$  sowie für Produkte mit Massen  $6 \leq A_p \leq 200$  berechnet werden können und Effekte wie Spaltung, Fragmentation und die Verdampfung leichter Kerne berücksichtigt werden.

Gleichung (6.2) stellt eine stark vereinfachte Form der Berechnung dar, denn die zwölf Parameter darin hängen in so vielfältiger Weise von den Kernladungs- und Massenzahlen der betrachteten Target-Produkt-Kombinationen sowie der Energie der Projektile ab, daß eine vollständige Beschreibung hier nicht erfolgen kann. Für die Rechnungen in dieser Arbeit wurde FORTRAN-Subroutine YIELD\_95 verwendet, die unter <ftp://spdsch.phys.lsu.edu/Software/CrossSections/SANDT> zur Verfügung stand.

Tabelle 6.3 gibt einen Überblick über die Bedeutung in Gleichung (6.2) auftretender Faktoren. Dabei wird einerseits die Vielfalt prinzipiell möglicher Reaktionsmechanismen deutlich, die auch in einer vollständigen mikroskopischen Modellierung enthalten sein müßten. Gleichzeitig aber ist die den semiempirischen Modellen inhärente Schwäche eines phänomenologischen Ansatzes zu erkennen.

Tab. 6.1: Parameter und Terme des funktionalen Ansatzes von Silberberg und Tsao sowie deren Bedeutung beziehungsweise des durch sie in Betracht gezogenen physikalischen Prozesses.

Parameter/Term	Bedeutung oder in Betracht gezogener physikalischer Prozeß
$\sigma_0$	Normalisierungsfaktor
$f(A_T)$	Spaltung und Evaporation leichter Fragmente
$f(E)$	Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte
$e^{-P\Delta A}$	Exponentielle Abnahme der Isobarenausbeute mit zunehmender Target-Produkt-Massendifferenz bedingt durch Teilchenemission zu Reaktionsbeginn
$\Delta A = A_T - A_p$	Massendifferenz zwischen Target und Produkt
$P$	Steigung der Isobarenausbeute
$e^{-R Z_p - SA_p + TA_p^2 ^\nu}$	Verteilung der Isotope aufgrund der statistischen Natur des Evaporationsprozesses in der zweiten Reaktionsphase
$R$	Breite der Verteilung
$S$	Korrektur der Peaklage der Verteilung für kleine Produktmassen $A_p$
$T$	Korrektur der Peaklage der Verteilung hin zu größerem Neutronenüberschuß für größere Produktmassen $A_p$
$\nu$	Form der Verteilung ( $\nu=2$ für Gaußverteilung)
$\Omega$	Kernstrukturfaktor; Kerne mit nur einem ( $^9\text{Be}$ ) oder wenigen stabilen Energiezuständen ( $^{19}\text{Ne}$ ) haben kleine Produktionswirkungsquerschnitte
$\eta$	Paarungsfaktor für Produktkerne mit geraden ( $gg$ ), ungeraden ( $uu$ ), gerade-ungeraden ( $gu$ ) und ungerade-geraden ( $ug$ ) Protonen- und Neutronenzahlen
$\xi$	Verdampfung leichter Produktkerne wie zum Beispiel $^7\text{Be}$

# 7 Vergleich Theorie - Experiment

In diesem Kapitel werden die experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen Protonen-induzierter Reaktionen mit berechneten Daten auf Grundlage der in Kapitel 6 vorgestellten Modelle verglichen. Zuvor wird aber die Vergleichbarkeit der Ergebnisse diskutiert.

## 7.1 Vergleichbarkeit der Ergebnisse

Aus den Modellrechnungen ergeben sich die Restkernverteilungen direkt nach der Reaktion - die Produktion dieser Kerne ist jedoch im Sinne von Kapitel 3.2.2 unabhängig. Dagegen beinhalten die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte zum weitaus größten Teil auch die Erzeugung der gemessenen Restkerne über den Zerfall von Progenitoren. Um die Vergleichbarkeit von Experiment und Theorie auch in diesen Fällen zu gewährleisten, muß der Zerfallsprozess anhand der Zerfallsketten mit den theoretischen Daten in geeigneter Weise simuliert werden.

### 7.1.1 Zerfallsketten

Die Erstellung der benötigten Zerfallsketten erfolgte früher am ZSR per Hand mit Hilfe der Nuklidkarte [Se81, Pf95]; die Verzweungsverhältnisse bei konkurrierenden Zerfallsarten eines Kerns wurden aus der „Table of Isotopes“ [Fi96] entnommen. Dieses Verfahren ist jedoch unflexibel gegenüber Veränderungen der verwendeten Zerfallsdaten. Mehr noch ist es gänzlich unpraktikabel, sobald konkurrierende  $\alpha$ -Zerfälle auftreten, so daß die Zerfälle nicht mehr auf eine Isobare beschränkt sind (siehe Abb. 7.1) und sehr lange und komplexe Zerfallsketten entstehen können. Dies ist insbesondere bei schweren Targetelementen und auf der Neutronenreichen Seite der magischen Neutronenzahl 82 im Bereich der  $\beta^+$ -Zerfälle der Fall. So erfordert beispielsweise die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für  $^{147}\text{Eu}$  nach dem unten vorgestellten Algorithmus die Einbeziehung von 130 Progenitoren. Obwohl einige Beiträge davon sicher vernachlässigbar sind, kann man dies im Vorfeld der Zerfallskettensimulation infolge der vorher unbekanntenen Produktionswirkungsquerschnitte der einzelnen Nuklide nicht abschätzen, so daß prinzipiell alle Progenitoren berücksichtigt werden müssen.

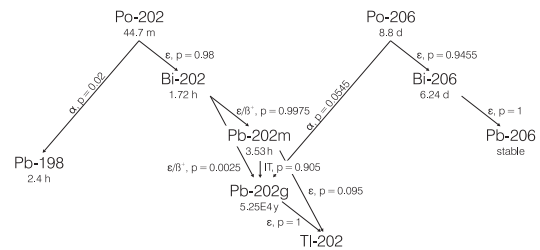


Abb. 7.1: Beispiel für Verzweungsverhältnisse ( $\alpha$ :  $\alpha$ -Zerfall;  $\epsilon$ : Elektroneneinfang,  $\beta^+$ :  $\beta^+$ -Zerfall, IT: Isomerenübergang).

Aus diesen Gründen wurde das Programm KUM erstellt, das zu jedem der experimentell nachgewiesenen Reaktionsprodukte die zugehörigen Zerfallsketten aus der NUDAT-Datenbank [Ki96] rekursiv ermittelt, aus den Verzweungsverhältnissen  $p_j$  auf beitragende Nuklide bezogene Produktionsfaktoren  $f_i$  (Gl. 7.1) berechnet und diese Informationen in eine Datei schreibt. Diese wiederum bildet schließlich die Grundlage für die Programme, die aus den primären theoretischen Restkernverteilungen die mit den experimentellen Daten vergleichbaren Wirkungsquerschnitte berechnet.

Die Berechnung der zumeist kumulativen Wirkungsquerschnitte erfolgt unter der Annahme, daß alle  $n$  Progenitoren zum Zeitpunkt der Messung des Nuklids  $N$  in dasselbe zerfallen sind. Demgemäß ergibt sich  $\sigma_{N,cum}$  für die Produktion von  $N$  aus den unabhängigen Daten  $\sigma_{i,ind}$  der Progenitoren unter Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse  $p_j$  zu

$$\sigma_{N,cum} = \sigma_{N,ind} + \sum_{i=1}^n f_i \cdot \sigma_{i,ind} \quad \text{mit} \quad f_i = \prod_{j=1}^n p_j. \quad (7.1)$$

Abbruchkriterien für die Verfolgung der Zweige der Zerfallsketten ist entweder der triviale Fall eines nicht mehr in [Ki96] verzeichneten Progenitors oder daß  $f_i \leq 10^{-5}$  ist.

Trotz der durch diesen Prozeß hergestellten Vergleichbarkeit der Ergebnisse von Theorie und Experiment existieren Fälle, in denen diese Prozedur nur unter bestimmten Annahmen erfolgen kann. Dies liegt an der Tatsache, daß in der Natur metastabile oder energetisch von Null verschiedene Zustände von Kernen vorkommen, die in dieser Arbeit benutzten Codes jedoch „nur“ die Produktion eines Kernes als Zustand einer definierten Neutronen- und Protonen-Zahl berechnen. Zur Zeit existieren nur zwei Codes - FKK-GNASH (siehe beispielsweise [Ch94]) und STAPRE (siehe zum Beispiel [St97]) -, mit denen sich verschiedene Kernzustände auf Basis von Hauser-Feshbach-Rechnungen unter Berücksichtigung von Drehimpuls und Parität berechnen lassen - mit dem Nachteil zeit- und vor allem Eingabeparameterintensiver Rechnungen. Trifft KUM in den Zerfallsketten auf  $n$  mögliche Zustände eines Kernes, so wird deshalb in einer ersten Näherung angenommen, daß jeder Zustand mit der Wahrscheinlichkeit  $1/n$  produziert wird.

Diese Näherung hat allerdings für die Vergleichbarkeit der meisten in dieser Arbeit bestimmten experimentellen Daten keine Bedeutung, weil die Halbwertszeiten der hier gemessenen Nuklide gegenüber denen von Nukliden in den oben genannten Fällen so groß sind, daß solche Progenitoren zum Zeitpunkt der Messung vollständig zerfallen sind, eine stark unterschiedliche Produktion zweier Zustände eines Nuklids also keine Rolle spielt; es muß aber darauf hingewiesen werden, daß bei der Modellierung der Produktion kurzlebigerer Nuklide dieser Punkt künftig Schwierigkeiten bereiten könnte. Letztendlich bedarf es im Einzelfall individueller Kontrollen, ob ein Vergleich erlaubt ist. So ist beispielsweise ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte von  $^{202}\text{Tl}$  (siehe Abb. 7.1) in dieser Arbeit nicht zulässig, weil dieses Nuklid zwar über den langlebigen Grundzustand des  $^{202}\text{Pb}$  abgeschirmt ist, aber über dessen metastabilen Zustand erzeugt werden kann, über dessen Produktion im (Energie-abhängigen) Verhältnis zum Grundzustand keine Daten vorliegen. Nur nach einer Messung des Wirkungsquerschnitts von  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  hätte man die unabhängige Produktion von  $^{202}\text{Tl}$  vergleichen können.

## 7.1.2 Reaktionswirkungsquerschnitte

Während die auf dem Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen basierenden Codes die in Gleichung (7.2) benötigten  $\sigma_{i,\text{ind}}$  über das optische Modell direkt berechnen, liefern die Monte-Carlo-basierten INC-Codes primär nur die Anzahl  $N_p$  erzeugter Kerne eines Nuklides pro  $N_{\text{casc}}$  Kaskaden auslösender  $N_{\text{proj}}$  Projektile. Letztere lassen sich über den Reaktionswirkungsquerschnitt  $\sigma_R$  gemäß  $\sigma_p = \sigma_R \cdot N_p / N_{\text{casc}}$  in Produktionswirkungsquerschnitte transformieren.  $\sigma_R$  läßt sich aus HETC und LAHET über den geometrischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_G = \pi r^2 = \pi (r_0 A^{1/3})^2$  zu  $\sigma_R = \sigma_G \cdot N_{\text{casc}} / N_{\text{proj}}$  bestimmen. Dieser stellt jedoch eine schlechte Approximation experimenteller Daten dar (siehe beispielsweise Fig. 1 in [Pr97b]). Deshalb wurde  $\sigma_R$  über die ab 20 MeV Protonenenergie einsetzbare empirische Relation von Letaw [Le83, Pe89] berechnet. Einen exemplarischen Vergleich derselben mit den auf einem geometrischen Wirkungsquerschnitt von 2467 mb basierenden Reaktionswirkungsquerschnitten der verschiedenen INCs aus HETC und LAHET zeigt Abbildung 7.2.

Abbildung 7.2 macht mehrere Sachverhalte deutlich: In dem für die INC-Rechnungen interessanten Bereich ab 100 MeV Protonenenergie unterscheiden sich zum einen zunächst einmal die Reaktionswirkungsquerschnitte der INC-Modelle. Während HETC und LAHET/Bertini-INC sich mit zunehmender Projektilenergie erwartungsgemäß angleichen, weicht LAHET/ISABEL um etwa 20 % davon ab. Diese infolge des eigentlich weiterentwickelteren ISABEL-INC-Modells zunächst überraschende und

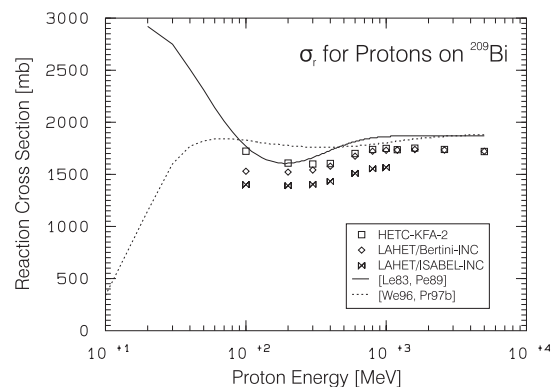


Abb. 7.2: Reaktionswirkungsquerschnitt für Protonen-induzierte Reaktion an  $^{209}\text{Bi}$ .

im Vergleich zu den in Abbildung 7.2 ebenfalls dargestellten empirischen Relationen in die falsche Richtung weisende Abweichung erklärt sich dadurch, daß wie in Kapitel 6.3.3 beschrieben mit den Standardeinstellungen von LAHET gerechnet wurde. Bei deren Verwendung wird bei der Benutzung des ISABEL-INC-Modells *keine* Beugung und Reflektion im Kern an den Potentialgrenzen berücksichtigt. Chen et al. [Ch68] weisen daraufhin, daß eine Einbeziehung dieser Effekte zur Abnahme der Transparenz des Kerns und damit zu einer höheren Reaktionswahrscheinlichkeit führt; allerdings machen sie auch darauf aufmerksam, daß dies in anderen Teilbereichen zu Unstimmigkeiten führt.

Neben der Formulierung Letaws [Le83] wurde auch der neuere, semi-empirische Ansatz von Wellisch und Axen [We96] in Abbildung 7.2 berücksichtigt. Da deren Gleichungen in [We96] nicht korrekt wiedergegeben waren, wurde dafür auf die Korrektur derselben in [Pr97c] zurückgegriffen. Im Vergleich mit Letaw ergeben sich starke Differenzen vor allem im niederenergetischen Bereich, die vermutlich auf die Unterschätzung der Coulomb-Barriere bei Letaw basieren. Diese Diskrepanzen sind im Rahmen der INC-Rechnungen allerdings nicht von Interesse ist, sollten jedoch bei zukünftigen Arbeiten beachtet werden; in diesem Zusammenhang könnte der neuere Ansatz von Tripathi [Tr97] weiterhelfen. Im Bereich über 100 MeV unterscheiden sich die Ansätze Letaws sowie Wellisch und Axens um maximal noch 10 %; eine eindeutige Entscheidung über die größere Güte einer der beiden Formulierungen in dieser Region kann hier mangels Daten nicht erfolgen.

Die obige Diskussion sowie die Abbildungen in [Pr97b] zum Thema Evaluation Protonen-induzierter Reaktionswirkungsquerschnitte verdeutlichen ein wenig den auch in diesem Bereich nuklearer Daten prekären Mangel an experimentellen Daten. So stammen die experimentellen Daten, die Prael und Chadwick [Pr97b] aus drei Compilationen selbst für so technologisch wichtige Elemente wie Blei, Wolfram und Eisen angeben, bis auf zwei Quellen aus 1985/86 aus den 50er bis 70er Jahren; für Wolfram existiert gar nur eine einzige Messung bei 100 MeV aus dem Jahre 1966. Prael und Chadwick gehen angesichts dessen dazu über, im Bereich bis 400 MeV auf Berechnungen des Reaktionswirkungsquerschnittes mittels optischer Modelle - teilweise angepaßt an experimentelle Daten - und bei höheren Energien auf eye-guided-Fits an experimentelle Daten für die Benutzung in LAHET zurückzugreifen.

Für diese Arbeit bedeutet die Wahl der Letawschen Formulierung des Reaktionswirkungsquerschnitts angesichts der oben dargestellten Abweichungen einen Mittelweg; wichtig ist, daß den INC-Rechnungen derselbe Reaktionswirkungsquerschnitt zugrunde liegt. Dennoch ist es momentan angesichts dieser Situation nicht möglich, einen Code mit hohen Genauigkeitsansprüchen zu realisieren, da die Verwendung eines präzisen Reaktionswirkungsquerschnitts essentiell für alle damit in der Absoluthöhe skalierenden Ergebnisse ist. Insofern kann als erstes Ergebnis hinsichtlich der Modellierung Protonen-induzierter Restkernverteilungen allein aufgrund der Betrachtungen zum Reaktionswirkungsquerschnitt gefolgert werden, daß die Voraussagen auf Basis des INC-Modells nicht genauer als  $\pm 10-15\%$  sind, setzt man die oben benutzten (semi-)empirischen Formulierungen als korrekt voraus.

## 7.2 Durchführung der Rechnungen

Die Durchführung der Rechnungen erforderte den Einsatz auf verschiedener Rechnersysteme. AREL und ALICE-IPPE liefen auf DOS-basierten Standard-PCs; dagegen waren HMS-ALICE, HETC und LAHET als Monte-Carlo-Programme auf Sun-Workstations ausgelegt und wurden am Regionalen Rechenzentrum Niedersachsen (RRZN) eingesetzt.

Da eine manuelle Erstellung der jeweils notwendigen Eingabedateien infolge der streng einzuhaltenden Syntax sehr fehleranfällig ist, wurde diese programmgestützt vorgenommen. Für LAHET und HETC wurden diese Programme neu entwickelt; für die auf dem Hybridmodell basierenden Codes wurde das Programm MAKBAT von Lange [La94] entsprechend modifiziert. Alle Programme fragen optionale Eingaben ab, schreiben die Eingabedateien (siehe Anhang D) und entsprechende Batch- beziehungsweise Script-Files zur automatisierten Verarbeitung.

Die Anzahl der verschiedenen Energiepunkte, für die Wirkungsquerschnitte zu berechnen waren, variierte und richtete sich nach den zu erwartenden Strukturen in den Anregungsfunktionen sowie der benötigten Rechenzeit. Letztere hing bei den Monte-Carlo-Programmen neben der Energie auch von der

Anzahl der Projektile ab, für die Reaktionen modelliert werden sollten. Da davon wiederum die Anzahl der erzeugten Produktkerne eines Typs beeinflusst wurde, sind die in der Übersichtstabelle 7.1 angegebenen Projektilzahlen als Kompromiß zwischen guter Statistik und vertretbarer Rechenzeit anzusehen. Obwohl bei Produktkernen mit weniger als 25 erzeugten Kernen die statistischen Fehler über 20 % lagen, wäre eine Erhöhung der Teilchenzahlen angesichts linear steigender Rechenzeit nicht mehr vertretbar gewesen, zumal der Trend der Anregungsfunktionen in nahezu allen solchen Fällen eindeutig ist. Außerdem sollte der statistische Fehler ohnehin nicht überbewertet werden, da mit ihm keine Aussage über die Qualität der Modellierung gemacht wird.

Bei Targetelementen, die aus mehreren Isotopen bestehen, wurden die Rechnungen wie oben beschrieben und in Tabelle 7.1 gezeigt für jedes Isotop durchgeführt. Davon wurde auch im Falle von quasi monoisotopen Elementen wie Tantal (99.988 %  $^{181}\text{Ta}$ , 0.012 %  $^{180}\text{Ta}$ ) nicht abgewichen.

Tab. 7.1: Überblick über die Modellrechnungen.

Programm	Energiebereich [MeV]	Energiepunkte	Projektile pro Energiepunkt und Isotop <sup>1</sup>
AREL	10 - 900	108	
ALIPPE	10 - 260	72	
HMS	10 - 900	108	10 <sup>5</sup>
HETC	100 - 5000	11	5·10 <sup>5</sup>
LAHET	100 - 5000	11	5·10 <sup>5</sup>
TSAO	10 - 20000	29	

<sup>1</sup> Bei Monte-Carlo-Codes

Die Berechnung der mit den experimentellen Ergebnissen vergleichbaren Wirkungsquerschnitte wurde auf Basis von Gleichung (7.1) vorgenommen. Für diese Aufgabe wurden die Programme HETSIGMA und LHTSIGMA geschrieben, die die Ausgaben von HETC und LAHET entsprechend bearbeiten.

An AREL, ALICE-IPPE und HMS wurden angepasste Versionen des Programms SUMALL von Lange [La94] gekoppelt. Im Rahmen der Anpassung an die neuen Programme wurden die ursprünglich auf 12 Progenitoren und Zerfälle auf einer Isobaren begrenzten Zerfallsketten erweitert. Vor diesem Hintergrund sind alle bisherigen Modellrechnungen, die mit diesem Programm auf Basis einer Zerfallskettendatei mit nicht auf einer Isobaren ablaufenden oder mehr als 13 Progenitoren beinhaltenden Zerfallsketten vorgenommen wurden, nur unter Vorbehalt richtig. Abbildung 7.3 zeigt das Programmsystem mit den einzelnen Codes im Überblick.

Durchgeführt wurden Rechnungen mit allen in Kapitel 6 beschriebenen und in Abbildung 7.3 dargestellten Programmen für alle in dieser Arbeit ausgewerteten Targets. Auch die in den Diplomarbeiten [Bu97, Ha95, De97, Ho95, KI96, Pr97] teilweise enthaltenen und diskutierten HETC-, LAHET-, HMS-ALICE und ALICE-IPPE-Rechnungen im Hinblick auf die darin bearbeiteten Targetelemente fußen auf Rechnungen nach den oben dargelegten Gesichtspunkten. Berechnet wurden außerdem die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der langlebigen, per AMS gemessenen Nuklide  $^{10}\text{Be}$  [Su97],  $^{14}\text{C}$  [Ne96a],  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{36}\text{Cl}$  [Su97] und  $^{129}\text{I}$  [Sc97].

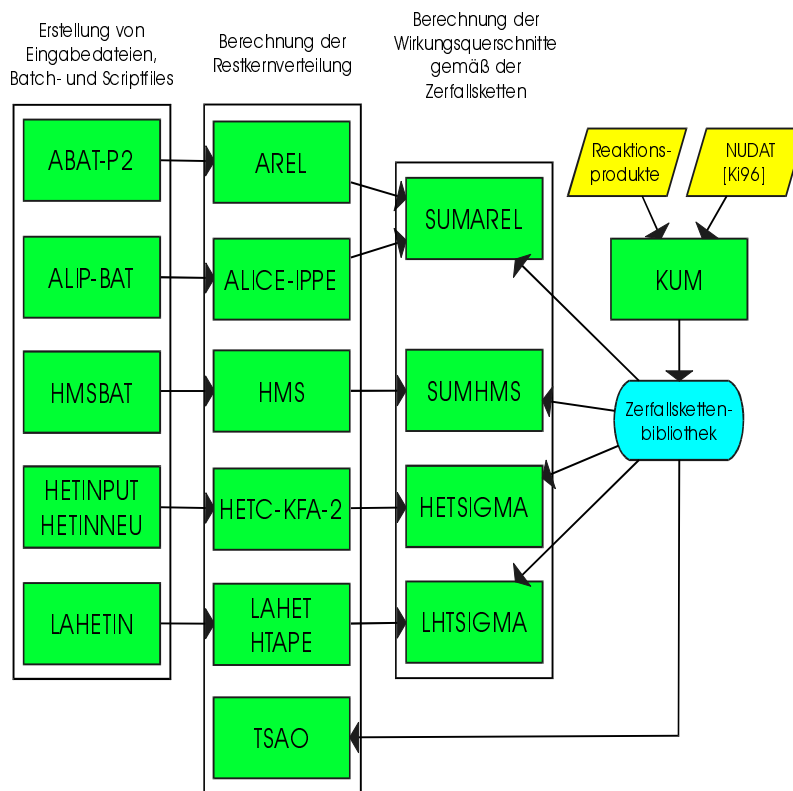


Abb. 7.3: Der Ablauf der Theorierechnungen und verwendete Programme im Überblick.

### 7.3 Analyse Hybrid-Modell

Das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen in Form des ALICE-Codes ist in der Vergangenheit mit nur wenigen Einschränkungen ausführlich Gegenstand von Untersuchungen vor allem auch unserer Gruppe gewesen (zum Beispiel [G193, Sc95]). Auf eine ausführliche Diskussion wird deshalb und angesichts der in Kapitel 6.2 dargelegten Einschränkungen an dieser Stelle verzichtet. Dazu kommt, daß die Daten dieser Arbeit nur den Bereich bis hinunter zu Protonenenergien zwischen 60 und 80 MeV abdecken und damit zumeist wesentliche Teile der Anregungsfunktionen zum Vergleich noch fehlen. Daher wird eine genauere als hier auch aus Platzgründen mögliche Analyse auf spätere Arbeiten verschoben, in denen dann außerdem auf die experimentellen Resultate schon durchgeführter, jedoch noch nicht ausgewerteter und weiterer geplanter Experimente mit niederenergetischen Protonen zurückgegriffen werden kann.

Statt dessen soll vielmehr die durch die Vielfalt der eingesetzten Präequilibrium-Codes möglich gewordene Gelegenheit genutzt werden, die Auswirkungen der Erweiterungen der Modellannahmen gegenüber dem von Blann ursprünglich formulierten Modell [B183] zum ersten Mal vergleichend zu untersuchen. Dies beschränkt sich gemäß der Natur der Ergebnisse dieser Arbeit auf die Fähigkeit der Codes, die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen vorauszusagen. Da das Augenmerk in dieser Arbeit vorrangig auf den schweren Targetelementen lag, würden sich diese für einen Vergleich anbieten, zumal in diesem Massenbereich früher nur experimentelle Daten für Gold [Bo93, Re93, Kr95, Mi96] zur Verfügung standen. Dennoch muß zur Diskussion typischer Effekte auch auf charakteristische Anregungsfunktionen des Targetelementes Eisen zurückgegriffen werden, da für dieses vollständigere Datensätze vorliegen.

### 7.3.1 Untersuchungen hinsichtlich spezifischer Effekte

Vorab stellt Tabelle 7.2 noch einmal die wichtigsten Unterschiede der PE-Codes im Vergleich dar.

Tab. 7.2: Die wichtigsten Unterschiede der benutzten PE-Codes im Überblick.

Eigenschaft	AREL	HMS-ALICE	ALICE-IPPE
Max. Ordnung MPE	2	keine	2
Niveaudichten	Fermigas <sup>1</sup>	Fermigas <sup>1</sup>	Fermigas Ignatyuk [Ig75]
PE-Clusteremission	nein	nein	ja
Reaktionswirkungsquerschnitt	Optisches Modell [B183] renormiert auf [Pe89]	Optisches Modell [B183]	Optisches Modell [B183]

<sup>1)</sup> Die Wahl anderer Niveaudichten ist möglich, deren Implementation ist jedoch zweifelhaft.

#### 7.3.1.1 Einfluß der Wahl der Massenrechnungsart sowie allgemeine Betrachtungen

Der bereits früher festgestellte extreme Einfluß der Wahl der Massenrechnungsart bestätigt sich auch in den Untersuchungen dieser Arbeit. Abbildung 7.4 verdeutlicht dies anhand des Vergleiches der Anregungsfunktion für die unabhängige Produktion von <sup>46</sup>Sc aus Eisen mit den Voraussagen aller PE-Codes. Dabei wurden die Niveaudichten mit ALICE-IPPE hier wie auch im folgenden einmal auf Basis der Annahme eines Fermigas und einmal nach der Beschreibung von Ignatyuk berechnet, während in AREL und HMS-ALICE standardmäßig Fermigas-Niveaudichten zum Einsatz kamen.

Die Bezeichnung der Theorierechnungen in den Abbildungen erfolgt aus Konsistenzgründen analog zu der älterer Arbeiten unserer Gruppe in Abhängigkeit von der gewählten Massenrechnungsart:

- XMS/MS Experimentelle Massen nach Wapstra und Audi [Wa85], sonst beziehungsweise ausschließlich theoretische Berechnung nach Myers und Swiatecki [My66].
- XMSC/MS Wie XMS/MS unter Berücksichtigung von Schalenkorrekturen und Paarungseffekten.

Erkennbar ist einerseits die Abhängigkeit der Lage der Schwellenenergie, die im gezeigten Beispiel um bis zu etwa 15 MeV variiert. Andererseits wird aber auch die Absoluthöhe der berechneten Wirkungsquerschnitte beeinflusst: Im Bereich der Schwelle der Reaktion entstehen so Differenzen von zwei Größenordnungen, die sich im hochenergetischen Bereich auf immerhin noch einen Faktor fünf reduzieren. Obwohl dieses zur Illustration der Abhängigkeit der Ergebnisse von der Massenrechnungsart ausgewählte Beispiel einen extremen Fall darstellt, hängen auch die Resultate für die anderen Produkt- nuklide mehr oder weniger stark davon ab. Diese Beobachtungen treffen auch für Reaktionen an den schweren Targetelementen zu, die hier nicht gezeigt werden, weil es im Bereich der Schwellenenergien teilweise noch an experimentellen Daten mangelt.

Abbildung 7.4 macht darüber hinaus zwei weitere Probleme deutlich. So gestatten AREL und HMS-ALICE zum einen zwar die Berechnung von Wirkungsquerschnitten bis hinauf zu 900 MeV, aber ab etwa 300 MeV geben beide Codes weder Größe noch Form der experimentellen Daten wieder. Dies hat bei HMS-ALICE zum einen den Grund, daß die Reaktionswirkungsquerschnitte mittels des alten, in diesem Energiebereich ungeeigneten optischen Modells berechnet werden. Doch selbst die in AREL vorgenommene Umnormierung auf den nach Pearlstein [Pe89] berechneten Reaktionswirkungsquerschnitt verbessert nur die Absolutwerte, nicht aber die Form der Anregungsfunktion. Dagegen wirkt die Beschreibung mit ALICE-IPPE/Ignatyuk bis 300 MeV unter Einbeziehung von Clusteremission im Präequilibrium und der Berücksichtigung von Schalenkorrekturen sowie Paarungseffekten deutlich konsistenter mit den experimentellen Werten. Mindestens eine nicht korrekte Beschreibung der Ni-



veaudichten ist also eine weitere Erklärung für den fehlerhaften Abfall der mit AREL und HMS-ALICE berechneten Anregungsfunktionen im Hochenergetischen.

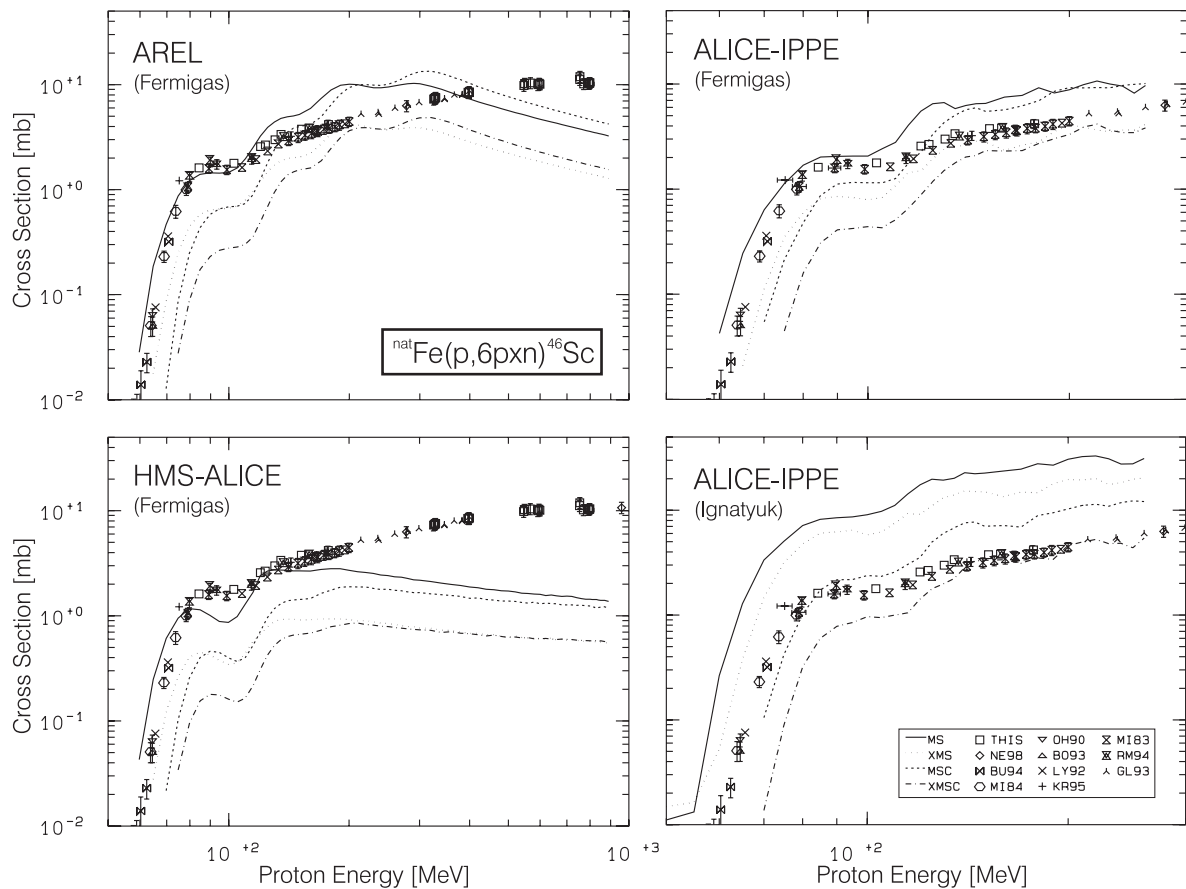


Abb. 7.4: Auswirkung verschiedener Massenrechnungsarten in den in dieser Arbeit verwendeten Präequilibriumcodes am Beispiel der Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,6\text{pxn}){}^{46}\text{Sc}$ ; für weitere Erklärungen siehe Text.

Das zweite, weitere über die Massenrechnungsart in Abbildung 7.4 deutlich werdende Problem sind die in den AREL-Rechnungen oberhalb von 100 MeV erkennbaren Strukturen, die denen in älteren ALICE-Versionen ähneln, experimentell jedoch nicht verifizierbar sind. Da  ${}^{46}\text{Sc}$  unabhängig produziert wird, ist im Gegensatz zu kumulativ Wirkungsquerschnitten der Einfluß fehlerhaft berechneter Progenitoren auszuschließen. Andererseits sind diese Oszillationen in den anderen hier verwendeten Codes - insbesondere bei HMS-ALICE - bei weitem nicht mehr so ausgeprägt.

Der Hauptunterschied von HMS-ALICE und ALICE-IPPE im Gegensatz zu AREL ist der einer geänderten Berechnung der PE-Phase. Obwohl diese Änderungen sehr verschieden sind, haben die in HMS-ALICE berücksichtigten multiplen Präequilibriumemission von Nukleonen und die mit ALICE-IPPE in Betracht gezogene PE-Clusteremission gemeinsam, daß die Produktion von Teilchen im Präequilibrium gegenüber der in AREL erhöht ist. Anders ausgedrückt wurde die PE-Emission von Teilchen in AREL beziehungsweise dessen Vorgängern unter- und die Emission in der Evaporationsphase als Folge überschätzt. Weil aber aus dem Präequilibrium stammende Ejektile im Mittel mehr Energie besitzen als evaporierte Teilchen, bedeutet dies, daß die Anregungsenergien der nach der Präequilibriumphase in AREL und dessen Vorgängern übrig bleibenden Restkerne zu hoch waren. Dies wiederum würde während der Evaporation dazu führen, daß Verdampfungskanäle offen stehen, die bei niedrigeren Anregungsenergien nicht zur Verfügung stehen. Insbesondere steht zu vermuten, daß die im Bereich über 100 MeV erkennbaren lokalen Maxima in den AREL-Anregungsfunktionen dadurch entstehen, daß ab bestimmten Anregungsenergien die Wahrscheinlichkeit für die Emission weiterer komplexer Teilchen so groß wird, daß diese tatsächlich emittiert werden.

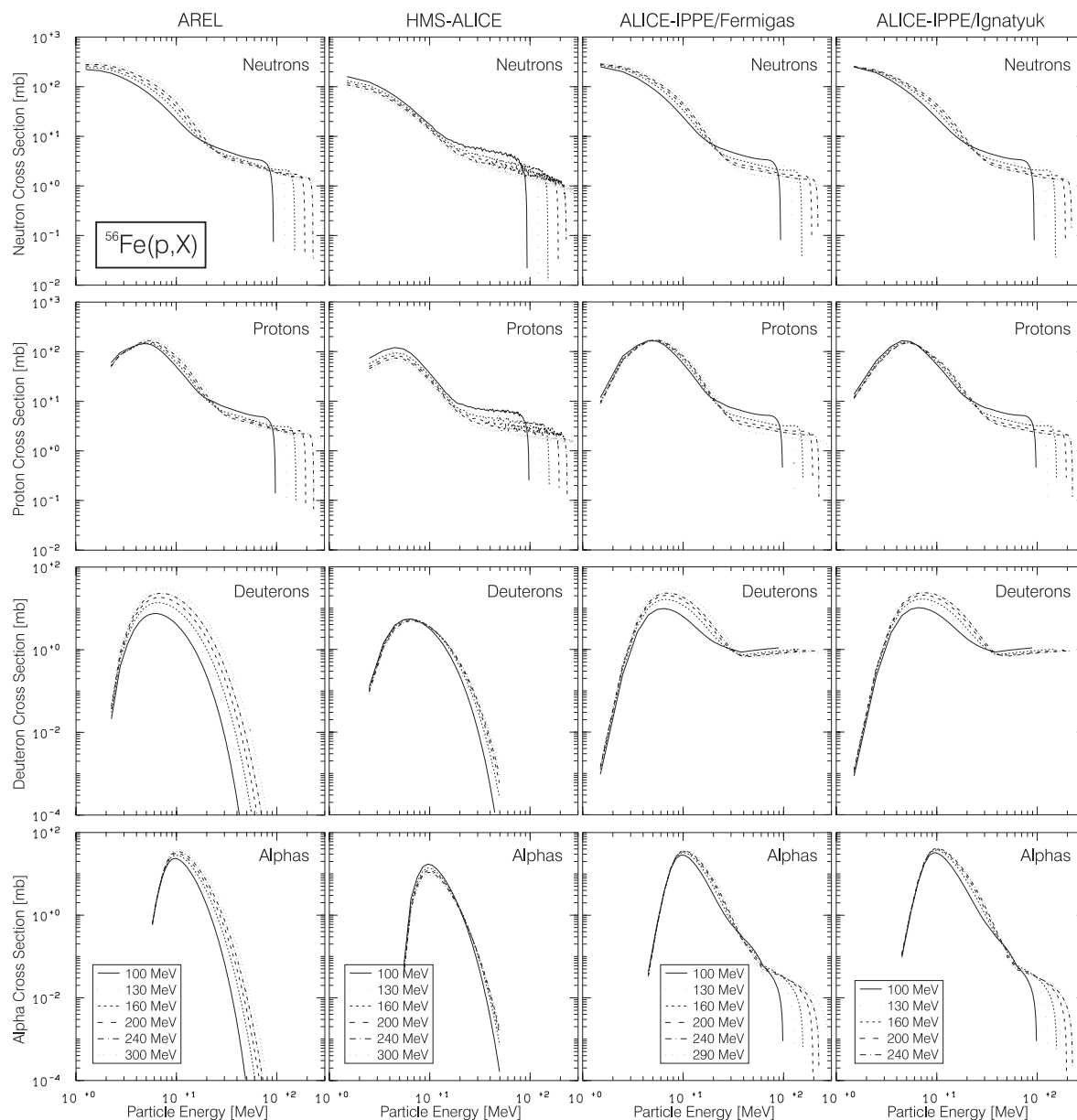


Abb. 7.5: Sekundärteilchenspektren für in der Reaktion  $^{56}\text{Fe}(p,X)$  erzeugte Neutronen, Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen für verschiedene Protonenenergien; für weitere Erklärungen siehe Text.

Um diesen Aspekt etwas näher zu beleuchten, sind in Abbildung 7.5 die mit AREL, HMS-ALICE und ALICE-IPPE berechneten Sekundärteilchenspektren für in der Reaktion  $^{56}\text{Fe}(p,X)$  erzeugte Neutronen, Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen für verschiedene Energien primärer Protonen im fraglichen Bereich zwischen 100 MeV und 300 MeV dargestellt (Massenberechnungsart MS). Wie vermutet sagt AREL mit steigender Primärenergie einen starken Anstieg der Emission komplexer Teilchen voraus, während die Produktion von Clustern bei der Berechnung mit HMS-ALICE im Gegensatz dazu nahezu unverändert bleibt. Dies verdeutlicht ebenso der in Abbildung 7.6 links gezeigte Vergleich Energieintegrierter Teilchenausbeuten der beiden Codes: Während in AREL mit steigender Primär- und damit Anregungsenergie des nach der limitierten PE-Phase übrig bleibenden Restkerns die Produktion aller Sekundärteilchen ansteigt, ist bei HMS-ALICE sogar ein leichter Abfall zu beobachten. Abbildung 7.5 macht darüber hinaus einerseits den Einfluß der Berücksichtigung der PE-Clusteremission in ALICE-IPPE klar sowie andererseits die ebenfalls in ALICE-IPPE implementierte verbesserte Behandlung der  $\gamma$ -Emission in Konkurrenz zur Evaporation von Protonen bewirkt, daß die Produktion von Protonen mit niedrigen Energien im Bereich der Schwelle wesentlich stärker abfällt als in AREL und HMS-ALICE.

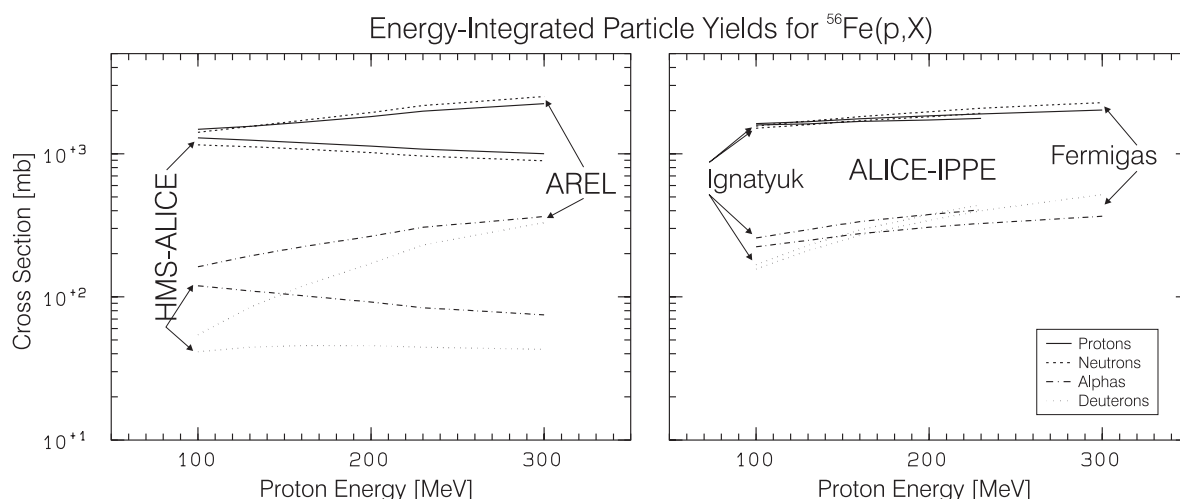


Abb. 7.6: Energie-integrierte Sekundärteilchenausbeuten für in der Reaktion  $^{56}\text{Fe}(p,X)$  erzeugte Neutronen, Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit der Energie der primären Protonen; für weitere Erklärungen siehe Text.

### 7.3.1.2 Einfluß der Niveaudichtenberechnung

Entsprechend des schon im vorigen Abschnitt angesprochenen Einflusses der Niveaudichten soll dieser nun hier untersucht werden. Dies erfolgt infolge der stabilen Implementierung ausschließlich mit ALICE-IPPE; HMS-ALICE und AREL bieten zwar ebenso weitere Möglichkeiten zur Niveaudichteberechnung an, aber deren Umsetzung erwies sich in den damit durchgeführten Rechnungen als wenig zuverlässig sowohl in Bezug auf ihre Stabilität gegenüber Programmabstürzen als auch als im Hinblick auf die Ergebnisse, so daß deren Anwendung nicht ratsam schien.

Abbildung 7.7 zeigt einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment am Beispiel der Anregungsfunktionen  $^{nat}\text{Pb}(p,4pxn)^{195,196}\text{Au}$ . Diese beiden Produkte sind deshalb interessant, weil  $^{195}\text{Au}$  kumulativ gemessen wird, während  $^{196}\text{Au}$  nur direkt, also unabhängig von Progenitoren erzeugt wird. Betrachtet man zunächst die Produktion von  $^{196}\text{Au}$  wird deutlich, daß mit der Niveaudichteberechnung nach Ignatyuk (Abb. 7.7 rechts) die Beschreibung der experimentellen Daten zwar noch nicht perfekt, aber doch um eine Größenordnung besser ist als mit der nach dem Fermigasmodell (Abb. 7.7 links).

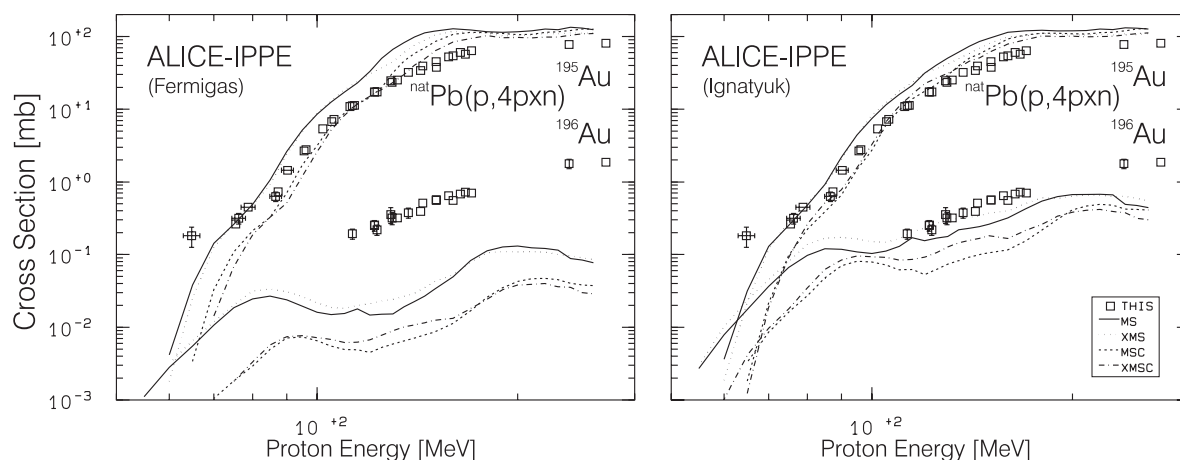


Abb. 7.7: Einfluß der Niveaudichteberechnung am Beispiel mit ALICE-IPPE berechneter Anregungsfunktionen für die Reaktionen  $^{nat}\text{Pb}(p,4pxn)^{195,196}\text{Au}$ .

Die folgende Abbildung 7.8 macht die extremen Unterschiede der Isotopenausbeuten bei einem Wechsel der Niveaudichtenberechnung anhand der unabhängigen Wirkungsquerschnitte für die Goldisotope in Protonen-induzierten Reaktionen an den einzelnen Bleiisotopen deutlich und unterstreicht damit die Bedeutung einer korrekten Formulierung dieses Sachverhalts. Wie man anhand der beiden Senkrechten bei jeweils  $A = 196$  und deren Verbindungslinien - eingezeichnet für die Produktion von  $^{196}\text{Au}$  aus dem häufigsten Bleiisotop  $^{208}\text{Pb}$  - erkennt, resultieren für die unabhängige Produktion von  $^{196}\text{Au}$  Wirkungsquerschnitte, die um eine Größenordnung differieren.

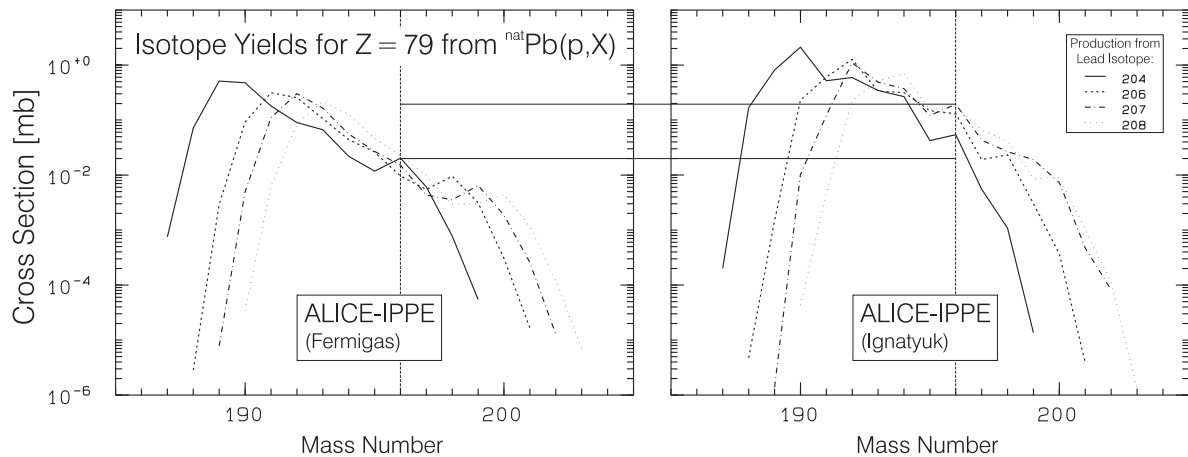


Abb. 7.8: Unabhängige Wirkungsquerschnitte der Goldisotope berechnet mit ALICE-IPPE unter Verwendung von Fermigasniveaudichten (links) sowie der Formulierung nach [Ig75] (rechts) für die Massenberechnungsart MS; für weitere Erklärungen siehe Text.

Auch für die unabhängige Produktion von  $^{195}\text{Au}$  würden nach Abbildung 7.8 solche Diskrepanzen resultieren. Dagegen zeigen sich trotz unterschiedlicher Niveaudichteberechnung für die Beschreibung der Erzeugung von  $^{195}\text{Au}$  in Abbildung 7.7 kaum Unterschiede. Dies liegt in der kumulativen Natur der Wirkungsquerschnitte dieses Isotops: Wird die Erzeugung eines der Progenitoren von  $^{195}\text{Au}$  mit sehr hohem Wirkungsquerschnitt beispielsweise im Maximum der Isotopenausbeute zufällig richtig berechnet, so kann dessen Produktion natürlich die anderer Progenitoren mit im Verhältnis sehr kleine Ausbeuten völlig überlagern. Dies macht deutlich, daß der Nutzen von kumulativen Wirkungsquerschnitte zur Beurteilung der Güte in die Rechnungen eingehender Parameter nur von beschränkter Art ist.

Demgegenüber muß abschließend betont werden, daß unabhängige Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen zur Beurteilung einer Niveaudichteformulierung unverzichtbar ist. Denn wie der Vergleich von mit ALICE-IPPE berechneter Sekundärteilchenspektren beziehungsweise Teilchenausbeuten in den Abbildungen 7.5 und 7.6 deutlich macht, unterscheiden sich diese beide Größen bei einer Änderung der Niveaudichteberechnung nur marginal - im Falle der Teilchenausbeuten um maximal etwa 10 %.

### 7.3.1.3 Auswirkung der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten

Die Auswirkung der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten als zwei wird in Abbildung 7.9 anhand der Reaktion  $^{nat}\text{Pb}(p,3pxn)^{203}\text{Hg}$  demonstriert. Diese Reaktion wurde trotz der für das Target Blei nicht definierten Reaktionskanäle gewählt, weil hier im Gegensatz zur Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  aus Wismut ausreichend experimentelle Werte vorliegen.

Während mit AREL theoretische Werte resultieren, die um zwei bis drei Größenordnungen unter den experimentellen Daten liegen, verbessert sich diese Situation mit der Benutzung von HMS-ALICE drastisch. Dies erklärt sich dadurch, daß in AREL lediglich die Präequilibriumemission zweier Nukleonen erlaubt war, das zur Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  aber notwendigerweise zu emittierende dritte Proton in

der Evaporationsphase statistisch nicht genügend Energie erhielt, um die hohe Coulombbarriere überwinden zu können, während Nukleonen aus dem Präequilibrium mit genügend hohen Energien emittiert werden. Obwohl die Oszillationen im hochenergetischen Bereich ein Nachbesserungsbedarf an der programmtechnischen Realisierung erkennen lassen, ist der Trend hin zu einer besseren Beschreibung der experimentellen Daten doch eindeutig.

Der Frage, ob die Annäherung zwischen Theorie und Experiment ausschließlich auf der Einführung höherer PE-Multiplizitäten als zwei zurückzuführen ist, oder ob die geänderte Berechnung der PE-Phase - selbst wenn man nur Multiplizitäten von zwei berücksichtigt - außerdem eine entscheidende Rolle spielt, wurde hier mangels verfügbarer Daten nicht weiter nachgegangen.

Tabelle 7.3 macht jedoch die Bedeutung der verbesserten Präequilibriumbeschreibung exemplarisch anhand der mit AREL und HMS-ALICE berechneten Wirkungsquerschnitte für die Protonen-induzierte Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  aus den einzelnen Bleiisotopen bei 200 MeV klar. Zweierlei ist zu erkennen: Zum einen beträgt der Anteil der Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  durch den Progenitor  $^{203}\text{Au}$  maximal knapp 2 % und ist damit vernachlässigbar, so daß  $^{203}\text{Hg}$  als quasi-unabhängig produziert angenommen werden kann. Darauf aufbauend erfolgt die Erzeugung von  $^{203}\text{Hg}$  bei HMS-ALICE zum anderen über alle beitragenden Bleiisotope hinweg nahezu in gleicher Größe, während es bei AREL entsprechend der in der Evaporationsphase zunehmenden Anzahl emittierter Neutronen mit zunehmender Massenzahl der Bleiisotope Unterschiede bis zu einem Faktor 20 gibt.

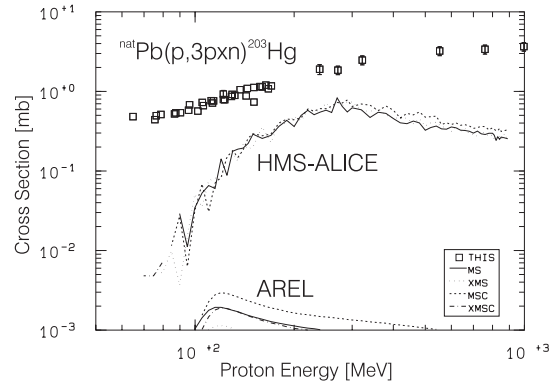


Abb. 7.9: Einfluß der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten am Beispiel der Anregungsfunktion der Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,3\text{pxn})^{203}\text{Hg}$ .

Tab. 7.3: Einfluß der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten am Beispiel der Protonen-induzierten, unabhängigen Produktion von  $^{203}\text{Hg}$  aus Blei bei 200 MeV bei der Berechnung mit AREL und HMS-ALICE.

Pb-Isotop	AREL		HMS-ALICE		$\sigma_{\text{AREL}}(^{203}\text{Hg}) / \sigma_{\text{HMS-ALICE}}(^{203}\text{Hg})$
	$\sigma(^{203}\text{Hg})$ [mb]	$\sigma(^{203}\text{Au}) / \sigma(^{203}\text{Hg})$ [%]	$\sigma(^{203}\text{Hg})$ [mb]	$\sigma(^{203}\text{Au}) / \sigma(^{203}\text{Hg})$ [%]	
206	$0.951 \cdot 10^{-4}$	$0.147 \cdot 10^{-4}$	0.301	$0.118 \cdot 10^{-5}$	0.032
207	$0.549 \cdot 10^{-3}$	$0.179 \cdot 10^{-3}$	0.356	1.91	0.154
208	$0.187 \cdot 10^{-2}$	0.083	0.400	$2.9 \cdot 10^{-3}$	0.468

Keine große Verbesserung gegenüber AREL bringt die Verwendung von ALICE-IPPE (nicht gezeigt). Dennoch deutet eine Verschiebung zu höheren Wirkungsquerschnitten bei der Berechnung der Niveaudichten nach Ignatyuk gegenüber dem Fermigasmodell an, daß HMS-ALICE mit einer verbesserten Niveaudichtebeschreibung die experimentellen Werte noch besser vorhersagen könnte.

Klärungsbedürftig bleiben allerdings trotz der insgesamt erreichten besseren Beschreibung mit HMS-ALICE die mit abnehmender Protonenenergie zunehmenden Diskrepanzen zwischen Theorie und Praxis. Als Erklärung bietet sich entweder die Unterschätzung der Präequilibriumemission von Nukleonen in diesem Bereich an oder die Vernachlässigung der Präequilibriumemission von Clustern.

### 7.3.1.4 Berücksichtigung der PE-Emission von Clustern

Der Nachweis des Einflusses der Berücksichtigung der PE-Emission von Clustern auf Basis des Verlaufs von Anregungsfunktionen anhand der integralen Daten nur dieser Arbeit ist schwer. Wie bereits Ende des vorigen Abschnitts angesprochen, könnten die Abweichungen zwischen HMS-ALICE und Experiment bei der Berechnung der Anregungsfunktion für die Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,3\text{pxn}){}^{203}\text{Hg}$  auf eine Vernachlässigung dieses Effekts hindeuten.

Dies ist gerade bei den schweren Targetelementen physikalisch sinnvoll, verhindert doch die hohe Coulombbarriere von beispielsweise 13.5 MeV für die Emission von Protonen oder Deuteronen beziehungsweise etwa 25 MeV für  $\alpha$ -Teilchen aus Blei oder Wismut wirkungsvoll eine Verdampfung während der Evaporationsphase, wohingegen aus der Präequilibriumstufe stammende Cluster infolge ihrer höheren Energien den Kern leichter verlassen können.

Eindeutiger läßt sich die PE-Emission von Clustern anhand der Anregungsfunktion der Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,3\text{pxn}){}^{51}\text{Cr}$  demonstrieren; Abbildung 7.10 zeigt die berechneten Verläufe im Vergleich zu den experimentellen Daten. Deutlich ist zu erkennen, daß AREL und HMS-ALICE ohne PE-Cluster-Emission das erste lokale Minimum bei etwa 28 MeV um etwa einen Faktor fünf unterschätzen. Dagegen beschreibt ALICE-IPPE unabhängig von der Verwendung der Niveaudichtenberechnungsart dieses nahezu perfekt. Im Detail gesehen ergibt sich zwar bei allen Codes, daß die Produktion von  ${}^{51}\text{Cr}$  bei dieser Energie nahezu ausschließlich über eine  $(p,\alpha)$ -Reaktion am  ${}^{54}\text{Fe}$ -Isotop hin zu  ${}^{51}\text{Mn}$  und dessen Zerfall zu  ${}^{51}\text{Cr}$  erfolgt und daß die direkte Erzeugung von  ${}^{51}\text{Cr}$  beziehungsweise die aus den anderen Eisenisotopen vernachlässigbar ( $< 5\%$ ) ist. Durch die Einbeziehung der PE-Cluster-Emission jedoch berechnet ALICE-IPPE die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  ${}^{54}\text{Fe}(p,\alpha){}^{51}\text{Mn}$  um einen Faktor zwei (Ignatyuk) beziehungsweise drei (Fermigas) höher als beispielsweise HMS-ALICE.

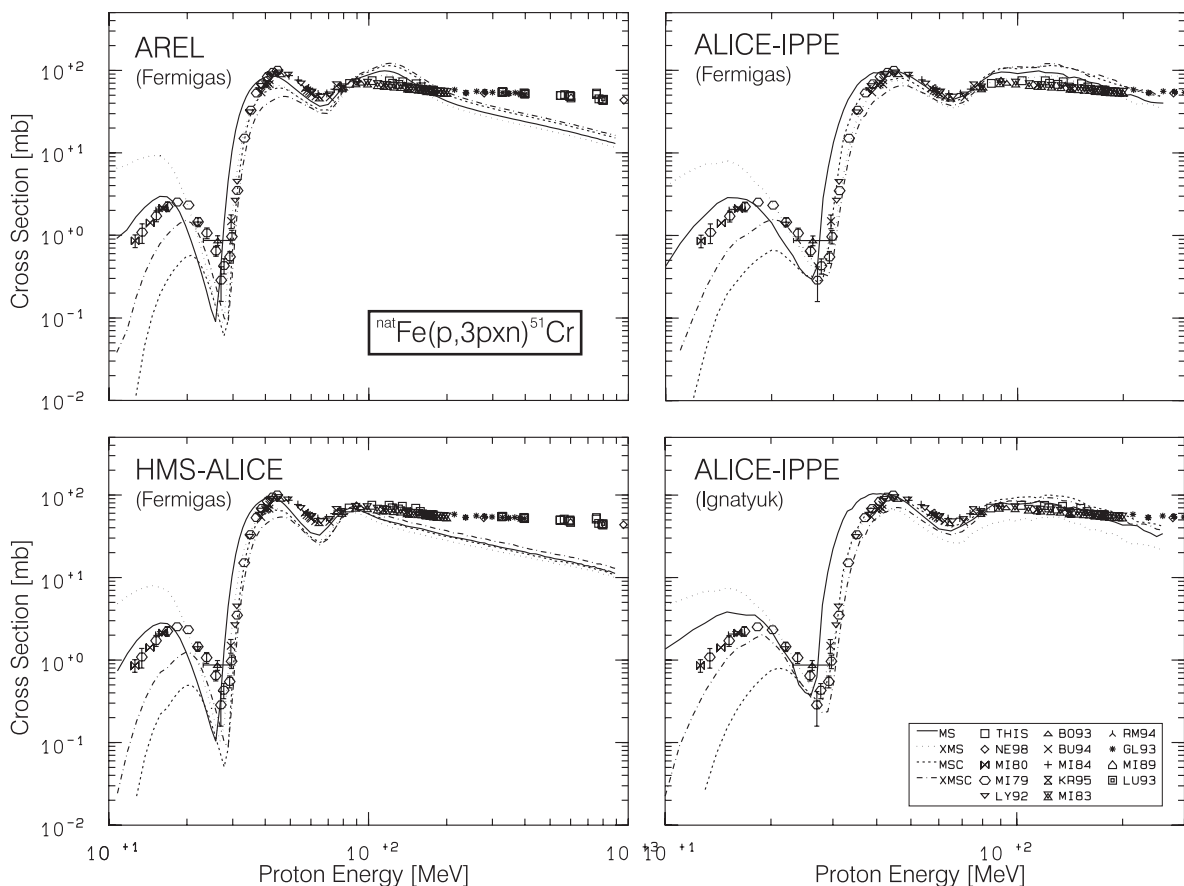


Abb. 7.10: Vergleich von Hybridmodellrechnungen mit experimentellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion  ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,3\text{pxn}){}^{51}\text{Cr}$ ; für weitere Erklärungen siehe Text.



Auch wenn dies nur eine exemplarische Diskussion ist und die PE-Emission von Clustern selten im Verlauf von Anregungsfunktionen sichtbar wird, so bildet die Berücksichtigung dieses Effektes dennoch ein notwendig zu beachtendes Mosaiksteinchen bei der theoretischen Beschreibung Protonen-induzierter Restkernproduktion. Letztendlich wird sich die Frage einer korrekten Modellierung des Phänomens jedoch nur über den Vergleich mit Sekundärteilchenspektren klären lassen; der Vergleich mit Anregungsfunktionen bildet dann einen weiteren Test der Güte des Modells.

### 7.3.1.5 Eigene Weiterentwicklungen

Zu Beginn dieser Arbeit wurden auch eigene Weiterentwicklungen von AREL ins Auge gefaßt. Allerdings verboten sich Änderungen grundlegenden Charakters von selbst, da diese eine Zeit für die Einarbeitung in den wenig kommentierten, 7000 Zeilen umfassenden FORTRAN-Code erfordert hätten, die der einer Neuentwicklung gleichgekommen wäre. So wurden nur leicht implementierbare Aspekte angegangen, die hier kurz dargelegt werden sollen, um zu demonstrieren, wo über die in den vorigen Abschnitten schon beschriebenen Aspekte hinaus weitere Probleme liegen.

Angesichts der Codeerweiterung bis hinauf zu Projektilenergien von 900 MeV wurde zunächst das Verhältnis der np- zu nn- oder pp-Streuquerschnitte untersucht. Dieses fließt in die Berechnung der Protonen- und Neutronen-Anfangsexzitonenzahlen ein und wurde bislang immer als konstant mit Wert drei [B183] angenommen. Dazu wurde dieses Verhältnis aus den NN-Streuquerschnitten nach Kikuchi und Kawai [Ki68], die in AREL ohnehin zur Bestimmung der intranuklearen Übergangsraten über die mittlere freie Weglänge verwendet werden, energieabhängig berechnet. Abbildung 7.11 zeigt den Verlauf zusammen mit den zum weiteren Vergleich aus den HETC-Datenbanken extrahierten Daten. Unter der Voraussetzung, daß die Berechnung nach Kikuchi und Kawai [Ki68] richtig ist, wird deutlich, daß die Annahme des konstanten Verhältnisses nur im Bereich bis 100 MeV gerechtfertigt ist. Darüber hinaus zeigen sich vor allem im hochenergetischen Bereich weitere Diskrepanzen zwischen den Ansätzen nach [Ki68] und HETC, die in einer erweiterten Version von AREL einer Klärung bedürften.

Daher wurde die ehemalige [B183] Berechnungsart der Protonen- und Neutronen-Anfangsexzitonenzahlen  $n_{0,p}$  und  $n_{0,n}$  in Protonen-induzierten Reaktionen unter der Annahme von  $n_0 = n_{0,p} + n_{0,n} = 3$  von

$$n_{0,p} = 1 + \frac{Z}{Z+3N}, \quad n_{0,n} = 2 - n_{0,p} \quad (7.2)$$

auf Basis energieabhängiger Streuquerschnitte korrigiert zur Protonenenergie-abhängigen Form

$$n_{0,p}(E_p) = 1 + \frac{\sigma_{nn}(E_p) Z}{\sigma_{nn}(E_p) Z + \sigma_{np}(E_p) N}. \quad (7.3)$$

Mit dieser Implementierung ergibt sich das in Abbildung 7.12 anhand des energieabhängigen Verlaufes von  $n_{0,p}$  für den Beschuß von Kobalt mit Pro-

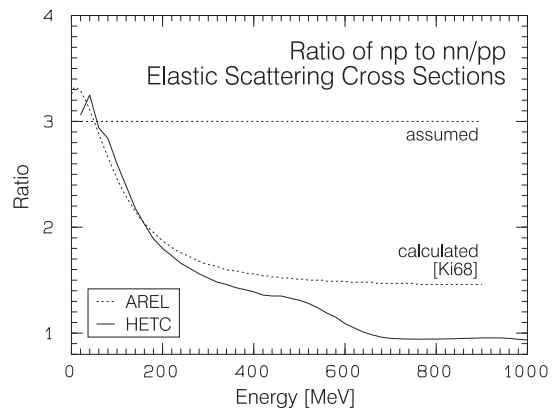


Abb. 7.11: Verhältnisse von np- zu nn- oder pp-Streuquerschnitten.

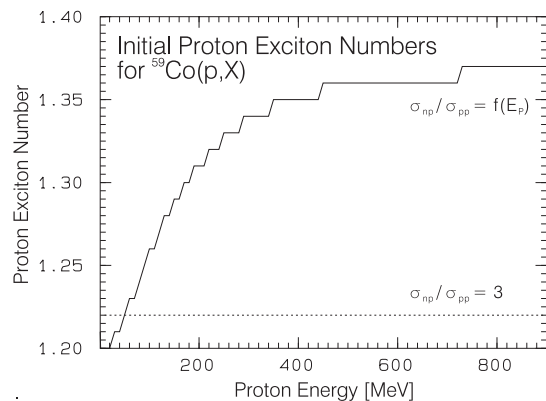


Abb. 7.12: Protonen-Anfangsexzitonenzahl  $n_{0,p}$  für die Reaktion  $^{59}\text{Co}(p,X)$  für eine Anfangsexzitonenzahl  $n_0 = 3.0$ .

tonen gezeigte Bild. Die Abweichungen im hochenergetischen Bereich von etwa 10 % mögen zwar angesichts der in den vorigen Kapiteln dargestellten Diskrepanzen von teilweise Größenordnungen nicht relevant erscheinen, aber dennoch stellen sie einen weiteren Schritt in Richtung einer verbesserten Berechnung der Reaktion dar.

Die Auswirkungen der Verwendung von Gleichung (7.3) anstatt von (7.2) auf Anregungsfunktionen wurden anhand der Berechnung Protonen-induzierter Reaktionen an dem monoisotopen Kobalt überprüft. Danach ergeben sich erwartungsgemäß kaum Änderungen bei Target-fernen Produkt nukliden, während die Produktion Target-naher Nuklide stärker beeinflusst wird: So macht sich die Erhöhung von  $n_{0,p}$  mit steigender Energie gegenüber der Annahme des konstanten Verhältnisses durch eine bis zu 30-prozentige Abnahme der Wirkungsquerschnitte für  $(p,xn)$ -Reaktionen bemerkbar.

Über diese Änderung hinaus wurden Tests durchgeführt, bei denen die alten Parameter des optischen Modells in AREL durch neuere, allerdings ebenfalls energieunabhängige nach Pearlstein [Pe89] ersetzt wurden. Die Wahl dieser Parameter ist ausschlaggebend für die aus dem optischen Modell berechneten Reaktions- und inversen Wirkungsquerschnitte. Ersterer skaliert die Absoluthöhe aller Ergebnisse, während letztere in die Übergangsraten  $\lambda_c(\epsilon)$  der Nukleonen aus dem Kern in das Kontinuum eingehen und damit entscheidend für die  $(N,Z)$ -Verteilung der Restkerne sind.

Abbildung 7.13 zeigt die sich ergebenden Unterschiede am Beispiel der inversen Wirkungsquerschnitte von Nukleonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen für Protonen-induzierte Reaktionen an Kobalt. Danach sind die mit den Parametern aus [Pe89] berechneten Emissionswahrscheinlichkeiten für Nukleonen größer als gegenüber der originalen Formulierung in [B183], während die für Clusteremission kleiner sind. Die Auswirkungen dieser Änderungen auf Anregungsfunktionen Protonen-induzierter Reaktionen wurden für  $^{59}\text{Co}(p,X)$  untersucht, sind aber nicht geschlossen darstellbar, daher wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß über die Einbeziehung der in den Kapiteln 7.3.1.x vorgestellten Verbesserungen hinsichtlich prinzipiell zu berücksichtigender physikalischer Phänomene hinaus auch die Gültigkeit alter Annahmen - wie in diesem Abschnitt demonstriert - einer Überprüfung bedarf, möchte man eine realitätsnahe Beschreibung Protonen-induzierter Reaktionen mit dem Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen auf Basis der Blannschen Formulierung [B183] erreichen.

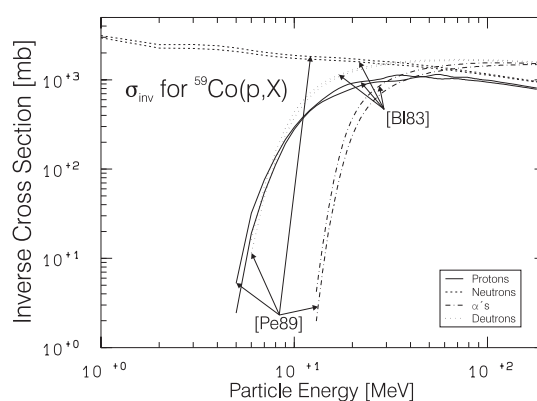


Abb. 7.13: Inverse Wirkungsquerschnitte berechnet mit dem optischen Modell und Parametern nach [B183] sowie [Pe89] für  $^{59}\text{Co}(p,X)$ .

### 7.3.2 Zusammenfassung der Diskussion des Hybrid-Modells der Präequilibriumreaktionen

Das Hybrid-Modell der Präequilibriumreaktionen wurde in der Vergangenheit mit Erfolg zur Modellierung Nukleonen-induzierter Reaktionen bis 200 MeV eingesetzt. Auch viele der in dieser Arbeit gemessenen Anregungsfunktionen werden vernünftig beschrieben, auch wenn in der oben geführten Diskussion nur Problemfälle dargestellt wurden. Dennoch führt - will man zu einer Beschreibung *aller* Phänomene kommen - kein Weg darum herum, weitere physikalische Effekte zu berücksichtigen.

Nach den oben dargelegten Ergebnissen müßte ein auf dem Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen beruhender Code über das in [B183] Gesagte hinaus folgende Eigenschaften haben:

- In der Präequilibriumstufe müssen Zerfälle höherer als nur zweiter Ordnung berücksichtigt werden; der von Blann mit HMS-ALICE eingeschlagene Weg der Formulierung dieser Phase auf Monte-Carlo-Basis ist vielversprechend, weil solche PE-Zerfälle darin zwanglos enthalten sind.



- Die Einbeziehung der Präequilibriumemission von Clustern ist notwendig; die in ALICE-IPPE gewählte und integrierte Beschreibung auf Basis des Koaleszenzmodells liefert vernünftige Ergebnisse.
- Die Berechnung der Niveaudichten muß auf adäquater Basis erfolgen; eine solche scheint die Ignatyuk [Ig75] vorgeschlagene und von Shubin et al. in ALICE-IPPE realisierte zu sein.
- Das der Berechnung der Reaktions- und inversen Wirkungsquerschnitte zugrunde liegende optische Modell muß neuen Erkenntnissen angepaßt werden; dies kann entweder über die Wahl aktueller Parameter erfolgen oder aber besser noch über die Verwendung eines energieabhängigen optischen Modells, wie es beispielsweise Madland in [St88] und [Ne96b] vorschlägt.
- Eine allgemeingültige Formulierung zur Berechnung der Massen in einer Reaktion involvierter Kerne ist notwendig; eventuell reicht auch die Benutzung neuerer Datensätze experimentell bestimmter Massen wie der von Audi und Wapstra [Au95].
- Der Einfluß einer verbesserten Einbeziehung in Konkurrenz zur Emission von Nukleonen stehender  $\gamma$ -Zerfälle wurde hier nicht weiter untersucht, da dieser bei den hier verwendeten Protonen-Energien als vernachlässigbar zu erwarten ist. Nach Shubin et al. [Sh95] ist eine korrekte Implementation aber für die Bestimmung der Lage der Schwellenenergie beispielsweise von (p,xnp)-Reaktionen an Neutronen-armen Isotopen wie etwa  $^{124, 126}\text{Xe}$  essentiell.
- Generell sollten die der Berechnung zugrundeliegenden Annahmen und deren Implementierung überprüft werden; manche Ansätze wurden als Zugeständnis an die Leistung früherer Rechnergenerationen bewußt einfach gehalten, sind heute aber nicht mehr zeitgemäß.

Von den in dieser Arbeit verwendeten Präequilibriumcodes erfüllt keiner die Gesamtheit dieser Forderungen. Den insgesamt besten Eindruck hinterläßt ALICE-IPPE, das sich in seiner Anwendbarkeit auch realistisch auf bis zu 300 MeV Projektilenergie beschränkt. Eine Erweiterung dieses Codes insbesondere hinsichtlich der PE-Multiplizitäten sowie des optischen Modells würde die Qualität seiner Voraussagen sicher weiter erhöhen. AREL und HMS-ALICE berechnen Reaktionen zwar bis 900 MeV, jedoch läßt die Qualität der Ergebnisse dazu raten, diesen Spielraum nicht auszunutzen, zumal die Anzahl der möglichen Restkerne eingeschränkt ist.

Angesichts der in dieser Arbeit gemachten Erfahrungen erscheint es mir kein erfolgversprechender Weg, das Hybridmodell durch Einbeziehung weiterer physikalischer Phänomene auf Energien jenseits von etwa 400 MeV zu erweitern. Zum einen steht in diesem Energiebereich das INC/E-Modell zur Verfügung und zum anderen gäbe es über die oben angesprochenen Punkte hinaus weitere klärungsbedürftige Punkte prinzipieller Art, die eine Monte-Carlo-INC/E-Formulierung bereits implizit enthält. So muß beispielsweise bei einigen 100 MeV Projektilenergie die Richtigkeit einer Anfangsexcitonenanzahl von 3 in Zweifel gezogen werden, da die darin einfließende Annahme, daß das Projektil in den Kern integriert wird, mit steigender Energie unwahrscheinlicher wird.

Eine Anmerkung soll dieses Kapitel abrunden: Auch wenn in der obigen Diskussion aus den Vergleichen der Resultate mehrerer Codes mit experimentellen Daten Rückschlüsse auf den Einfluß berücksichtigter physikalischer Phänomene gezogen wurden, so ist es prinzipiell sehr schwierig, nur auf Basis der Daten dieser Arbeit beurteilen zu wollen, wo Mängel der in die Modellrechnungen eingehenden Ansätze existieren. Wie in der Diskussion bereits angedeutet, müßte eine vernünftige Validierung Teilchenspektren *und* Produktionswirkungsquerschnitte von Restkernen umfassen. Denn da die durch das Proton ausgelöste Kernreaktion im Hybridmodell als zweistufiger Prozeß behandelt wird, zieht eine fehlerhafte Berechnung der Präequilibriumphase natürlich fehlerhafte Initialparameter - Restkernverteilung nach dem PE und Anregungsenergien dieser Kerne - für den Evaporationsteil nach sich, so daß die weitere Evaporation unter falschen Annahmen erfolgt.

## 7.4 Analyse INC/E-Modell

### 7.4.1 Einleitung

INC/E-Modelle sind in der Vergangenheit hauptsächlich zur Analyse der Spektren der in Kernreaktionen erzeugten sekundären Teilchen eingesetzt worden. Obwohl aus entsprechenden Rechnungen prinzipiell auch die Restkernverteilung hervorgeht, wurden Vergleiche der berechneten Restkernproduktion mit experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten bislang kaum durchgeführt. Dies ist zum einen darin begründet, daß im Gegensatz zur Modellierung von Teilchenspektren zur Berechnung statistisch signifikanter Resultate auf Monte-Carlo-Basis infolge der Vielfalt verschiedener möglicher Restkerne die Simulation einer wesentlich größeren Anzahl von Kaskaden erforderlich ist. Zum anderen lagen für systematische Vergleiche experimentelle Resultate nur für wenige Targetelemente, Projektilenergien und Produkte vor (siehe Kap. 5.5.3.1).

Diese Situation hat sich in neuerer Zeit in beiden Punkten verbessert: Neue systematische Experimente vor allem durch unsere Gruppe [Sc95, Mi95, Mi97b, und Referenzen darin] haben dazu beigetragen, daß die Datenbasis hinsichtlich der Restkernproduktion in Protonen-induzierten Reaktionen erheblich vergrößert wurde. Neue Computergenerationen ermöglichen auf der anderen Seite umfangreiche Rechnungen in vertretbarer Zeit. Dementsprechend wurden bereits umfangreiche Vergleiche experimenteller Ergebnisse [Mi95, Sc96] mit Modellrechnungen des INC/E-Codes HETC-KFA-2 für Targetelemente bis Kupfer zwischen 200 MeV und 2.6 GeV Protonenergie durchgeführt. Für mittelschwere Targetelemente und Gold liegen in demselben Energiebereich die Untersuchungen von Michel et al. [Mi97a, Mi97b] ebenfalls mit HETC-KFA-2 vor. Ausführlich gehen auch Mashnik et al. [Ma97] in ihrer Arbeit auf die Restkernproduktion in verschiedenen Targetelementen bis Gold zwischen 10 MeV und 5 GeV im Vergleich zu den Ergebnissen verschiedener Modellcodes ein. Dagegen werden in weiteren Arbeiten jeweils nur bestimmte Targetelemente - zum Beispiel Aluminium und Eisen in [Ch96a] - oder ausgewählte Energiepunkte - beispielsweise 130-MeV- und 1.5-GeV-Protonen in [Ti97] - behandelt.

Erst mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit hinsichtlich der Erzeugung von Restkernen in Tantal, Blei und Wismut wurde die Möglichkeit geschaffen, auch im Bereich der schweren Targetelemente umfassendere Untersuchungen durchzuführen. Diese erfolgten im Rahmen dieser Arbeit mit den auf dem INC/E-Modell beruhenden Codes HETC-KFA-2 und LAHET. Infolge der vielfältigen Optionen, die LAHET bietet, eignet sich dieser Code dabei gut zur Analyse der Auswirkungen verschiedener Modellansätze. Deshalb wird vor einem abschließenden Vergleich zwischen HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Ansatz zunächst die Modellierung der Restkernproduktion mit LAHET untersucht, um zu einer Aussage zu kommen, welche Modell- und Parameterkombination die experimentellen Resultate am besten beschreibt.

### 7.4.2 LAHET

Im INC/E-Modell werden die durch Nukleonen ausgelösten Reaktionen als zweistufige Prozesse behandelt. Die Ergebnisse des INC-Teils - Restkernverteilung und Anregungsenergien der Kerne - bilden die Eingangsdaten zur Berechnung der abschließenden Evaporationsphase und haben damit Einfluß auf die endgültige Restkernverteilung. Während HETC-KFA-2 an dieser Schnittstelle keine Gelegenheit zum Eingriff bietet, lassen sich bei LAHET bereits hier die Resultate über die Wahl der Berechnung der intranuklearen Kaskaden entweder nach dem ISABEL-Modell oder nach der Formulierung von Bertini in dem originalen HETC beeinflussen. Darüber hinaus besteht außerdem die Möglichkeit, dem Evaporationsphase eine Präequilibriumphase vorangehen zu lassen. Da zudem drei verschiedene Niveaudichteformulierungen verwendet werden können, ergeben sich allein aufgrund dieser Optionen zwölf Parameterkombinationen.

Es wurden zwar zu Testzwecken für alle in dieser Arbeit untersuchten Targetelemente Rechnungen für viele dieser Kombinationen durchgeführt, aber eine ausführliche Diskussion aller Ergebnisse an dieser

Stelle würde den Rahmen des Möglichen bei weitem sprengen. Deshalb werden im folgenden nur jeweils exemplarische Ergebnisse dargestellt. Dabei werden die unter Verwendung der ISABEL-INC erzielten Resultate fast völlig außer Acht gelassen, weil deren Implementation auf Protonenenergien unterhalb von 1 GeV beschränkt ist.

Die in den folgenden Abbildungen verwendeten, die Parameterkombination einer Berechnung charakterisierenden Bezeichnungen ergeben sich durch Kombination der in Tabelle 7.4 stehenden Abkürzungen in der Reihenfolge INC-Modell/Niveaudichteformulierung/Präequilibriumstufe.

Tab. 7.4: Für LAHET-Rechnungen in den Abbildungen verwendete Abkürzungen.

INC		Niveaudichten		Präequilibriumstufe	
Abkürzung	Beschreibung	Abkürzung	Beschreibung	Abkürzung	Beschreibung
BER	Bertini-INC	GIL	Ignatyuk-Gilbert-Cameron-Cook (IGCC)	P	Mit Präequilibrium
ISA	Isabel-INC	HET	Original Bertini-HETC		
		JUE	HETC-KFA-2		

#### 7.4.2.1 Einfluß der Berücksichtigung einer Präequilibriumstufe

Der erste Gesichtspunkt sind die Auswirkungen der Berücksichtigung einer Präequilibriumstufe. Denn rein anschaulich ist es nicht selbstverständlich, daß sich der nach der INC übrigbleibende Restkern bereits im Equilibrium befinden soll, wie es im INC/E-Modell angenommen wird. Allerdings lassen sich entsprechende Effekte allein anhand von Restkernverteilungen schlecht diskutieren, deshalb werden in diesem Abschnitt eher grundsätzliche Betrachtungen durchgeführt, die zum Verständnis der Auswirkungen auf die Berechnung von Anregungsfunktionen hilfreich sind.

Präequilibriumzerfälle wurden eingeführt, um die hochenergetischen Teile der Sekundärteilchenspektren erklären zu können. Dementsprechend sollte die Berücksichtigung einer PE-Stufe im INC/E-Modell darin resultieren, daß das Sekundärteilchenspektrum „härter“ wird, also mehr hochenergetische Sekundärteilchen bei der Reaktion entstehen. Dieser Effekt wird auch in den Modellrechnungen erreicht. Abbildung 7.14 verdeutlicht dies anhand der mit LAHET/Bertini-INC berechneten Protonen- und Neutronenspektren bei der Reaktion von 1-GeV-Protonen mit  $^{209}\text{Bi}$ . Dargestellt sind die Ausbeuten sekundärer Teilchen pro einfallendem Projektil vor der weiteren Evaporation einmal mit und einmal ohne Präequilibriumphase gerechnet, wobei hier die IGCC-Niveaudichten verwendet wurden.

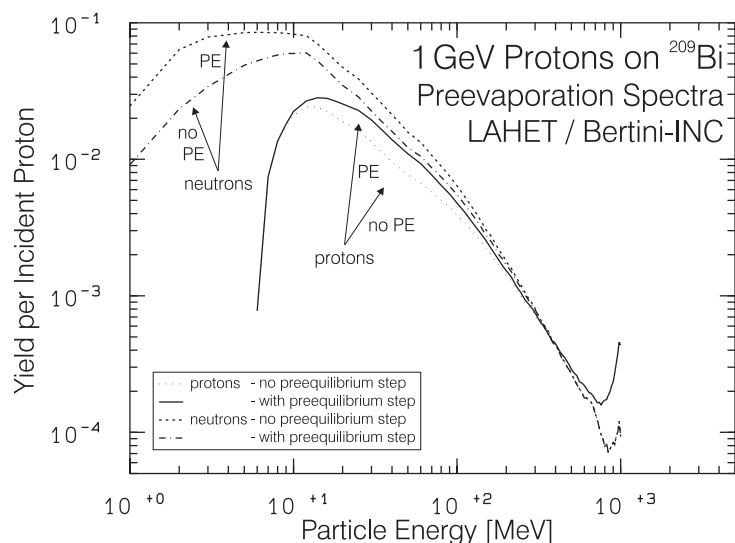


Abb. 7.14: Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Protonen- und Neutronenspektren bei der Reaktion von 1-GeV-Protonen mit  $^{209}\text{Bi}$  vor der Evaporation; für weitere Erläuterungen siehe Text.

Die Konsequenz der in der PE-Phase abgegebenen größeren Energie ist, daß die Anregungsenergien der dem Evaporationsteil übergebenen Restkerne kleiner sind als im ursprünglichen INC/E-Modell. Der obere Teil von Abbildung 7.15 demonstriert das anhand der berechneten mittleren Anregungsenergien, die sich in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns vor der Verdampfung mit und ohne PE-Stufe ergeben. Zum Vergleich sind außerdem die Ergebnisse mit der ISABEL-INC dargestellt, die jeweils deutlich kleinere Anregungsenergien voraussagt.

Auffällig ist, daß die Einführung des PE-Schrittes Zackenstrukturen in der Verteilung nach sich zieht, die bei Verwendung der Bertini-INC stärker ausgeprägt sind. Während am unteren Skala der Massenzahlen dafür die mit der geringen Anzahl solcher Kerne schlechte Statistik verantwortlich ist - siehe die Häufigkeitsverteilung der Restkerne im unteren Teil von Abbildung 7.15 -, ist dies für den Peak bei  $A = 199$  nicht mehr der Fall. Wahrscheinlich macht es sich hier bemerkbar, daß die Ankopplung der PE-Stufe an die Bertini-INC nur schwer realisierbar ist, weil es an einer vernünftigen Definitionsmöglichkeit von Anfangsexzitonenzahlen für das PE-Modell mangelt.

Allerdings sind auch bei Verwendung der diesbezüglich geeigneteren ISABEL-INC Strukturen in den in Abbildung 7.15 gezeigten Verteilungen erkennbar. Ohne dies hier abschließend beurteilen zu können, wäre als ein möglicher Grund dafür das Kriterium zum Abbruch der PE-Phase denkbar. Ein klarer Hinweis darauf, daß die ISABEL-INC gegenüber der Bertini-INC weiterentwickelt ist, ist die realistischere Einschätzung der Möglichkeit einer Absorption des 1-GeV-Projektils durch den  $^{209}\text{Bi}$ -Kern.

Die Berücksichtigung einer PE-Stufe führt also zu kleineren Anregungsenergien und zu einem zu niedrigeren Massenzahlen hin erweiterten Spektrum von Restkernen vor der abschließenden Evaporationsphase, in der deshalb die Produktion sekundärer Teilchen niedriger sein sollte. Abbildung 7.16 bestätigt dies durch die Darstellung der Spektren in der Evaporationsphase emittierter Teilchen, die unter

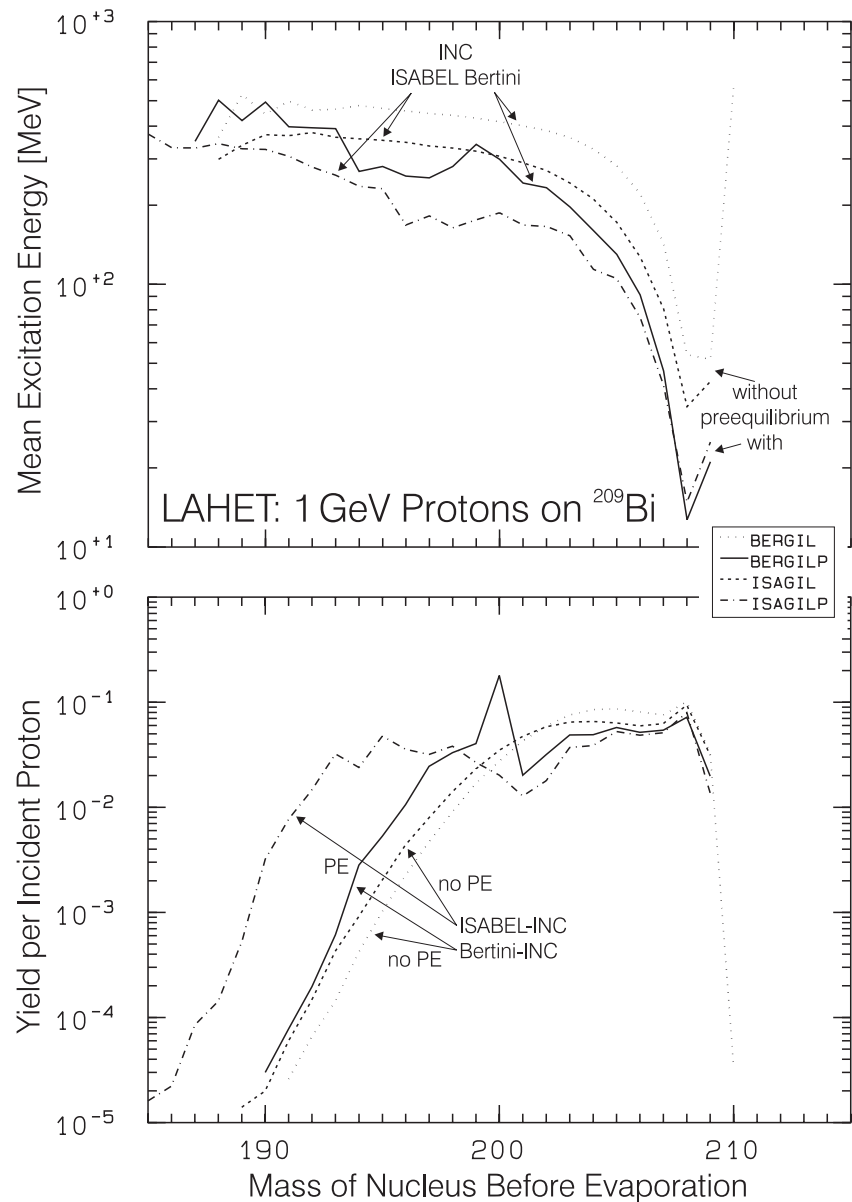


Abb. 7.15: Mit LAHET für 1-GeV-Protonen auf  $^{209}\text{Bi}$  berechnete mittlere Anregungsenergien (oben) und Häufigkeiten (unten) der Restkerne in Abhängigkeit von deren Massenzahl vor der Evaporationsphase.

den oben genannten Voraussetzungen berechnet wurden: Die Verläufe berechneter Sekundärteilchenproduktion, die über denen der gleichen Teilchenart liegen, stammen aus der INC/E-Berechnung, während die tieferen aus den Rechnungen mit Berücksichtigung einer PE-Stufe resultieren.

Wie oben deuten sich durch die Berücksichtigung der PE-Stufe entstandene Probleme in Gestalt der mit hohen Energien vorhergesagten Deuteronen an. Da die Produktion dieser Cluster in LAHET nur im Evaporationsteil in Betracht gezogen wird, ist dies unrealistisch und läßt auf eine fehlerhafte Modellierung schließen. Allerdings sind infolge der kleinen Effekte dadurch keine Auswirkungen auf die Restkernproduktion zu erwarten.

Die zweite, sich aus der Einführung der PE-Phase ergebende Konsequenz ist eine Änderung der Isobarausbeuten. Abbildung 7.17 zeigt, daß diese über den gesamten Bereich der über Spaltprozesse produzierten Nuklide sowie im Spallationsbereich bei niedrigen Produktmassenzahlen kleiner ausfallen als ohne PE-Stufe. Dagegen werden im Targetnäheren Bereich größere Ausbeuten erwartet. Interessanterweise werden dicht am Target die größten Ausbeuten prognostiziert, was vermutlich auf Reaktionen am Kernrand zurückzuführen ist. Da solche Prozesse sehr empfindlich vom verwendeten Modell und darin einfließende Annahmen abhängen, wäre ein Vergleich mit experimentellen Daten ein sehr rigoroser Test des Ansatzes. Allerdings ist die Restkernproduktion in diesem Massenbereich wie dargelegt sehr empfindlich gegenüber sekundären Teilchen und daher sehr schwer einwandfrei meßbar.

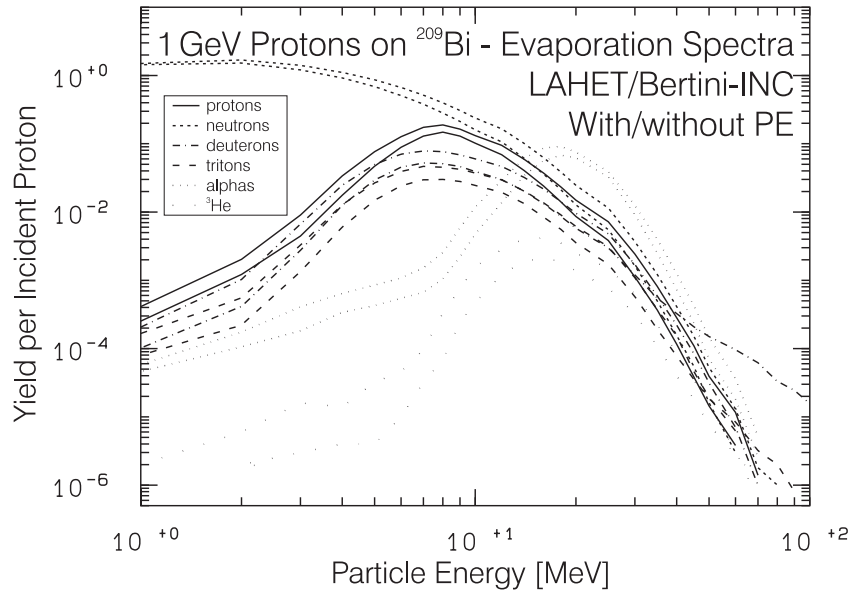


Abb. 7.16: Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Spektren bei der Reaktion von 1-GeV-Protonen mit  $^{209}\text{Bi}$  in der Evaporationsphase emittierter Teilchen; für weitere Erläuterungen siehe Text.

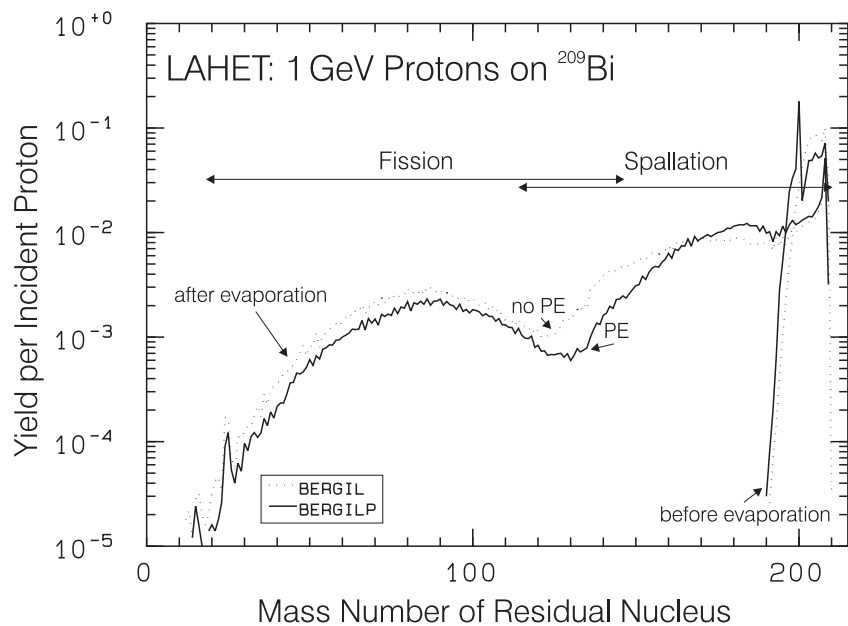


Abb. 7.17: Mit LAHET/Bertini-INC für 1-GeV-Protonen auf  $^{209}\text{Bi}$  berechnete Verteilung der Restkerne in Abhängigkeit von deren Massenzahl vor und nach der Evaporationsphase.

### 7.4.2.2 Einfluß der Wahl der Niveaudichten

Der Einfluß der Berücksichtigung eines PE-Schrittes im INC/E-Modell ist kein so isolierter, wie es aufgrund der prinzipiellen Darstellungen oben zunächst erscheinen mag. Da die Emission von Nukleonen schon während der Präequilibriumphase von der Wahl der Niveaudichtenberechnung abhängt, beeinflußt diese die Ergebnisse über ihre ohnehin für die Evaporationsphase vorhandene Bedeutung hinaus, so daß sich die Effekte in schwer überschaubarer Weise überlagern. Dennoch sind die Auswirkungen unterschiedlicher Niveaudichteformulierungen anhand des reinen INC/E-Modells eine Betrachtung wert, wie im folgenden klar wird.

Abbildung 7.18 zeigt die Isobarenausbeuten aus Reaktionen von 1-GeV-Protonen auf  $^{209}\text{Bi}$  für verschiedene Niveaudichteformulierungen; die Rechnungen erfolgten mit der Bertini-INC ohne PE-Stufe. Vergleicht man die Verläufe mit denen aus Abbildung 7.17 aus dem vorigen Kapitel, so stellt man fest, daß man im Bereich der Spaltung durch die Berücksichtigung einer PE-Stufe denselben Effekt erreichen kann wie ohne PE-Phase durch den Wechsel der Niveaudichte von der des originalen HETC zu IGCC, während die Unterschiede im Spaltationsbereich subtiler sind.

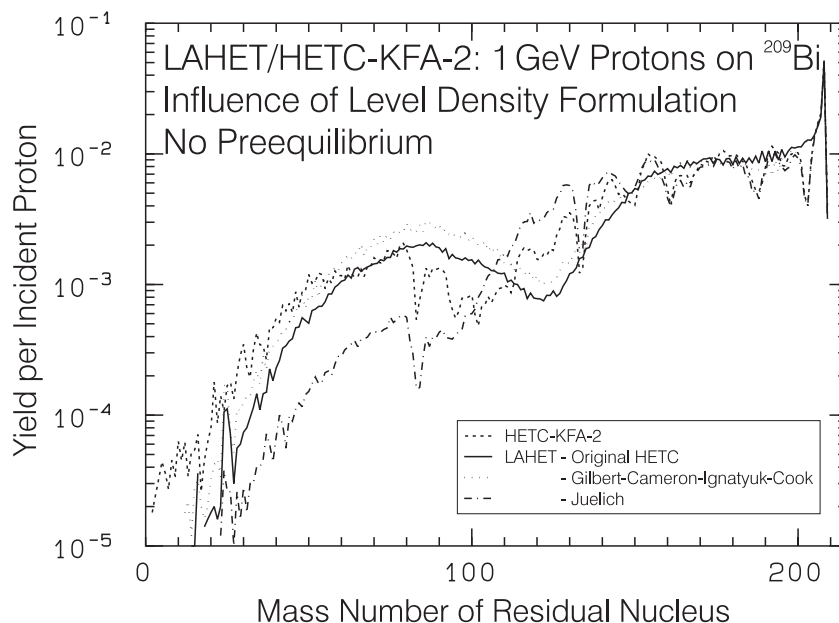


Abb. 7.18: Mit LAHET/Bertini-INC für 1-GeV-Protonen auf  $^{209}\text{Bi}$  berechnete Isobarenausbeuten in Abhängigkeit von deren Massenzahl für verschiedene Niveaudichteformulierungen im Vergleich zu der mit HETC-KFA-2 modellierten Verteilung.

Auffällig in Abbildung 7.18 ist der stark strukturierte Verlauf der Restkernverteilung bei Verwendung der Jülicher Niveaudichteformulierung [C188] in LAHET. Um einen Implementationsfehler ausschließen zu können, wurde zum Vergleich die mit HETC-KFA-2 resultierende Restkernverteilung mit eingezeichnet. Obwohl die beiden Verläufe infolge der übrigen Unterschiede in den beiden Codes differieren, weisen sie deutlich erkennbar dieselben Strukturen auf.

Der Sinn der Jülicher Niveaudichteformulierung war der, Schalenefekte in Abhängigkeit der Massenzahl des Kerns bei der (energieunabhängigen) Berechnung der Niveaudichten zu berücksichtigen. Obwohl in den Resultaten von Abbildung 7.18 noch nicht der Zerfall der Produkte nach der Reaktion berücksichtigt ist und diese Ergebnisse damit nicht direkt mit den experimentellen Resultaten dieser Arbeit vergleichbar sind, lassen letztere keine derart gravierende Auswirkungen von Schalenefekten in den Ausbeutekurven erkennen. Daher muß die Richtigkeit entweder dieser Niveaudichteformulierung oder deren Implementation im Zusammenspiel mit der übrigen Berechnung bezweifelt werden.

Eine zweite Tatsache, die gegen die Restkernberechnung mit HETC-KFA-2 spricht, ist, daß dieser Code im Gegensatz zu LAHET im Bereich sehr kleiner Massen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen angibt, ohne die dafür relevanten Produktionsmechanismen implementiert zu haben. In der oben betrachteten Reaktion von 1-GeV-Protonen mit  $^{209}\text{Bi}$  waren dies im Bereich  $Z < 6$  beispielsweise die Neutronen-reichen Kerne  $^2\text{H}$ ,  $^5\text{He}$ ,  $^{6,8-10}\text{Li}$ ,  $^{8-12}\text{Be}$ ,  $^{8-14}\text{B}$ . Ob hier ein Zusammenhang mit der Niveaudichtenberechnung besteht, läßt sich an dieser Stelle nicht sagen. Jedoch sind mit diesen Ergebnissen Zweifel an der korrekten Berechnung von Restkernverteilungen mit HETC-KFA-2 angebracht.



### 7.4.2.3 Wahl der Berechnungsart

Anhand der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit ist keine Aussage möglich, ob allein die Berücksichtigung einer PE-Stufe *oder* die Wahl einer bestimmten Niveaudichteformulierung die Voraussagen LAHETs verbessert. Daher werden in diesem Abschnitt in Kombination dieser Optionen durchgeführte Rechnungen mit experimentell bestimmten Anregungsfunktionen verglichen, um zu einer für diese Arbeit endgültigen Wahl des besten Modells für die abschließenden Vergleiche mit HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Ansatz zu kommen. Soweit wie möglich wird dabei auf die unabhängige oder als vernachlässigbar anzunehmend kumulative Produktion von Nukliden zurückgegriffen, um zu vermeiden, daß sich Berechnungsfehler in den Ausbeuten einzelner Nuklide durch den nachvollzogenen Zerfallsprozeß aufheben. Im Gegensatz zu den oft vorgenommenen Vergleichen der Restkernproduktion bei bestimmten Projektilenergien werden hier solche mit Anregungsfunktionen bevorzugt, weil erstere zwar ein Bild vermitteln, mit welchen Abweichungen bei der Modellierung zu rechnen ist, jedoch keine detailliertere Aussagen gestatten. Insgesamt ist die Diskussion ausführlich gehalten, um einen guten Überblick über die Qualität der berechneten Wirkungsquerschnitte zu ermöglichen.

Um die Darstellungen überschaubar zu halten, werden Rechnungen mit der ohnehin zu zweifelhaften Ergebnissen führenden Jülicher Niveaudichteformulierung nicht betrachtet; sie sind implizit sowieso in dem späteren Vergleich zwischen HETC-KFA-2 und LAHET enthalten. Keinen Eingang finden auch die weiteren Möglichkeiten, die LAHET mit dem PE-Modell bietet: Die Verwendung desselben *anstatt* der Bertini-INC und die zufällige Benutzung entweder der Bertini-INC *oder* des PE-Modells mit einer energieabhängigen Wahrscheinlichkeit, die bei kleinen beziehungsweise großen Projektilenergien zum PE- beziehungsweise INC-Modell tendiert.

Entsprechende Rechnungen wurden zwar durchgeführt, um zu überprüfen, ob damit eine Verbesserung der Ergebnisse erreicht werden kann; dies ist aber nicht der Fall. Zudem stellt die exklusive Verwendung des PE-Modells nur eine andere Beschreibung von Präequilibriumreaktionen dar und ist der Diskussion des INC/E-Modells damit nicht dienlich. Die Option der wahlweisen Benutzung des INC- oder PE-Modells zur Simulation der ersten Reaktionsstufe scheint mehr praktische Gesichtspunkte abzudecken. Denn damit können stufenlos Rechnungen über einen großen Projektilenergiebereich insbesondere auch für niedrige Energien durchgeführt werden, bei denen der INC/E-Ansatz seine Gültigkeit verliert.

Um einen besten Parametersatz zu finden, wird *nicht* auf die Reproduktion der Anregungsfunktionen von Spaltprodukten eingegangen. Spaltung steht bei den schweren Targets in Konkurrenz zur Emission von Teilchen während der Evaporation und beeinflusst damit prinzipiell auch die Modellierung der Erzeugung reiner Spallationsprodukte. Deshalb werden mit Eisen, Rubidium und Tantal Targetelemente betrachtet, die ein großes Spektrum an Targetmassen abdecken und bei denen Spaltung keine beziehungsweise im Fall von Tantal experimentell erwiesenermaßen eine vernachlässigbare Rolle spielt.

Daß sich dieser Sachverhalt auch in der theoretischen Modellierung mit LAHET widerspiegelt, zeigt Abbildung 7.19 anhand der Spaltungen pro Kaskade in Abhängigkeit von der Protonenenergie für Tantal und Wismut. Danach macht Spaltung bei Tantal maximal 1% - im Durchschnitt jedoch weniger - aller ausgelösten Kernreaktionen aus.

Darüber hinaus verdeutlicht Abbildung 7.19 den Einfluß der verschiedenen Niveaudichteformulierungen, deren Ergebnisse sich um einen Faktor zwei unterscheiden. Die Berücksichtigung einer Präequilibriumstufe führt jeweils dazu, daß die Spaltwahrscheinlichkeit gegenüber dem reinen INC/E-Modell zurückgeht. Dies ist eine Konsequenz der mit einbezogener PE-Phase geringeren Anregungsenergien der Restkerne vor der Evaporation.

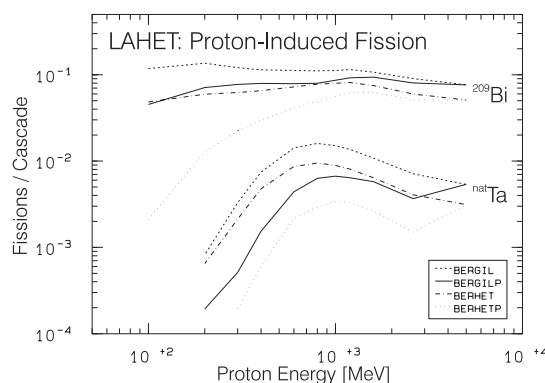


Abb. 7.19: Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Protonen-induzierte Spaltungen pro Kaskade in Abhängigkeit von der Protonenenergie für Tantal und Wismut; für weitere Erläuterungen siehe Text.

### 7.4.2.3.1 Vergleiche mit dem leichten Targetelement Eisen

Beginnend mit dem Targetelement Eisen zeigen die Abbildungen 7.20 und 7.21 mit der Erzeugung von  $^{42,43}\text{K}$ ,  $^{46m+g}\text{Sc}$  (Abb. 7.20) und  $^{48}\text{Cr}$  (Abb. 7.21) auch für die übrigen Vergleiche von Anregungsfunktionen in Eisen produzierter Restkerne repräsentative Ergebnisse.

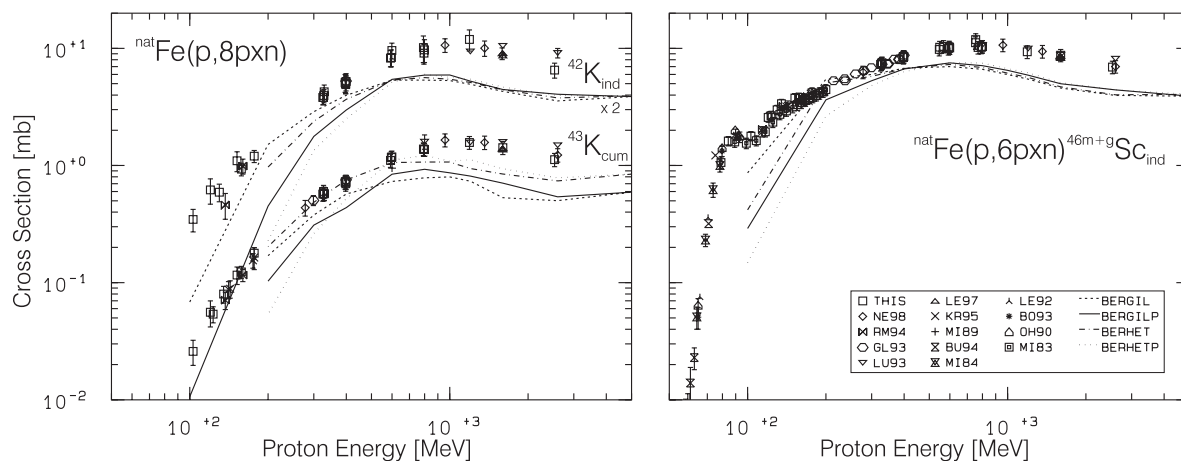


Abb. 7.20: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{42,43}\text{K}$  (links; unabhängig/kumulativ) und  $^{46m+g}\text{Sc}$  (unabhängig) aus Eisen; die experimentellen Daten sind nur von unserer Gruppe.

Der Verlauf wird von allen Berechnungsarten nahezu gleich gut wiedergegeben, wenn auch die Absoluthöhe um bis zu einen Faktor zwei zu niedrig liegt. Größere Diskrepanzen ergeben sich lediglich bei 100 MeV - der niedrigsten Projektilenergie, für die Modellrechnungen durchgeführt wurden und für die der INC/E-Ansatz an der Grenze seiner physikalisch sinnvollen Anwendbarkeit ist.

Bei höheren Energien resultiert weder die Berücksichtigung einer PE-Stufe noch die Wahl der Niveaudichteformulierung in signifikant systematischen Effekten, so daß die Wahl des Parametersatzes ohne Bedeutung für die in dieser Arbeit zum Vergleich zur Verfügung stehenden Daten ist.

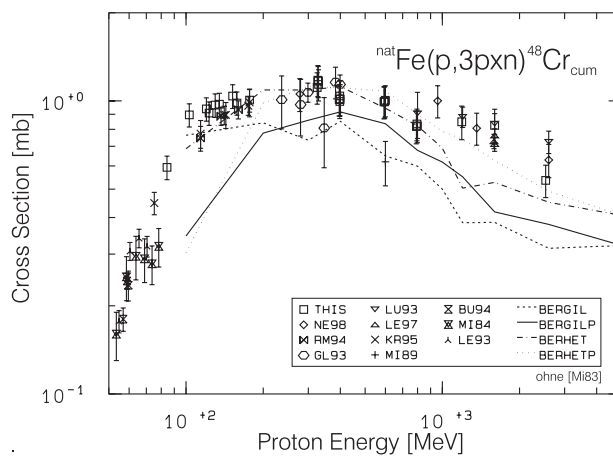


Abb. 7.21: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion  $^{nat}\text{Fe}(p,3pxn)^{48}\text{Cr}$ ; die experimentellen Daten sind nur von unserer Gruppe.



7.4.2.3.2 Vergleiche mit dem mittelschweren Targetelement Rubidium

Bei der Produktion der Kr-Isotope <sup>78,80,84,86</sup>Kr [La97] aus Rubidium (Abb. 7.22) ergibt sich ein ähnliches Bild - jedoch mit beachtenswerten Feinheiten. So deuten die übereinstimmenden Ergebnisse der verschiedenen Berechnungsarten des durch (p,2p)-Reaktionen an <sup>87</sup>Rb entstehenden <sup>86</sup>Kr darauf hin, daß die Erzeugung dieses Nuklids durch INC-Prozesse dominiert wird. Damit sind die Produktionswirkungsquerschnitte dieses unabhängig erzeugten Restkerns ein empfindliches Maß für die Güte der INC-Simulation, die in diesem Fall um einen Faktor zwei zu hoch liegt. Diese Diskrepanz ergibt sich auch mit der ISABEL-INC, mit deren vielfältigen Möglichkeiten hinsichtlich des Kernmodells es zu untersuchen interessant wäre, ob eine Reproduktion der experimentellen Daten gelingt.

Mit größer werdender Anzahl emittierter Neutronen wird die Produktion der Kr-Isotope stärker durch Präequilibrium und Evaporation beeinflusst, was sich durch die Unterschiede in den Rechnungen bemerkbar macht. Eine eindeutige Aussage zugunsten einer Parameterkombination läßt sich jedoch nicht treffen, es sei denn, man möchte die bessere Beschreibung durch Einbeziehung der PE-Stufe im niederenergetischen Bereich der <sup>78</sup>Kr-Anregungskriterium heranziehen.

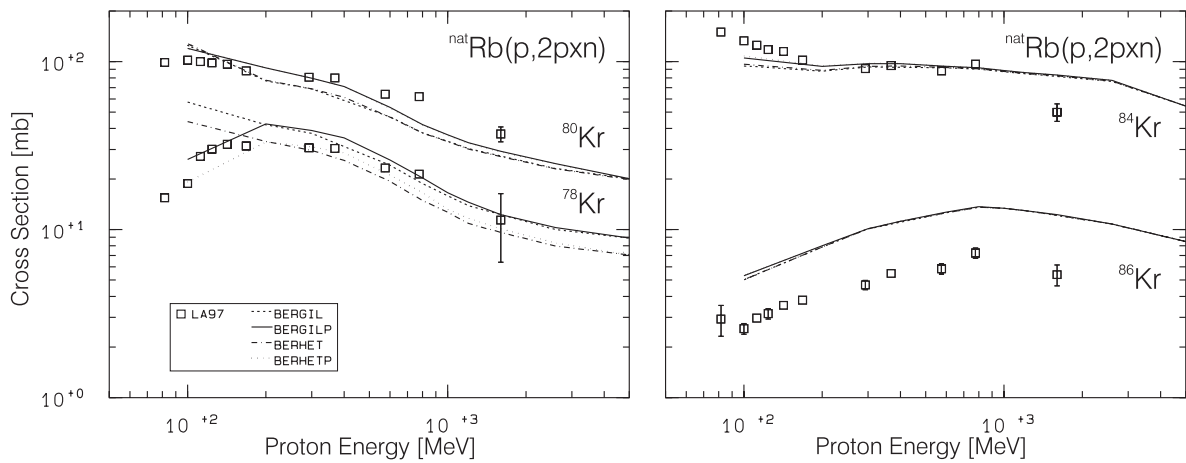


Abb. 7.22: Experimentelle [La97] und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von <sup>78,80,84,86</sup>Kr aus Rubidium; die Produktion von <sup>78,80,84</sup>Kr erfolgt kumulativ, die von <sup>86</sup>Kr über <sup>87</sup>Rb(p,2p) unabhängig.

Auch mit größerer Anzahl emittierter Nukleonen bleibt die Beschreibung der experimentellen Daten durch die Theorie gut, was Abbildung 7.23 anhand der <sup>71-74</sup>As-Anregungsfunktionen verdeutlicht.

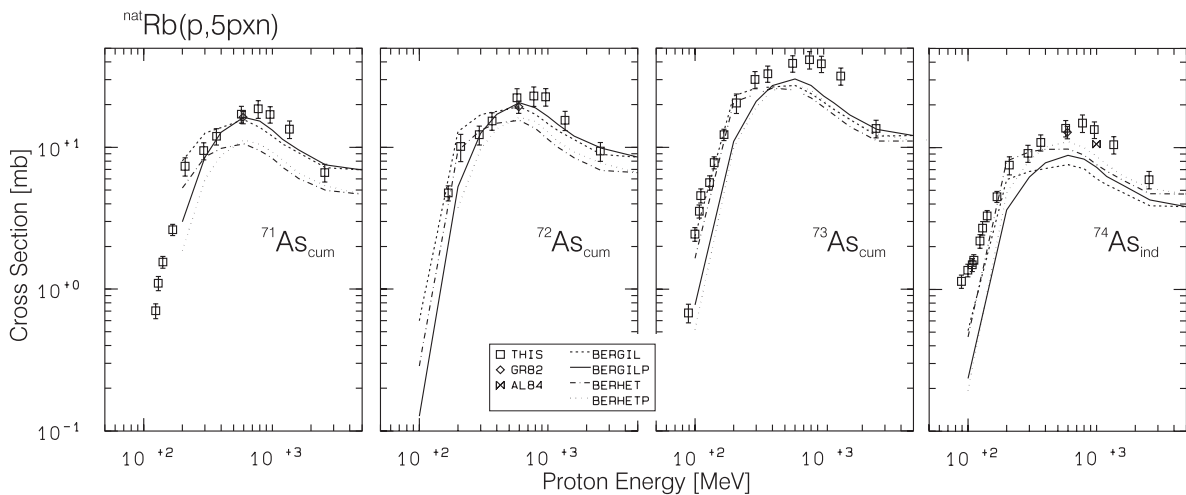


Abb. 7.23: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von <sup>71-74</sup>As aus Rubidium; die Produktion von <sup>71-73</sup>As erfolgt kumulativ, die von <sup>74</sup>As unabhängig.

Deutliche Unterschiede werden erstmals in den Anregungsfunktionen der in Abbildung 7.24 gezeigten  $^{56-58,60}\text{Co}$ -Isotope sichtbar. Bereits in der Modellierung der Produktion von  $^{58,60}\text{Co}$  läuft die einbezogene PE-Phase auf eine höhere Schwellenenergie hinaus, ohne daß dabei anhand der experimentellen Daten zunächst eine eindeutige Entscheidung für oder gegen die PE-Stufe getroffen werden kann. Diese wird aber durch den Vergleich mit  $^{56,57}\text{Co}$  möglich, der klar zugunsten der PE-Stufe in Kombination mit der IGCC-Niveaudichteformulierung spricht. Obwohl die Erzeugung von  $^{56,57}\text{Co}$  prinzipiell kumulativ erfolgt, kann diese zumindest für  $^{56}\text{Co}$  faktisch als unabhängig betrachtet werden, weil ansonsten der Progenitor  $^{56}\text{Ni}$  experimentell nachweisbar hätte sein sollen; LAHET bestätigt dies mit einem  $^{56}\text{Ni}/^{56}\text{Co}$ -Produktionsverhältnis von 1/155.

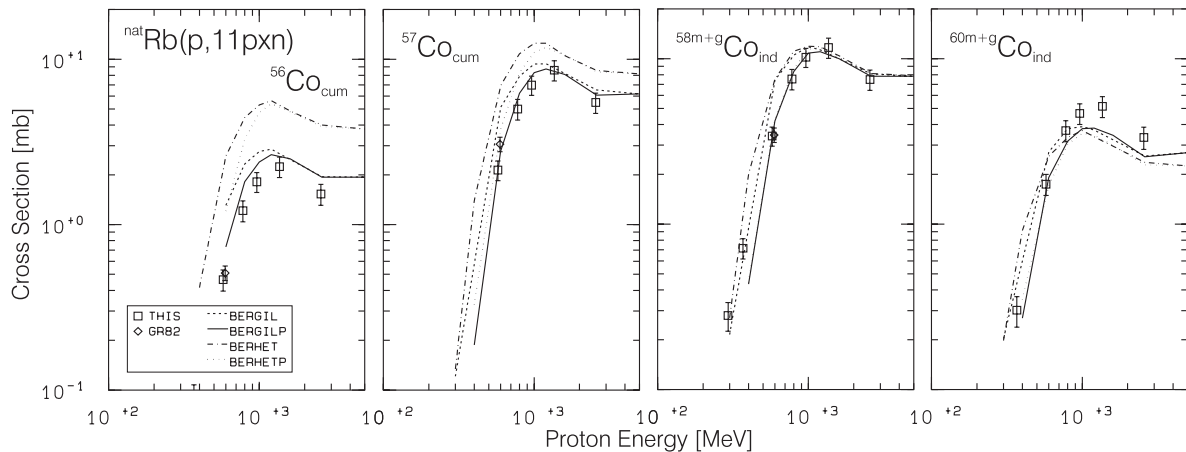


Abb. 7.24: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{56,57,58m+g,60m+g}\text{Co}$  aus Rubidium; die Produktion von  $^{56,57}\text{Co}$  (links) erfolgt kumulativ, die von  $^{58m+g,60m+g}\text{Co}$  unabhängig (rechts).

### 7.4.2.3.3 Vergleiche mit dem schweren Targetelement Tantal

Die Vielfalt der in Tantal erzeugten und auch nachgewiesenen Restkerne erlaubt Vergleiche in einem größeren Bereich von Produktmassenzahlen. Da Tantal zu 99,988 % aus dem Isotop  $^{181}\text{Ta}$  besteht, werden in der folgenden Diskussion die darauf wie auf das natürliche Isotopengemisch bezogenen Reaktionskanäle synonym verwendet.

Zunächst wird in Abbildung 7.25 die kumulative Produktion Target-naher Restkerne anhand der Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Ta}(p,2p10n)^{170}\text{Hf}$ ,  $^{nat}\text{Ta}(p,2p8n)^{172}\text{Hf}$ ,  $^{nat}\text{Ta}(p,10pn)^{169m+g}\text{Lu}$  und  $^{nat}\text{Ta}(p,6pn)^{173}\text{Lu}$  betrachtet. Es lassen sich deutlich zwei Bereiche unterscheiden, in denen die Beurteilung der Qualität der Modellrechnungen getrennt erfolgen muß. In der ersten Region oberhalb von etwa 200 bis 300 MeV differieren die Ergebnisse bezüglich der verschiedenen Berechnungsarten um maximal einen Faktor zwei; der Verlauf der Anregungsfunktionen wird in allen Fällen nachvollzogen. Die Berücksichtigung der PE-Phase resultiert bei gleicher Niveaudichteformulierung systematisch in höheren Wirkungsquerschnitten, wobei die Verwendung der IGCC-Niveaudichten die bessere Beschreibung der experimentellen Werte zur Folge hat.

Völlig anders sieht die Situation dagegen unterhalb von 200 MeV aus. Dabei muß vorweg gesagt werden, daß die gerade in dem Bereich zwischen 100 und 200 MeV angesichts der in den Anregungsfunktionen vorhandenen Strukturen sichtbar werdenden Diskrepanzen nicht überbewertet werden sollten, weil in den Modellrechnungen nur Reaktionen für Protonenenergien von 100 und 200 MeV berechnet wurden, die Verbindungslinien zwischen diesen Punkten mithin nur der Orientierung dienen können. Dennoch läßt sich beobachten, daß die Einbeziehung der PE-Stufe hier im Gegensatz zu dem einen Absatz zuvor beschriebenen Effekt zu niedrigeren Wirkungsquerschnitten führt. Im Fall der Erzeugung von  $^{172}\text{Hf}$  und  $^{173}\text{Lu}$  (Abb. 7.25, rechts) werden die zuvor einen falschen Verlauf widerspiegelnden Rechnungen mit der IGCC-Option dadurch in den Bereich der experimentellen Werte gerückt, während bei Verwendung der originalen HETC-Niveaudichten mit PE-Phase um Zehnerpotenzen niedrigere

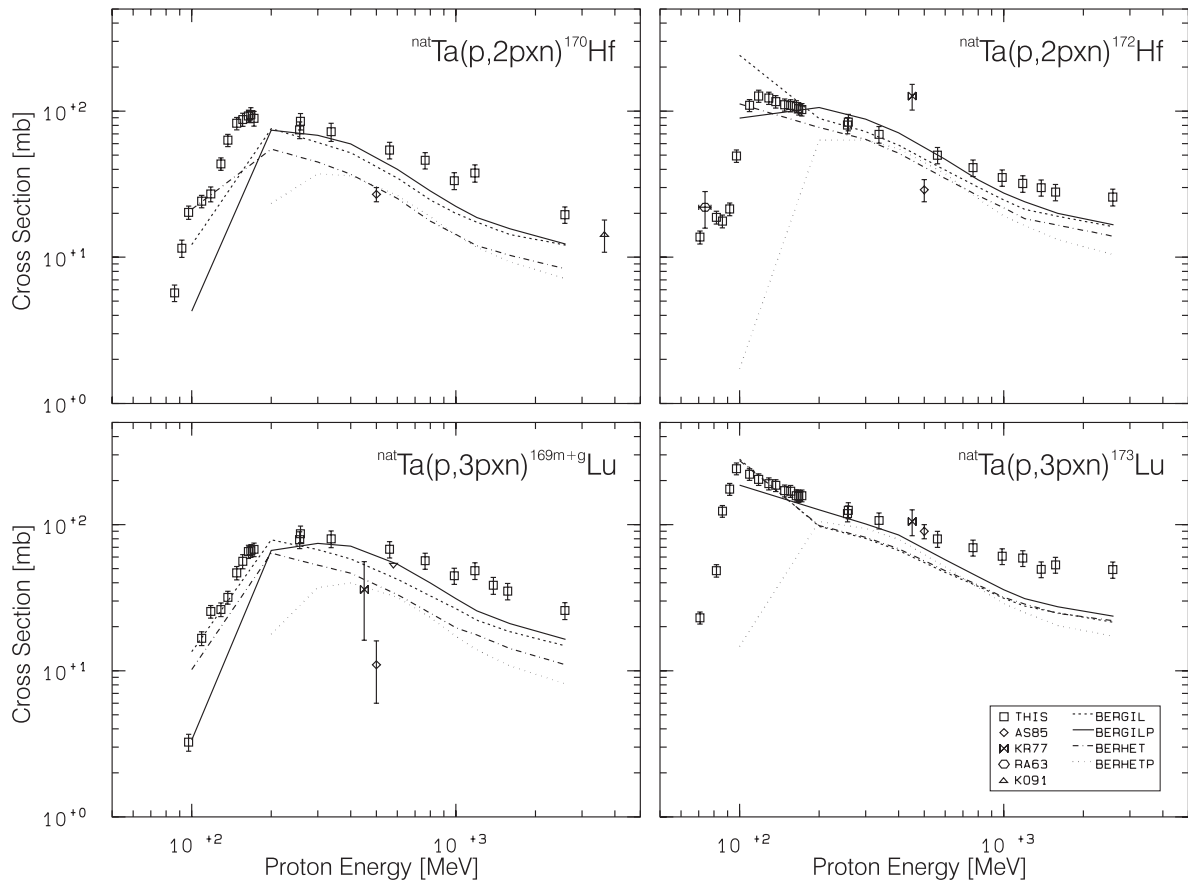


Abb. 7.25: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Ta}(p,2\text{pxn})^{170,172}\text{Hf}$  (oben) und  $^{nat}\text{Ta}(p,3\text{pxn})^{169\text{m}+g,173}\text{Lu}$  (unten); die Produktion erfolgt kumulativ; die Berechnungsart 'BERHETP' ist im linken Teil der Abbildung bei 100 MeV nicht eingezeichnet, weil die Daten bei dieser Energie unterhalb der Skala liegen.

Wirkungsquerschnitte resultieren und die Reaktionsschwellen damit völlig falsch, weil zu hoch vorhergesagt werden. Auch im Fall der Produktion von  $^{170}\text{Hf}$  und  $^{169\text{m}+g}\text{Lu}$  (Abb. 7.25, links) lassen sich dieselben Phänomene beobachten, wenn auch bereits ohne Präequilibrium der Abfall der Anregungsfunktionen vorhergesagt wurde.

Abbildung 7.26 erklärt am Beispiel von  $^{172}\text{Hf}$ , wodurch die extremen Differenzen im Fall der Berechnung der Produktion bei 100 MeV mit den originalen HETC-Niveaudichten sowie mit/ohne PE-Stufe entstehen. Ohne Präequilibrium steht den Restkernen nach der Kaskade mehr Anregungsenergie zur Verfügung als mit PE-Stufe. Infolgedessen können in der Evaporationsphase mehr Nukleonen - bevorzugt Neutronen - verdampft werden, so daß eine breitere Isotopenverteilung entsteht. Dagegen ist bei Berücksichtigung einer PE-Phase die verfügbare Energie kleiner, mithin die Isotopenverteilung weniger breit. Im Fall des  $^{172}\text{Hf}$  befindet man sich gemäß Abbildung 7.26 direkt in der Schwelle der kumulativen Produktion der Hf-Isotope - daher sind solche Fälle sehr empfindliche Tests der Theorie und in diesem Fall der HETC-Niveaudichten.

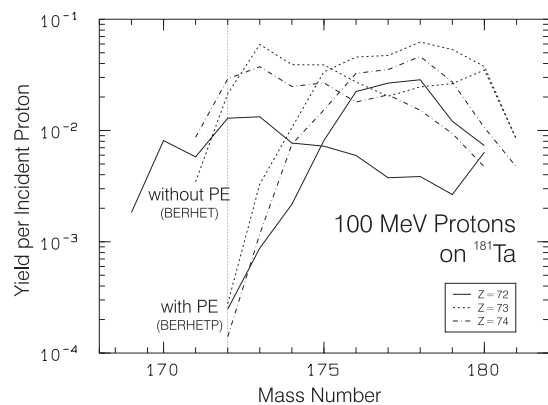


Abb. 7.26: Mit LAHET/Bertini unter Verwendung der originalen HETC-Niveaudichten für die Reaktion von 100-MeV-Protonen an  $^{181}\text{Ta}$  berechneten Isotopenausbeuten für Wolfram ( $Z=74$ ), Tantal ( $Z=73$ ) und Hafnium ( $Z=72$ ) mit und ohne Präequilibriumsschritt; die senkrechte Linie bei  $A = 172$  kennzeichnet die in die Berechnung der kumulativen Produktion von  $^{172}\text{Hf}$  einfließenden unabhängigen Daten.

Bis zu dieser Stelle läßt sich also anhand der zu Abbildung 7.25 gemachten Betrachtungen zusammenfassen, daß die Verwendung der IGCC-Niveaudichten in Kombination mit dem Präequilibriummodell die besten Ergebnisse liefert.

Abbildung 7.27 stellt mit der Anregungsfunktion für die Erzeugung von  $^{168}\text{Tm}$  einen der wenigen Fälle dar, in denen bei den schweren Targetelementen die unabhängige Produktion eines Nuklids meßbar war. Zum Vergleich ist außerdem die kumulative Erzeugung des benachbarten  $^{167}\text{Tm}$  dargestellt. Bei dessen berechneter Erzeugung lassen sich die gleiche Beobachtungen machen wie oben zu Abbildung 7.25 geschildert, wobei die Berechnungsarten ab etwa 300 MeV nur unwesentlich verschiedene Ergebnisse liefern. Ganz anders dagegen sieht es mit der Beschreibung der Daten von  $^{168}\text{Tm}$  aus, für die die Rechnungen vor allem hinsichtlich der Niveaudichteformulierung stark differieren. Auch hier spricht der Vergleich zwischen Experiment und Modell eindeutig zugunsten der IGCC-Niveaudichten unter Einbeziehung einer PE-Stufe.

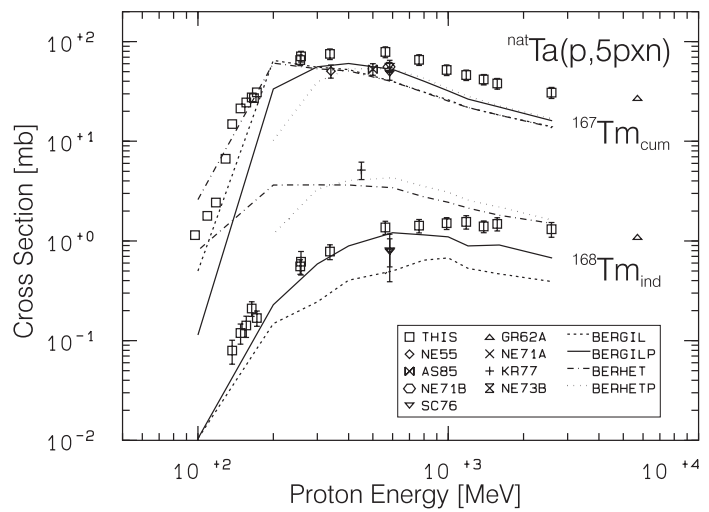


Abb. 7.27: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Ta}(p,5\text{pxn})^{167,168}\text{Tm}$ ; die Produktion erfolgt kumulativ beziehungsweise unabhängig.

Abbildung 7.27 führt vor Augen, daß im Falle einer *Übereinstimmung* kumulativer Daten mit Modellrechnungen keine Aussage über die Richtigkeit der in die Summation eingeflossenen Einzelergebnisse getroffen werden kann. Dennoch lassen sich aus *Diskrepanzen* sehr wohl Rückschlüsse ziehen, was Abbildung 7.28 anhand der kumulativen Erzeugung von  $^{160}\text{Er}$  (links) und  $^{165}\text{Tm}$  verdeutlicht. Denn hier bestätigt sich die Beobachtung, daß die Berücksichtigung einer PE-Phase im Fall der Verwendung der originalen HETC-Niveaudichten zu zu hohen berechneten Schwellenenergien führt.

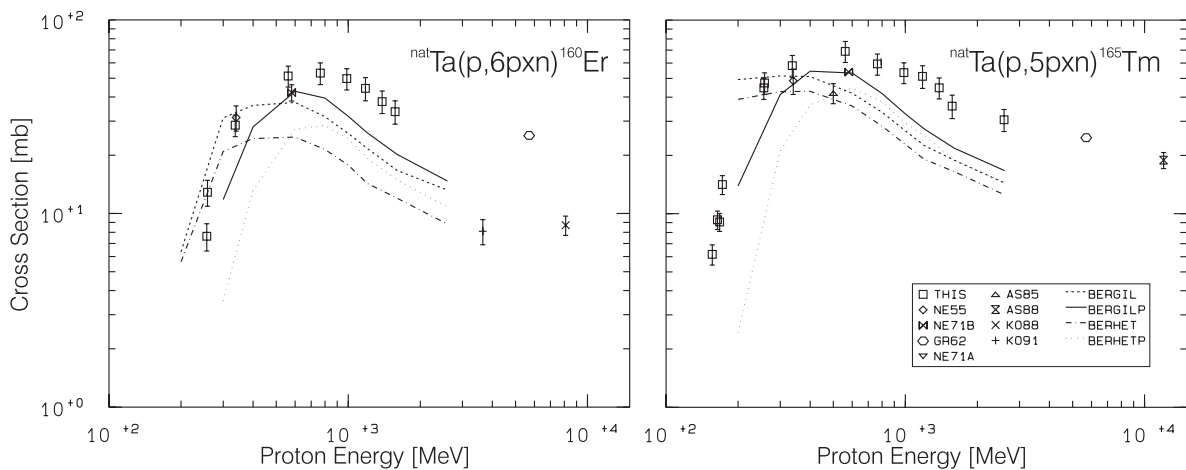


Abb. 7.28: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen (kumulativ) der Reaktionen  $^{\text{nat}}\text{Ta}(p,5\text{pxn})^{160}\text{Er}$  und  $^{\text{nat}}\text{Ta}(p,5\text{pxn})^{165}\text{Tm}$ .

Abbildung 7.29 stellt die experimentellen Wirkungsquerschnitte der jeweils kumulativen Produktion für  $^{146,147,149,151,153}\text{Gd}$  den Modellrechnungen gegenüber. Auch wenn die theoretischen Werte ab etwa 1 GeV systematisch bis zu einem Faktor zwei unter den gemessenen liegen, so läßt sich anhand der Übereinstimmung mit dem Verlauf der Anregungsfunktionen sowie mit den Schwellenenergien erneut ein klares

Statement zugunsten der Modellierung unter Einbeziehung der IGCC-Niveaudichten und der PE-Stufe abgeben. Ohne letztere hingegen wird das Einsetzen der Erzeugung der Gd-Isotope bei zu niedrigen Energien vorhergesagt. Bei Verwendung der originalen HETC-Niveaudichteformulierung werden die bei  $^{153}\text{Gd}$  geringen Differenzen zu den anderen Berechnungsarten mit kleiner werdender Massenzahl des Gd-Isotops systematisch größer bis sie im Fall von  $^{145}\text{Gd}$  bis zu einem Faktor fünf ausmachen.

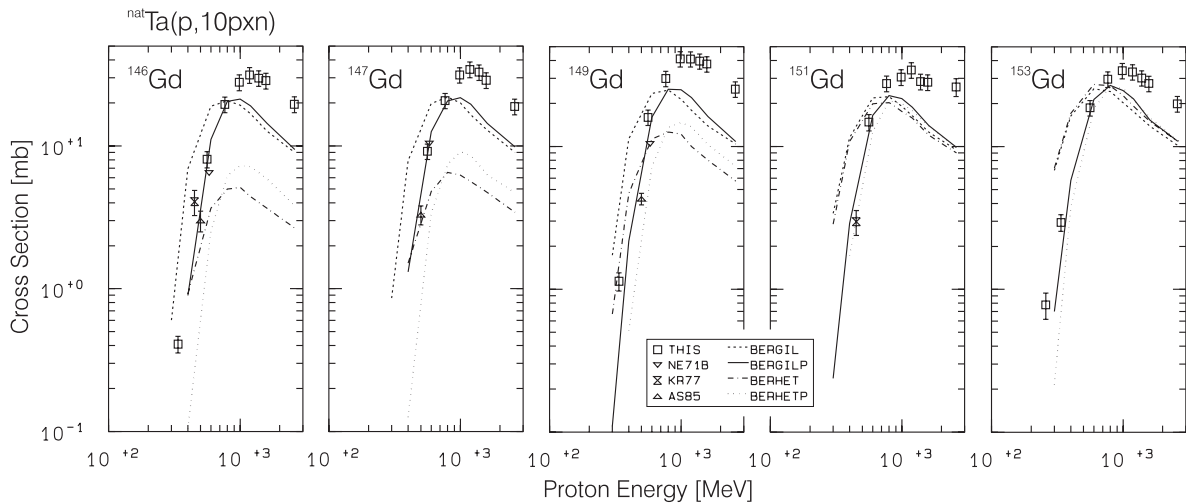


Abb. 7.29: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Ta}(p,10\text{pxn})^{146,147,149,151,153}\text{Gd}$ , die Produktion erfolgt jeweils kumulativ.

Auch die in Abbildung 7.30 dargestellten Vergleiche bestätigen die bisher gewonnenen Erkenntnisse. In den links gezeigten Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{145}\text{Eu}$  (oben) und  $^{143}\text{Pm}$  (unten) sorgt die Berücksichtigung einer PE-Stufe für die richtige Lage des vorhergesagten Einsetzens der Reaktionen und mit den IGCC-Niveaudichten ist LAHET in der Lage, die Erzeugung der Nuklide bis auf etwa einen Faktor 1.5 vorherzusagen, wobei ab 1 GeV erneut die Unterschätzung der experimentellen Werte ins Auge fällt.

Im rechten Teil von Abbildung 7.30 verdeutlicht der Vergleich mit den unabhängig gemessenen Wirkungsquerschnitten der Restkerne  $^{148}\text{Eu}$  (oben) und  $^{144}\text{Pm}$  (unten) wieder, daß die Nuklidproduktion am Tal der Stabilität hauptsächlich über den Zerfall von Progenitoren erfolgt. Erneut treten die Diskrepanzen in den Berechnungsarten zu Tage, von denen auch hier diejenige mit IGCC-Niveaudichten und PE-Phase die beste Beschreibung ergibt.

Abschließend sind in Abbildung 7.31 mit den Anregungsfunktionen der Reaktionen (von links nach rechts)  $^{nat}\text{Ta}(p,24\text{p}44\text{n})^{113\text{m}+\text{g}}\text{Sn}$ ,  $^{nat}\text{Ta}(p,18\text{p}32\text{n})^{131\text{m}+\text{g}}\text{Ba}$ ,  $^{nat}\text{Ta}(p,18\text{p}30\text{n})^{131\text{m}+\text{g}}\text{Ba}$  und  $^{nat}\text{Ta}(p,16\text{p}26\text{n})^{139\text{m}+\text{g}}\text{Ce}$  experimentelle Daten und Modellrechnungen von Produkten gegenübergestellt, die diese Vergleiche bis hinein in den Bereich der tiefen Spallation abrunden. Auch hier wird die beste Beschreibung mit den IGCC-Niveaudichten und der PE-Phase erzielt.

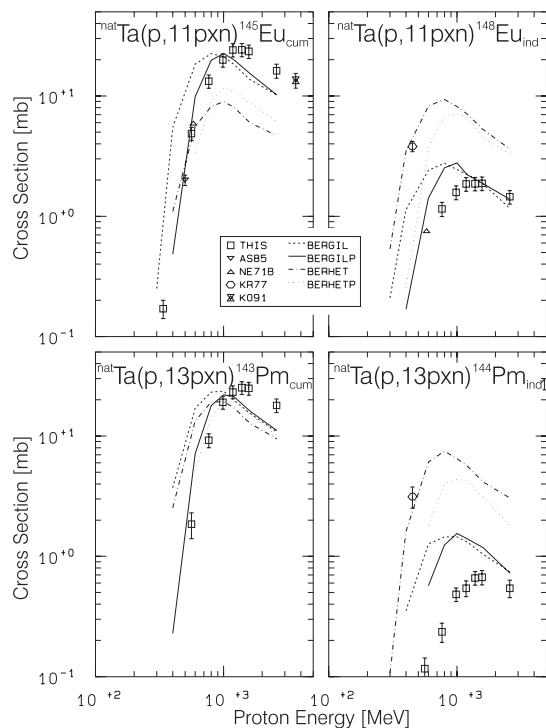


Abb. 7.30: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Erzeugung von  $^{145,148}\text{Eu}$  (oben) und  $^{143,144}\text{Pm}$  (unten); die Produktion von  $^{145}\text{Eu}$  und  $^{143}\text{Pm}$  (links) erfolgt kumulativ, die von  $^{148}\text{Eu}$  und  $^{144}\text{Pm}$  (rechts) unabhängig.

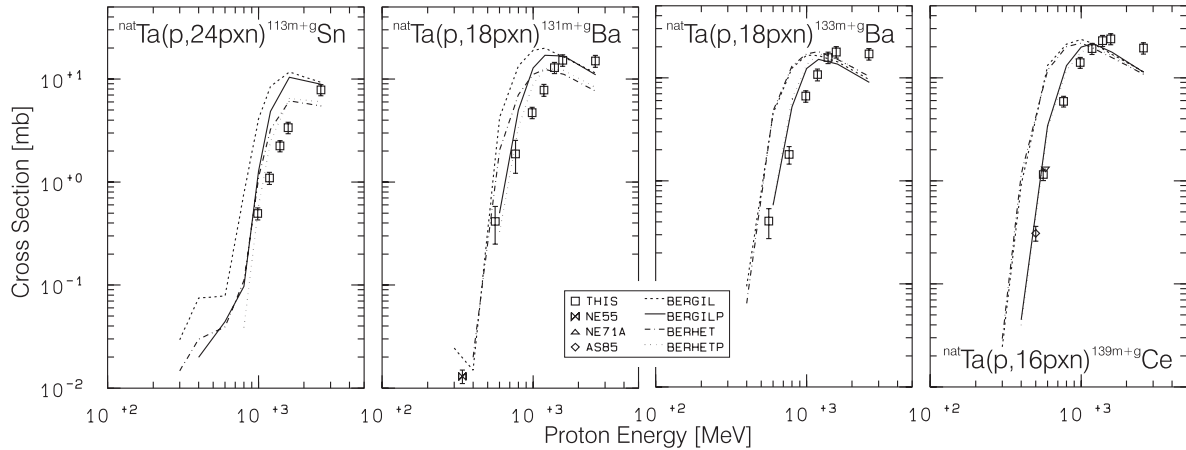


Abb. 7.31: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{nat}\text{Ta}(p,24\text{pxn})^{113\text{m}+g}\text{Sn}$ ,  $^{nat}\text{Ta}(p,18\text{pxn})^{131\text{m}+g,133\text{m}+g}\text{Ba}$  und  $^{nat}\text{Ta}(p,16\text{pxn})^{139\text{m}+g}\text{Ce}$ ; die Produktion erfolgt jeweils kumulativ.

### 7.4.2.4 Schlußfolgerung

Die in den drei vorangegangenen Abschnitten dargelegten Resultate zeigen, daß sich die Auswirkungen der Berücksichtigung einer Präequilibriumphase umso stärker bemerkbar machen, je größer die Massenzahl des Targetelements ist. Dies ist plausibel, weil in einem Kern mit größerer Nukleonenzahl auch die mittlere Anzahl von NN-Stößen in der INC-Phase bis zum Abbruch derselben größer ist als in leichten Kernen. Die in den Stößen übertragenen Energien wiederum legen die Anregungsenergien der Kerne fest und daher ergeben sich mit steigender Targetmassenzahl höhere Anregungsenergien der Kerne vor dem nächsten Reaktionsschritt, was Abbildung 7.32 (links) verdeutlicht. In einer nachgeschalteten PE-Stufe muß also in schweren Targetkernen bis zum Erreichen der Gleichgewichtsexzitonenzahl mehr Energie abgegeben werden (Abb. 7.32, rechts), deshalb lassen sich durch die Berücksichtigung einer Präequilibriumstufe resultierende Effekte an solchen Kernen leichter beobachten.

Zusammengenommen mit den hier betrachteten zwei Niveaudichteformulierungen ergibt sich über den gesamten untersuchten Massen- und Energiebereich die beste Beschreibung der experimentell bestimmten Anregungs-

funktionen durch LAHET unter Verwendung der Kombination aus INC/PE/E-Modell mit den IGCC-Niveaudichten. Alle analog an den Targetelementen Blei und Wismut durchgeführten Untersuchungen bestätigen diese Aussage, so daß für den folgenden Vergleich dieses Modell verwendet wird.

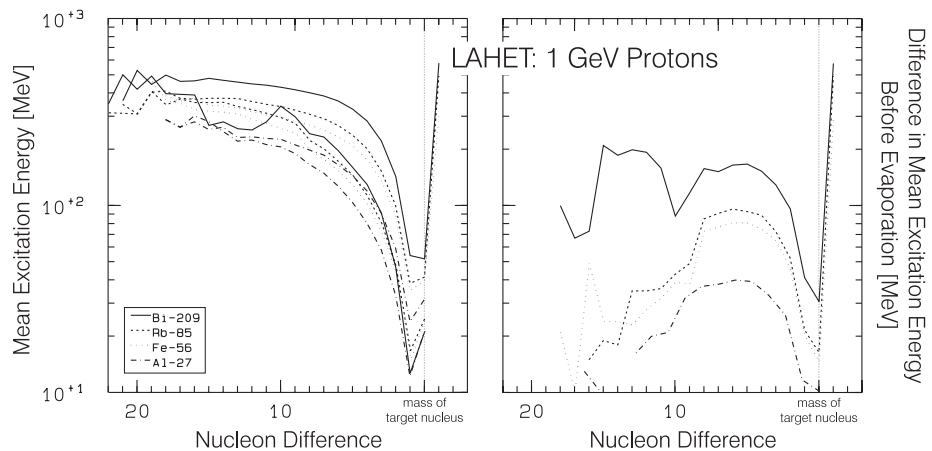


Abb. 7.32: Mit LAHET/Bertini-INC für  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{209}\text{Bi}$  berechnete mittlere Anregungsenergien der Restkerne vor der Evaporation mit (tiefere Kurvenverläufe) und ohne Präequilibriumstufe in Abhängigkeit von der Anzahl emittierter Nukleonen (links); rechts sind die Differenzenergien aufgetragen.



### 7.4.3 Vergleich LAHET - HETC-KFA-2 - Semi-empirisches Modell

Der abschließende Vergleich zwischen den beiden in dieser Arbeit verwendeten INC/E-Modellen und dem semi-empirischen Ansatz wird anhand von Wirkungsquerschnitten für die Restkernproduktion in Wismut durchgeführt. Für leichte und mittelschwere Targetelemente liegen bereits Untersuchungen mit HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Modell vor [Mi95, Sc96, Mi97a, Mi97b], so daß diese durch Vergleiche anhand des Targetelements Wismut gut ergänzt werden. Das gleiche gilt für LAHET, für das repräsentative Ergebnisse für Targets bis Tantal in den vorigen Abschnitten vorgestellt wurden.

Zunächst wird die Modellierung von Anregungsfunktionen besprochen, bevor abschließend ein Übersichtsvergleich gegeben wird, um die generell zu erwartenden Abweichungen bei Rechnungen quantifizieren zu können. Die Bezeichnungen der Modelle in den Abbildungen lauten YIELD95 für den semi-empirischen Ansatz, HETC für HETC-KFA-2 und BERGILP für die LAHET-Kombination bestehend aus Bertini-INC mit Präequilibriumstufe und IGCC-Niveaudichten.

#### 7.4.3.1 Anregungsfunktionen von Spallationsprodukten

Mit den Anregungsfunktionen der Reaktionen  $^{209}\text{Bi}(p,2p8n)^{200}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}(p,p6n)^{203}\text{Bi}$  und  $^{209}\text{Bi}(p,p4n)^{205}\text{Bi}$  in Abbildung 7.33 ist die kumulative Produktion im Target-nahen Bereich charakterisiert. Das semi-empirische Modell reproduziert diese in allen Fällen etwa gleich mit einer anhand der experimentellen Daten nicht nachvollziehbaren Stufe im Bereich zwischen 0.5 und 1 GeV. Derartige Abweichungen treten bei Wechseln des Parametersatzes in der zur Berechnung der Wirkungsquerschnittes angewandten Gleichungen auf und stellen einen Nachteil zumindest des hier benutzten Ansatzes dar.

Die Erzeugung von  $^{205}\text{Bi}$  wird von LAHET und HETC gleichermaßen gut beschrieben, wobei die Unterschätzung bei Protonenenergien oberhalb von etwa 0.5 GeV eher auf den Einfluß von Sekundärteilchen im Experiment zurückzuführen ist und die berechneten Wirkungsquerschnitte einen Anhaltspunkt für die zu erwartende Größe einer Korrektur liefert. Diskrepanzen von mehr als einer Größenordnung treten im Fall von HETC jedoch auf, geht man zu den Neutronen-ärmeren Restkernen  $^{203}\text{Bi}$  und  $^{200}\text{Pb}$ . Deren Produktion wird nach der INC-Phase maßgeblich durch die Evaporation von Neutronen bestimmt und ist damit sehr empfindlich gegenüber der Güte der Niveaudichteformulierung, die im Fall von HETC bereits in Abschnitt 7.4.2.2 angezweifelt werden mußte.

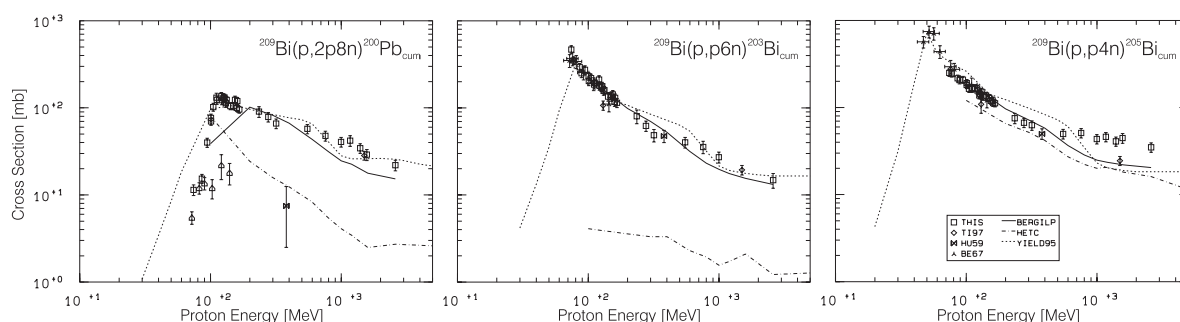


Abb. 7.33: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{200}\text{Pb}$  und  $^{203,205}\text{Bi}$  aus Wismut.

Mit der gemessenen Produktion von  $^{194,196m1+m2+g}\text{Au}$  und  $^{203}\text{Hg}$  bietet sich die Möglichkeit des Vergleiches mit unabhängig erzeugten Restkernen, da die Au-Isotope durch langlebige beziehungsweise stabile Kerne abgeschirmt sind und  $^{203}\text{Hg}$  wie in Abschnitt 7.34 erläutert ebenfalls als unabhängig produziert angenommen werden kann. Der semi-empirische Ansatz nähert die Anregungsfunktionen der Au-Isotope gut an, sagt aber ein zu hohes Plateau ab 1 GeV voraus und versagt für  $^{203}\text{Hg}$  in Bezug auf Höhe und Form der Anregungsfunktion.

Dagegen läßt sich für LAHET wie HETC bezüglich der  $^{203}\text{Hg}$ -Erzeugung sagen, daß sie diese trotz der sich andeutenden schlechten Statistik nachvollziehen. Daß LAHET größere Werte als HETC prognostiziert dürfte an der PE-Phase liegen, die nach der INC eine zusätzliche Möglichkeit zur Emission von Protonen bietet. Dagegen sind die Abweichungen bei der Produktion der Au-Isotope durch HETC mit bis zu zwei Zehnerpotenzen beträchtlich und sprechen erneut gegen dessen Niveaudichteformulierung.

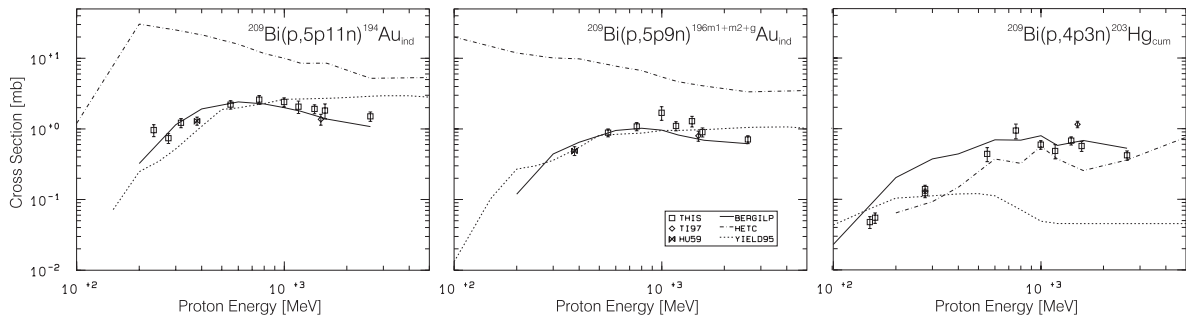


Abb. 7.34: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{194,196m1+m2+g}\text{Au}$  und  $^{203}\text{Hg}$  aus Wismut; die Au-Isotope werden unabhängig erzeugt,  $^{203}\text{Hg}$  ist ebenfalls als unabhängig erzeugt anzunehmen.

Auch bei der Beschreibung der kumulativen Produktion von  $^{172,175}\text{Hf}$ ,  $^{183}\text{Re}$ ,  $^{189}\text{Ir}$  und  $^{188,191}\text{Pt}$  hat HETC Schwierigkeiten (Abb. 7.35). So berechnet der Code anstelle der ausgeprägten Maxima in den Anregungsfunktionen der Restkerne  $^{189}\text{Ir}$  und  $^{188,191}\text{Pt}$  mit steigender Protonenenergie monoton fallende Verläufe. Im Fall der Produkte  $^{172,175}\text{Hf}$  und  $^{183}\text{Re}$  reproduziert HETC zwar die Maxima, jedoch im Gegensatz zu den experimentellen Werten um etwa ein halbes GeV hin zu niedrigeren Energien verschoben. Infolgedessen erfolgt auch das Einsetzen dieser Reaktionen bereits bei viel zu kleinen Projektilenergien. Dagegen stimmen die mit LAHET berechneten Anregungsfunktionen sehr gut mit den experimentellen Daten überein.

Der semi-empirische Ansatz kann mit seinen Voraussagen nicht überzeugen. Er überschätzt die experimentellen Werte vor allem im GeV-Bereich deutlich, während er bei niedrigeren Energien die Maxima unterschätzt.

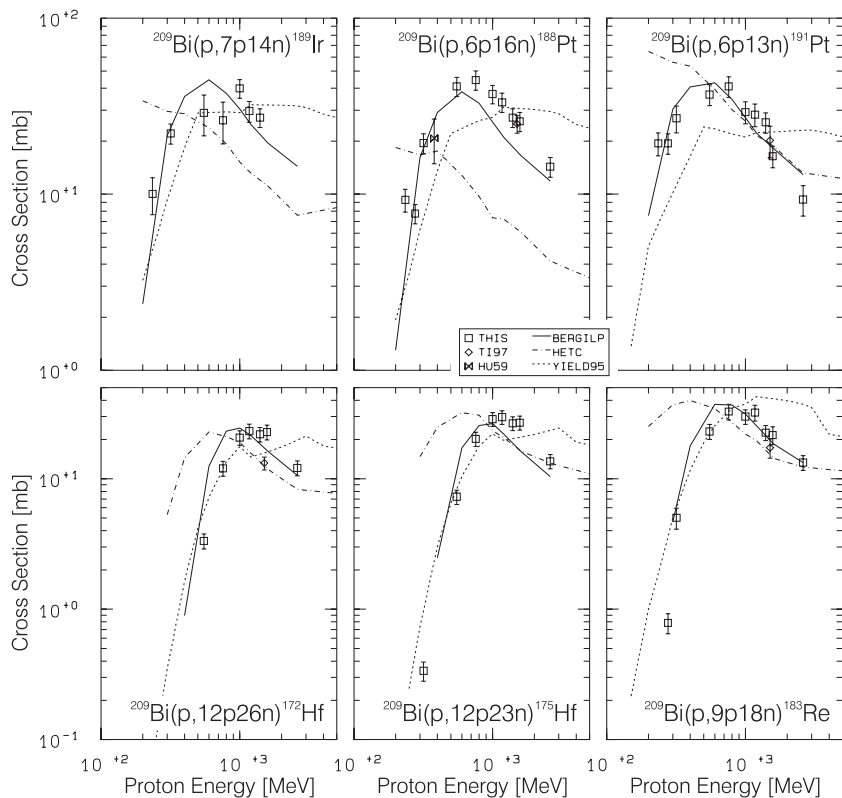


Abb. 7.35: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{172,175}\text{Hf}$ ,  $^{183}\text{Re}$ ,  $^{189}\text{Ir}$  und  $^{188,191}\text{Pt}$  aus Wismut.



Geht man über zur Betrachtung von Produktnukliden mit Massen, die an der Grenze zur tiefen Spallation bei etwa zwei Drittel der Targetmasse liegen, treten erstmals auch größere Diskrepanzen zwischen LAHET und Experiment auf. So prognostiziert LAHET zwar die Reaktionsschwellen der in Abbildung 7.37 dargestellten Anregungsfunktionen von  $^{143}\text{Pm}$  und  $^{146,149,153}\text{Gd}$  annähernd richtig, sagt mit steigender Protonenenergie jedoch einen zu steilen Anstieg voraus, so daß Unterschiede von bis zu einem Faktor fünf in diesen Fällen resultieren. Dies ist allerdings ein gutes Ergebnis verglichen mit der Modellierung durch HETC, das um Größenordnungen abweicht. Dabei wird anhand des Vergleichs mit den Anregungsfunktionen der Gd-Isotope einmal mehr deutlich, daß insbesondere die Beschreibung der Isotopenverteilung der Wirkungsquerschnitte mangelhaft ist. Auch das semi-empirische Modell bleibt mit seinen Voraussagen hinter denen von LAHET zurück.

Abbildung 7.36 macht deutlich, daß die Codes mit der Beschreibung unabhängiger Daten vor noch größere Probleme gestellt werden.

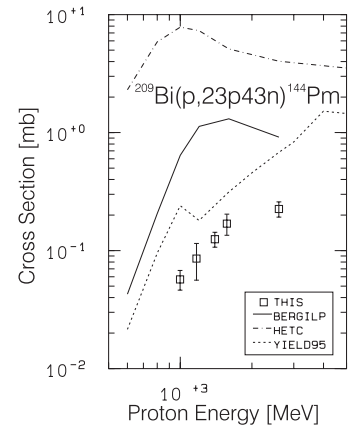


Abb. 7.36: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die unabhängige Produktion von  $^{144}\text{Pm}$  aus Wismut.

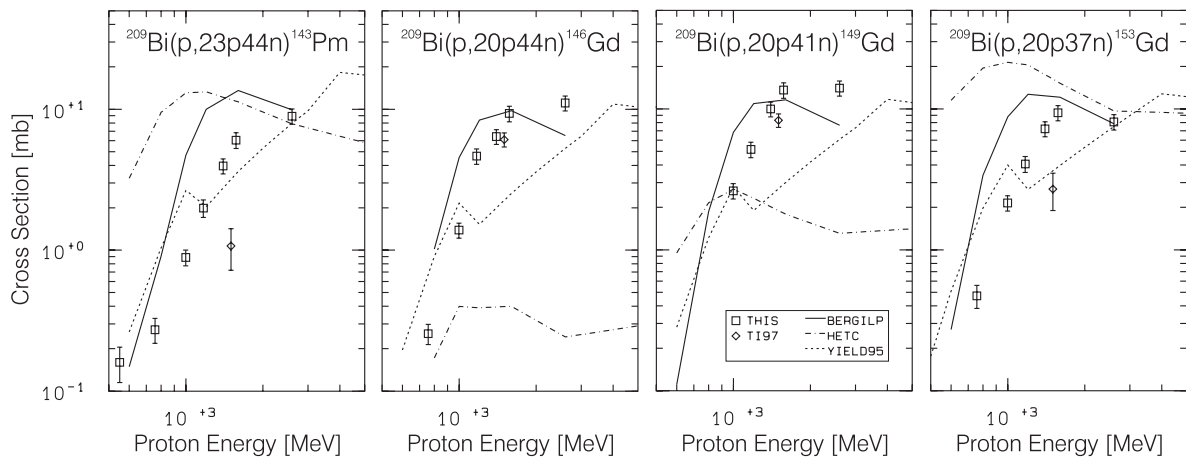


Abb. 7.37: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{143}\text{Pm}$  und  $^{146,149,153}\text{Gd}$  aus Wismut.

### 7.4.3.2 Anregungsfunktionen von Spaltprodukten

Die in Abbildung 7.38 gezeigten Anregungsfunktionen der Produktnuklide  $^{113m+g}\text{Sn}$ ,  $^{127m+g}\text{Xe}$  und  $^{133m+g}\text{Ba}$  markieren den Übergang von ausschließlich in Spallationsreaktionen erzeugten Restkernen zu solchen, die über Spaltprozesse entstehen.

Es wird deutlich, daß allein LAHET die Form des Verlaufs der Produktion in Abhängigkeit von der Protonenenergie annähernd zu beschreiben in der Lage ist, wobei sich in Teilbereichen allerdings auch große Unterschiede zu den experimentellen Daten ergeben. Diese Situation wird durch die in den Abbildungen 7.39 bis 7.41 weiteren dargestellten Vergleiche bestätigt. Danach hat insbesondere HETC Probleme, den Verlauf der Anregungsfunktionen zu beschreiben, während dies mit dem semi-empirischen Ansatz wenigstens in einigen Fällen gelingt, bei denen vergleichbare Daten zum Fit der Parameter des Modells vorgelegen hatten.

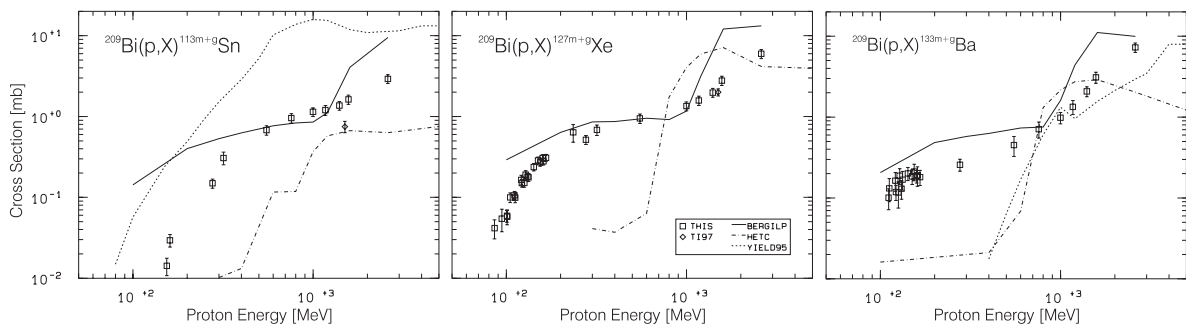


Abb. 7.38: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die kumulative Produktion von  $^{113m+g}\text{Sn}$ ,  $^{127m+g}\text{Xe}$  und  $^{133m+g}\text{Ba}$  aus Wismut.

Eine ausführliche Diskussion der Vergleiche zwischen den Modellrechnungen und den Wirkungsquerschnitten der Spaltprodukte an dieser Stelle macht keinen Sinn, da die im Evaporationsteil der INC/E-Modelle berücksichtigten Spaltprozesse in zu vielfältiger Weise von den bis dahin berechneten Resultaten wie beispielsweise der Anregungsenergie abhängen.

Es läßt sich allerdings festhalten, daß die Modellierung des Spaltvorganges einer neuen Betrachtung bedarf, will man hier zu einer vernünftigen Beschreibung kommen.

Für praktische Zwecke bietet sich dazu insbesondere eine Anpassung der Parameter des semi-empirischen Ansatzes anhand der in dieser Arbeit bestimmten experimentellen Daten an.

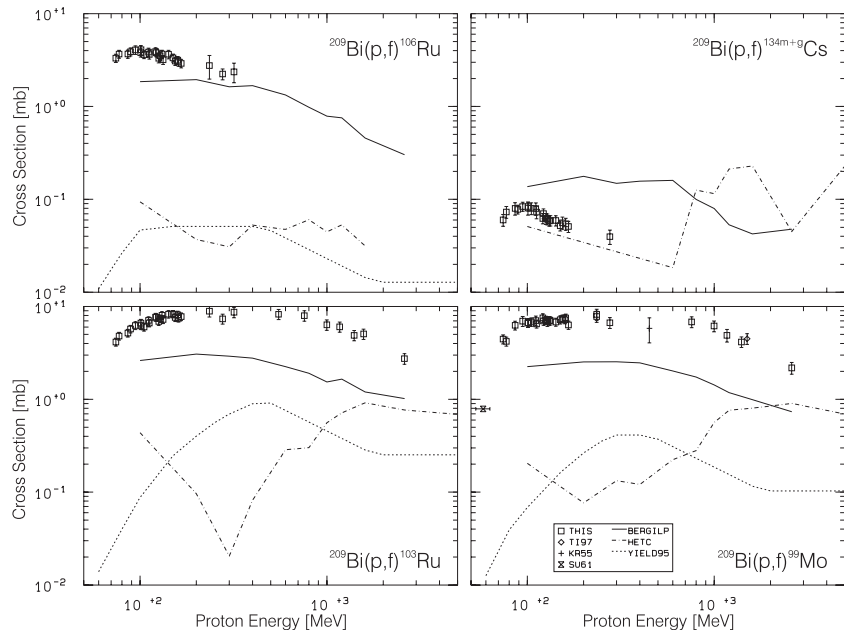


Abb. 7.39: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{103,106}\text{Ru}$  (links) und  $^{134m+g}\text{Cs}$  sowie  $^{99}\text{Mo}$  (rechts) aus Wismut; nur die Wirkungsquerschnitte des Cs-Isotops sind unabhängig.

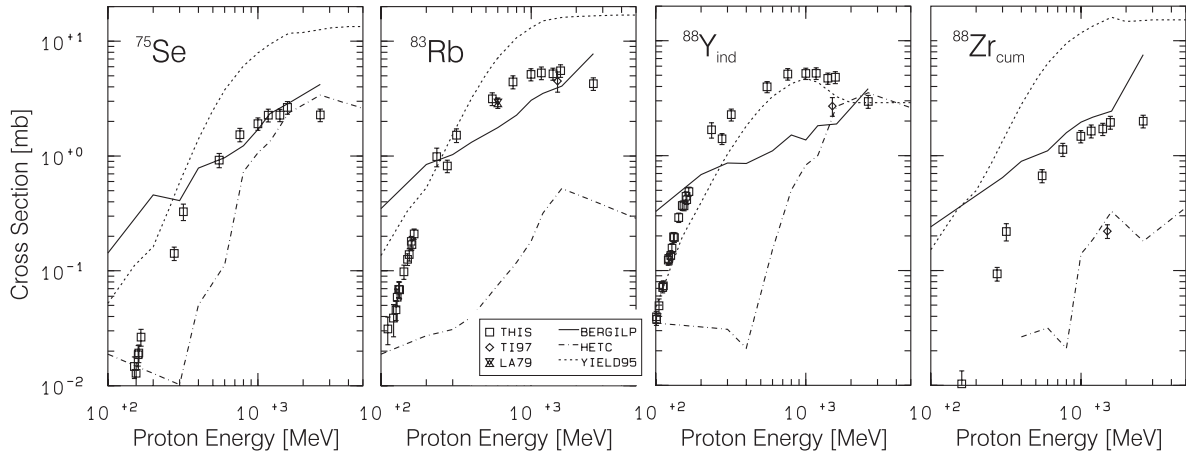


Abb. 7.40: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von <sup>75</sup>Se, <sup>83</sup>Rb, <sup>88</sup>Y und <sup>88</sup>Zr aus Wismut; nur die Erzeugung von <sup>88</sup>Y wurde unabhängig gemessen.

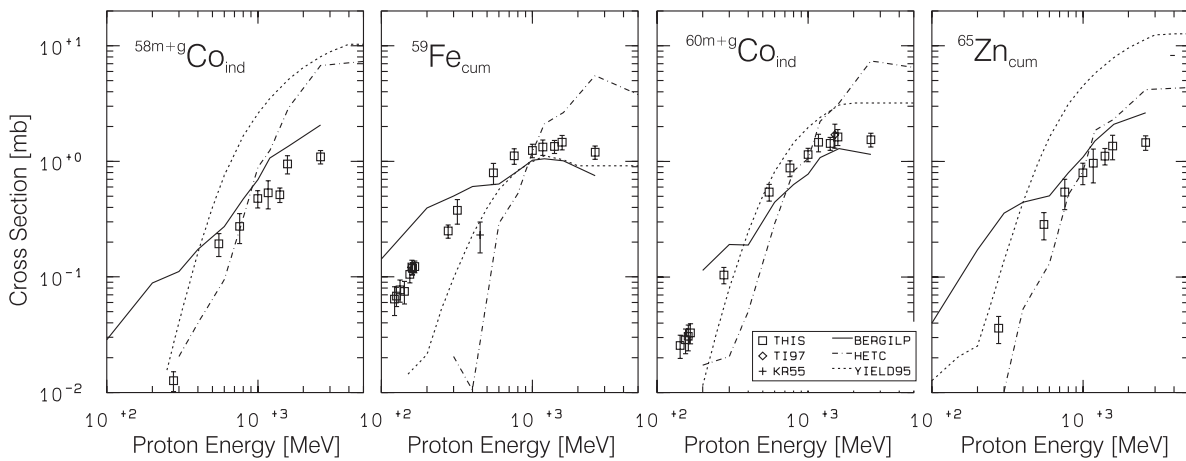


Abb. 7.41: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von <sup>58m+g</sup>Co, <sup>59</sup>Fe, <sup>60m+g</sup>Co und <sup>65</sup>Zn aus Wismut; die Wirkungsquerschnitte der Co-Isotope sind unabhängig, die der anderen Nuklide kumulativ.

Unklar bleibt angesichts des Vergleichs der Anregungsfunktionen von Produkten mit Massen zwischen 46 und 54 mit den Modellrechnungen in Abbildung 7.42, ob in diesem Bereich Fragmentation bereits eine Rolle spielt. Denn LAHET ist in der Lage, die Erzeugung dieser Restkerne ohne Einbeziehung von Fragmentationsreaktionen zu erklären. Angesichts der übrigen Ergebnisse bezüglich der Beschreibung von Spaltprodukten dürfte dies allerdings mehr dem Zufall zuzuschreiben sein.

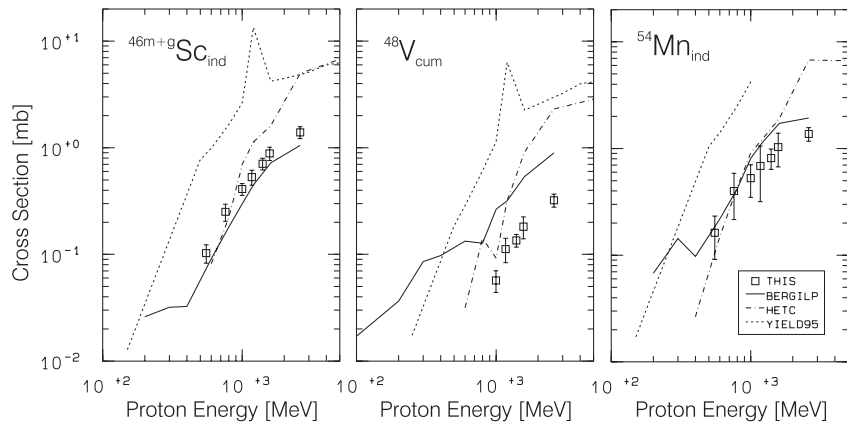


Abb. 7.42: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion <sup>46m+g</sup>Sc, <sup>48</sup>V und <sup>54</sup>Mn aus Wismut; <sup>48</sup>V wird kumulativ, die beiden anderen Restkerne werden unabhängig erzeugt.

### 7.4.3.3 Anregungsfunktionen von Fragmentationsprodukten

Deutlicher wird die Sachlage bezüglich Fragmentationsreaktionen durch die Untersuchung leichter Restkerne wie  ${}^7,{}^{10}\text{Be}$  und  ${}^{22,24}\text{Na}$ , da ihre Erzeugung mit wachsender Masse des Targetkerns nicht mehr über Spallationsprozesse zu erklären ist.

Abbildung 7.43 zeigt die Anregungsfunktionen für die jeweils unabhängige Produktion von  ${}^7,{}^{10}\text{Be}$  aus Kohlenstoff, Aluminium und Eisen. Da Kohlenstoff zu 98.9 % aus dem Isotop  ${}^{12}\text{C}$  besteht und bei der großen Massendifferenz im Fall der Erzeugung aus Eisen dessen Isotopenzusammensetzung keine Rolle mehr spielt, sind dies für Kohlenstoff (p,3p3n)-, (p,3p)-, für Aluminium (p,10p11n)-, (p,10p8n)- sowie für Eisen (p,23p27n)- und (p,23p24n)-Reaktionen.

Die Produktion von  ${}^{10}\text{Be}$  aus Kohlenstoff wird von beiden Codes gleichermaßen gut beschrieben. Daß sich die Ergebnisse von LAHET und HETC nicht substantiell unterscheiden, ist insofern nicht weiter verwunderlich, als diese Reaktion vom (p,3p)-Kanal dominiert wird, dessen Wirkungsquerschnitt durch die INC-Phase bestimmt wird. Dagegen zeugen die großen Unterschiede in der Beschreibung der Erzeugung von  ${}^7\text{Be}$  einmal mehr von den Fortschritten, die mit der Implementation der Präequilibriumstufe und der verbesserten Niveaudichtebeschreibung in LAHET erreicht worden sind.

Dieses Bild bestätigt sich mit der Produktion der beiden Be-Isotope aus Aluminium und Eisen insofern, als daß HETC die Resultate von LAHET systematisch um bis zu einer Größenordnung im Bereich des im GeV-Plateaus jeweils vorhergesagten Plateaus unterschätzt. LAHET wiederum erklärt die Anregungsfunktionen an Aluminium mit Hilfe des Spallationsansatzes erst ab etwa 0.5 GeV innerhalb eines Faktors zwei genau und gibt damit einen Hinweis darauf, daß unterhalb dieser Energie andere Produktionsmechanismen dominieren (siehe unten). Diese Diskrepanzen treten bei der Erzeugung aus Eisen

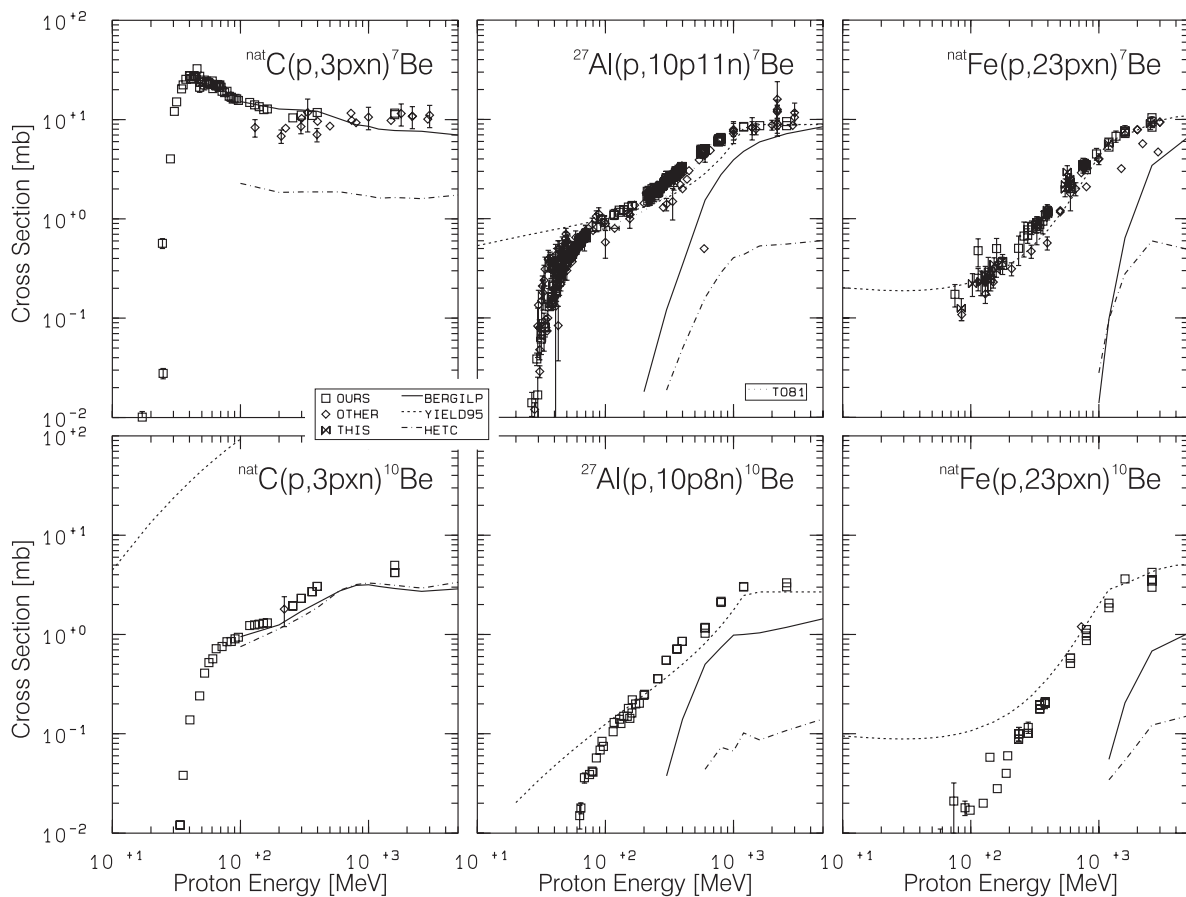


Abb. 7.43: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  ${}^7,{}^{10}\text{Be}$  aus Kohlenstoff, Aluminium und Eisen.

noch deutlicher in Erscheinung. Dabei deutet die größere Abweichung zu den experimentellen Werten im Fall der Erzeugung von  $^{10}\text{Be}$  aus Eisen (Faktor 4) gegenüber der aus Aluminium (Faktor 2) im GeV-Bereich auf den zunehmenden Einfluß von Fragmentationsreaktionen mit größerer Targetkernmasse hin. Dies ist plausibel, weil in diesem Fall ausgeprägtere Kaskaden ablaufen können, in denen dem Kern wiederum mehr Anregungsenergie zugeführt werden kann; der auch absolut größere Wirkungsquerschnitt von  $^{10}\text{Be}$  aus Eisen gegenüber Aluminium stützt diese Aussage.

Die Qualität der semiempirischen Rechnungen ist im Fall der  $^{7,10}\text{Be}$ -Erzeugung aus Aluminium und Eisen über 100 MeV befriedigend. Deutlich ist anhand der perfekten Übereinstimmung mit den Werten für die Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,X)^7\text{Be}$  zu erkennen, daß hier genügend Werte für den Parameterfit vorlagen. Dagegen werden die experimentellen  $^{7,10}\text{Be}$ -Wirkungsquerschnitte aus Kohlenstoff um Größenordnungen überschätzt und sind daher teilweise gar nicht eingezeichnet.

Mit der Produktion von  $^{22,24}\text{Na}$  aus Aluminium und Eisen zeigt Abbildung 7.44 die nach  $^7\text{Be}$  in dieser Arbeit gemessenen nächst leichteren Restkerne. Die Erzeugung der zwei Na-Isotope in Aluminium wird von beiden INC/E-Codes im Rahmen der üblichen Fehler und von der Struktur her annähernd richtig beschrieben. Dasselbe gilt für das Targetelement Eisen nach dem Überschreiten der von den Codes prognostizierten Schwellenenergien, wobei HETC erneut deutlicher abweicht. Dennoch spricht die Übereinstimmung dafür, daß  $^{22,24}\text{Na}$  in diesem Bereich spallogenen erzeugt werden. Umso interessanter ist daher die Frage, wie die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte bei niedrigeren Projektilenergien zu erklären sind. Da es bislang keine Anzeichen für so gravierend falsche Schwellenenergien bei der Berechnung mit LAHET gab und selbst unter Schwellenenergie für Einteilchenemission - etwa 300 MeV - Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, kommen als Erklärung dafür nur kollektive Moden in Frage.

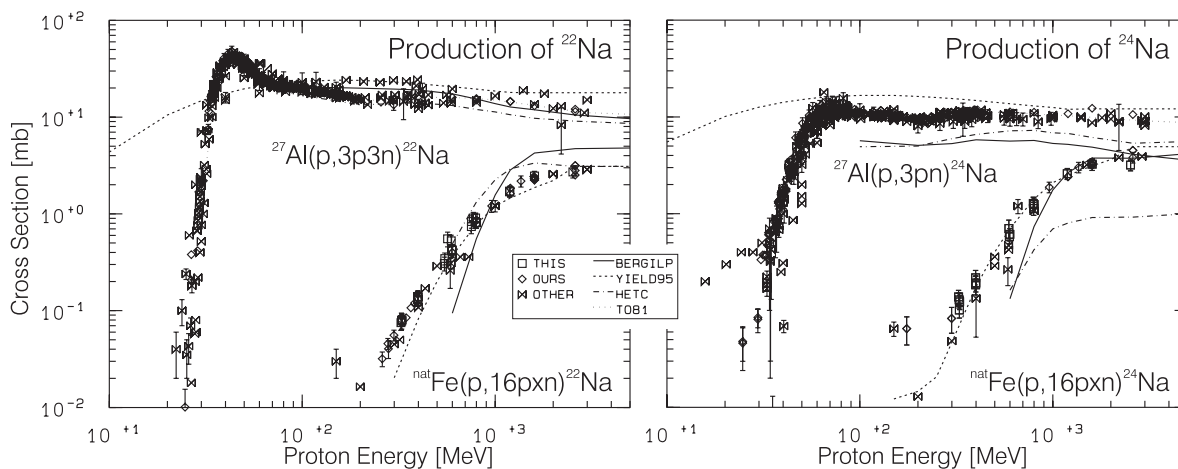


Abb. 7.44: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^{22,24}\text{Na}$  aus Aluminium und Eisen.

Abbildung 7.45 verdeutlicht schließlich die Erzeugung von Restkernen kleiner Massenzahlen aus mittelschweren und schweren Targets Niob und Wismut. Da in diesem Massenbereich Untersuchungen hinsichtlich der Produktion von  $^{10}\text{Be}$  gerade erst angelaufen sind [Su97] und noch keine ausführlichen experimentellen Ergebnisse vorliegen,  $^{24}\text{Na}$  außerdem  $\gamma$ -spektrometrisch nur schwer nachweisbar ist, erfolgt dies hier nur anhand der Produkte  $^7\text{Be}$  und  $^{22}\text{Na}$ , für deren Produktion aus Wismut in dieser Arbeit erstmals Wirkungsquerschnitte gemessen wurden.

Der semi-empirische Ansatz gibt den Verlauf der Produktion über die Energie - abgesehen von anscheinend numerischen Schwierigkeiten bei etwas über einem GeV - gut wieder, liegt aber außer für  $^{22}\text{Na}$  aus Niob in der absoluten Höhe falsch, wenn gleich besser als die INC/E-Modelle. Für diese durfte eine Beschreibung dieser Produkt auch nicht erwartet werden, da der Fragmentationsmechanismus in den Codes nicht berücksichtigt wird. Angesichts dessen kann die scheinbare Modellierung der Erzeugung von  $^{22}\text{Na}$  aus Wismut durch HETC-KFA-2 erneut nur als Zufall gewertet werden; auch die zwar

tiefere Voraussagen für diese Reaktion durch LAHET bedürften zumindest einer Überprüfung, ob sie Resultat eines Spalt- oder eines Spallationsprozesses sind. Dagegen ist die Beschreibung der experimentellen Werte der Reaktion  $^{93}\text{Nb}(p,X)^{22}\text{Na}$  ab etwa 2 GeV mit dem INC/E-Modell verträglich.

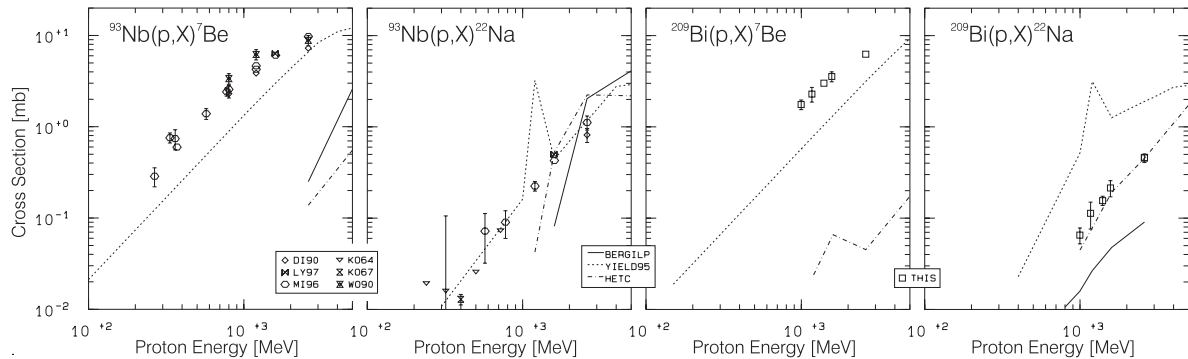


Abb. 7.45: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von  $^7\text{Be}$  und  $^{22}\text{Na}$  aus Niob und Wismut.

Generell stellt sich die Frage nach dem Erzeugungsmechanismus für  $^7\text{Be}$  bei niedrigen Projektilenergien. So maßen etwa Scholten et al. [Sc94] mit radiochemischen Methoden zwischen 40 MeV und 100 MeV noch Wirkungsquerschnitte von mehr als  $10 \mu\text{b}$  für die Produktion von  $^7\text{Be}$  aus Niob, die die in Abbildung 7.45 dargestellten Werte in plausibler Weise ergänzen. Solche Projektilenergien sind nicht ausreichend, um den Kern auf eine Temperatur zu bringen, derart daß eine Fragmentationsreaktion ausgelöst wird. Es wird daher angenommen, daß die Erzeugung solcher Produkte bei niedrigen Energien über die Evaporation entsprechender Cluster abläuft.

#### 7.4.3.4 Reaktionen mit Protonenüberschuß im Ausgangskanal: $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,15\text{pxn})^{28}\text{Mg}$

Einen besonderen Gütetest für Theorierechnungen stellen Reaktionen mit einem Protonenüberschuß im Ausgangskanal wie beispielsweise (p,xp)- oder (p,xpyn)-Reaktionen mit  $x > y$  dar, denn deren berechnete Wirkungsquerschnitte hängen sehr von der Güte der Modellierung des INC-Prozesses ab.

Nach  $^{87}\text{Rb}(p,2p)^{86}\text{Kr}$  (Abb. 7.22) ist  $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,15\text{pxn})^{28}\text{Mg}$  eine weitere solche Reaktion, da diese durch den  $15\text{p}14\text{n}$ -Ausgangskanal dominiert wird und  $^{28}\text{Mg}$  aus Eisen nicht als Produkt eines Fragmentationsprozesses anzusehen ist. Abbildung 7.46 zeigt experimentelle Daten dieser Arbeit und unserer Gruppe, die von den weiteren Literaturdaten von Lavrukhina et al. [La63] und Orth et al. [Or76] gestützt werden.

Die Modellrechnungen unterschätzen diese Werte um etwa eine Größenordnung. Auch wenn die an den Zackenstrukturen erkennbar schlechte Statistik mit Fehlern zwischen 10 bis 70 % bei HETC und 50 bis 100 % bei LAHET besser sein könnte, erklärt dies dennoch nicht die Abweichungen. Die scheinbar bessere Modellierung durch HETC-KFA-2 gegenüber LAHET sollte nicht überbewertet werden - angesichts der bereits vorgestellten Ergebnisse mit diesem Code ist vielmehr zu vermuten, daß dies zufällig ist.

Die großen Diskrepanzen zu den experimentellen Werten deuten daraufhin, daß trotz der übrigen guten Modellierung auch bei LAHET noch Raum für weitere Verbesserungen ist.

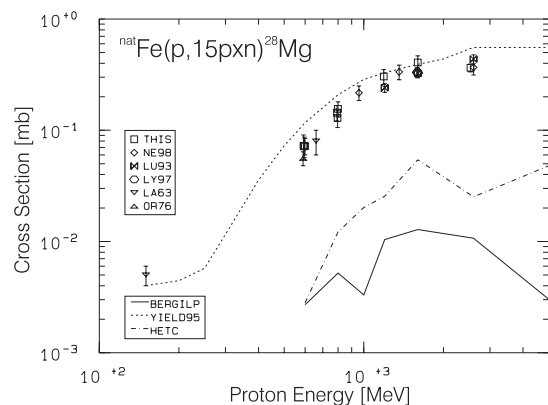


Abb. 7.46: Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion  $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,15\text{pxn})^{28}\text{Mg}$ .

### 7.4.3.5 Übersichtsvergleich

Nach der detaillierten Diskussion der Modellrechnungen anhand von Anregungsfunktionen soll in einem Übersichtsvergleich abschließend geklärt werden, welche Abweichungen man bei der Vorhersage von Wirkungsquerschnitten mit LAHET, HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Modell erwarten kann. Dazu sind in den Abbildungen 7.47 bis 7.49 die Verhältnisse mit LAHET (links), HETC-KFA-2 (Mitte) und dem semi-empirischen Modell (rechts) bei verschiedenen Energien berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns dargestellt. Wiederum wird exemplarisch das Targetelement Wismut herangezogen, weil bei diesem alle besprochenen Reaktionsmechanismen über einen großen Energiebereich beobachtbar sind.

Um systematische Fehler zu vermeiden, werden für den Vergleich nicht alle in dieser Arbeit bestimmten Daten verwendet. So unterscheiden die Modelle nicht zwischen verschiedenen Anregungszuständen von Restkernen; daher wurden Produkte nicht berücksichtigt, wenn sie nur in einem von mehreren Zuständen der Messung zugänglich waren wie zum Beispiel langlebige Isotope in metastabilen Zuständen. Ausgeklammert wurden auch unsichere experimentelle Werte - beispielsweise dann, wenn ein Produkt nur in einem Target nachgewiesen wurde. Ebenfalls nicht mit in den Vergleich einbezogen wurden Wirkungsquerschnitte, bei denen der Einfluß der nicht modellierten unterschiedlichen Produktionswahrscheinlichkeiten verschiedener Kernzustände als nicht vernachlässigbar angenommen werden muß (zum Beispiel  $^{202}\text{Tl}$ , siehe Abb. 7.1).

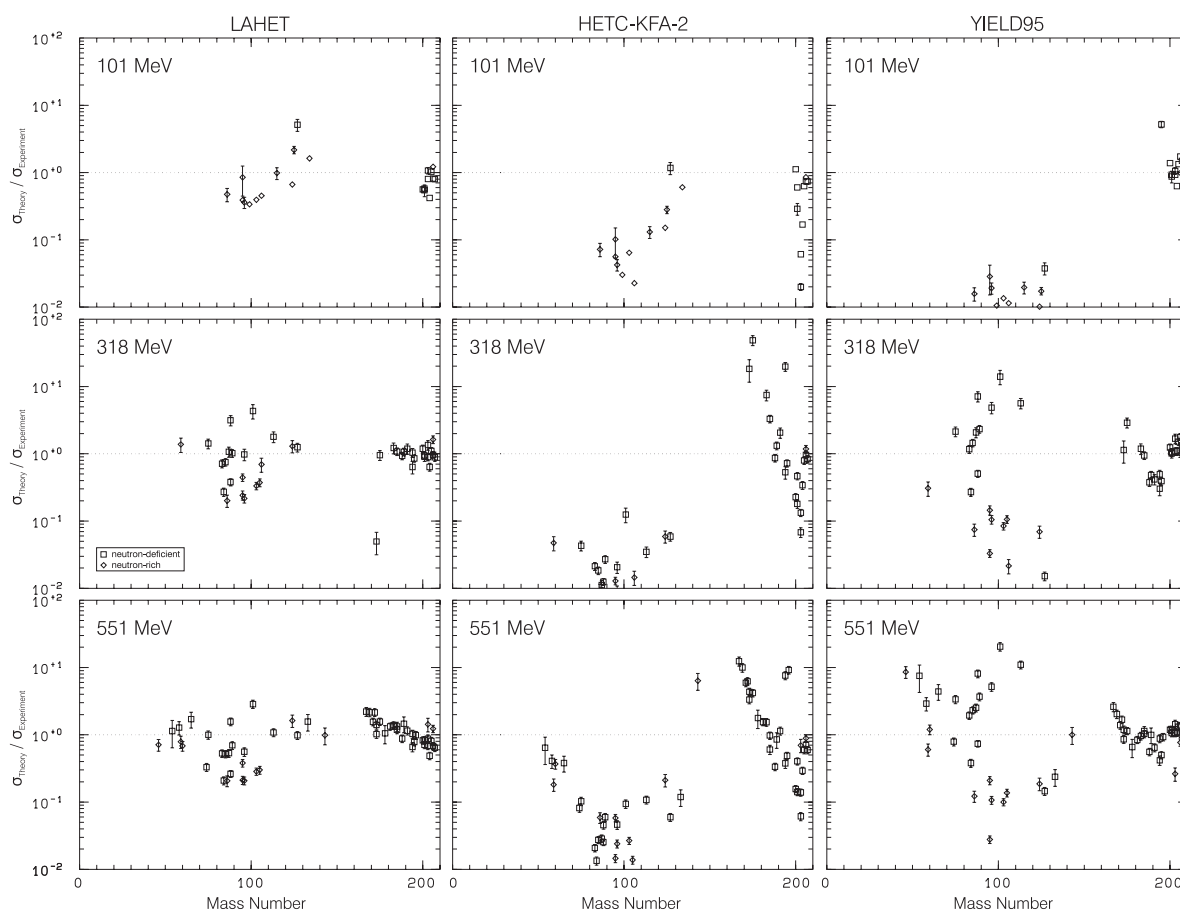


Abb. 7.47: Verhältnisse mit LAHET (links), HETC-KFA-2 (Mitte) und dem semi-empirischen Modell (rechts) bei 101, 318 551 MeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns.



Eingang in den Vergleich finden jedoch Fragmentationsprodukte, weil deren Erzeugung in dem semi-empirischen Ansatz berücksichtigt ist. Da die INC/E-Modelle Fragmentation jedoch nicht als Reaktionsmechanismus enthalten, sind die zumindest bezüglich der Restkerne  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{22}\text{Na}$  und  ${}^{28}\text{Mg}$  auftretenden Diskrepanzen nicht für die übrigen Vorhersagen dieser Codes relevant.

Mit LAHET beginnend läßt sich feststellen, daß der Code die experimentellen Daten im Spallationsbereich bis auf wenige Ausnahmen innerhalb eines Faktors zwei reproduziert, wobei sich ein Trend zur Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte mit steigender Projektilenergie erkennen läßt. Problematischer ist die Vorhersage von Wirkungsquerschnitten für Nuklide, die in Spallationsreaktionen erzeugt werden und am unteren Ende des durch diesen Mechanismus erklärbaren Massenbereiches liegen. Dies wird in den Abbildungen bei den entsprechenden Produktmassenzahlen durch Cluster von Verhältnissen bis zu einem Faktor fünf, in Einzelfällen auch bis zu einer Größenordnung sichtbar. Gemäß der Vergrößerung des Spallationsbereiches mit zugeführter Energie verschieben sich diese Cluster mit steigender Einschußenergie zu jeweils kleineren Massenzahlen. Dieses Verhalten erklärt sich dadurch, daß die Simulation der Kaskaden eine „book-keeping“-Prozedur ist: Ungenauigkeiten in der Berechnung der ersten Stöße wirken sich auf die Endergebnisse aus. Im Bereich der Spaltprodukte lassen sich keine Strukturen erkennen; die Differenzen liegen größtenteils innerhalb eines Faktors fünf.

Die Modellrechnungen mit HETC-KFA-2 hinterlassen mit Abweichungen, die sich in der Regel innerhalb eines Faktors zehn bewegen - aber auch bis zu zwei Zehnerpotenzen reichen -, in summa einen deutlich schlechteren Eindruck als die mit LAHET. Während sich die Diskrepanzen bei LAHET gut begründen lassen, ist dies bei HETC-KFA-2 nicht mehr in eindeutiger Weise möglich. So fallen besonders die großen, zumindest in dieser Darstellung nicht systematischen Differenzen in der Beschreibung der Daten im Spallationsbereich ins Auge, bei der sich die fehlerhaften Isotopenausbeuten

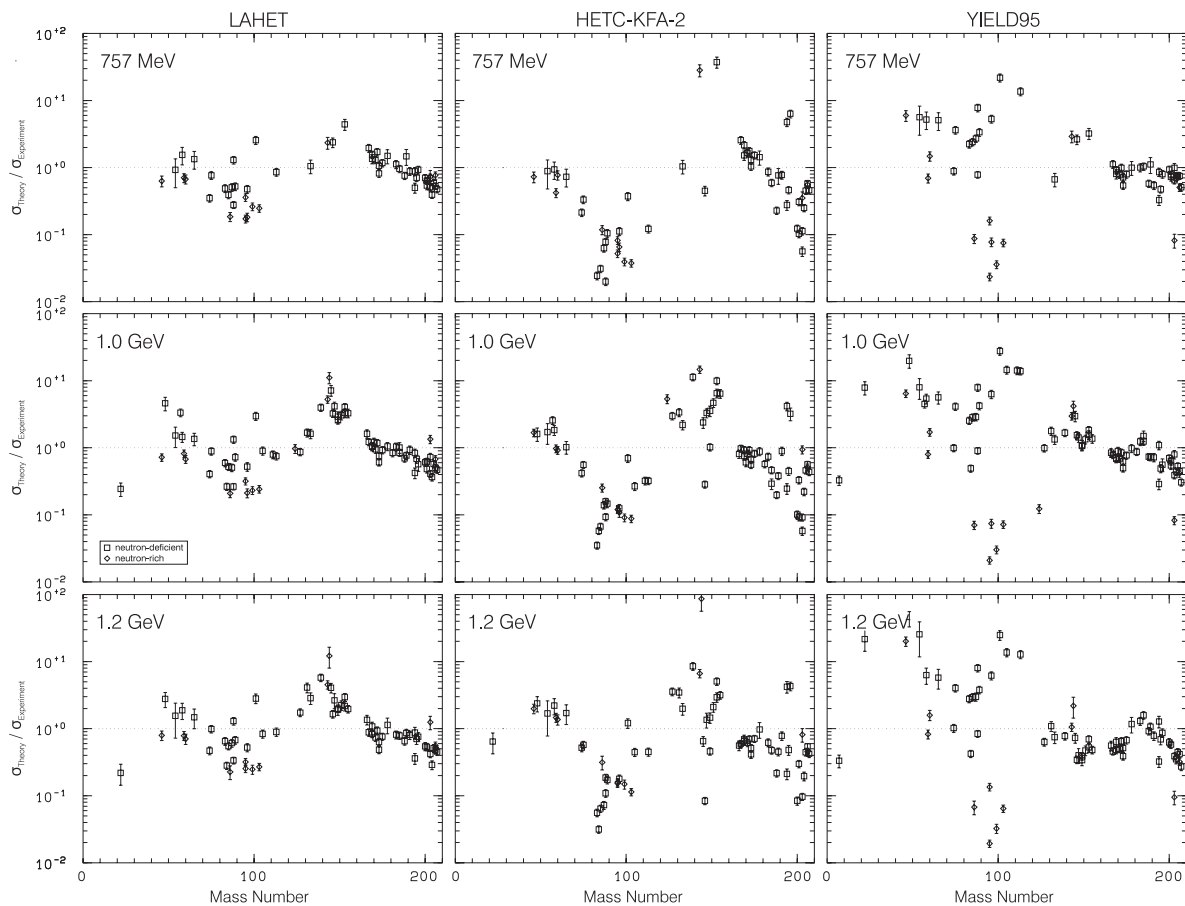


Abb. 7.48: Verhältnisse mit LAHET (links), HETC-KFA-2 (Mitte) und dem semi-empirischen Modell (rechts) bei 757 MeV, 1.0 und 1.2 GeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns.



(Abb. 7.26) bemerkbar machen. Ausgeprägter als LAHET hat HETC-KFA-2 Probleme mit der Reproduktion der Wirkungsquerschnitte von Restkernen am unteren Ende der durch Spallationsreaktionen festgelegten Massenskala. Die Erzeugung von Spaltprodukten wird von HETC-KFA-2 um bis zu zwei Größenordnungen vor allem bei niedrigen Projektilenergien unterschätzt.

Insgesamt enttäuschend ist die Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit dem semi-empirischen Modell. Dessen Vorhersagen sind zwar bis 1 GeV für Spallationsprodukte bis auf etwa einen Faktor zwei genau, werden bei höheren Energien aber selbst in diesem Reaktionsbereich schlechter. Dagegen ist die Situation im Bereich der Spaltprodukte mit Abweichungen von bis zu zwei Größenordnungen durchgängig inakzeptabel, wobei die Diskrepanzen systematisch von einer Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte bei 100 MeV hin zu einer Überschätzung im GeV-Bereich tendieren. Allein die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in der Region des Übergangs zwischen Spallations- und Spaltprodukten erfolgt mit dem semi-empirischen Ansatz im Vergleich zu den INC/E-Codes besser.

Über die bisher gemachten Aussagen hinaus muß allgemein mit größeren Abweichungen nach dem Überschreiten der Schwellenenergie im Bereich des Einsetzens von Reaktionen gerechnet werden.

Angesichts dieser Ergebnisse läßt sich bezüglich der hier betrachteten Modelle im Hinblick auf die Berechnung von Restkernwirkungsquerschnitten Protonen-induzierter Reaktionen eindeutig eine Empfehlung zugunsten von LAHET abgeben - sofern die oben genannten Abweichungen akzeptabel sind und man sich der darüber hinaus erwähnten Problembereiche bewußt ist. Eine leichte Verbesserung läßt sich erzielen, wenn man statt der Bertini-INC die allerdings auf Energien bis zu einem GeV pro Nukleon limitierte ISABEL-INC benutzt. Bei sonst weitgehend gleichen Resultaten kann man in diesem Fall kleinere Abweichungen - bis zu einem Faktor drei mit wenigen Ausnahmen - in dem für LAHET/Bertini-INC problematischen unterem Massenbereich bei Spallationsprodukten erwarten.

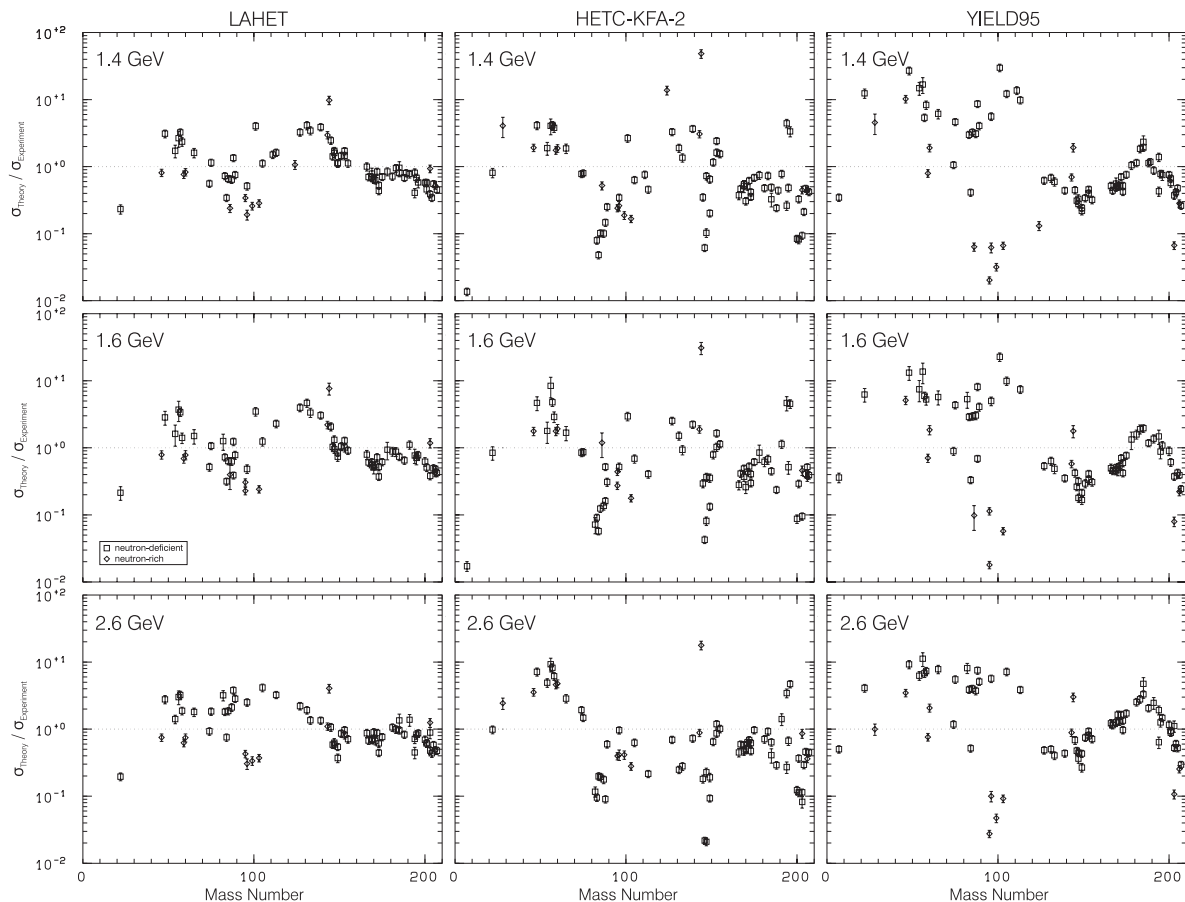


Abb. 7.49: Verhältnisse mit LAHET (links), HETC-KFA-2 (Mitte) und dem semi-empirischen Modell (rechts) bei 1.4, 1.6 und 2.6 GeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns.

### 7.4.3.6 Zusammenfassung

Dieses Kapitel hat gezeigt, daß die in dieser Arbeit experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen von den hier getesteten INC/E-Codes mit LAHET am besten beschrieben werden. Unter Berücksichtigung einer Präequilibriumphase und mit der Verwendung der Niveaudichteformulierung nach Ignatyuk-Gilbert-Cameron-Cook lassen sich Produktionswirkungsquerschnitte bis auf wenige Ausnahmen innerhalb eines Faktors fünf, im Spallationsbereich zumeist innerhalb eines Faktors zwei berechnen.

Dagegen weisen HETC-KFA-2 und der semi-empirische Ansatz deutliche Defizite in der Modellierung der Restkernproduktion auf - Abweichungen bis zu zwei Größenordnungen sind keine Seltenheit. Im Fall von HETC-KFA-2 liegt dies nach den Ergebnissen und Erkenntnissen der vorangegangenen Betrachtungen zum einen in der Vernachlässigung einer Präequilibriumstufe und zum anderen in der zu zweifelhaften Resultaten führenden Niveaudichteformulierung. Die Voraussagen des semi-empirischen Modells können nur so gut sein, wie die zur Ermittlung des eingehenden Parametersatzes verwendeten Daten - mit einer Neubestimmung desselben beispielsweise anhand der in dieser Arbeit gemessenen Werte dürfte einer Verbesserung der Berechnung nichts im Wege stehen.

Dennoch bietet auch und gerade wegen seiner bereits vorhandenen Möglichkeiten LAHET Raum für weitere Verbesserungen und Entwicklungen. Diese müßten zwei Aspekte umfassen: Zum einen die Integration bislang nicht berücksichtigter Reaktionsmechanismen wie Fragmentation, zum anderen aber auch die Revision und Erweiterung der bisherigen Simulation. So wäre eine bessere Integration der PE-Stufe und wahrscheinlich eine Überprüfung des Spaltmodells, zumindest jedoch seiner Parameter angebracht. Auch eine Erweiterung der ISABEL-INC zu höheren Energien hin scheint infolge des ihr zugrundeliegenden detaillierteren Modells vielversprechend.

Ganz allgemein sind jedoch auch grundlegende Datensätze und Annahmen zu überprüfen. So erfolgt etwa die Modellierung der Nukleon-Nukleon-Stöße innerhalb der INC über die NN-Streuquerschnitte freier Nukleonen - man geht aber mittlerweile davon aus, daß dafür sogenannte „in-medium“-NN-Streuquerschnitte verwendet werden müssen [Ta96]. Ein anderes Beispiel sind nicht mehr zeitgemäße Massenberechnungsarten: Neuere Untersuchungen von Nishida und Nakahara [Ni90] ergaben, daß mit der in HETC-KFA-2 angewandten Methode große Unterschiede in den Bindungsenergien für Kerne resultieren. Für Kerne mit  $30 < Z < 50$  betragen diese gerade auf der für Spallationsreaktionen wichtigen Neutronen-armen Seite des Tals der Stabilität teilweise mehr als 9 MeV.

Von einem grundsätzlichen Standpunkt aus stellt sich allerdings trotz der für LAHET eindeutig herausgearbeiteten Bedeutung der Präequilibriumstufe und der Niveaudichteformulierung die Frage nach deren Relevanz auch in anderen Reaktionsmodellen. Vereinfachend gesagt, könnte man sich eine INC-Modellierung vorstellen, die am Ende der INC dieselbe Verteilung der Anregungsenergien auf die der Evaporationsstufe übergebenen Restkerne zur Folge hat wie bei LAHET die Kombination aus Bertini-INC und PE-Phase. Daß dies nicht nur reine Spekulation ist, zeigt schon Abbildung 7.15 anhand der mit Hilfe der ISABEL-INC berechneten Anregungsenergien, die beträchtlich unter denen der mit der Bertini-INC berechneten liegen.

Auch bezüglich des Einflusses der Niveaudichteformulierung gibt es durchaus unterschiedliche Auffassungen. So konstatieren etwa Mashnik et al. [Ma97], daß die mittleren, von ihrem INC/PE/E-Modell vorausgesagten Multiplizitäten von Nukleonen nicht signifikant von der Wahl des Niveaudichteparameters abhängen und - daraus resultierend - ebenso wenig die Massen- und Ladungsausbeuteverteilungen der Restkerne sowie die Anregungsfunktionen für mit großen Wirkungsquerschnitten produzierte Nuklide. Lediglich für einige mit kleiner Wahrscheinlichkeit erzeugte Nuklide führen sie eine größere Sensitivität bezüglich der Wahl des Niveaudichteparameters an.

Dieser Aussage kann nach den Ergebnissen dieser Arbeit nur eingeschränkt zugestimmt werden. Denn zum einen ist die Multiplizität sekundärer Nukleonen natürlich primär eine Funktion der im Kern deponierten Energie. Und zum anderen sind die in [Ma97] angeführten Anregungsfunktionen von Nukliden mit großen Wirkungsquerschnitten solche, die die kumulative Produktion dieses Restkerns beschreiben. Bei der Berechnung der kumulativen Erzeugung dieser Produkte gemäß Gleichung (7.1)

## 8 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden integrale Dünntarget-Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen an Eisen, Rubidium, Tantal, Blei und Wismut bestimmt. Der Schwerpunkt lag dabei auf den schweren Targetelementen, deren Einsatz als Strukturmaterial von Targets in Spallationsneutronenquellen in der Diskussion ist.

Dazu wurden Bestrahlungsexperimente mit Protonen am Laboratoire National Saturne (LNS)/Saclay (Frankreich) und am The Svedberg Laboratory (TSL)/Uppsala (Schweden) nach Art der Stacked-Foil-Technique in Kombination mit weiteren Targetelementen durchgeführt. Der in diesen Experimenten abgedeckte Energiebereich reichte von etwa 60 MeV bis 2.6 GeV.

Der Nachweis eines Teils der in den Targets erzeugten Produkte erfolgte off-line mittels zerstörungsfreier  $\gamma$ -Spektrometrie am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie (ZSR)/Universität Hannover. Das zu Beginn dieser Arbeit am ZSR vorhandene Computer-basierte System von Programmen zur Auswertung von  $\gamma$ -Spektren erwies sich in Bezug auf die Anforderungen dieser Arbeit - Auswertung in großen Mengen anfallender, sehr komplexer  $\gamma$ -Spektren mit bis zu 450 Peaks - als ungeeignet. Über den Kauf eines neuen Spektrenanalyseprogramms hinaus wurde das System deshalb mit der Entwicklung eines verbesserten Identifizierungsprogramms und weiterer, zugeordneter Programme in dieser Arbeit in allen wesentlichen Teilen neu erstellt. Trotz der dadurch erzielten Fortschritte bleibt die qualifizierte Beurteilung durch den Experimentator in jedem Schritt der Auswertung solcher komplexer  $\gamma$ -Spektren zum Erreichen einer maximalen Ausbeute an Information unerlässlich.

Insgesamt wurden über 5300 Wirkungsquerschnitte für die Produktion verschiedener Restkerne mit Halbwertszeiten größtenteils im Bereich zwischen zehn Stunden und 520 Jahren bestimmt - davon entfallen über 4000 allein auf die schweren Targets. Anhand des Targetelementes Eisen wurde gezeigt, daß die Ergebnisse bis auf teilweise beobachtbare Sekundärteilcheneinflüsse im Einklang mit älteren Daten stehen. Mit den Wirkungsquerschnitten für Rubidium, Tantal, Blei und Wismut wurden erstmals konsistente Anregungsfunktionen für die Produktion von Restkernen in diesen Targetelementen bestimmt. Der bei den schweren Targets das gesamte Massenspektrum an Produktnucliden überdeckende Datensatz ist damit in seinem Umfang bisher einzigartig auf der Welt.

Eine erste Anwendung fanden die neuen Wirkungsquerschnitte in der Überprüfung der Voraussagen zur Restkernproduktion anhand von *a-priori*-Rechnungen. Dafür wurden Programme auf Grundlage des Hybridmodells der Präequilibriumreaktionen und des Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modells eingesetzt. Die Vielzahl unterschiedlicher Codes mit verschiedenen berücksichtigten Aspekten der den betrachteten Reaktionen zugrundeliegenden Mechanismen erlaubte detaillierte Studien über deren Einfluß auf die Berechnung von Produktionswirkungsquerschnitten.

Der Vergleich ergab, daß sich die Wirkungsquerschnitte im Bereich der durch Spallations- beziehungsweise Spaltungsreaktionen erzeugten Restkerne nicht besser als auf einen Faktor zwei beziehungsweise fünf genau berechnen lassen. Mit Abweichungen bis zu einem Faktor zehn muß darüber hinaus im Schwellenbereich des Einsetzens von Reaktionen gerechnet werden. Um zu einer vollständigen Modellierung der Restkernproduktion zu kommen, müssen in zukünftigen Erweiterungen außerdem Fragmentationsprozesse in Betracht gezogen werden.

Über die auf mikroskopischen und statistischen Betrachtungen basierenden Modelle hinaus wurde die Anwendbarkeit eines semi-empirischen Ansatzes getestet. Dieser zeigte sich nur in den Fällen in der Lage, verlässliche Voraussagen zu machen, in denen bei der Evaluierung des dem Modell zugrundeliegenden Parametersatzes ähnliche Daten vorgelegen hatten.

Trotz der Verbesserungen in der Modellierung muß auf Basis der Untersuchungen dieser Arbeit die Schlußfolgerung gezogen werden, daß zur experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen in Protonen-induzierten Reaktionen keine Alternative existiert, wenn präzise Daten für Anwendungen benötigt werden.

## 9 Ausblick

Die in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Protonen-induzierte Restkernproduktion in schweren Targetelementen stellen den Anfang der Arbeiten dar, die notwendig sind, um zu einer vollständigen Beschreibung der Nuklidproduktion in ausgedehnten Targets bestehend aus schweren Elementen zu kommen, wie sie beispielsweise in Spallationsneutronenquellen verwendet werden sollen. Deshalb und angesichts der Defizite in der Modellierung zur Validierung von Modellrechnungen sind weitere, diese Arbeit ergänzende Untersuchungen notwendig. Ein kleiner Ausblick darüber wird im folgenden gegeben.

Bestrahlungsexperimente mit niederenergetischen Protonen zur Ergänzung der Anregungsfunktionen bis zu den Schwellenenergien der jeweiligen Reaktionen sind bereits am Paul-Scherrer-Institut/Villigen (Schweiz) im vorigen Jahr durchgeführt (72 MeV Einschußenergie) beziehungsweise für dieses Jahr (45 MeV) geplant. Bestrahlungen mit Neutronen waren bislang selten und zumeist auf Energien unter 20 MeV beschränkt. Aber auch hier ist mit den in der Dissertation von Neumann [Ne98] durchgeführten Experimenten bis 160 MeV der Anfang zur Verbesserung der Situation gemacht worden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Produkt nuklide sind auf  $\gamma$ -strahlende Nuklide in einem Halbwertszeitenbereich zwischen etwa zehn Stunden und 500 Jahren beschränkt. Obwohl damit die für viele Anwendungen wichtigsten Daten zur Verfügung stehen, sind ergänzende Untersuchungen aus verschiedenen Überlegungen heraus wichtig. Wirkungsquerschnitte für Nuklide mit kürzeren Halbwertszeiten lassen sich aus  $\gamma$ -spektrometrischen Messungen direkt nach der Bestrahlung vor Ort bestimmen; Ansätze dazu existieren [Du97, Al97, Ti97]. Im Bereich größerer Halbwertszeiten lassen sich die Datensätze durch Beschleuniger-massenspektrometrische Untersuchungen erweitern. Hier liegen erste Resultate für die Produktion der Nuklide  $^{10}\text{Be}$  und  $^{36}\text{Cl}$  aus Blei [Su97] bereits vor und sind weitere Auswertungen in Arbeit. Geeignete chemische Trennungsgänge vorausgesetzt ließen sich so Radionuklide bis zum  $^{129}\text{I}$  nachweisen, dem schwersten Kern der gegenwärtig mittels Beschleuniger-massenspektrometrie noch gemessen werden kann. Chemisch abgetrennte Fraktionen  $\gamma$ -emittierender Nuklide würden auch die sonst in den sehr komplexen  $\gamma$ -Spektren teilweise nicht mögliche  $\gamma$ -spektrometrische Bestimmung kleiner Wirkungsquerschnitte erlauben - allerdings mit dem Nachteil der Zerstörung der Targets.

Eine in den letzten Jahren entwickelte Methode mit großem Potential ist die Untersuchung von Reaktionen in inverser Kinematik am Fragmentmassenseparator der GSI/Darmstadt. In einem aktuellen Experiment wurden hier beispielsweise Reaktionen von 0.8 AGeV- $^{197}\text{Au}$ -Projektilen an einem Protonentarget untersucht und dabei die Wirkungsquerschnitte von 700 Restkernen bestimmt [Fa97]. Der große Vorteil dieser Methode ist, daß damit unabhängige Wirkungsquerschnitte gemessen werden können, die detailliertere Aussagen hinsichtlich möglicher Verbesserungen der theoretischen Modellierung gestatten. Allerdings sind die Projektilenergien zur Zeit auf 0.2 bis 1 AGeV (bei Uran) beschränkt [Fa98].

Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen gibt es aber auch auf der theoretischen Seite neue Entwicklungen. So schickt sich der ursprünglich zur Modellierung des Fragmentationsprozesses entwickelte QMD-Ansatz (Quantum Molecular Dynamics) [Ai91] und dessen Erweiterungen zu niedrigen beziehungsweise relativistischen Energien [Ma95] in den letzten Jahren an, eine Option zur Beschreibung auch Protonen-induzierter Reaktionen und in diesen erzeugter Restkerne zu werden [Ch96a]. In diesem Modell wird von der quasi-klassischen Beschreibung der übrigen in dieser Arbeit verwendeten Modelle Abstand genommen und der Kern als Produkt Gaußscher Wellenpakete beschrieben, die die einzelnen Nukleonen im Koordinaten- und Impulsraum repräsentieren. Wird in einem derart beschriebenen Kern eine Reaktion ausgelöst, steht nach der Kaskade die Nukleonenverteilung detailliert zur weiteren Verarbeitung bereit, so daß beispielsweise eine Analyse hinsichtlich einer Clusterbildung vorgenommen werden kann.

## Literaturverzeichnis

- [Ad80] M. Adilbish, M.I. Fominykh, V.A. Khalkin, O. Knotek, N.G. Zaitseva, Cumulative Cross-Sections of  $^{200}\text{Tl}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{202}\text{Tl}$  Production in 660 MeV Proton-Induced Spallation of Lead and Bismuth, *Radiochem. Radioanal. Lett.* **45** (1980) 227
- [Ai91] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233
- [Al84] E.G. Alekseev, S. Guselnikov, V.M. Saytsehev, L.A. Ilkin, T.V. Koneva, *Radiokhimiya* **5** (1984) 667
- [Al96] Yu.V. Alexandrov, V.P. Eismont, R.B. Ivanov, M.A. Mikhailova, V.P. Prikhodtseva, A.V. Saulsky, S.K. Vasiljev, Cross Sections for the Production of Radionuclides in Lead Target Irradiated with 660 MeV Protons, *Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. On Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, 3-7 June (1996)*, 576
- [Al97] Yu.V. Alexandrov, V.P. Eismont, R.B. Ivanov, M.A. Mikhailova, V.P. Prikhodtseva, A.V. Saulsky, S.K. Vasiljev, New Data for the Production of Radionuclides in Thin Lead Target by 660 MeV Protons, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (eds.), *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 19-24 May 1997, IPS Conf. Proc.* **59** Bologna (1997) 1525
- [An56] C.G. Andre, J.R. Huizenga, J.F. Mech, W.J. Ramler, E.G. Rauh, S.R. Rocklin, Proton Cross Sections of  $^{209}\text{Bi}$ , *Phys. Rev.* **101** (1956) 645
- [An77] H.H. Andersen, J.F. Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Range in All Elements, Volume 3 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Pergamon Press, ISBN 0-08-021605-6, (1977)
- [Ar72] T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller, Jr., K.C. Chandler, B.L. Bishop, Monte Carlo Calculations of High-Energy Nucleon-Meson Cascades and Comparison with Experiment, *Nucl. Sci. Eng.* **49** (1972) 82
- [Ar80] T.W. Armstrong, B.L. Colborn, A Thick-Target Radiation Transport Computer Code for Low-Mass Heavy Ion Beams, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **169** (1980) 161
- [Ar84] T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, A Comparison of High-Energy Fission Models, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **222** (1984) 540
- [As85] Y. Asano, S. Mori, M. Noguchi, M. Sakano, K. Katoh, K. Kondo, Spallation and Fission Yields in the Interactions of Tantalum, Tungsten, and Gold with 500-MeV Protons, *J. Phys. Soc. Jap.* **54** (1985) 3734
- [As88] Y. Asano, H. Kariya, S. Mori, M. Okano, M. Sakano, Spallation of Tantalum, Tungsten and Gold by 12-GeV Protons, *J. Phys. Soc. Jap.* **57** (1988) 2995
- [At79] F. Atchison, Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei Under Medium Energy Proton Bombardment, in: *Targets for Neutron Beam Spallation Sources, Jül-Conf 034, Kernforschungsanlage Jülich GmbH (1979)* 17
- [Au93] G. Audi, A.H. Wapstra, The 1993 atomic mass evaluation, *Nucl. Phys.* **A565** (1993) 1 and 66.
- [Au95] G. Audi, A.H. Wapstra, The 1995 update to the atomic mass evaluation, *Nucl. Phys.* **A595** (1995) 409
- [Ba70a] H. Baba, A Shell-Model Nuclear Level Density, *Nucl. Phys.* **A159** (1970) 625
- [Ba70b] K. Bächmann, Rare Earth Yields in the Interaction of 28-GeV Protons with Uranium, Bismuth and Gold, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **32** (1979) 1
- [Ba89] V.S. Barashenkov, Cross-Sections for the Nucleon-Nucleus Interactions, Preprint JINR, Dubna, 1989, D2-89-770
- [Be56] R.E. Bell, H.M. Skarsgard, Cross Sections of (p,xn) Reactions in the Isotopes of Lead and Bismuth, *Can. J. Phys.* **34** (1956) 745
- [Be63a] H.W. Bertini, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades, ORNL-Report 3383 (1963)
- [Be63b] H.W. Bertini, Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation, *Phys. Rev.* **131** (1963) 1801
- [Be66] Y. Le Beyec, M. Lefort, J. Peter, Competition Fission-Evaporation de Neutrons dans la Noyaux Issus du Bombardement de Bi par des Protons de 100 à 150 MeV, *Nucl. Phys.* **88** (1966) 215
- [Be67] Y. Le Beyec, M. Lefort, Réactions Entre Protons De 30 À 155 MeV Et Noyaux Lourds Complexes, *Nucl. Phys.* **A99** (1967) 131
- [Be68] H.W. Bertini, Comparison of Calculated Radiochemical Cross Sections with Experimental Results for Protons and  $\rho^-$  Mesons in the 50- to 400-MeV Region: Effect of Varying a Few Nuclear Parameters in the Calculations, *Phys. Rev.* **171** (1968) 1261
- [Be69a] J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang, E. Yen, Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions, *Phys. Rev.* **188** (1969) 2159
- [Be69b] H.W. Bertini, Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment, *Phys. Rev.* **188** (1969) 1711
- [Be71] K. Beg, N.T. Porile, Energy Dependence of the Recoil Properties of Products from the Interaction of  $\text{U}^{238}$  with 0.45-11.5-GeV Protons, *Phys. Rev.* **C3** (1971) 1631
- [Be73] F.E. Bertrand and R.W. Peelle, Complete Hydrogen and Helium Particle Spectra from 30- to 60-MeV Proton Bombardment of Nuclei with A=12 to 209 and Comparison with the Intranuclear Cascade Model, *Phys. Rev.* **C8** (1973) 1045
- [Be87] M.J. Berger, J.H. Hubell, XCOM: Photon Cross Sections on A Personal Computer, U.S Department of Commerce, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD 20899, NBSIR 87-3597, July (1987)
- [Be96] A. Berkle, Radiochemische Bestimmung der Restkern-Produktion bei protonen-induzierten Reaktionen an mittel-schweren Targetelementen im Energiebereich bis zu 2.6 GeV, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1996)
- [Bi66] R. Bimbot, M. Lefort, Réactions Nucléaires (p, $\alpha$ nx) et (p, $\rho$  $\alpha$ nx) sur le Bismuth aux Moyennes Énergies, Présomptions en Faveur de la Projection de Sous-Structures Alpha, *J. Phys.* **27** (1966) 25
- [Bi71] C. Birattari, E. Gadioli, A.M. Grassi Strini, G. Strini, G. Tagliaferri, L. Zetta, (p,xn) Reactions Induced in  $^{169}\text{Tm}$ ,

- <sup>181</sup>Ta and <sup>209</sup>Bi with 20 to 45 MeV Protons, Nucl. Phys. A166 (1971) 605
- [B171] M. Blann, Hybrid Model for Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 337
- [B172] M. Blann, Importance of the Nuclear Density Distribution on Pre-Equilibrium Decay, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 757
- [B175] M. Blann, Preequilibrium Decay, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 123
- [B182] M. Blann, J. Bisplinghoff, Code ALICE/LIVERMORE 82, LLNL-Report, UCID-19614 (1982)
- [B183] M. Blann, K. Vonach, Global Test of Modified Precompound Decay Models, Phys. Rev. C28 (1983) 1475
- [B185] M. Blann, Computer-Code ALICE/85/300, LLNL-Report UCID-20169 (1984)
- [B187] M. Blann, Computer-Code ALICE 87, IAEA-NDS-93 (1988)
- [B190] M. Blann, Computer-Code ALICE900, priv. comm. to R. Michel (1990)
- [B194] M. Blann, H. Grupelaar, P. Nagel, J. Rodens, International Code Comparison for Intermediate Energy Nuclear Data, NEA/OECD, Paris 1994, ISBN92-64-04031-5
- [B196] M. Blann, New precompound decay model, Phys. Rev. C54 (1996) 1341
- [B197] M. Blaauw, V. Osorio Fernandez, P. van Espen, G. Bernasconi, R. Capote Noy, H. Manh Dung, N.I. Molla, The 1995 IAEA Intercomparison of  $\gamma$ -Ray Spectrum Analysis Software, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A387 (1997) 416
- [Bo15] N. Bohr, On the Decrease of Velocity of Swiftly Moving Electrified Particles in Passing Through Matter, Phil. Mag. 30 (1915) 581
- [Bo36] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- [Bo92a] C.D. Bowman, E.D. Arthur, P.W. Lisowski, G.P. Lawrence, R.J. Jensen, J.L. Anderson, B. Blind, M. Cappiello, J.W. Davidson, T.R. England, L.N. Engel, R.C. Haight, H.G. Hughes III, J.R. Ireland, R.A. Krakowski, R.J. LaBauve, B.C. Letellier, R.T. Perry, G.J. Russell, K.P. Staudhammer, G. Versamis, W.B. Wilson, Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A320 (1992) 336
- [Bo92b] O. Boslau, Silena, Halbleitendetektoren für die Röntgen- und Gamma-Spektroskopie, 1992
- [Bo93] R. Bodemann, Zur Wechselwirkung der solaren kosmischen Strahlung mit extraterrestrischer Materie - Messung von Wirkungsquerschnitten und Modellrechnungen, Dissertation, Universität Hannover (1993)
- [Bo95] L. Bornschein, Messung von Aktivierungsquerschnitten protonen-induzierter Reaktionen an schweren Targetelementen, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [Bo96] L. Borges, Protonen-induzierte Reaktionen an dem Element Barium und Modellrechnungen zur Produktion kosmogener Nuklide durch die solare Strahlung, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [Bu97] A. Busse, Über die Produktion von Restkernen durch protonen-induzierte Reaktionen ( $E < 2,6$  GeV) an mittelschweren Targetelementen, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997)
- [Ca58] A.A. Caretto, J. Hudis, G. Friedlander, Production of <sup>18</sup>F and <sup>24</sup>Na in Irradiations of Various Targets with Protons between 1 and 6 BeV, Phys. Rev. 110 (1958) 1130
- [Ca93] F. Carminati, R. Klapisch, J.P. Revol, Ch. Roche, J.A. Rubio and C. Rubbia, An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator, CERN/AT/93-47(ET) (1993)
- [Ce88] CERN, Particle Properties Data Booklet, North-Holland, Amsterdam (1988)
- [Ch68] K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller, Y. Shimamoto, VEGAS: A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades, Phys. Rev. 166 (1968) 949
- [Ch74] Y.Y. Chu, E.M. Franz, G. Friedlander, Interaction of 28-GeV protons with tantalum: Charge dispersion and mass yields of light rare-earth nuclides, Phys. Rev. C10 (1974) 156
- [Ch77] Y.Y. Chu, G. Friedlander, L. Husain, Production of nuclides with  $43 \leq A \leq 51$  in the interaction of 1-28.5 GeV protons with V, Ag, In, Pb, and U targets, Phys. Rev. C15 (1977) 352
- [Ch94] M.B. Chadwick, P.G. Young, D.C. George, Y. Watanabe, Multiple preequilibrium emission in Feshbach-Kerman-Koonin analyses, Phys. Rev. C50 (1994) 996
- [Ch95] M.B. Chadwick, S. Chiba, K. Niita, T. Maruyama, A. Iwamoto, Quantum Molecular dynamics and multistep-direct analyses of multiple preequilibrium emission, Phys. Rev. C52 (1995) 2800
- [Ch96a] S. Chiba, O. Iwamoto, T. Fukahori, K. Niita, Tos. Maruyama, Tom. Maruyama, A. Iwamoto, Analysis of proton-induced fragment production cross sections by the Quantum Molecular Dynamics plus Statistical Decay Model, Phys. Rev. C54 (1996) 285
- [Ch96b] S. Chiba, private communication (1996)
- [Cl88] P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, G. Sterzenbach, Ch. Reul, T.W. Armstrong, B.L. Colborn, B. Anders, H. Brückmann, The HERMES Program System for Theoretical Studies on Beam Materials Interaction, KFA-Report Jül-2203 (1988)
- [Cu72] J.B. Cumming, K. Bächmann, Recoil Properties of Rare-Earth Nuclides Produced by the Interaction of 28-GeV Protons with Uranium and Gold, Phys. Rev. C6 (1972) 1362
- [Da94] R. Daunke, Untersuchungen zur Produktion kosmogener <sup>44</sup>Ti und Analyse von Leakespektren bei Dicktarget-Simulationsexperimenten, Diplomarbeit, Universität Hannover (1994)
- [De88] K. Debertin, R.G. Helmer, Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North Holland, Amsterdam (1988)
- [De90a] K. Debertin, U. Schötzgig, Bedeutung von Summationskorrekturen bei der Gammastrahlen-Spektrometrie mit Germaniumdetektoren, PTB-Bericht PTB-Ra-24, Braunschweig (1990)
- [De90b] C. Deptula, V.A. Kalkin, K.S. Han, O. Knotek, V.A. Konov, P. Mikecz, L.M. Popinenkova, E. Rurarz, N.G. Zaitseva, Excitation Functions and Yields For Medically Generator Sr-82-Rb-82, Xe-123-I-123 and Bi-201-Pb-201-Tl-201 Obtained with 100 MeV Protons, Nukleonika 35 (1990) 3; data retrieved from the CSISRS database, file EXFOR O0306

- [De96] B. Deubel, Untersuchung zur Restkernproduktion durch protonen-induzierte Reaktionen und Berechnung von Produktionsraten kosmogener Nuklide in Meteoroiden, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [Di89] DIN 25482-1, Nachweisgrenze und Erkennungsgrenze bei Kernstrahlungsmessungen - Zählende Messungen ohne Berücksichtigung des Probenbehandlungseinflusses, Beuth-Verlag, Berlin, 1989
- [Di92] DIN 25482-2, Beuth-Verlag, Berlin, 1992
- [Di93] DIN 25482-5, Nachweisgrenze und Erkennungsgrenze bei Kernstrahlungsmessungen - Zählende hochauflösende gammaspektrometrische Messungen ohne Berücksichtigung des Probenbehandlungseinflusses, Beuth-Verlag, Berlin, 1993
- [Di94] DIN 25482-4 (Entwurf), Beuth-Verlag, Berlin, 1994
- [Do61] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, J. Hudis, Formation of N-13 in High-Energy Nuclear Reactions, *Phys. Rev.* **123** (1961) 1452
- [Do65] I. Dostrovsky, R. Davis, Jr., A.M. Poskanzer, P.L. Reeder, Cross Sections for the Production of Li-9, C-16, and N-17 in Irradiations with GeV-Energy Protons, *Phys. Rev.* **B139** (1965) 1513
- [Dr81] L. Dresner, EVAP - A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei, ORNL-TM-7882, Oak Ridge National Laboratory (1981)
- [Du97] M.C. Duijvestijn, J.P.M. Beijers, A. Ferrari, M. Gastal, J. van Klinken, A.J. Koning, R.W. Ostendorf, Fission in Proton Induced Reactions on Pb: Cross Sections and Fragment Yields, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (eds.), *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 19-24 May 1997, IPS Conf. Proc. 59 Bologna* (1997) 455; given cross sections were corrected by a factor of two due to private communication (1997)
- [Ei96] V.P. Eismont, A.I. Obukhov, A.V. Prokofyev, A.N. Smirnov, An Experimental Database on Proton-Induced Fission Cross Sections of Tantalum, Tungsten, Lead, Bismuth, Thorium and Uranium, *Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. On Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, 3-7 June (1996)* 592
- [Ex96] Nuclear Data Centers Network, EXFOR Systems Manual: Nuclear Reaction Data Exchange Format, Report BNL-NCS-63330 (1996), compiled and edited by V. McLane, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, U.S.A.
- [Fa63] U. Fano, Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13** (1963) 1
- [Fa97] F. Farget, J. Benlliure, T. Enqvist, J. Taieb, K.H. Schmidt, P. Armbruster, M. Bernas, B. Mustapha, C. Stephan, L. Tassan-got, A. Boudard, S. Leray, R. Legrain, C. Volant, J.P. Dufour, S. Czajkowski, M. Pravikoff, Spallation-reaction cross sections relevant for accelerator-driven system, to be published in GSI Annual Report (1997)
- [Fa98] F. Farget, private communication (1998)
- [Fe50] E. Fermi, High energy nuclear events, *Progr. Theor. Phys.* **5** (1950) 570
- [Fi96] R.B. Firestone und V.S. Shirley, Eds., in: *Table of Isotopes*, 8<sup>th</sup> Ed., Wiley, New York, (1996)
- [Fr60] G. Friedlander, L. Yaffe, Cross Sections for the Production of Cl, K, Ca, and Sc Isotopes in the Bombardment of Pb and U with 3.0-BeV-Protons, *Phys. Rev.* **117** (1960) 578
- [Ga92] E. Gadioli, P.E. Hodgson, *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions*, Oxford University Press, Oxford, (1992)
- [Gi65] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, A composite nuclear-level density formula with shell corrections, *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446
- [Gi98] E. Gilibert, B. Lavielle, S. Neumann, M. Gloris, R. Michel, Th. Schiekkel, F. Sudbrock, U. Herpers, Cross Sections for the Proton-Induced Production of Krypton isotopes from Rb, Sr, Y, and Zr for Energies up to 1600 MeV, to be submitted to *Nucl. Instr. Meth. B* (1998)
- [GI93] M. Gloris, Untersuchung der Restkernproduktion für protonen-induzierte Reaktionen an den Targetelementen Mn, Fe, Co, Ni und Cu bei 300 und 400 MeV, Diplomarbeit, Universität Hannover (1993)
- [GI94] M. Gloris, I. Leya, R. Michel, T. Schiekkel, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, H.-A. Synal, M. Suter, P.W. Kubik, Production of radionuclides from target elements ( $Z < 30$ ) by proton-induced reactions between 200 and 400 MeV, in: *Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany for the Period April, 1st, 1993 to March, 31st, 1994, NEA/NSC/DOC(94) 21, INDC(Ger)-039/LN, Jül-2950 (1994)* 33
- [GI95] M. Gloris, private communication to M. Blann (1995)
- [GI96] IDENT-MG - ein Programm zur Identifizierung von  $\gamma$ -Linien, Manual (1996)
- [Go64] K. Goebel, H. Schulte, J. Zahringer, Production Cross Sections of Tritium and Rare Gases in Various Target Elements; CERN, Rep. CERN-64-12(1964)78
- [Gr62] J.R. Grover, Nuclear Reactions of Tantalum with 5.7-GeV Protons, *Phys. Rev.* **126** (1962) 1540
- [Gr66] J.J. Griffin, Statistical Model of Intermediate Structure, *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 478
- [Gr73] S.M. Grimes, J.D. Anderson, J.C. Davis, W.H. Dunlop, C. Wong, Cross-Section Measurements for the (p,n) Analog Transition in <sup>181</sup>Ta, <sup>197</sup>Au, and <sup>209</sup>Bi, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 992
- [Gr82] A. Grütter, Excitation Functions for Radioactive Isotopes Produced by Proton Bombardment of Cu and Al in the Energy Range of 16 to 70 MeV, *Nucl. Phys.* **383** (1982) 98
- [Gr85] P.W. Gray, A. Ahmad, Linear Classes of Ge(Li) Detector Efficiency Functions, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A237** (1985) 577
- [Gu70] M.P. Guthrie, EVAP-4: Another Modification of a Code to Calculate Particle Evaporation from Excited Compound Nuclei, ORNL-TM-3119 (1970)
- [Ha68] G.D. Harp, J.M. Miller, B. J. Berne, Attainment of Statistical Equilibrium in Excited Nuclei, *Phys. Rev.* **165** (1968) 1166
- [Ha69] E. Hagebø, H. Ravn, Cross-Sections for the Formation of Sb and Sc Isotopes by Irradiation of Y, La, Ta, and Au with 18.2 GeV Protons, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **31** (1969) 897
- [Ha75] E. Hagebø, T. Lund, Fission of Lead Induced by 600 MeV Protons, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **37** (1975) 1569



- [Ha77] F.J. Haasbroek, J. Steyn, R.D. Neirinckx, G.F. Burdzik, M. Cogneau, P. Wanet, Excitation Functions and Thick Target Yields for Radioisotopes Induced in Natural Mg, Co, Ni and Ta by Medium Energy Protons, *Appl. Rad. Isot.* **28** (1977) 533
- [Ha95] S. Haase, Protonen-induzierte Reaktionen an den Elementen Strontium, Yttrium, Niob und Lanthan und die Produktion kosmogener Xenon-Isotope, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [Ho56] R. Hofstadter, *Revs. Mod. Phys.* **28** (1956) 214
- [Ho95] A. Howering, Messung von Aktivierungsquerschnitten protonen-induzierter Reaktionen an den Targetelementen Indium und Tellur, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [Hu59] E.T. Hunter, J.M. Miller, Spallation of Bismuth by 380-MeV Protons, *Phys. Rev.* **115** (1959) 1053
- [Hu68] J. Hudis, S. Tanaka, Production of  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ , and  $^{24}\text{Na}$  Fragments from Heavy Elements at 3, 10, and 30 GeV, *Phys. Rev.* **171** (1968) 1297
- [Hu85] J. Hüfner, Heavy Fragments Produced in Proton-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at Relativistic Energies, *Phys. Rep.* **125** (1985) 129
- [Hu95] J.H. Hubell, S.M. Seltzer, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Physics Laboratory, Ionizing Radiation Division, Gaithersburg, MD 20899, NISTIR 5632, May (1995)
- [Hy64] E.K. Hyde, The Nuclear Properties of the Heavy Elements, III, Fission Phenomena, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey (1964)
- [Ig75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter, *Sov. J. Nucl. Phys.* **21** (1975) 255
- [Il94] A.S. Iljinov, M.V. Kazarnovsky, E. Ya. Paryev, Intermediate-Energy Nuclear Physics, CRC Press, Inc., (1994)
- [Iw82] A. Iwamoto, K. Harada, Mechanism of cluster emission in nucleon-induced preequilibrium reactions, *Phys. Rev.* **C26** (1982) 1821
- [Ja80] J. Jastrzebski, H.J. Karwowski, M. Sadler and P.P. Singh, Recoil Ranges of nuclei produced in the interaction of 80-164 MeV protons with Ni, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 1443
- [Ja82] J.F. Janni, Proton Range-Energy Tables, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **27** (1982) 147
- [Jo55] L. G. Jodra, N. Sugarman, High-Energy Fission of Bismuth. Proton Energy Dependence, *Phys. Rev.* **99** (1955) 1470
- [Ka75] S.B. Kaufman, M.W. Weisfield, Recoil properties of  $^{24}\text{Na}$  and  $^{28}\text{Mg}$  formed by the interaction of  $^{197}\text{Au}$  and  $^{238}\text{U}$  with 3-300 GeV protons, *Phys. Rev.* **C11** (1975) 1258
- [Ka78] S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, M.W. Weisfield, Recoil properties of radionuclides formed in the interaction of 1-300-GeV protons with gold, *Phys. Rev.* **C78** (1978) 1349
- [Ka90] S.K. Kataria, V.S. Ramamurthy, M. Blann, T.T. Komoto, Shell-dependent Level Densities in Nuclear Reaction Codes, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A288** (1990) 585
- [Ki68] K. Kikuchi, M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North-Holland, Amsterdam (1968)
- [Ki96] R.R. Kinsey, et al., The NUDAT/PCNUDAT Program for Nuclear Data, *subm. to the 9<sup>th</sup> Int. Symp. of Capture Gamma-Ray Spectr. and Related Topics, Budapest, Hungary, Oct. 1996.* Data extracted from the NUDAT database, version 2.22 (31. Jan 1996)
- [Kl96] B. Klug, Untersuchungen zur Restkernproduktion durch protonen-induzierte Reaktionen bei mittleren Energien, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996)
- [Ko67] R.G. Korteling, A.A. Caretto, Jr., Systematics of  $^{24}\text{Na}$  and  $^{22}\text{Na}$  Production with 400 MeV Protons, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **29** (1967) 2863
- [Ko70] R.G. Korteling, R. Kiefer, Production of  $^{32}\text{P}$  and  $^{33}\text{P}$  from Various Targets with 550-MeV Protons, *Phys. Rev.* **C2** (1970) 957
- [Ko70] V.I. Komarov, G.E. Kosarev, O.V. Savchenko, Knockout of Fast  $\text{He}^3$  and  $\text{He}^4$  Fragments from Light Nuclei by 665-MeV Protons, *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** (1970) 399
- [Ko88] P. Kozma, J. Kliman, M. Leonard, Target Residues from the Reactions of 9 GeV/c Protons and Deuterons with  $^{181}\text{Ta}$ , *Czech. J. Phys.* **B38** (1988) 973
- [Ko89] K.-M. Koch, Experimente zur Messung von doppelt-differentiellen Produktionswirkungsquerschnitten für geladene Teilchen zur Absicherung von Rechenmodellen für die Beschreibung von Wechselwirkungen hoch-energetischer Protonen mit Materie, Jül-2296 (1989)
- [Ko91a] N.P. Kocherov, Ed., Intermediate Energy Nuclear Data For Applications, INDC(NDS)-245 (1991)
- [Ko91b] P. Kozma, C. Damdinsuren, D. Chultem, B. Tumendemberel, Nuclear reactions of tantalum with 3.65 AGeV  $^{12}\text{C}$  ions and 3.65 GeV Protons, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 675
- [Ko93] A.Yu. Konobeyev, Yu.A. Korovin, Calculation of pre-compound alpha particle spectra for nucleon induced reactions on the basis of the hybrid exciton model, *Kerntechnik* **58** (1993) 72
- [Ko95] A.Yu. Konobeyev, Yu.A. Korovin, Emission of  $^7\text{Be}$  from nuclei with atomic numbers  $Z \geq 13$  induced by intermediate energy protons, *Kerntechnik* **60** (1995) 147
- [Kr55] P. Kruger, N. Sugarman, High Energy Fission of Heavy Elements. Nuclear Charge Dependence, *Phys. Rev.* **99** (1955) 1459
- [Kr77] S. Krämer, B. Neidhart, K. Bächmann, Cross Section Measurements of High Energy Proton Induced Reactions in Gold, Tantalum and Silver Targets, *Inorg. Nucl. Chem.* **13** (1977) 205
- [Kr95] A. Krins, Messung von Aktivierungsquerschnitten protonen-induzierter Reaktionen an schweren Targetelementen, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [La63] A.K. Lavrukina, L.P. Moskaleva, V.V. Malyshev, L.M. Satarova, *Sov. Phys. JETP* **16** (1963) 1

- [La76] M. Lagarde-Simonoff, S. Regnier, H. Sauvageon, G.N. Simonoff, Recoil Properties of Spallation Products from Bombardment of  $Z=13-29$  Targets with 150, 300 and 600 MeV Protons, Nucl. Phys. A260 (1976) 369
- [La79] M. Lagarde-Simonoff, G.N. Simonoff, Cross Sections and recoil properties of  $^{83,84,86}\text{Rb}$  formed by 0.6-21 GeV  $^1\text{H}$  reactions with targets of Y to U, Phys. Rev. C20 (1979) 1498
- [La87] M.C. Lagunas-Solar, O.F. Carvacho, L. Nagahara, A. Mishra, N.J. Parks, Cyclotron Production of No-Carrier-Added  $^{206}\text{Bi}$  (6.24 d) and  $^{205}\text{Bi}$  (15.31 d) as Tracers for Biological Studies and for the Development of Alpha-Emitting Radiotherapeutic Agents, Appl. Rad. Isot. 38 (1987) 129
- [La90] H.-J. Lange, Diplomarbeit, Messung integraler Anregungsfunktionen  $\alpha$ -induzierter Reaktionen und a priori Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Restkernen, Universität Hannover (1990)
- [La91] Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group 1: Nuclear and Particle Physics, Vol. 13, Production of Radionuclides at Intermediate Energies, Springer Verlag Berlin (1991)
- [La94] H.-J. Lange, Über die Wechselwirkung der galaktischen kosmischen Strahlung mit extraterrestrischer Materie; Bestimmung von Dünntargetwirkungsquerschnitten und Modellrechnungen, Dissertation, Universität Hannover (1994)
- [La97] B. Lavielle, private communication to S. Neumann (1997)
- [Le83] J.R. Letaw, R. Silberberg, C.H. Tsao, Proton-Nucleus Total Inelastic Cross Sections: An Empirical Formula for  $E > 10$  MeV, Astrophys. J. Suppl. Ser. 51 (1983) 271
- [Le93] I. Leya, Messung und Hybridmodell-Analyse integraler Anregungsfunktionen protonen-induzierter Reaktionen, Diplomarbeit (1993)
- [Le96] I. Leya, Modellrechnungen zur Beschreibung der Wechselwirkungen galaktischer kosmischer Teilchenstrahlung mit Stein- und Eisenmeteoroiden; Dünntargetbestrahlungen und Dicktargetexperimente, Dissertation, Universität Hannover (1996)
- [Le97] H. Lengeler, D. Richter, T. Springer, ESS, die europäische Spallations-Neutronenquelle, Phys. Bl. 10 (1997) 991
- [Li64] M. Ligonnière, B. Vassent, R. Bernas, Sections efficaces de production du béryllium 7 dans l'aluminium, le vanadium, le tantale et l'or par de protons de 155 et 55 MeV, C. R. Acad. Sc. Paris 259 (1964) 1406
- [Lu93] M. Lüpke, Untersuchung zur Wechselwirkung galaktischer Protonen mit Meteoroiden - Dicktarget-Simulationsexperimente und Messung von Dünntarget-Wirkungsquerschnitten, Dissertation, Universität Hannover (1993)
- [Ma58] S.S. Markowitz, F.S. Rowland, G. Friedlander, (p,pn) Reactions at Proton Energies from 0.3 to 3.0 BeV, Phys. Rev. 112 (1958) 1295
- [Ma69] P. Marmier, E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, W.A. Benjamin, Inc., Academic Press (1969)
- [Ma84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B.G. Teubner, Stuttgart (1984)
- [Ma95] T. Maruyama, Progress in Quantum Molecular Dynamics, (1995) 13, in: T. Fukahori, N. Kishida (eds.), Proceedings of the Second Specialists' Meeting on High Energy Data, Tokai (Japan), January 26-27 (1995), JAERI-CONF 95-016, INDC(JPN)-174/U
- [Ma97] S.G. Mashnik, A.J. Sierk, O. Bersillon, T. Gabriel, Cascade-Exciton Model Detailed Analysis of Proton Spallation at Energies from 10 MeV to 5 GeV, LA-UR-97-2905, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [Ma98] Tos. Maruyama, K. Niita, K. Oyamatsu, Tom. Maruyama, S. Chiba, A. Iwamoto, Quantum molecular dynamics approach to the nuclear matter below the saturation density, Phys. Rev. C57 (1998) 655
- [Me58a] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies, Phys. Rev. 110 (1958) 185
- [Me58b] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. II. High-Energy Studies and Pion Processes, Phys. Rev. 110 (1958) 204
- [Me70] B.N. Mekhedov, V.N. Mekhedov, Production of Tritium in Al, Sn, Pb and Bi under the Influence of High-Energy Protons, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1975) 397
- [Mi79] R. Michel, G. Brinkmann, H. Weigel, W. Herr, Measurement and Hybrid-Model Analysis of Proton-Induced Reactions with V, Fe and Co, Nucl. Phys. A322 (1979) 40
- [Mi83] R. Michel, R. Stueck, On the Production of Cosmogenic Nuclides in Meteorites by Primary Galactic Particles: Cross Sections and Model Calculations, Proc. 14th Lun. Plan. Sci. Conf., J. Geophys. Res. 89 (1984) B673
- [Mi84] R. Michel, F. Peiffer, R. Stueck, Measurement and Hybrid Model Analysis of Integral Excitation Functions for p-Induced Reactions up to 200 MeV, in: Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany for the Period April 1 1983 To March 31 1984, NEANDC(E)-252 U Vol. V, INDC(GER)-27/L + Special (1984) 32
- [Mi85a] R. Michel, F. Peiffer, R. Stueck, Measurement and Hybrid Model Analysis of Integral Excitation Functions for Proton-Induced Reactions on Vanadium, Manganese and Cobalt up to 200 MeV, Nucl. Phys. A441 (1985) 617
- [Mi85b] D.V. Min, A.Yu. Shukolukov, A.N. Meshik, B.D. Gorin, Mass-Spectrometrical Determination of Xenon Isotopes Yields in Reactions of Spallation of Er, Tm, Ta, W and Re by 1 GeV Protons, Geokhimiya 2 (1985) 261
- [Mi95] R. Michel, M. Gloris, H.-J. Lange, I. Leya, M. Lüpke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Rösel, Th. Schiekkel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H.-J. Hofmann, P.W. Kubik, H. Baur, R. Wieler, Nuclide Production by proton-induced reactions on elements ( $6 \leq Z \leq 29$ ) in the energy range from 800 to 2600 MeV, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B103 (1995) 183
- [Mi97a] R. Michel, P. Nagel, International Codes and Model Comparison for Intermediate Energy Activation Yields, NSC/DOC(97)-1, NEA/OECD, Paris, 1997
- [Mi97b] R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke, M. Gloris, H.-J. Lange, B. Klug, A. Krins, I. Leya, M. Lüpke, S. Neumann, H. Reinhardt, M. Schnatz-Büttgen, U. Herpers, Th. Schiekkel, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condé,

- P. Malmberg, M. Suter, B. Dittrich-Hannen, P.-W. Kubik, H.-A. Synal, D. Filges, Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au, Nucl. Instr. Meth. **B129** (1997) 153
- [My66] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys. **81** (1966) 1
- [Na92] Y. Nakahara, Nuclear Multi-Fragmentation Induced by Protons with Intermediate Energies, JAERI-memo 04-136, May (1992)
- [Ne55] W.E. Nervik, G.T. Seaborg, Tantalum Spallation and Fission Induced by 340-MeV Protons, Phys. Rev. **97** (1955) 1092
- [Ne71a] B. Neidhart, K. Bächmann, Untersuchung der bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Protonen mit Tantalankernen entstehenden Lanthanidrückstoßprodukte - I, J. Inorg. Nucl. Chem. **33** (1971) 2751
- [Ne71b] B. Neidhart, K. Bächmann, Untersuchung der bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Protonen mit Tantalankernen entstehenden Lanthanidrückstoßprodukte - II, J. Inorg. Nucl. Chem. **33** (1971) 3227
- [Ne73] G.W.A. Newton, V.J. Robinson, M. Skarestad, J.D. Hemingway, Rare Earth Yields from Bombardment of Tungsten Targets with 24 GeV Protons, J. Inorg. Nucl. Chem. **35** (1973) 1435
- [Ne94] B. Neumaier, F. Rösch, S.M. Qaim, G. Stöcklin, Radiochemical Study of the  $^{209}\text{Bi}(p,^7\text{Be})^{203}\text{Hg}$  Process from 20 to 70 MeV via Identification of the Emitted Particle ( $^7\text{Be}$ ) and the Product Nucleus ( $^{203}\text{Hg}$ ), Radiochim. Acta **725** (1994) 1
- [Ne96a] U. Neupert, Langlebige kosmogene Radionuklide in Meteoriten aus heißen und kalten Wüsten; Messung von natürlichen Vorkommen, Dünntargetwirkungsquerschnitten und Dicktargetproduktionsraten zur Rekonstruktion von Bestrahlungsgeschichten, Dissertation, Universität Hannover (1996)
- [Ne96b] Proceedings of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV, 13-15 November, Bruyères-le-Chatel, France, NEA/OECD Paris (1996)
- [Ne98] S. Neumann, Dissertation, Universität Hannover (1998)
- [Ni90] T. Nishida, Y. Nakahara, Mass formula dependence of calculated spallation reaction product distributions, Kern-technik **55** (1990) 147
- [Ni95] K. Niita, S. Chiba, Tos. Maruyama, Tom. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, A. Iwamoto, Analysis of the (N,xN') reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model, Phys. Rev. **C52** (1995) 2620
- [Oh90] S. Ohnimus, Entwicklung eines Auswertungsverfahrens für komplexe Gamma- und Röntgen-Spektren und Messung von Produktionswirkungsquerschnitten mit Hilfe der Gamma- und Röntgen-Spektrometrie, Diplomarbeit, Universität Hannover (1990)
- [Or76] C.J. Orth, H.A. O'Brien, Jr., M.E. Schillaci, B.J. Dropesky, J.E. Cline, E.B. Nieschmidt, R.L. Brodzinski, Interlaboratory Comparison of Spallation-Reaction Cross-Sections for Iron and Copper with 590-MeV Protons, J. Inorg. Nucl. Chem. **38** (1976) 13
- [Pa63] J.A. Panontin, N.Sugarman, Thick Target Recoil Measurements, J. Inorg. Nucl. Chem. **25** (1963) 1321
- [Pa68a] J.A. Panontin, N.T. Porile, A.A. Caretto, Jr., Recoil Properties of Products from the Spallation of Silver and Indium, Phys. Rev. **165** (1968) 1281
- [Pa68b] J.A. Panontin, N.T. Porile, Recoil Study of the Symmetric Fission of  $^{238}\text{U}$  by 450 MeV Protons, J. Inorg. Nucl. Chem. **30** (1968) 2027
- [Pa68c] J.A. Panontin, N.T. Porile, Recoil Properties and Charge Distribution in the Fission of  $^{208}\text{Pb}$  by 450 MeV Protons, J. Inorg. Nucl. Chem. **30** (1968) 2891
- [Pa71] J.A. Panontin, N.T. Porile, Charge Distribution and Recoil Properties in the Fission of  $^{208}\text{Pb}$  by 11.5 GeV Protons, J. Inorg. Nucl. Chem. **33** (1971) 3211
- [Pe89] S. Pearlstein, Medium-Energy Nuclear Data Libraries: A Case Study, Neutron- and Proton-induced Reactions in  $^{56}\text{Fe}$ , Astrophys. J. **346** (1989) 1049
- [Pf95] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert, Karlsruher Nuklidkarte, 6. Auflage, Druckhaus Haberbeck GmbH, Lage/Lippe (1995)
- [Po57] N.T. Porile, N. Sugarman, Recoil Studies of High-Energy Fission of Bismuth and Tantalum, Phys. Rev. **107** (1957) 1410
- [Po63] A.M. Poskanzer, J.B. Cumming, R. Wolfgang, Recoil Study of the Reaction  $\text{Al}^{27}(p,3pn)\text{Na}^{24}$ , Phys. Rev. **129** (1963) 374
- [Po66] N.T. Porile, Yields of Products with A=100-117 in the Interaction of 3- and 28-GeV Protons with Uranium and Lead, Phys. Rev. **148** (1966) 1235
- [Po89] N.T. Porile, A.J. Bujak, D.D. Carmony, Y.H. Chung, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, M. Mahi, G.L. Paderewski, T.C. Sangster, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, Approach to criticality in the fragmentation of xenon by 1-19 GeV, Phys. Rev. **C39** (1989) 1914
- [Pr88a] R.E. Prael, M. Bozoian, Adaption of the Multistage Preequilibrium Model for the Monte Carlo Method (I), LA-UR-88-3238, Los Alamos National Laboratory (1988)
- [Pr88b] R.E. Prael, Approximations for Coulomb Barrier Transmission Probability in HETC and Related Codes, LA-UR-88-3141, Los Alamos National Laboratory (1988)
- [Pr89a] R.E. Prael, H. Lichtenstein, User Guide to LCS: The LAHET Code System, Los Alamos National Laboratory (1989)
- [Pr89b] R.E. Prael, LAHET Benchmark Calculations of Differential Neutron Production Cross Sections for 113 MeV and 256 MeV Protons, LA-UR89-3347, Los Alamos National Laboratory (1989)
- [Pr90] R.E. Prael, LAHET Benchmark Calculations of Neutron Yields from Stopping-Length Targets for 113 MeV and 256 MeV Protons, LA-UR-90-1620, Los Alamos National Laboratory (1990)
- [Pr94] R.E. Prael, A Review of Physics Models in the LAHET<sup>TM</sup> Code, in: Intermediate Energy Nuclear Data: Models and

- Codes, Proc. of a Specialists' Meeting, Issy-les-Moulineaux (France), 30 May - 1 June 1994, 145, OECD (1994)
- [Pr95] R.E. Prael, LAHET Benchmark Calculations of Differential Neutron Production Cross Sections for 597 and 800 MeV Protons, Los Alamos National Laboratory (1995)
- [Pr97a] J. Protoschill, Untersuchung der Restkernproduktion durch protoneninduzierte Reaktionen an schweren Targetelementen, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997)
- [Pr97b] R.E. Prael, M.B. Chadwick, Applications of Evaluated Nuclear Data in the LAHET<sup>TM</sup> Code, LA-UR-97-1744, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [Pr97c] R.E. Prael, M.B. Chadwick, Addendum to: Applications of Evaluated Nuclear Data in the LAHET<sup>TM</sup> Code, LA-UR-97-1745, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [Qa97] S.M. Qaim, Radioactivity in Medicine: Achievements, Perspectives and Role of Nuclear Data, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (eds.), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 19-24 May 1997, IPS Conf. Proc. 59 Bologna (1997) 31
- [Ra63] C.L. Rao, L. Yaffe, Nuclear Reactions Induced in Tantalum by Protons of Energy up to 84 MeV, Can. J. Chem. 41 (1963) 2516
- [Re83] U. Reus, W. Westmeier, At. Data and Nucl. Tables 29 (1983)
- [Re93] H. Reinhardt, Untersuchung der Restkernproduktion durch p-induzierte Reaktionen für mittelschwere und schwere Targetelemente bei 300 und 400 MeV, Diplomarbeit, Universität Hannover (1993)
- [Re94] M. Rehmann, Untersuchung der Restkernproduktion für Protonen-induzierte Kernreaktionen an den Targetelementen C, N, O, Mg, Al, Ti, Fe, Co und Ni bei 162 MeV und Barium bei 72, 162, 1200 und 1600 MeV, Diplomarbeit, Universität Hannover (1994)
- [Ro58] F.S. Rowland, R.L. Wolfgang, Production of He-6 by High-Energy Protons, Phys. Rev. 110 (1958) 175
- [Ru66] G. Rudstam, Systematics of Spallation Yields, Z. Naturforsch. 21a (1966) 1027
- [Ru95] C. Rubbia, J.A. Rubio, S. Buono, F. Carminati, N. Fiétier, J. Galvez, C. Gelès, Y. Kadi, R. Klapisch, P. Mandrillon, J.P. Revol, Ch. Roche, Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier, CERN/AT/95-44(ET)
- [Sa83] N. Sato, A. Iwamoto, K. Harada, Phys. Rev. C28 (1983) 1527
- [Sa85] K. Sakamoto, M. Dohniwa, K. Okada, Excitation Functions for (p,xn) and (p,pxn) Reactions on Natural <sup>79+81</sup>Br, <sup>85+87</sup>Rb, <sup>127</sup>I and <sup>133</sup>Cs up to  $E_p = 52$  MeV, Int. J. Appl. Rad. Isot. 36 (1985) 481
- [Sc74] S.D. Schery, D.A. Lind, H.W. Fielding, C.D. Zafiratos, The (p,n) Reaction to the Isobaric Analogue State of High-Z Elements at 25.8 MeV, Nucl. Phys. A234 (1974) 109
- [Sc76] K.L. Scholz, V.J. Sodd, J.W. Blue, Production of Thulium-167 for Medical Use by Irradiation of Lutetium, Hafnium, Tantalum and Tungsten with 590-MeV Protons, Int. J. Appl. Rad. Isot. 27 (1976) 263
- [Sc89] O. Schwerer, K. Okamoto, Status Report on Cross Sections of Monitor Reactions for Isotope Production, INDC(NDS)-218/GZ+ (1989)
- [Sc94] B. Scholten, S.M. Qaim, G. Stöcklin, Radiochemical Studies of Proton Induced <sup>7</sup>Be-Emission Reactions in the Energy Range of 40 to 100 MeV, Radiochim. Acta 748 (1994) 1
- [Sc96] Th. Schiekel, F. Sudbrock, U. Herpers, M. Gloris, H.-J. Lange, I. Leya, R. Michel, B. Dittrich-Hannen, H.-A. Synal, M. Suter, P.W. Kubik, M. Blann, D. Filges, Nuclide production by proton-induced reactions on elements ( $6 \leq Z \leq 29$ ) in the energy range from 200 to 400 MeV, Nucl. Instr. Meth. B114 (1996) 91
- [Sc97] C. Schnabel, P. Gartenmann, J.M. Lopez-Guitierrez, B. Dittrich-Hannen, M. Suter, H.-A. Synal, I. Leya, M. Gloris, R. Michel, F. Sudbrock, U. Herpers, Determination of Proton-Induced Production Cross Sections and Production Rates of <sup>129</sup>I and <sup>41</sup>Ca, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (eds.), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 19-24 May 1997, IPS Conf. Proc. 59 Bologna (1997) 1559
- [Se47] R. Serber, Nuclear Reactions at High Energies, Phys. Rev. 72 (1947) 1114
- [Se65] E. Segrè, Nuclei and Particles, W.A. Benjamin, Inc., New York (1965)
- [Se81] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, H. Klewe-Nebenius, Karlsruher Nuklidkarte, 5. Aufl., Gersbach und Sohn, München (1981)
- [Sh95] Yu.N. Shubin, V.P. Lunev, A.Yu. Konobeyev, A.I. Dityuk, Cross-Section Library MENDL-2 to Study Activation and Transmutation of Materials Irradiated by Nucleons of Intermediate Energy, IAEA INDC(CCP)-385, Vienna, Austria, 1995
- [Sh96] Yu.N. Shubin, V. Lunev, private communication (1996)
- [Si73a] R. Silberberg, C.H. Tsao, Partial Cross-Sections in High-Energy Nuclear Reactions, and Astrophysical Applications, I. Targets with  $Z \leq 28$ , Astrophys. J. Suppl. Ser. 220(I), 25 (1973) 315
- [Si73b] R. Silberberg, C.H. Tsao, Partial Cross-Sections in High-Energy Nuclear Reactions, and Astrophysical Applications, II. Targets Heavier than Nickel, Astrophys. J. Suppl. Ser. 220(I), 25 (1973) 335
- [Si86] A.J. Sierk, Macroscopic model of rotating nuclei, Phys. Rev. C33 (1986) 2039
- [Si90] M.H. Simbel, Recoil momenta in proton-induced spallation reactions, Phys. Rev. C41 (1990) 680
- [So94] S.R. Souza, L. de Paula, S. Leray, J. Nemeth, C. Ngô, H. Ngô, A dynamical model for multifragmentation of nuclei, Nucl. Phys. A571 (1994) 159
- [St61] R.M. Sternheimer, S.J. Lindenbaum, Extension of the Isobaric Nucleon Model for Pion Production in Pion-Nucleon, Nucleon-Nucleon, and Antinucleon-Nucleon Interactions, Phys. Rev. 123 (1961) 333
- [St70] E. Storm, H.I. Israel, Photon Cross Sections from 1 KeV to 100 MeV for Elements  $Z=1$  to  $Z=100$ , Nucl. Data Tabl. A7 (1970) 565
- [St74] E.P. Steinberg, L. Winsberg, Recoil properties of <sup>22</sup>Na and <sup>24</sup>Na produced in the interaction of <sup>27</sup>Al with 3- to 300-GeV protons, Phys. Rev. C10 (1974) 1925

- [St88] D. Madland, Recent results in the development of a global medium-energy nucleon-nucleus optical-model potential, in: Proc. of a Specialists Meeting on Preequilibrium Nuclear Reactions, edited by B. Strohmaier, OECD, Paris, 1988, NEANDC-245 'U', Semmering (Österreich), 10.-12. Feb. 1988, 103; International Atomic Energy Agency Report No. IAEA-TECDOC-483
- [St90] G.F. Steyn, S.J. Mills, F.M. Nortier, B.R.S. Simpson and B.R. Meyer, Production of  $^{52}\text{Fe}$  via Proton-induced Reactions on Manganese and Nickel, Appl. Rad. Isot. 41 (1990) 315
- [St97] B. Strohmeier, M. Faßbender, S.M. Qaim, Production cross sections of ground and isomeric states in the reaction systems  $^{93}\text{Nb}+^3\text{He}$ ,  $^{92}\text{Mo}+\alpha$ , and  $^{94,95}\text{Mo}+p$ , Phys. Rev. C56 (1997) 2654
- [Su54] N. Sugarman, R.B. Duffield, G. Friedlander, J.M. Miller, Disintegration of Bismuth by 2.2-BeV Protons, Phys. Rev. 95 (1954) 1704
- [Su56] N. Sugarman, M. Campos, Recoil Studies of High-Energy Proton Reactions in Bismuth, K. Wielgoz, Phys. Rev. 101 (1956) 388
- [Su61] T.T. Sugihara, J. Roesmer, Asymmetric Fission of Bismuth, Phys. Rev. 121 (1961) 1179
- [Su90] K. Sümmerer, W. Bröchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Y. Weifan, Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons, Phys. Rev. C42 (1990) 2546
- [Su94] F. Sudbrock, Radiochemische Untersuchungen zur Produktion leichter Radionuklide durch protoneninduzierte Kernreaktionen im Mittel- und Hochenergiebereich an leichten und schweren Targetelementen, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1994)
- [Su97] F. Sudbrock, Experimentelle und theoretische Studien zur Restkernproduktion bei Spallations- und Fragmentationsreaktionen, Dissertation, Universität zu Köln (1997)
- [Ta96] E.I. Tanaka, H. Horiuchi, A. Ono, Determination of in-medium nucleon-nucleon cross sections from the data of proton-induced reaction cross sections, Phys. Rev. C54 (1996) 3170
- [Ti97] Yu.E. Titarenko, O.V. Shvedov, M.M. Igumnov, R. Michel, S.G. Mashnik, E.I. Karpikhin, V.D. Kazaritsky, V.F. Batyaev, A.B. Koldobyks, V.M. Zhivun, A.N. Sosnin, R.E. Prael, M.B. Chadwick, T.A. Gabriel, M. Blann, Experimental and computer simulation study of the radionuclides produced in thin  $^{209}\text{Bi}$  targets by 130 MeV and 1.5 GeV protons, LA-UR-97-3787, Los Alamos National Laboratory (1997), to be published in Nucl. Instr. Meth. A
- [To81] J. Tobailem, Section Efficaces des Reactions Nucleaires Induites par Protons, Deutons, Particules Alpha V - Silicium, CEA-N-1466(5), (1981) 103
- [Tr97] R.K. Tripathi, A. Cucinotta, J.W. Wilson, Universal Parameterization of Absorption Cross Sections, NASA Technical Paper 3621, 1997
- [Wa77] H. Wapstra, K. Bos, At. Data Nucl. and Nucl. Data Tables, 19 (1977) 175
- [Wa81] T.E. Ward, P.P. Singh, D.L. Friesel, A. Yavin, A. Doron, J.M. D'Auria, G. Sheffer, M. Dillig, Radiochemical study of the combined  $(p,\pi^0)$  and  $(p,\gamma)$  reactions on bismuth with protons from 62 to 480 MeV, Phys. Rev. C24 (1981) 588
- [Wa85] A.H. Wapstra, G. Audi, Nucl. Phys. A383 (1985) 1
- [We37] V. Weisskopf, Statistics and Nuclear Reactions, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- [We40] V. Weisskopf, D.H. Ewing, On the Yields of Nuclear Reactions with Heavy Elements, Phys. Rev. 52 (1940) 472
- [We90a] W.E. Webber, J.C. Kish, D.A. Schrier, Total charge and mass changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets, Phys. Rev. C41 (1990) 520
- [We90b] W.R. Webber, J.C. Kish, D.A. Schrier, Individual charge changing fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets, Phys. Rev. C41 (1990) 533
- [We90c] W.R. Webber, J.C. Kish, D.A. Schrier, Total isotopic fragmentation cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium, and carbon targets, Phys. Rev. C41 (1990) 547
- [We90d] W.R. Webber, J.C. Kish, D.A. Schrier, Formula for calculating partial cross sections for nuclear reactions of nuclei with  $E \geq 200$  MeV/nucleon in hydrogen targets, Phys. Rev. C41 (1990) 566
- [We95a] W. Westmeier, GAMMA-W 17.02 Manual, Ebsdorfergrund-Mölln, November 1995
- [We95b] K. Weise, R. Michel, Erkennungsgrenze, Nachweisgrenze und Vertrauensbereich in der allgemeinen Kernstrahlungs-Spektrometrie, Kerntechnik 60 (1995) 4
- [We96] H.P. Wellisch, D. Axen, Total reaction cross section calculations in proton-nucleus scattering, Phys. Rev. C54 (1996) 1329
- [Wi66] C.F. Williamson, J.-P. Boukot, J. Picard, CEA-R 3042 (1966)
- [Wo56] R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Radiochemical Studies of the Interaction of Lead with Protons in the Energy Range 0.6 to 3.0 BeV, Phys. Rev. 103 (1956) 394
- [Ya79] Y. Yariv, Z. Fraenkel, Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions, Phys. Rev. C20 (1979) 2227
- [Ya81] Y. Yariv, Z. Fraenkel, Intranuclear cascade calculation of high energy heavy ion collisions: Effect of interactions between cascade particles, Phys. Rev. C24 (1981) 488
- [Za94] N.G. Zaitseva, E. Ruraz, V.A. Khalkin, V.I. Stegailov, L.M. Popinenkova, Excitation Function for  $^{178}\text{W}$  Production in the  $^{181}\text{Ta}(p,4n)^{178}\text{W}$  Reaction over Proton Energy Range 28.8-71.8 MeV, Radiochim. Acta 64 (1994) 1
- [Zi85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack und U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol. I, Pergamon Press, New York, (1985)

## Anhang A - In dieser Arbeit ausgewertete Targets

In diesem Anhang sind die ausgewerteten Targets aufgeführt; angegeben sind jeweils die Probenbezeichnungen gemäß der Notation in Kapitel 4.2.2, die Probenmasse  $m$ , die Protonenenergie  $E_p$ , die Protonendosis und die Anzahl zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten herangezogener, ausgewerteter  $\gamma$ -Spektren. Von der Angabe des Fehlers der Energie wurde abgesehen, weil sich dieser im Normalfall auf 1 MeV, maximal 2 MeV belief und daher bei den betrachteten Projektilenergien irrelevant ist; im Zweifelsfall kann er jedoch im Anhang C gefunden werden. Auch die Unsicherheit der Dosis wird im folgenden nicht mit angeführt, da diese bis auf wenige Ausnahmen kleiner als 1 % war. In jedem Fall aber sind alle Werte inklusive der Fehler in der als Datei (GL98.SIG) vorhandenen Version des vorliegenden Datensatzes angegeben.

### A.1 - Eisen

Tab. A.1: Ausgewertete Fe-Targets.

Probe	$m$ [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
FESH012	190.87	325	16.1	19
FESSHB2	191.97	327	16.9	16
FESSHA2	191.63	328	18.0	17
FESSHC2 <sup>1</sup>	192.10	329	18.9	17
FESG012	191.04	396	27.0	18
FESSGB2	192.04	398	28.6	18
FESSGA2	191.47	398	30.0	18
FESSGC2 <sup>1</sup>	192.27	399	29.9	19
FESF275 <sup>2</sup>	364.19	546	0.826	3
FESF272 <sup>2</sup>	357.38	548	0.846	3
FESF171 <sup>3</sup>	144.95	567	3.50	9
FESF041 <sup>4</sup>	179.15	592	9.49	14
FESF032	357.46	596	9.37	14
FESF013	358.30	599	10.7	14
FESE275 <sup>2</sup>	178.34	753	0.895	5
FESE272 <sup>2</sup>	191.88	754	0.888	3
FESE171 <sup>3</sup>	144.53	770	4.58	9
FESE041 <sup>4</sup>	177.80	792	32.6	15
FESE032	363.35	796	33.7	15
FESE013	362.88	799	37.2	12
FESD003	165.91	1199	34.2	13
FESC003	165.00	1600	44.4	13
FESL012	191.33	2532	0.403	11
FEUE012	190.80	177	27.7	13
FEUE152	189.95	158	26.1	14
FEUE182	176.68	152	25.6	12
FEUE342	184.34	130	24.3	12

Tab. A.1: Ausgewertete Fe-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
FEUE382	172.87	123	23.9	14
FEUG012	172.29	135	181	12
FEUG152	177.58	120	178	15
FEUG282	178.92	103	176	13
FEUG402	150.89	84.3	173	12

<sup>1</sup> First-Target, näheres siehe Kapitel 5.2.3

<sup>2</sup> Eisentargets aus Uranstack von Bruyeres Le Chatel zur Kontrollauswertung der langlebigen Nuklide in Hannover

<sup>3</sup> Deckel des Fe-Döschens für  $\text{Cu}_2\text{Te}$

<sup>4</sup> Einzelner Fe-Catcher zwischen Si- und  $\text{SiO}_2$ -Targets

## A.2 - Rubidium

Tab. A.2: Ausgewertete Rb-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
RTSK111	393.33	210	0.287	10
RTSH111	245.81	293	6.28	16
RTSG111	279.67	368	12.9	14
RTSF111	537.01	575	5.29	14
RTSE111	340.50	777	13.1	14
RMSM131	229.08	962	2.77	12
RMSN131	281.43	1364	3.61	12
RTSL111	392.13	2560	1.17	13
RMUE081	354.69	168	41.2	13
RMUE261	345.52	141	39.2	13
RMUE451	291.78	111	33.1	13
RMUF051	348.04	130	22.2	12
RMUF111	307.88	124	23.2	11
RMUF201	264.92	108	29.9	12
RMUF261	245.05	99.9	30.7	12
RMUF351	307.81	81.6	18.9	12
RMUH461	287.33	89.0	18.5	10
RMUH671	309.96	$53 \pm 7$	15.3	10



## A.3 - Tantal

Tab. A.3: Ausgewertete Ta-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
TASK203	273.38	256	4.40	6
TASK204	271.92	256	4.40	6
TASK001	545.30	256	4.40	8
TASH203	277.36	258	1.07	9
TASH204	273.93	257	1.07	7
TASH001	551.29	258	1.07	8
TASG203	269.32	337	2.68	7
TASG204	268.03	337	2.68	6
TASG001	537.35	337	2.68	9
TASF204	270.90	561	3.29	16
TASE204	274.50	756	3.22	18
TASN243	270.39	986	13.7	5
TASN244	276.81	986	13.7	6
TASN001	547.20	986	13.7	10
TASD183	273.71	1180	4.16	24
TASM243	270.21	1386	13.2	5
TASM244	267.79	1386	13.2	6
TASM001	537.00	1386	13.2	8
TASL001	546.82	2586	0.813	13
TAUB092	275.46	167	19.7	12
TAUB692	277.06	91.6	16.8	11
TAUB752	273.46	81.6	16.6	11
TAUB812	271.00	70.8	16.0	13
TAUC052	270.52	172	32.1	11
TAUC122	272.07	164	31.5	9
TAUC202	273.88	156	30.9	10
TAUC272	270.72	148	30.3	10
TAUC362	272.42	137	29.5	10
TAUC432	270.47	129	28.9	11
TAUC512	269.64	118	27.9	10
TAUC582	276.70	109	27.1	10
TAUC662	275.25	97.3	25.9	9
TAUC732	272.06	86.1	24.7	12

## A.4 - Blei

Tab. A.4: Ausgewertete Pb-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
PBSH254	237.68	239	0.350	7
PBSH001	471.84	239	0.350	10
PBSK255	233.78	271	13.6	7
PBSK001	468.34	271	13.6	8
PBSG254	210.55	322	0.909	8
PBSG255	234.81	322	0.909	7
PBSG001	445.36	322	0.909	9
PBSF254	216.08	553	1.36	11
PBSF255	219.74	553	1.36	10
PBSF001	435.82	553	1.36	7
PBSE254	229.61	759	1.36	13
PBSE255	208.63	759	1.36	11
PBSE001	438.24	759	1.36	7
PBSN293	233.73	996	17.3	5
PBSN001	469.70	996	17.3	9
PBSD234	234.19	1162	1.55	22
PBSM293	232.06	1396	12.8	6
PBSM001	469.91	1396	12.8	9
PBSC234	235.65	1567	2.66	20
PBSL254	235.40	2595	1.55	4
PBSL001	467.78	2595	1.55	12
PBUB063	95.50	170	19.9	13
PBUB123	92.26	164	19.6	11
PBUB183	93.20	157	19.3	12
PBUB243	106.73	150	19.0	11
PBUB303	97.34	144	18.7	12
PBUB362	88.75	137	18.5	12
PBUB423	96.12	129	18.1	12
PBUB483	106.12	121	17.8	13
PBUB543	103.44	113	17.5	11
PBUB603	100.84	105	17.2	11
PBUB663	89.78	96.3	16.9	11
PBUB723	99.31	86.7	16.7	11
PBUB783	92.86	76.3	16.5	12
PBUB843	92.27	64.8	15.0	12
PBUC092	248.69	167	31.7	12
PBUC162	241.01	160	31.2	10
PBUC242 <sup>1</sup>	106.01	151	30.5	11

Tab. A.4: Ausgewertete Pb-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
PBUC312	234.62	143	30.0	10
PBUC402	242.03	132	29.1	12
PBUC472	233.94	123	28.3	11
PBUC552	243.85	112	27.4	12
PBUC622	246.22	102	26.4	10
PBUC702	237.75	90.3	25.1	12
PBUC772	235.18	78.8	23.9	12
PBUG062 <sup>1</sup>	106.18	129	18.1	15
PBUG132	230.33	122	17.9	14
PBUG212	207.33	113	17.8	13
PBUG262	212.66	106	17.7	14
PBUG332	231.31	95.6	17.5	14
PBUG382	234.21	87.4	17.3	14
PBUG452	224.63	75.5	17.2	15

<sup>1</sup> Diese Proben wurden beim Auspacken vertauscht, so daß statt der mittleren eine Randfolie gemessen wurde - daher resultiert die stark abweichende Masse.

## A.5 - Wismut

Tab. A.5: Ausgewertete Bi-Targets.

Probe	m [mg]	$E_p$ [MeV]	Dosis [ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ]	Spektren
BISH264	495.50	235	0.277	18
BISK264	602.06	276	16.4	15
BISG264	546.40	318	0.737	18
BISF264	565.87	551	1.23	18
BISE264	554.68	757	1.25	19
BISN303	508.08	998	12.5	15
BISD244	430.74	1170	1.34	27
BISM303	504.93	1398	17.1	14
BISC244	424.05	1570	2.25	27
BISL264	566.56	2598	3.21	15
BIUC101	404.47	166	31.7	13
BIUC171	421.13	159	31.1	13
BIUC251	414.39	150	30.4	12
BIUC321	401.44	142	29.9	11
BIUC411	481.72	131	29.0	12
BIUC481	512.90	122	28.2	12
BIUC561	422.11	111	27.3	12
BIUC631	422.09	101	26.3	12
BIUC711	504.55	88.9	25.0	12
BIUC781	504.52	77.2	23.7	13
BIUE142	634.01	160	26.2	13
BIUE172	548.68	154	25.7	12
BIUE332	706.56	134	24.4	12
BIUE362	665.28	127	24.0	13
BIUE522	517.22	102	23.3	12
BIUG071	630.16	128	18.0	12
BIUG141	661.83	121	17.9	12
BIUG221	642.64	112	17.8	12
BIUG271	555.21	105	17.6	14
BIUG341	530.65	94.4	17.5	14
BIUG391	572.90	86.0	17.3	12
BIUG461	427.77	74.2	17.2	14

## Anhang B - Flußdichten

### B.1 Monitorwirkungsquerschnitte zur Umnormierung (Kap. 5.3)

*Tab. B.1.1:* Zur Umnormierung der [To81]-basierten Flußdichten aus den Experimenten UPPSOB/OC/OE/OG am TSL auf die Monitorwirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{mon}}$  von Steyn et al. [St90] verwendete Daten (siehe Kap. 5.3); diese lagen in gesplinterter Form vor [Bo93, Bu94] und sind unten in Abhängigkeit der Protonenenergie  $E_p$  in dem betreffenden Energiebereich aufgeführt.

Tobailem		Steyn et al.	
$E_p$ [MeV]	$\sigma_{\text{mon}}$ [mb]	$E_p$ [MeV]	$\sigma_{\text{mon}}$ [mb]
63	25.5	62.4	24.9
64	25.1	64.1	24.0
65	24.7	65.7	23.2
66	24.4	67.0	22.6
67	24.1	67.8	22.4
68	23.9	68.6	22.2
69	23.6	69.7	21.9
70	23.4	71.0	21.5
71	23.2	72.3	21.2
72	22.9	73.6	20.9
73	22.7	74.8	20.7
74	22.5	76.8	20.5
75	22.2	78.0	20.4
80	21.2	79.7	20.3
90	19.8	82.1	20.2
100	18.8	89.6	19.9
120	17.3	105	19.2
150	16.0	123	18.4
		140	17.6
		157	16.9
		182	15.9

### B.2 Flußdichten der Experimente SACL0C/0D

*Tab. B.2.1:* Zur Flußdichteberechnung verwendete Monitorwirkungsquerschnitte [TO81].

Experiment	Monitorwirkungsquerschnitte [mb]		
	$^{27}\text{Al}(p,10p11n)^7\text{Be}$	$^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$
SACL0C	8.64	13.2	9.90
SACL0D	8.21	14.3	10.3

Tab. B.2.2:  $^{22}\text{Na}$ -basierte Flußdichten der Experimente SACLOC/OD (siehe Kap. 5.3.1); angegeben sind die Probenamen der Al-Catcher, die Protonenenergie  $E_p$  sowie die Flußdichte. Der Fehler von  $E_p$  belief sich in allen Fällen auf  $\pm 1$  MeV; die Fehler der Flußdichte beinhalten nur die der Meßstatistik und der Mittelung der Aktivitäten nach Gl. (4.6).

SACLOC			SACLOD		
Probe	$E_p$ [MeV]	Flußdichte [ $10^{10} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ]	Probe	$E_p$ [MeV]	Flußdichte [ $10^{10} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ]
ALSC242	1567	$3.712 \pm 0.036$	ALSD242	1162	$1.802 \pm 0.020$
ALSC232	1568	$4.399 \pm 0.051$	ALSD232	1163	$2.084 \pm 0.035$
ALSC222	1569	$5.263 \pm 0.060$	ALSD222	1164	$2.513 \pm 0.026$
ALSC214	1569	$6.181 \pm 0.042$	ALSD214	1164	$3.038 \pm 0.036$
ALSC212	1569	$6.101 \pm 0.072$	ALSD212	1165	$3.080 \pm 0.033$
ALSC204	1569	$7.439 \pm 0.084$	ALSD204	1165	$3.746 \pm 0.036$
ALSC202	1570	$7.576 \pm 0.071$	ALSD202	1165	$3.771 \pm 0.065$
ALSC192	1571	$8.971 \pm 0.083$	ALSD192	1166	$4.494 \pm 0.041$
ALSC182	1572	$10.67 \pm 0.09$	ALSD182	1167	$5.585 \pm 0.058$
ALSC174	1572	$12.74 \pm 0.11$	ALSD174	1168	$6.712 \pm 0.069$
ALSC172	1573	$12.22 \pm 0.11$	ALSD172	1169	$6.544 \pm 0.055$
ALSC362	1574	$12.34 \pm 0.14$	ALSD362	1170	$6.623 \pm 0.062$
ALSC164	1574	$15.76 \pm 0.11$	ALSD164	1170	$8.562 \pm 0.060$
ALSC162	1576	$15.69 \pm 0.15$	ALSD162	1172	$8.494 \pm 0.064$
ALSC352	1577	$14.98 \pm 0.10$	ALSD352	1174	$8.285 \pm 0.068$
ALSC151	1579	$19.87 \pm 0.14$	ALSD151	1175	$10.26 \pm 0.09$
ALSC142	1579	$22.46 \pm 0.16$	ALSD142	1176	$12.58 \pm 0.09$
ALSC132	1580	$26.60 \pm 0.24$	ALSD132	1177	$14.75 \pm 0.16$
ALSC342	1580	$25.48 \pm 0.18$	ALSD342	1177	$14.68 \pm 0.08$
ALSC122	1580	$28.89 \pm 0.23$	ALSD122	1178	$16.99 \pm 0.11$
ALSC322	1581	$29.06 \pm 0.16$	ALSC013	1179	$20.71 \pm 0.20$
ALSC112	1583	$35.89 \pm 0.32$	ALSC012	1179	$20.23 \pm 0.17$
ALSC094	1585	$43.62 \pm 0.40$	ALSC011	1179	$20.79 \pm 0.23$
ALSC092	1585	$42.94 \pm 0.38$	ALSC101	1179	$20.49 \pm 0.11$
ALSC332	1585	$34.36 \pm 0.20$	ALSD322	1179	$16.79 \pm 0.13$
ALSD013	1585	$36.81 \pm 0.28$	ALSD112	1181	$20.26 \pm 0.18$
ALSD012	1585	$37.99 \pm 0.27$	ALSD332	1183	$19.85 \pm 0.12$
ALSD011	1585	$36.93 \pm 0.25$	ALSD094	1183	$25.18 \pm 0.19$
ALSD101	1585	$36.15 \pm 0.25$	ALSD092	1184	$25.32 \pm 0.18$
ALSC082	1586	$47.26 \pm 0.38$	ALSD082	1185	$28.09 \pm 0.22$
ALSC075	1587	$54.37 \pm 0.48$	ALSD075	1186	$33.40 \pm 0.26$
ALSC072	1588	$51.94 \pm 0.46$	ALSD072	1187	$32.31 \pm 0.30$
ALSC062	1591	$62.12 \pm 0.49$	ALSD062	1190	$38.30 \pm 0.26$
ALSC055	1592	$65.12 \pm 0.45$	ALSD055	1191	$40.54 \pm 0.27$
ALSC052	1593	$62.49 \pm 0.26$	ALSD052	1192	$39.64 \pm 0.20$
ALSC042	1595	$68.42 \pm 0.58$	ALSD042	1194	$43.10 \pm 0.31$
ALSC032	1597	$66.56 \pm 0.50$	ALSD032	1196	$43.97 \pm 0.42$
ALSC025	1598	$73.02 \pm 0.59$	ALSD025	1198	$46.09 \pm 0.35$
ALSC022	1599	$72.21 \pm 0.62$	ALSD022	1198	$44.59 \pm 0.30$
ALSC002	1600	$73.68 \pm 0.65$	ALSD002	1200	$46.60 \pm 0.26$

### B.3 Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen

Tab. B.3.1: Zur Bestimmung der Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen verwendete, aus den in Abbildung 5.7 gezeigten Daten doppelt-logarithmisch interpolierte Monitorwirkungsquerschnitte.

Probe	Monitorwirkungsquerschnitte [mb]		
	$^{55}\text{Mn}(p,2p3n)^{51}\text{Cr}$	$^{55}\text{Mn}(p,p3n)^{52\text{m}+g}\text{Mn}$	$^{55}\text{Mn}(p,pn)^{54}\text{Mn}$
RMUE081	60.28	14.02	73.71
RMUE261	66.02	16.31	85.58
RMUE451	74.59	19.91	99.55
RMUF051	68.70	17.59	90.80
RMUF111	70.18	18.31	93.73
RMUF201	76.50	20.50	101.5
RMUF261	80.77	21.82	105.9
RMUF351	96.45	27.33	124.5
RMUH461	88.84	24.56	115.1
RMUH671	62.48 <sup>1</sup>	62.22	62.48

Tab. B.3.2: Aus dem Mn-Anteil der  $\text{RbMnF}_3$ -Verbindung unter Verwendung der in Tabelle B.3.2 aufgelisteten Monitorwirkungsquerschnitte berechnete Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlung und der arithmetische Mittelwert mit  $1\sigma$ -Fehler.

Probe	Flußdichte [ $10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ]			
	$^{55}\text{Mn}(p,2p3n)^{51}\text{Cr}$	$^{55}\text{Mn}(p,p3n)^{52\text{m}+g}\text{Mn}$	$^{55}\text{Mn}(p,pn)^{54}\text{Mn}$	Mittelwert
RMUE081	1.991	1.925	1.974	$1.963 \pm 0.028$
RMUE261	1.892	1.879	1.826	$1.866 \pm 0.028$
RMUE451	1.579	1.603	1.552	$1.578 \pm 0.021$
RMUF051	1.861	1.798	1.825	$1.826 \pm 0.030$
RMUF111	1.953	1.881	1.902	$1.906 \pm 0.034$
RMUF201	2.446	2.478	2.496	$2.462 \pm 0.026$
RMUF261	2.509	2.519	2.547	$2.527 \pm 0.016$
RMUF351	1.529	1.585	1.545	$1.552 \pm 0.026$
RMUH461	1.594	1.653	1.627	$1.625 \pm 0.024$
RMUH671	0.759 <sup>1</sup>	1.402	1.297	$1.350 \pm 0.053$

# Anhang C - Wirkungsquerschnitte für die Protonen-Induzierte Restkernproduktion

## Vorbemerkungen

In den folgenden Anhängen C.1 bis C.5 sind alle in dieser Arbeit für die Targetelemente Eisen, Rubidium, Tantal, Blei und Wismut bestimmten Wirkungsquerschnitte tabelliert. Nicht aufgeführt sind die Energien und Entkommwahrscheinlichkeiten der zur Bestimmung herangezogenen  $\gamma$ -Linien, die bis auf wenige Ausnahmen aus dem Katalog von Reus und Westmeier [Re83] entnommen wurden. Der ganze Datensatz liegt jedoch in Form einer Datei (GL98.SIG) vor, in der über die Wirkungsquerschnitte hinaus eben diese Informationen für jeden einzelnen Wirkungsquerschnitt enthalten sind.

Es wurden alle Wirkungsquerschnitte mit in die Tabellen aufgenommen, das heißt, auch die, bei denen davon ausgegangen werden muß, daß die Produktion dieser Nuklide in starkem Maße durch sekundäre Teilchen überlagert wurde. Auch wurden solche Werte aufgenommen, bei denen sich durch die Berechnung der unabhängigen Daten Fehler des Wirkungsquerschnittes ergaben, die größer als dieser selbst sind; solche Wirkungsquerschnitte sind natürlich nur als Anhaltspunkte zu verstehen.

Jede einzelne Tabelle setzt sich wie folgt zusammen:

- Eine Reaktionszeile bestehend aus Targetelement, Projektil, Reaktionskanal und Produktnuklid; der Reaktionskanal ist als reine Nukleonenbilanz zu verstehen. Am rechten Ende der Reaktionszeile kennzeichnen die Kürzel 'ind' und 'cum', ob die Produktion des Restkerns unabhängig oder kumulativ gemessen wurde.
- Eine Überschriftenzeile.
- Jede weitere Zeile enthält einen Datensatz bestehend aus Protonenenergie E und deren Fehler  $\Delta E$  in MeV, den bei dieser Energie gemessenen Produktionswirkungsquerschnitt sowie seinen Fehler in mbarn und gegebenenfalls in Klammern die Zahl zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Gl. (4.4) herangezogene Aktivitäten; letztere können aus verschiedenen  $\gamma$ -Linien stammen. Sind keine Klammern aufgeführt, so handelt es sich um einen unabhängigen Wirkungsquerschnitt, der durch die Korrektur auf den Zerfall hin eines ebenfalls gemessenen Progenitors berechnet wurde.
- Gegebenenfalls am unteren Ende der Tabelle eine oder mehrere Kommentarzeilen.

Die Tabellen sind dreispaltig angeordnet, wobei eine links unten unterbrochene Tabelle in der folgenden Spalte oben ohne Wiederholung der Reaktionszeile fortgesetzt wird.

## Anhang C.1 - Eisen

Fe-nat (p, 23pxn) Be-7				ind	1600 $\pm$ 2	7.71 $\pm$ 0.93 ( 9)	Fe-nat (p, 16pxn) Na-24				cum
E $\pm$ $\Delta E$ [MeV]	$\sigma$ $\pm$ $\Delta\sigma$ [mb]				2530 $\pm$ 2	9.06 $\pm$ 1.18 ( 6)	E $\pm$ $\Delta E$ [MeV]	$\sigma$ $\pm$ $\Delta\sigma$ [mb]			
84.3 $\pm$ 1.3	0.125 $\pm$ 0.031 ( 1)				Fe-nat (p, 16pxn) Na-22				cum		
103 $\pm$ 1	0.222 $\pm$ 0.057 ( 1)				E $\pm$ $\Delta E$ [MeV]	$\sigma$ $\pm$ $\Delta\sigma$ [mb]					
120 $\pm$ 1	0.233 $\pm$ 0.065 ( 2)				325 $\pm$ 1	0.0752 $\pm$ 0.0126 ( 2)	325 $\pm$ 1	0.138 $\pm$ 0.023 ( 3)			
123 $\pm$ 2	0.230 $\pm$ 0.062 ( 1)				327 $\pm$ 1	0.0788 $\pm$ 0.0159 ( 4)	327 $\pm$ 1	0.128 $\pm$ 0.022 ( 3)			
130 $\pm$ 2	0.273 $\pm$ 0.058 ( 2)				328 $\pm$ 1	0.0783 $\pm$ 0.0138 ( 2)	328 $\pm$ 1	0.101 $\pm$ 0.018 ( 3)			
135 $\pm$ 1	0.242 $\pm$ 0.053 ( 1)				329 $\pm$ 1	0.0807 $\pm$ 0.0120 ( 3)	329 $\pm$ 1	0.123 $\pm$ 0.021 ( 3)			
152 $\pm$ 1	0.349 $\pm$ 0.055 ( 2)				396 $\pm$ 1	0.131 $\pm$ 0.018 ( 3)	398 $\pm$ 1	0.217 $\pm$ 0.042 ( 2)			
158 $\pm$ 1	0.303 $\pm$ 0.046 ( 3)				396 $\pm$ 1	0.139 $\pm$ 0.019 ( 3)	398 $\pm$ 1	0.184 $\pm$ 0.040 ( 2)			
177 $\pm$ 1	0.374 $\pm$ 0.062 ( 4)				398 $\pm$ 1	0.140 $\pm$ 0.019 ( 2)	399 $\pm$ 1	0.192 $\pm$ 0.036 ( 2)			
325 $\pm$ 1	0.854 $\pm$ 0.137 ( 5)				398 $\pm$ 1	0.139 $\pm$ 0.020 ( 3)	592 $\pm$ 1	0.704 $\pm$ 0.154 ( 2)			
327 $\pm$ 1	0.839 $\pm$ 0.117 ( 2)				399 $\pm$ 1	0.128 $\pm$ 0.017 ( 2)	596 $\pm$ 1	0.578 $\pm$ 0.089 ( 3)			
328 $\pm$ 1	0.885 $\pm$ 0.123 ( 5)				546 $\pm$ 2	0.307 $\pm$ 0.050 ( 2)	599 $\pm$ 1	0.612 $\pm$ 0.089 ( 4)			
329 $\pm$ 1	0.920 $\pm$ 0.131 ( 3)				548 $\pm$ 2	0.346 $\pm$ 0.048 ( 2)	792 $\pm$ 1	1.28 $\pm$ 0.20 ( 2)			
396 $\pm$ 1	1.22 $\pm$ 0.17 ( 3)				567 $\pm$ 1	0.553 $\pm$ 0.096 ( 3)	796 $\pm$ 1	1.13 $\pm$ 0.17 ( 2)			
398 $\pm$ 1	1.16 $\pm$ 0.15 ( 4)				592 $\pm$ 1	0.528 $\pm$ 0.074 ( 3)	799 $\pm$ 1	1.24 $\pm$ 0.21 ( 3)			
398 $\pm$ 1	1.12 $\pm$ 0.15 ( 4)				596 $\pm$ 1	0.428 $\pm$ 0.055 ( 4)	1190 $\pm$ 1	2.59 $\pm$ 0.33 ( 3)			
399 $\pm$ 1	1.19 $\pm$ 0.15 ( 4)				599 $\pm$ 1	0.422 $\pm$ 0.054 ( 3)	1600 $\pm$ 2	3.25 $\pm$ 0.45 ( 3)			
546 $\pm$ 2	1.98 $\pm$ 0.32 ( 2)				753 $\pm$ 2	0.739 $\pm$ 0.116 ( 4)	2530 $\pm$ 2	3.18 $\pm$ 0.40 ( 3)			
548 $\pm$ 2	2.20 $\pm$ 0.31 ( 2)				754 $\pm$ 2	0.834 $\pm$ 0.122 ( 2)	Fe-nat (p, 15pxn) Mg-28				cum
567 $\pm$ 1	2.95 $\pm$ 0.46 ( 2)				770 $\pm$ 1	0.908 $\pm$ 0.131 ( 5)	E $\pm$ $\Delta E$ [MeV]	$\sigma$ $\pm$ $\Delta\sigma$ [mb]			
592 $\pm$ 1	2.50 $\pm$ 0.31 ( 3)				792 $\pm$ 1	0.908 $\pm$ 0.112 ( 4)	592 $\pm$ 1	0.0726 $\pm$ 0.0189 ( 2)			
596 $\pm$ 1	2.23 $\pm$ 0.28 ( 4)				796 $\pm$ 1	0.809 $\pm$ 0.099 ( 7)	596 $\pm$ 1	0.0717 $\pm$ 0.0160 ( 3)			
599 $\pm$ 1	2.34 $\pm$ 0.30 ( 3)				799 $\pm$ 1	0.815 $\pm$ 0.099 ( 5)	599 $\pm$ 1	0.0722 $\pm$ 0.0135 ( 3)			
753 $\pm$ 2	3.38 $\pm$ 0.51 ( 3)				1190 $\pm$ 1	1.69 $\pm$ 0.21 ( 8)	792 $\pm$ 1	0.144 $\pm$ 0.026 ( 2)			
754 $\pm$ 2	3.54 $\pm$ 0.52 ( 2)				1190 $\pm$ 1	1.72 $\pm$ 0.21 ( 2)	796 $\pm$ 1	0.129 $\pm$ 0.025 ( 2)			
770 $\pm$ 1	3.58 $\pm$ 0.45 ( 5)				1600 $\pm$ 2	2.46 $\pm$ 0.30 ( 8)	799 $\pm$ 1	0.156 $\pm$ 0.027 ( 3)			
792 $\pm$ 1	3.54 $\pm$ 0.43 ( 8)				2530 $\pm$ 2	2.71 $\pm$ 0.36 ( 2)	1190 $\pm$ 1	0.304 $\pm$ 0.053 ( 3)			
796 $\pm$ 1	3.38 $\pm$ 0.41 ( 8)						1600 $\pm$ 2	0.407 $\pm$ 0.068 ( 4)			
799 $\pm$ 1	3.43 $\pm$ 0.42 ( 5)						1600 $\pm$ 2	0.328 $\pm$ 0.045 ( 3)			
1190 $\pm$ 1	5.68 $\pm$ 0.68 ( 7)						2530 $\pm$ 2				



Fe-nat (p, 8pxn) K-42				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
103 ± 1	0.173 ± 0.038	( 1)		
120 ± 1	0.309 ± 0.076	( 2)		
130 ± 2	0.296 ± 0.051	( 1)		
152 ± 1	0.549 ± 0.106	( 2)		
158 ± 1	0.465 ± 0.057	( 1)		
177 ± 1	0.601 ± 0.071	( 2)		
325 ± 1	1.91 ± 0.26	( 3)		
327 ± 1	1.90 ± 0.25	( 2)		
328 ± 1	1.97 ± 0.26	( 4)		
329 ± 1	2.13 ± 0.30	( 2)		
396 ± 1	2.55 ± 0.44	( 4)		
398 ± 1	2.46 ± 0.41	( 4)		
398 ± 1	2.51 ± 0.44	( 3)		
399 ± 1	2.61 ± 0.44	( 4)		
592 ± 1	4.13 ± 0.66	( 2)		
596 ± 1	4.18 ± 0.69	( 2)		
599 ± 1	4.80 ± 0.74	( 3)		
792 ± 1	5.09 ± 1.30	( 2)		
796 ± 1	4.55 ± 0.89	( 1)		
799 ± 1	4.86 ± 1.07	( 3)		
1190 ± 1	5.96 ± 1.22	( 3)		
2530 ± 2	3.26 ± 0.47	( 2)		

Fe-nat (p, 8pxn) K-43				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
103 ± 1	0.0259 ± 0.0063	( 1)		
120 ± 1	0.0559 ± 0.0140	( 2)		
123 ± 2	0.0539 ± 0.0085	( 5)		
135 ± 1	0.0800 ± 0.0132	( 2)		
152 ± 1	0.116 ± 0.020	( 2)		
158 ± 1	0.123 ± 0.014	( 5)		
177 ± 1	0.179 ± 0.020	( 5)		
325 ± 1	0.570 ± 0.074	( 9)		
327 ± 1	0.601 ± 0.075	( 6)		
328 ± 1	0.579 ± 0.074	( 8)		
329 ± 1	0.573 ± 0.074	( 6)		
396 ± 1	0.720 ± 0.095	( 8)		
398 ± 1	0.698 ± 0.095	( 8)		
398 ± 1	0.729 ± 0.095	( 9)		
399 ± 1	0.717 ± 0.094	( 5)		
592 ± 1	1.11 ± 0.14	( 5)		
596 ± 1	1.17 ± 0.14	( 6)		
599 ± 1	1.18 ± 0.15	( 7)		
792 ± 1	1.38 ± 0.17	( 2)		
796 ± 1	1.38 ± 0.17	( 6)		
799 ± 1	1.37 ± 0.17	( 6)		
1190 ± 1	1.57 ± 0.20	( 8)		
1600 ± 2	1.42 ± 0.18	( 3)		
2530 ± 2	1.12 ± 0.15	( 5)		

Fe-nat (p, 7pxn) Ca-47				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
325 ± 1	0.0199 ± 0.0057	( 1)		
396 ± 1	0.0270 ± 0.0056	( 1)		
398 ± 1	0.0419 ± 0.0090	( 1)		
792 ± 1	0.0591 ± 0.0141	( 3)		
796 ± 1	0.0509 ± 0.0109	( 2)		
799 ± 1	0.0461 ± 0.0100	( 2)		
1190 ± 1	0.0425 ± 0.0109	( 2)		
1600 ± 2	0.0487 ± 0.0111	( 3)		

Fe-nat (p, 6pxn) Sc-44m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	0.246 ± 0.055	( 2)		
103 ± 1	0.958 ± 0.094	( 4)		
120 ± 1	1.77 ± 0.17	( 8)		
123 ± 2	1.75 ± 0.16	( 6)		
130 ± 2	1.93 ± 0.18	( 5)		
135 ± 1	2.15 ± 0.20	( 7)		
152 ± 1	2.49 ± 0.23	( 4)		
158 ± 1	2.55 ± 0.23	( 4)		
177 ± 1	2.98 ± 0.27	( 5)		
325 ± 1	6.27 ± 0.76	( 6)		
327 ± 1	6.29 ± 0.76	( 9)		
328 ± 1	6.25 ± 0.75	( 4)		
329 ± 1	6.32 ± 0.76	( 5)		
396 ± 1	7.33 ± 0.88	( 6)		
398 ± 1	7.15 ± 0.86	( 14)		
398 ± 1	7.24 ± 0.87	( 12)		
399 ± 1	7.28 ± 0.88	( 12)		
567 ± 1	8.91 ± 1.42	( 4)		
592 ± 1	9.19 ± 1.10	( 7)		
596 ± 1	9.44 ± 1.13	( 7)		
599 ± 1	9.21 ± 1.10	( 7)		
770 ± 1	9.46 ± 1.72	( 5)		
792 ± 1	9.34 ± 1.12	( 9)		
796 ± 1	9.66 ± 1.16	( 5)		
799 ± 1	9.62 ± 1.16	( 9)		
1190 ± 1	9.14 ± 1.10	( 4)		
1600 ± 2	8.35 ± 1.00	( 4)		
2530 ± 2	5.92 ± 0.72	( 7)		

Fe-nat (p, 6pxn) Sc-46m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	1.62 ± 0.15	( 6)		
103 ± 1	1.78 ± 0.16	( 5)		
120 ± 1	2.57 ± 0.23	( 6)		
123 ± 2	2.66 ± 0.24	( 9)		
130 ± 2	2.99 ± 0.27	( 12)		
135 ± 1	3.37 ± 0.30	( 10)		
152 ± 1	3.77 ± 0.34	( 7)		
158 ± 1	3.81 ± 0.34	( 8)		

177 ± 1	4.18 ± 0.38	( 12)		
325 ± 1	7.30 ± 0.89	( 12)		
327 ± 1	7.41 ± 0.89	( 13)		
328 ± 1	7.48 ± 0.90	( 11)		
329 ± 1	7.52 ± 0.90	( 13)		
396 ± 1	8.43 ± 1.01	( 17)		
398 ± 1	8.43 ± 1.01	( 12)		
398 ± 1	8.38 ± 1.01	( 14)		
399 ± 1	8.53 ± 1.03	( 8)		
546 ± 2	9.81 ± 1.18	( 4)		
548 ± 2	10.2 ± 1.2	( 5)		
567 ± 1	10.4 ± 1.3	( 6)		
592 ± 1	9.98 ± 1.20	( 10)		
596 ± 1	10.3 ± 1.2	( 11)		
599 ± 1	10.1 ± 1.2	( 13)		
753 ± 2	11.2 ± 1.4	( 4)		
754 ± 2	11.9 ± 1.4	( 3)		
770 ± 1	10.2 ± 1.2	( 8)		
792 ± 1	10.2 ± 1.2	( 12)		
796 ± 1	10.3 ± 1.2	( 9)		
799 ± 1	10.4 ± 1.2	( 12)		
1190 ± 1	9.36 ± 1.18	( 2)		
1600 ± 2	8.75 ± 1.05	( 9)		
2530 ± 2	6.92 ± 0.85	( 5)		

Fe-nat (p, 6pxn) Sc-47				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	0.253 ± 0.025	( 1)		
103 ± 1	0.533 ± 0.058	( 2)		
120 ± 1	0.907 ± 0.089	( 2)		
123 ± 2	0.922 ± 0.086	( 4)		
130 ± 2	0.958 ± 0.090	( 4)		
135 ± 1	1.12 ± 0.12	( 2)		
152 ± 1	1.26 ± 0.12	( 4)		
158 ± 1	1.31 ± 0.12	( 3)		
177 ± 1	1.37 ± 0.13	( 5)		
325 ± 1	2.48 ± 0.30	( 7)		
327 ± 1	2.56 ± 0.31	( 6)		
328 ± 1	2.48 ± 0.30	( 5)		
329 ± 1	2.49 ± 0.30	( 6)		
396 ± 1	2.80 ± 0.34	( 7)		
398 ± 1	2.79 ± 0.34	( 7)		
398 ± 1	2.79 ± 0.34	( 6)		
399 ± 1	2.88 ± 0.35	( 5)		
567 ± 1	3.80 ± 0.47	( 2)		
592 ± 1	3.33 ± 0.40	( 6)		
596 ± 1	3.59 ± 0.43	( 3)		
599 ± 1	3.46 ± 0.42	( 5)		
770 ± 1	3.92 ± 0.49	( 3)		
792 ± 1	3.50 ± 0.42	( 5)		
796 ± 1	3.65 ± 0.44	( 6)		
799 ± 1	3.51 ± 0.42	( 4)		
1190 ± 1	3.59 ± 0.43	( 4)		
1600 ± 2	3.44 ± 0.41	( 3)		
2530 ± 2	2.45 ± 0.30	( 4)		

Fe-nat (p, 6pxn) Sc-48				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
325 ± 1	0.412 ± 0.071	( 3)		
396 ± 1	0.746 ± 0.180	( 3)		
398 ± 1	0.566 ± 0.165	( 2)		
398 ± 1	0.652 ± 0.195	( 2)		
592 ± 1	0.580 ± 0.154	( 2)		
596 ± 1	0.716 ± 0.144	( 2)		
599 ± 1	0.852 ± 0.180	( 2)		
792 ± 1	0.720 ± 0.113	( 2)		
796 ± 1	0.620 ± 0.106	( 2)		
799 ± 1	0.700 ± 0.109	( 2)		
1190 ± 1	0.614 ± 0.076	( 4)		
1600 ± 2	0.593 ± 0.074	( 4)		
2530 ± 2	0.535 ± 0.158	( 2)		

Fe-nat (p, 5pxn) Ti-44				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
141 ± 1	0.290 ± 0.051	( )		
175 ± 1	0.396 ± 0.053	( )		
325 ± 1	0.999 ± 0.199	( 3)		
327 ± 1	0.930 ± 0.152	( 2)		
328 ± 1	1.06 ± 0.22	( 3)		
329 ± 1	0.884 ± 0.150	( 4)		
396 ± 1	1.07 ± 0.19	( 3)		
398 ± 1	1.01 ± 0.17	( 1)		
398 ± 1	0.994 ± 0.165	( 2)		
399 ± 1	0.983 ± 0.151	( 5)		
567 ± 1	1.49 ± 0.42	( 1)		
596 ± 1	1.29 ± 0.19	( 5)		
599 ± 1	1.34 ± 0.20	( 6)		
792 ± 1	1.24 ± 0.18	( 5)		
796 ± 1	1.30 ± 0.16	( 4)		
799 ± 1	1.24 ± 0.16	( 5)		
1190 ± 1	1.19 ± 0.15	( 4)		

Fe-nat (p, 4pxn) V-48				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	13.0 ± 1.2	( 10)		
103 ± 1	19.1 ± 1.7	( 7)		
120 ± 1	19.7 ± 1.8	( 8)		
123 ± 2	19.2 ± 1.7	( 12)		
130 ± 2	19.6 ± 1.8	( 12)		
135 ± 1	21.0 ± 1.9	( 9)		
152 ± 1	21.0 ± 1.9	( 10)		
158 ± 1	21.0 ± 1.9	( 6)		
177 ± 1	20.4 ± 1.8	( 11)		
325 ± 1	23.7 ± 2.9	( 14)		
327 ± 1	24.0 ± 2.9	( 16)		

328 ± 1	24.4 ± 2.9	( 11)		
329 ± 1	24.0 ± 2.9	( 14)		
396 ± 1	24.7 ± 3.0	( 8)		
398 ± 1	24.4 ± 2.9	( 12)		
398 ± 1	24.5 ± 2.9	( 10)		
399 ± 1	24.7 ± 3.0	( 13)		
546 ± 2	23.4 ± 3.0	( 6)		
548 ± 2	25.3 ± 3.2	( 4)		
567 ± 1	25.3 ± 3.0	( 10)		
592 ± 1	24.8 ± 3.0	( 7)		
596 ± 1	25.0 ± 3.0	( 11)		
599 ± 1	24.3 ± 2.9	( 12)		
753 ± 2	23.8 ± 3.2	( 6)		
754 ± 2	27.3 ± 3.5	( 5)		
770 ± 1	22.5 ± 2.7	( 9)		
792 ± 1	22.2 ± 2.7	( 6)		
796 ± 1	22.6 ± 2.7	( 12)		
799 ± 1	23.1 ± 2.8	( 8)		
1190 ± 1	19.3 ± 2.3	( 8)		
1600 ± 2	17.5 ± 2.1	( 16)		
2530 ± 2	13.6 ± 1.7	( 8)		

Fe-nat (p, 4pxn) V-48				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	12.4 ± 1.1			
103 ± 1	18.1 ± 1.6			
120 ± 1	18.7 ± 1.7			
123 ± 2	18.2 ± 1.7			
130 ± 2	18.6 ± 1.7			
135 ± 1	19.9 ± 1.8			
152 ± 1	19.9 ± 1.8			
158 ± 1	19.9 ± 1.8			
177 ± 1	19.3 ± 1.8			
325 ± 1	22.4 ± 2.8			
327 ± 1	22.7 ± 2.8			
328 ± 1	23.1 ± 2.8			
329 ± 1	22.8 ± 2.8			
396 ± 1	23.6 ± 2.9			
398 ± 1	23.3 ± 2.8			
398 ± 1	23.4 ± 4.8			
398 ± 1	23.3 ± 2.8			
398 ± 1	23.3 ± 4.8			
399 ± 1	23.5 ± 2.9			
592 ± 1	23.7 ± 3.1			
596 ± 1	23.9 ± 3.0			
599 ± 1	23.2 ± 2.8			
792 ± 1	21.3 ± 2.6			
796 ± 1	21.6 ± 2.6			
799 ± 1	22.2 ± 2.7			
1190 ± 1	18.3 ± 2.6			
1600 ± 2	16.6 ± 2.4			
2530 ± 2	13.0 ± 1.7			

Fe-nat (p, 3pxn) Cr-48				cum
E ± ΔE [MeV]				

753 ± 2	51.0 ± 6.3	( 4)
754 ± 2	53.0 ± 6.5	( 3)
770 ± 1	45.2 ± 5.4	( 4)
792 ± 1	44.3 ± 5.3	( 8)
796 ± 1	44.4 ± 5.3	( 7)
799 ± 1	43.2 ± 5.2	( 6)
1190 ± 1	39.0 ± 4.7	( 4)
1600 ± 2	36.5 ± 4.4	( 9)
2530 ± 2	29.4 ± 3.6	( 4)

Fe-nat (p,2pxn)Mn-52m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	30.8 ± 2.8	( 5)		
103 ± 1	27.5 ± 2.5	( 5)		
120 ± 1	25.4 ± 2.3	( 3)		
123 ± 2	24.4 ± 2.2	( 12)		
130 ± 2	23.5 ± 2.1	( 9)		
135 ± 1	24.0 ± 2.2	( 6)		
152 ± 1	21.5 ± 1.9	( 9)		
158 ± 1	20.3 ± 1.8	( 14)		
177 ± 1	18.7 ± 1.7	( 11)		
325 ± 1	14.8 ± 1.8	( 6)		
327 ± 1	14.9 ± 1.8	( 8)		
328 ± 1	15.0 ± 1.8	( 4)		
329 ± 1	14.8 ± 1.8	( 4)		
396 ± 1	14.0 ± 1.7	( 19)		
398 ± 1	13.6 ± 1.6	( 6)		
398 ± 1	13.8 ± 1.7	( 12)		
399 ± 1	13.6 ± 1.6	( 15)		
567 ± 1	13.2 ± 1.6	( 2)		
592 ± 1	12.5 ± 1.5	( 5)		
596 ± 1	12.9 ± 1.6	( 9)		
599 ± 1	12.6 ± 1.5	( 7)		
770 ± 1	11.1 ± 1.3	( 3)		
792 ± 1	11.1 ± 1.3	( 5)		
796 ± 1	11.3 ± 1.4	( 6)		
799 ± 1	11.2 ± 1.3	( 6)		
1190 ± 1	9.94 ± 1.19	( 12)		
1600 ± 2	9.32 ± 1.12	( 15)		
2530 ± 2	6.88 ± 0.84	( 5)		

Fe-nat (p,2pxn)Mn-54				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	68.9 ± 6.2	( 7)		
103 ± 1	64.7 ± 5.8	( 8)		
120 ± 1	61.9 ± 5.6	( 6)		
123 ± 2	60.2 ± 5.4	( 6)		
130 ± 2	58.4 ± 5.2	( 6)		
135 ± 1	57.6 ± 5.2	( 6)		
152 ± 1	56.4 ± 5.1	( 5)		
158 ± 1	52.7 ± 4.7	( 6)		
177 ± 1	45.6 ± 4.1	( 6)		
325 ± 1	42.1 ± 5.1	( 10)		
327 ± 1	42.5 ± 5.1	( 9)		
328 ± 1	43.2 ± 5.2	( 9)		
329 ± 1	42.2 ± 5.1	( 11)		
396 ± 1	41.8 ± 5.0	( 11)		
398 ± 1	41.6 ± 5.0	( 7)		
398 ± 1	41.3 ± 5.0	( 11)		
399 ± 1	40.7 ± 4.9	( 7)		
546 ± 2	45.7 ± 5.5	( 3)		
548 ± 2	46.3 ± 5.6	( 3)		
567 ± 1	46.0 ± 5.5	( 7)		
592 ± 1	41.8 ± 5.0	( 7)		
596 ± 1	43.4 ± 5.2	( 7)		
599 ± 1	42.1 ± 5.1	( 10)		
753 ± 2	50.2 ± 6.1	( 4)		
754 ± 2	52.9 ± 6.4	( 3)		
770 ± 1	42.6 ± 5.1	( 6)		
792 ± 1	41.1 ± 4.9	( 6)		
796 ± 1	41.7 ± 5.0	( 6)		
799 ± 1	41.7 ± 5.0	( 4)		
1190 ± 1	38.5 ± 4.6	( 9)		
1190 ± 1	37.7 ± 4.5	( 2)		

1600 ± 2	38.0 ± 4.6	( 6)
2530 ± 2	31.3 ± 3.8	( 3)

Fe-nat (p,pxn)Fe-52m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	2.00 ± 0.19	( 2)		
103 ± 1	1.85 ± 0.18	( 3)		
120 ± 1	1.63 ± 0.17	( 2)		
123 ± 2	1.64 ± 0.16	( 2)		
130 ± 2	1.60 ± 0.16	( 2)		
135 ± 1	1.44 ± 0.15	( 2)		
152 ± 1	1.58 ± 0.20	( 2)		
158 ± 1	1.34 ± 0.13	( 2)		
177 ± 1	1.23 ± 0.12	( 2)		
325 ± 1	0.951 ± 0.120	( 4)		
327 ± 1	0.960 ± 0.119	( 3)		
328 ± 1	0.973 ± 0.120	( 3)		
329 ± 1	0.973 ± 0.121	( 2)		
396 ± 1	0.639 ± 0.152	( 2)		
398 ± 1	0.590 ± 0.119	( 1)		
398 ± 1	0.573 ± 0.119	( 2)		
399 ± 1	0.876 ± 0.145	( 1)		
2530 ± 2	0.285 ± 0.052	( 1)		

Fe-nat (p,pxn)Co-55				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	3.94 ± 0.40	( 3)		
103 ± 1	3.42 ± 0.34	( 3)		
120 ± 1	2.95 ± 0.29	( 2)		
123 ± 2	2.79 ± 0.27	( 4)		
130 ± 2	2.72 ± 0.27	( 4)		
135 ± 1	2.41 ± 0.25	( 2)		
152 ± 1	2.29 ± 0.25	( 5)		
158 ± 1	2.11 ± 0.21	( 6)		
177 ± 1	1.71 ± 0.17	( 4)		
325 ± 1	0.946 ± 0.133	( 4)		
327 ± 1	0.983 ± 0.132	( 5)		
329 ± 1	0.957 ± 0.127	( 4)		
396 ± 1	0.958 ± 0.146	( 3)		
398 ± 1	0.636 ± 0.116	( 3)		
398 ± 1	0.825 ± 0.186	( 1)		
399 ± 1	0.646 ± 0.133	( 4)		
2530 ± 2	0.286 ± 0.051	( 2)		

Fe-nat (p,pxn)Co-56				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	5.58 ± 0.50	( 7)		
103 ± 1	4.75 ± 0.43	( 8)		
120 ± 1	4.08 ± 0.37	( 9)		
123 ± 2	4.08 ± 0.37	( 6)		
130 ± 2	3.83 ± 0.34	( 7)		
135 ± 1	3.23 ± 0.29	( 7)		
152 ± 1	3.38 ± 0.30	( 5)		
158 ± 1	3.09 ± 0.28	( 9)		
177 ± 1	2.27 ± 0.21	( 8)		
325 ± 1	1.38 ± 0.17	( 8)		
327 ± 1	1.35 ± 0.16	( 8)		
328 ± 1	1.41 ± 0.17	( 8)		
329 ± 1	1.21 ± 0.15	( 8)		
396 ± 1	1.21 ± 0.15	( 5)		
398 ± 1	1.20 ± 0.15	( 3)		
398 ± 1	1.22 ± 0.15	( 8)		
399 ± 1	1.01 ± 0.12	( 11)		
546 ± 2	1.60 ± 0.19	( 4)		
548 ± 2	1.57 ± 0.19	( 4)		
567 ± 1	1.41 ± 0.18	( 3)		
592 ± 1	1.23 ± 0.15	( 3)		
596 ± 1	1.31 ± 0.16	( 4)		
599 ± 1	1.28 ± 0.15	( 5)		
753 ± 2	1.85 ± 0.23	( 3)		
754 ± 2	1.82 ± 0.22	( 3)		
770 ± 1	1.34 ± 0.17	( 2)		
792 ± 1	1.11 ± 0.13	( 4)		

796 ± 1	1.21 ± 0.15	( 6)
799 ± 1	1.19 ± 0.14	( 9)
1190 ± 1	1.18 ± 0.14	( 5)
1600 ± 2	1.26 ± 0.15	( 12)
2530 ± 2	0.998 ± 0.131	( 2)

Fe-nat (p,pxn)Co-57				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	0.244 ± 0.026	( 7)		
103 ± 1	0.237 ± 0.025	( 6)		
120 ± 1	0.213 ± 0.022	( 5)		
123 ± 2	0.234 ± 0.023	( 5)		
130 ± 2	0.229 ± 0.022	( 4)		
135 ± 1	0.142 ± 0.020	( 6)		
152 ± 1	0.216 ± 0.022	( 5)		
158 ± 1	0.214 ± 0.021	( 7)		
177 ± 1	0.123 ± 0.014	( 7)		
325 ± 1	0.148 ± 0.019	( 5)		
327 ± 1	0.138 ± 0.017	( 4)		
328 ± 1	0.152 ± 0.020	( 5)		
329 ± 1	0.116 ± 0.015	( 3)		
396 ± 1	0.169 ± 0.022	( 3)		
398 ± 1	0.158 ± 0.021	( 5)		
398 ± 1	0.169 ± 0.022	( 5)		
399 ± 1	0.114 ± 0.015	( 4)		
546 ± 2	0.305 ± 0.039	( 3)		
548 ± 2	0.318 ± 0.040	( 3)		
567 ± 1	0.427 ± 0.055	( 3)		
592 ± 1	0.267 ± 0.035	( 3)		
596 ± 1	0.255 ± 0.031	( 2)		
599 ± 1	0.257 ± 0.032	( 3)		
753 ± 2	0.409 ± 0.054	( 4)		
754 ± 2	0.440 ± 0.056	( 3)		
770 ± 1	0.467 ± 0.062	( 3)		
796 ± 1	0.287 ± 0.035	( 4)		
799 ± 1	0.295 ± 0.036	( 4)		
1190 ± 1	0.347 ± 0.042	( 6)		
1190 ± 1	0.355 ± 0.043	( 2)		
1600 ± 2	0.410 ± 0.050	( 8)		
2530 ± 2	0.410 ± 0.055	( 2)		

Fe-nat (p,pxn)Co-58m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
84.3 ± 1.3	0.0602 ± 0.0066	( 1)		
103 ± 1	0.0505 ± 0.0109	( 2)		
123 ± 2	0.0403 ± 0.0078	( 2)		
130 ± 2	0.0384 ± 0.0105	( 2)		
152 ± 1	0.0427 ± 0.0097	( 3)		
158 ± 1	0.0343 ± 0.0064	( 2)		
325 ± 1	0.0376 ± 0.0069	( 2)		
327 ± 1	0.0387 ± 0.0068	( 3)		
328 ± 1	0.0372 ± 0.0078	( 2)		
329 ± 1	0.0278 ± 0.0067	( 2)		
396 ± 1	0.0462 ± 0.0079	( 2)		
398 ± 1	0.0366 ± 0.0084	( 2)		
398 ± 1	0.0477 ± 0.0083	( 2)		
399 ± 1	0.0389 ± 0.0064	( 2)		
548 ± 2	0.0856 ± 0.0176	( 2)		
567 ± 1	0.161 ± 0.027	( 2)		
592 ± 1	0.0631 ± 0.0100	( 2)		
596 ± 1	0.0563 ± 0.0097	( 2)		
599 ± 1	0.0523 ± 0.0075	( 2)		
753 ± 2	0.0710 ± 0.0288	( 2)		
754 ± 2	0.0606 ± 0.0285	( 1)		
770 ± 1	0.193 ± 0.032	( 3)		
792 ± 1	0.0634 ± 0.0122	( 2)		
796 ± 1	0.0568 ± 0.0081	( 3)		
799 ± 1	0.0648 ± 0.0091	( 4)		
1190 ± 1	0.0664 ± 0.0098	( 5)		
1600 ± 2	0.0900 ± 0.0120	( 5)		
2530 ± 2	0.137 ± 0.044	( 2)		

## Anhang C.2 - Rubidium

Rb-nat (p,12pxn)Fe-59				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
575 ± 1	0.418 ± 0.063	( 9)		
777 ± 1	0.954 ± 0.140	( 8)		
962 ± 2	1.29 ± 0.18	( 11)		
1360 ± 2	1.52 ± 0.23	( 13)		
2560 ± 2	1.05 ± 0.17	( 10)		

Rb-nat (p,11pxn)Co-55				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
962 ± 2	0.196 ± 0.062	( 2)		
2560 ± 2	0.189 ± 0.040	( 3)		

Rb-nat (p,11pxn)Co-56				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
368 ± 1	0.0874 ± 0.0200	( 2)		
575 ± 1	0.464 ± 0.068	( 8)		
777 ± 1	1.22 ± 0.18	( 14)		
962 ± 2	1.82 ± 0.25	( 13)		

1360 ± 2	2.25 ± 0.32	( 9)
2560 ± 2	1.53 ± 0.22	( 10)

Rb-nat (p,11pxn)Co-57				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
575 ± 1	2.14 ± 0.29	( 1)		
777 ± 1	5.00 ± 0.71	( 8)		
962 ± 2	6.98 ± 0.92	( 6)		
1360 ± 2	8.59 ± 1.20	( 8)		
2560 ± 2	5.48 ± 0.77	( 8)		

Rb-nat (p,11pxn)Co-58m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
293 ± 1	0.280 ± 0.055	( 6)		
368 ± 1	0.715 ± 0.100	( 9)		
575 ± 1	3.41 ± 0.45	( 10)		
777 ± 1	7.54 ± 1.10	( 9)		
962 ± 2	10.2 ± 1.3	( 9)		
1360 ± 2	11.7 ± 1.6	( 9)		
2560 ± 2	7.48 ± 1.10	( 8)		

Rb-nat (p,11pxn)Co-60m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			

Rb-nat (p, 7pxn) Ga-66 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
962 ± 2	9.79 ± 1.40	( 2)
1360 ± 2	8.52 ± 2.00	( 3)
2560 ± 2	4.01 ± 0.63	( 2)

Rb-nat (p, 7pxn) Ga-67 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
168 ± 1	0.441 ± 0.071	( 2)
210 ± 2	2.71 ± 0.47	( 6)
293 ± 1	4.52 ± 0.75	( 4)
368 ± 1	7.42 ± 1.00	( 3)
575 ± 1	15.0 ± 2.0	( 3)
777 ± 1	21.2 ± 3.1	( 3)
962 ± 2	20.3 ± 2.9	( 3)
1360 ± 2	18.5 ± 2.6	( 14)
2560 ± 2	9.24 ± 1.30	( 8)

Rb-nat (p, 6pxn) Ge-69 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
168 ± 1	0.854 ± 0.110	( 2)
210 ± 2	3.54 ± 0.62	( 4)
293 ± 1	4.98 ± 0.70	( 5)
368 ± 1	7.29 ± 0.96	( 3)
575 ± 1	12.9 ± 1.7	( 3)
777 ± 1	15.4 ± 2.2	( 3)
962 ± 2	13.5 ± 1.9	( 5)
1360 ± 2	11.8 ± 1.7	( 3)
2560 ± 2	5.87 ± 0.89	( 4)

Rb-nat (p, 5pxn) As-71 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
124 ± 1	0.703 ± 0.085	( 4)
130 ± 1	1.10 ± 0.13	( 4)
141 ± 2	1.55 ± 0.15	( 7)
168 ± 1	2.63 ± 0.24	( 3)
210 ± 2	7.36 ± 1.10	( 6)
293 ± 1	9.48 ± 1.30	( 6)
368 ± 1	12.0 ± 1.6	( 6)
575 ± 1	17.1 ± 2.3	( 8)
777 ± 1	18.7 ± 2.7	( 8)
962 ± 2	17.1 ± 2.3	( 5)
1360 ± 2	13.4 ± 1.9	( 7)
2560 ± 2	6.65 ± 0.95	( 10)

Rb-nat (p, 5pxn) As-72 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
168 ± 1	4.77 ± 0.59	( 4)
210 ± 2	10.2 ± 2.2	( 3)
293 ± 1	12.3 ± 1.9	( 5)
368 ± 1	15.4 ± 2.2	( 2)
575 ± 1	22.4 ± 3.5	( 3)
777 ± 1	23.0 ± 3.6	( 2)
962 ± 2	22.7 ± 3.2	( 3)
1360 ± 2	15.5 ± 2.4	( 3)
2560 ± 2	9.41 ± 1.40	( 4)

Rb-nat (p, 5pxn) As-73 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
108 ± 1	2.55 ± 0.28	
111 ± 2	3.53 ± 0.39	
141 ± 2	5.06 ± 0.59	
168 ± 1	8.06 ± 0.87	
293 ± 1	20.4 ± 2.6	
575 ± 1	26.1 ± 3.5	
962 ± 2	26.3 ± 3.9	
1360 ± 2	19.0 ± 3.5	
2560 ± 2	9.68 ± 1.80	

Rb-nat (p, 5pxn) As-73 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
89.0 ± 1.4	0.680 ± 0.100	( 3)
99.9 ± 1.2	2.44 ± 0.27	( 2)
108 ± 1	3.54 ± 0.38	( 4)
111 ± 2	4.57 ± 0.52	( 4)
130 ± 1	5.64 ± 0.65	( 4)
141 ± 2	7.80 ± 0.76	( 5)
168 ± 1	12.3 ± 1.1	( 5)
210 ± 2	20.6 ± 3.2	( 4)
293 ± 1	30.1 ± 4.2	( 5)
368 ± 1	33.0 ± 4.3	( 3)
575 ± 1	39.1 ± 5.2	( 6)
777 ± 1	41.5 ± 5.8	( 7)
962 ± 2	38.8 ± 5.1	( 4)
1360 ± 2	31.8 ± 4.4	( 5)
2560 ± 2	13.6 ± 1.9	( 5)

Rb-nat (p, 5pxn) As-74 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
89.0 ± 1.4	1.14 ± 0.12	( 3)
99.9 ± 1.2	1.37 ± 0.14	( 5)
108 ± 1	1.49 ± 0.16	( 4)
111 ± 2	1.61 ± 0.15	( 7)
124 ± 1	2.19 ± 0.24	( 5)
130 ± 1	2.71 ± 0.30	( 6)
141 ± 2	3.30 ± 0.30	( 6)
168 ± 1	4.50 ± 0.41	( 4)
210 ± 2	7.52 ± 1.10	( 8)
293 ± 1	9.12 ± 1.30	( 10)
368 ± 1	10.9 ± 1.4	( 8)
575 ± 1	13.7 ± 1.8	( 10)
777 ± 1	14.9 ± 2.1	( 9)

962 ± 2	13.4 ± 1.8	( 14)
1360 ± 2	10.5 ± 1.5	( 6)
2560 ± 2	5.94 ± 0.84	( 5)

Rb-nat (p, 4pxn) Se-72 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
111 ± 2	0.270 ± 0.028	( 2)
130 ± 1	0.358 ± 0.040	( 1)
141 ± 2	0.709 ± 0.072	( 3)
168 ± 1	1.44 ± 0.14	( 3)
210 ± 2	2.87 ± 0.42	( 3)
293 ± 1	4.48 ± 0.64	( 3)
368 ± 1	4.63 ± 0.64	( 8)
575 ± 1	5.85 ± 0.84	( 8)
777 ± 1	6.15 ± 0.88	( 11)
962 ± 2	5.72 ± 0.80	( 4)
1360 ± 2	4.81 ± 0.68	( 5)
2560 ± 2	1.76 ± 0.26	( 4)

Rb-nat (p, 4pxn) Se-73m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
108 ± 1	0.982 ± 0.150	( 2)
111 ± 2	1.02 ± 0.17	( 1)
124 ± 1	1.19 ± 0.29	( 1)
141 ± 2	2.73 ± 0.32	( 3)
168 ± 1	4.21 ± 0.46	( 3)
293 ± 1	9.62 ± 1.50	( 2)
575 ± 1	12.8 ± 2.1	( 2)
962 ± 2	12.4 ± 1.7	( 3)
1360 ± 2	12.7 ± 2.4	( 2)
2560 ± 2	3.87 ± 0.58	( 4)

Rb-nat (p, 4pxn) Se-75 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
89.0 ± 1.4	2.12 ± 0.23	( 14)
99.9 ± 1.2	4.33 ± 0.43	( 24)
108 ± 1	8.64 ± 0.89	( 36)
111 ± 2	11.5 ± 1.0	( 31)
124 ± 1	15.0 ± 1.6	( 24)
130 ± 1	16.5 ± 1.8	( 32)
141 ± 2	17.8 ± 1.6	( 20)
168 ± 1	22.0 ± 2.0	( 19)
210 ± 2	31.1 ± 4.4	( 24)
293 ± 1	33.7 ± 4.6	( 16)
368 ± 1	36.3 ± 4.7	( 28)
575 ± 1	37.4 ± 4.9	( 25)
777 ± 1	37.6 ± 5.3	( 19)
962 ± 2	32.5 ± 4.3	( 16)
1360 ± 2	25.1 ± 3.5	( 20)
2560 ± 2	13.9 ± 2.0	( 19)

Rb-nat (p, 3pxn) Br-76m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
99.9 ± 1.2	9.43 ± 0.81	( 6)
108 ± 1	11.5 ± 1.0	( 8)
168 ± 1	16.4 ± 1.3	( 12)
211 ± 2	20.0 ± 3.1	( 6)
293 ± 1	21.9 ± 2.9	( 9)
575 ± 1	22.7 ± 3.0	( 9)
962 ± 2	18.1 ± 2.4	( 8)
1360 ± 2	15.3 ± 2.2	( 9)
2560 ± 2	7.17 ± 1.00	( 9)

Rb-nat (p, 3pxn) Br-77m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
81.6 ± 1.5	13.8 ± 1.5	( 6)
89.0 ± 1.4	19.4 ± 2.1	( 3)
99.9 ± 1.2	17.7 ± 1.8	( 5)
111 ± 2	19.5 ± 1.8	( 5)
124 ± 1	23.4 ± 2.6	( 4)
130 ± 1	25.4 ± 2.7	( 3)
141 ± 2	26.9 ± 2.4	( 6)
168 ± 1	29.5 ± 2.7	( 5)
210 ± 2	34.2 ± 5.1	( 16)
293 ± 1	33.0 ± 4.5	( 8)
368 ± 1	32.0 ± 4.2	( 5)
575 ± 1	29.5 ± 3.9	( 5)
777 ± 1	29.0 ± 4.1	( 5)
962 ± 2	25.8 ± 3.5	( 4)
1360 ± 2	19.2 ± 2.8	( 10)
2560 ± 2	10.6 ± 1.6	( 9)

Rb-nat (p, 3pxn) Br-82m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
210 ± 2	3.82 ± 0.57	( 6)
293 ± 1	3.78 ± 0.52	( 9)
368 ± 1	3.96 ± 0.53	( 9)
575 ± 1	4.96 ± 0.68	( 4)
777 ± 1	5.39 ± 0.77	( 3)
962 ± 2	5.58 ± 0.76	( 4)
1360 ± 2	4.44 ± 0.65	( 12)
2560 ± 2	3.39 ± 0.49	( 8)

Rb-nat (p, 2pxn) Kr-76 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
89.0 ± 1.4	0.522 ± 0.098	( 2)
99.9 ± 1.2	0.939 ± 0.150	( 3)
108 ± 1	1.00 ± 0.13	( 2)
111 ± 2	1.07 ± 0.17	( 2)
141 ± 2	1.48 ± 0.19	( 3)

168 ± 1	1.78 ± 0.21	( 3)
210 ± 2	2.57 ± 0.69	( 2)
293 ± 1	2.52 ± 0.40	( 3)
575 ± 1	1.80 ± 0.42	( 3)
962 ± 2	1.61 ± 0.29	( 2)
1360 ± 2	0.819 ± 0.300	( 2)
2560 ± 2	0.492 ± 0.110	( 4)

Rb-nat (p, 2pxn) Kr-79m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
53.0 ± 7.0	29.2 ± 3.8	( 6)
81.6 ± 1.5	19.0 ± 2.1	( 6)
89.0 ± 1.4	34.7 ± 3.7	( 6)
99.9 ± 1.2	44.0 ± 4.3	( 6)
108 ± 1	47.0 ± 4.8	( 4)
111 ± 2	46.6 ± 4.3	( 6)
124 ± 1	48.2 ± 5.4	( 8)
130 ± 1	49.8 ± 5.4	( 2)
141 ± 2	47.2 ± 4.4	( 5)
168 ± 1	43.7 ± 4.0	( 9)
210 ± 2	43.2 ± 6.3	( 13)
293 ± 1	38.7 ± 5.3	( 3)
368 ± 1	34.0 ± 4.5	( 9)
575 ± 1	29.1 ± 4.0	( 10)
777 ± 1	26.7 ± 3.8	( 3)
962 ± 2	23.6 ± 3.4	( 8)
1360 ± 2	18.3 ± 2.7	( 10)
2560 ± 2	10.3 ± 1.5	( 4)

Rb-nat (p, pxn) Rb-81m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
53.0 ± 7.0	54.6 ± 7.8	( 2)
81.6 ± 1.5	105 ± 12	( 3)
89.0 ± 1.4	116 ± 13	( 4)
99.9 ± 1.2	89.8 ± 9.2	( 3)
108 ± 1	84.9 ± 8.8	( 3)
130 ± 1	72.4 ± 7.9	( 2)

Rb-nat (p, pxn) Rb-82m ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
53.0 ± 7.0	117 ± 19	( 3)
81.6 ± 1.5	70.6 ± 11.0	( 2)
89.0 ± 1.4	92.2 ± 15.0	( 1)
99.9 ± 1.2	52.5 ± 9.2	( 2)
108 ± 1	48.4 ± 8.1	( 1)
111 ± 2	68.6 ± 11.0	( 1)
130 ± 1	39.4 ± 6.8	( 1)
141 ± 2	44.4 ± 11.0	( 2)

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 6.3h.

Rb-nat (p, pxn) Rb-83 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
53.0 ± 7.0	170 ± 28	
81.6 ± 1.5	143 ± 17	
89.0 ± 1.4	128 ± 15	
99.9 ± 1.2	115 ± 12	
108 ± 1	113 ± 12	
111 ± 2	105 ± 10	
124 ± 1	102 ± 12	
130 ± 1	96.1 ± 11.0	
141 ± 2	90.2 ± 8.5	
168 ± 1	78.2 ± 7.4	
210 ± 2	63.5 ± 9.2	
293 ± 1	56.6 ± 8.0	
368 ± 1	51.1 ± 6.8	
575 ± 1	43.9 ± 5.9	
777 ± 1	43.6 ± 6.3	
962 ± 2	40.2 ± 5.4	
1360 ± 2	34.7 ± 4.9	
2560 ± 2	23.9 ± 3.4	

Rb-nat (p, pxn) Rb-83 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
53.0 ± 7.0	262 ± 34	( 21)
81.6 ± 1.5	188 ± 20	( 15)
89.0 ± 1.4	165 ± 17	( 18)
99.9 ± 1.2	146 ± 14	( 21)
108 ± 1	141 ± 14	( 12)
111 ± 2	131 ± 12	( 15)
124 ± 1	125 ± 14	( 15)
130 ± 1	118 ± 13	( 22)
141 ± 2	109 ± 10	( 18)
168 ± 1	93.6 ± 8.4	( 15)
210 ± 2	74.1 ± 10.0	( 16)
293 ± 1	65.2 ± 8.8	( 17)
368 ± 1	57.8 ± 7.5	( 18)
575 ± 1	48.4 ± 6.3	( 15)
777 ± 1	47.4 ± 6.6	( 12)
962 ± 2	43.6 ± 5.8	( 15)

141	± 2	95.7	± 8.6	( 8)
168	± 1	83.1	± 7.5	( 10)
210	± 2	72.0	± 9.9	( 9)
293	± 1	66.5	± 9.0	( 7)
368	± 1	62.7	± 8.2	( 11)
575	± 1	63.6	± 8.3	( 7)
777	± 1	64.4	± 9.0	( 9)
962	± 2	59.4	± 7.8	( 8)
1360	± 2	52.9	± 7.4	( 11)
2560	± 2	38.1	± 5.4	( 12)

Rb-nat (p,pxn)Rb-86m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
53.0 ± 7.0	48.1	± 6.3	( 5)		
81.6 ± 1.5	37.5	± 4.0	( 4)		
89.0 ± 1.4	36.1	± 3.8	( 4)		
99.9 ± 1.2	33.3	± 3.2	( 5)		
108 ± 1	32.1	± 3.3	( 5)		
111 ± 2	32.4	± 2.9	( 5)		
124 ± 1	28.8	± 3.1	( 4)		
130 ± 1	28.5	± 3.1	( 6)		
141 ± 2	28.4	± 2.6	( 6)		
168 ± 1	24.6	± 2.3	( 6)		
210 ± 2	22.1	± 3.3	( 7)		
293 ± 1	20.8	± 2.9	( 9)		
368 ± 1	19.9	± 2.6	( 4)		
575 ± 1	20.5	± 2.7	( 6)		
777 ± 1	21.9	± 3.1	( 4)		
962 ± 2	20.5	± 2.8	( 6)		
1360 ± 2	18.4	± 2.6	( 6)		
2560 ± 2	12.4	± 1.9	( 6)		

Rb-nat (p,xn)Sr-82					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
53.0 ± 7.0	101	± 13	( 5)		
81.6 ± 1.5	32.2	± 3.5	( 6)		
89.0 ± 1.4	26.1	± 2.8	( 5)		
99.9 ± 1.2	21.6	± 2.1	( 5)		
108 ± 1	18.9	± 2.0	( 5)		
111 ± 2	17.1	± 1.6	( 5)		
124 ± 1	15.3	± 1.7	( 6)		
130 ± 1	14.2	± 1.6	( 7)		
141 ± 2	12.9	± 1.2	( 4)		
168 ± 1	10.2	± 1.0	( 4)		
210 ± 2	6.77	± 1.10	( 4)		
293 ± 1	5.90	± 0.86	( 4)		
368 ± 1	4.60	± 0.63	( 6)		
575 ± 1	3.25	± 0.49	( 4)		
777 ± 1	2.49	± 0.37	( 6)		
962 ± 2	2.41	± 0.44	( 3)		
1360 ± 2	1.44	± 0.28	( 4)		
2560 ± 2	0.886	± 0.150	( 2)		

141	± 2	18.9	± 1.7	( 7)
168	± 1	15.2	± 1.4	( 10)
210	± 2	10.4	± 1.5	( 8)
293	± 1	8.38	± 1.20	( 8)
368	± 1	6.54	± 0.90	( 4)
575	± 1	4.41	± 0.65	( 6)
777	± 1	3.66	± 0.63	( 3)
962	± 2	3.27	± 0.51	( 6)
1360	± 2	2.54	± 0.41	( 7)
2560	± 2	1.67	± 0.28	( 7)

Rb-nat (p,xn)Sr-85m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
53.0 ± 7.0	48.9	± 6.4	( 3)		
81.6 ± 1.5	23.6	± 2.5	( 3)		
89.0 ± 1.4	21.1	± 2.2	( 3)		
99.9 ± 1.2	18.0	± 1.7	( 2)		
108 ± 1	17.0	± 1.7	( 3)		
111 ± 2	16.0	± 1.4	( 2)		
124 ± 1	14.8	± 1.6	( 2)		
130 ± 1	13.8	± 1.5	( 3)		
141 ± 2	12.6	± 1.2	( 3)		
168 ± 1	10.4	± 0.9	( 3)		
210 ± 2	10.5	± 1.5	( 3)		
293 ± 1	6.20	± 0.84	( 2)		
368 ± 1	6.49	± 0.87	( 3)		
777 ± 1	5.03	± 0.74	( 4)		
962 ± 2	4.39	± 0.59	( 3)		
1360 ± 2	3.86	± 0.55	( 2)		

Rb-nat (p,xn)Sr-83m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
53.0 ± 7.0	90.2	± 12.0	( 8)		
81.6 ± 1.5	43.9	± 4.7	( 6)		
89.0 ± 1.4	35.8	± 3.8	( 6)		
99.9 ± 1.2	29.7	± 2.9	( 6)		
108 ± 1	26.7	± 2.7	( 7)		
111 ± 2	24.5	± 2.3	( 4)		
124 ± 1	22.2	± 2.6	( 7)		
130 ± 1	21.2	± 2.3	( 5)		

## Anhang C.3 - Tantal

Ta-nat (p,70pxn)Be-7					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.743	± 0.202	( 4)		
765 ± 1	1.13	± 0.28	( 4)		
986 ± 1	1.08	± 0.15	( 2)		
1180 ± 1	2.52	± 0.39	( 5)		
1380 ± 1	3.26	± 0.45	( 4)		
1570 ± 1	3.69	± 0.56	( 4)		
2580 ± 1	8.50	± 1.18	( 7)		

Ta-nat (p,63pxn)Na-22					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
765 ± 1	0.158	± 0.049	( 2)		
986 ± 1	0.120	± 1.216	( 2)		
1380 ± 1	0.512	± 1.187	( 4)		
2580 ± 1	0.716	± 3.504	( 3)		

Ta-nat (p,63pxn)Na-24					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
2580 ± 1	3.76	± 0.57	( 3)		

Ta-nat (p,62pxn)Mg-28					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
2580 ± 1	1.02	± 0.24	( 3)		

Ta-nat (p,53pxn)Sc-46m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
986 ± 1	0.256	± 0.438	( 3)		
1180 ± 1	0.478	± 0.069	( 3)		
1380 ± 1	0.607	± 0.383	( 7)		
1570 ± 1	0.706	± 0.710	( 9)		
2580 ± 1	1.72	± 0.62	( 8)		

Ta-nat (p,51pxn)V-48					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
986 ± 1	0.0516	± 0.0081	( 3)		
1180 ± 1	0.0948	± 0.0188	( 5)		
1380 ± 1	0.159	± 0.023	( 6)		
1570 ± 1	0.177	± 0.039	( 3)		
2580 ± 1	0.540	± 0.083	( 9)		

Ta-nat (p,49pxn)Mn-52m+g					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
986 ± 1	0.0932	± 0.0160	( 4)		
1180 ± 1	0.108	± 0.033	( 4)		
1380 ± 1	0.0876	± 0.0185	( 5)		
1570 ± 1	0.120	± 0.024	( 2)		
2580 ± 1	0.283	± 0.056	( 2)		

Ta-nat (p,49pxn)Mn-54					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.138	± 0.436	( 6)		
765 ± 1	0.224	± 0.413	( 6)		
986 ± 1	0.331	± 0.237	( 6)		
1180 ± 1	0.469	± 0.306	( 10)		
1380 ± 1	0.630	± 0.166	( 5)		
1570 ± 1	0.784	± 0.262	( 8)		
2580 ± 1	1.76	± 0.42	( 7)		

Ta-nat (p,48pxn)Fe-59					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.141	± 0.036	( 3)		
765 ± 1	0.252	± 0.047	( 5)		
986 ± 1	0.330	± 0.044	( 11)		
1180 ± 1	0.372	± 0.050	( 4)		
1380 ± 1	0.479	± 0.065	( 14)		
1570 ± 1	0.505	± 0.068	( 8)		
2580 ± 1	0.840	± 0.124	( 12)		

Ta-nat (p,47pxn)Co-56					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
986 ± 1	0.0287	± 0.0071	( 3)		
1180 ± 1	0.0446	± 0.0164	( 4)		
1380 ± 1	0.0493	± 0.0113	( 8)		
1570 ± 1	0.0837	± 0.0150	( 3)		
2580 ± 1	0.158	± 0.040	( 6)		

Ta-nat (p,47pxn)Co-57					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
1380 ± 1	0.268	± 0.034	( 3)		
1570 ± 1	0.304	± 0.041	( 4)		
2580 ± 1	0.692	± 0.096	( 4)		

Ta-nat (p,47pxn)Co-58m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
986 ± 1	0.302	± 0.076	( 2)		
1180 ± 1	0.357	± 0.104	( 5)		
1380 ± 1	0.592	± 0.088	( 3)		
1570 ± 1	0.658	± 0.124	( 6)		
2580 ± 1	1.41	± 0.23	( 4)		

Ta-nat (p,47pxn)Co-60m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.211	± 0.058	( 5)		
765 ± 1	0.308	± 0.086	( 8)		
986 ± 1	0.436	± 0.060	( 6)		
1180 ± 1	0.531	± 0.097	( 7)		
1380 ± 1	0.709	± 0.098	( 5)		
1570 ± 1	0.783	± 0.120	( 10)		
2580 ± 1	1.40	± 0.23	( 14)		

Ta-nat (p,44pxn)Zn-65					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.277	± 0.347	( 4)		
765 ± 1	0.333	± 0.332	( 5)		
986 ± 1	0.466	± 0.191	( 3)		
1180 ± 1	0.625	± 0.249	( 6)		
1380 ± 1	0.743	± 0.146	( 3)		
1570 ± 1	1.04	± 0.23	( 5)		
2580 ± 1	1.79	± 0.36	( 5)		

Ta-nat (p,41pxn)As-74					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
765 ± 1	0.377	± 0.064	( 3)		
986 ± 1	0.436	± 0.055	( 3)		
1180 ± 1	0.578	± 0.083	( 6)		
1380 ± 1	0.671	± 0.086	( 7)		
1570 ± 1	0.764	± 0.101	( 6)		
2580 ± 1	1.26	± 0.17	( 5)		

Ta-nat (p,40pxn)Se-75					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
561 ± 1	0.199	± 0.042	( 3)		
765 ± 1	0.328	± 0.053	( 5)		
986 ± 1	0.496	± 0.069	( 3)		
1180 ± 1	0.671	± 0.091	( 7)		
1380 ± 1	0.877	± 0.113	( 5)		
1570 ± 1	1.06	± 0.13	( 10)		
2580 ± 1	2.43	± 0.31	( 7)		

Ta-nat (p,37pxn)Rb-83					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
256 ± 1	0.0597	± 0.0159	( 2)		
337 ± 2	0.170	± 0.033	( 3)		
561 ± 1	0.390	± 0.072	( 4)		
765 ± 1	0.564	± 0.111	( 8)		
986 ± 1	0.777	± 0.103	( 10)		
1180 ± 1	1.05	± 0.15	( 10)		
1380 ± 1	1.26	± 0.16	( 11)		
1570 ± 1	1.55	± 0.20	( 15)		
2580 ± 1	3.56	± 0.47	( 12)		

Ta-nat (p,37pxn)Rb-84m+g					ind
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
256 ± 1	0.101	± 0.019	( 2)		
258 ± 2	0.192	± 0.049	( 6)		
337 ± 2	0.224	± 0.033	( 2)		
561 ± 1	0.322	± 0.053	( 4)		
765 ± 1	0.375	± 0.061	( 6)		
986 ± 1	0.454	± 0.059	( 4)		
1180 ± 1	0.560	± 0.078	( 5)		
1380 ± 1	0.576	± 0.077	( 3)		
1570 ± 1	0.670	± 0.094	( 7)		
2580 ± 1	1.16	± 0.16	( 6)		

Ta-nat (p,36pxn)Sr-82					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
1180 ± 1	0.465	± 0.121	( 2)		
2580 ± 1	0.866	± 0.196	( 3)		

Ta-nat (p,36pxn)Sr-85m+g					cum
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]			
258 ± 2	0.129	± 0.030	( 4)		
337 ± 2	0.163	± 0.026	( 7)		
561 ± 1	0.426	± 0.062	( 3)		
765 ± 1	0.660	± 0.090	( 4)		
986 ± 1	0.839	± 0.105			

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
129 ± 2	0.0101 ± 0.0022 ( 2)
137 ± 2	0.0201 ± 0.0034 ( 3)
148 ± 1	0.0254 ± 0.0036 ( 3)
156 ± 1	0.0267 ± 0.0040 ( 3)
164 ± 1	0.0409 ± 0.0058 ( 3)
167 ± 1	0.0374 ± 0.0049 ( 3)
172 ± 1	0.0443 ± 0.0056 ( 4)
256 ± 1	0.126 ± 0.018 ( 4)
258 ± 2	0.136 ± 0.028 ( 4)
337 ± 2	0.213 ± 0.030 ( 5)
561 ± 1	0.621 ± 0.122 ( 3)
765 ± 1	0.962 ± 0.142 ( 4)

Ta-nat (p, 35pxn) Y-88 ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.452 ± 0.086 ( 12)
1180 ± 1	0.568 ± 0.138 ( 9)
1390 ± 1	0.646 ± 0.152 ( 15)
1570 ± 1	0.701 ± 0.203 ( 6)
2590 ± 1	1.35 ± 0.53 ( 15)

Ta-nat (p, 34pxn) Zr-88 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.369 ± 0.047 ( 6)
1180 ± 1	0.502 ± 0.067 ( 8)
1380 ± 1	0.713 ± 0.091 ( 10)
1570 ± 1	0.925 ± 0.119 ( 7)
2580 ± 1	2.77 ± 0.35 ( 6)

Ta-nat (p, 34pxn) Zr-89m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
765 ± 1	0.462 ± 0.071 ( 4)
986 ± 1	0.640 ± 0.087 ( 4)
1180 ± 1	0.759 ± 0.113 ( 3)
1380 ± 1	1.12 ± 0.15 ( 5)
1570 ± 1	1.26 ± 0.17 ( 7)
2580 ± 1	3.72 ± 0.49 ( 6)

Ta-nat (p, 31pxn) Tc-96m+g ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.129 ± 0.062 ( 3)
986 ± 1	0.318 ± 0.132 ( 3)
1380 ± 1	0.596 ± 0.114 ( 3)
1570 ± 1	0.724 ± 0.115 ( 19)

Ta-nat (p, 30pxn) Ru-103 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
1380 ± 1	0.173 ± 0.029 ( 3)

Ta-nat (p, 29pxn) Rh-101m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
2580 ± 1	0.883 ± 0.118 ( 2)

Ta-nat (p, 29pxn) Rh-102m ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
1570 ± 1	0.395 ± 0.090 ( 3)
2580 ± 1	0.981 ± 0.245 ( 5)

Ta-nat (p, 29pxn) Rh-102g ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.185 ± 0.046 ( 2)
765 ± 1	0.182 ± 0.050 ( 2)
1180 ± 1	0.294 ± 0.050 ( 3)

Ta-nat (p, 27pxn) Ag-105m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.426 ± 25.840 ( 4)
1380 ± 1	1.15 ± 0.16 ( 9)
1570 ± 1	1.73 ± 0.23 ( 11)
2580 ± 1	5.39 ± 0.71 ( 14)

Ta-nat (p, 27pxn) Ag-106m ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.239 ± 0.057 ( 6)
1380 ± 1	0.494 ± 0.079 ( 11)
1570 ± 1	0.727 ± 0.124 ( 3)
2580 ± 1	1.88 ± 0.28 ( 22)

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 8.3 d.

Ta-nat (p, 27pxn) Ag-110m ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.0470 ± 0.0094 ( 5)
1380 ± 1	0.0704 ± 0.0173 ( 3)
1570 ± 1	0.102 ± 0.021 ( 8)
2580 ± 1	0.182 ± 0.043 ( 7)

Ta-nat (p, 25pxn) In-111m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
1180 ± 1	0.854 ± 0.124 ( 4)
1380 ± 1	1.98 ± 0.26 ( 5)
1570 ± 1	2.61 ± 0.38 ( 3)
2580 ± 1	7.55 ± 0.94 ( 7)

Ta-nat (p, 24pxn) Sn-113m+g cum	
---------------------------------	--

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.496 ± 0.065 ( 6)
1180 ± 1	1.09 ± 0.15 ( 8)
1380 ± 1	2.25 ± 0.28 ( 9)
1570 ± 1	3.37 ± 0.43 ( 12)
2580 ± 1	7.85 ± 0.99 ( 10)

Ta-nat (p, 22pxn) Te-119m ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.352 ± 0.059 ( 4)
1380 ± 1	0.843 ± 0.135 ( 5)

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 4.7 d.

Ta-nat (p, 22pxn) Te-119g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
2580 ± 1	11.0 ± 1.5 ( 6)

Ta-nat (p, 22pxn) Te-121m ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	0.106 ± 0.017 ( 4)
1180 ± 1	0.170 ± 0.028 ( 3)
1380 ± 1	0.320 ± 0.042 ( 5)
1570 ± 1	0.380 ± 0.053 ( 6)
2580 ± 1	0.614 ± 0.089 ( 9)

Ta-nat (p, 20pxn) Xe-127m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
765 ± 1	1.05 ± 0.15 ( 3)
986 ± 1	3.30 ± 0.42 ( 16)
1180 ± 1	6.11 ± 0.77 ( 20)
1380 ± 1	10.2 ± 1.3 ( 30)
1570 ± 1	13.0 ± 1.6 ( 33)
2580 ± 1	15.9 ± 2.0 ( 24)

Ta-nat (p, 19pxn) Cs-129 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	6.33 ± 0.86 ( 5)
1180 ± 1	12.0 ± 1.7 ( 5)
1380 ± 1	15.0 ± 2.0 ( 5)
2580 ± 1	18.5 ± 2.4 ( 8)

Ta-nat (p, 18pxn) Ba-128 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	2.79 ± 0.46 ( 4)
1180 ± 1	4.66 ± 0.93 ( 3)
1380 ± 1	9.31 ± 1.25 ( 3)
1570 ± 1	10.3 ± 1.4 ( 3)
2580 ± 1	15.6 ± 2.1 ( 9)

Ta-nat (p, 18pxn) Ba-131m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.415 ± 0.165 ( 3)
765 ± 1	1.88 ± 0.56 ( 5)
986 ± 1	4.72 ± 0.59 ( 11)
1180 ± 1	7.83 ± 1.03 ( 10)
1380 ± 1	12.9 ± 1.6 ( 12)
1570 ± 1	15.2 ± 1.9 ( 17)
2580 ± 1	15.0 ± 2.0 ( 3)

Ta-nat (p, 18pxn) Ba-133m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.406 ± 0.131 ( 1)
765 ± 1	1.80 ± 0.35 ( 5)
986 ± 1	6.63 ± 0.84 ( 10)
1180 ± 1	10.7 ± 1.4 ( 13)
1380 ± 1	15.7 ± 2.0 ( 14)
1570 ± 1	17.8 ± 2.3 ( 24)
2580 ± 1	17.0 ± 2.2 ( 12)

Ta-nat (p, 16pxn) Ce-134 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
1180 ± 1	12.5 ± 3.3 ( 7)
1570 ± 1	18.1 ± 3.2 ( 5)
2580 ± 1	14.5 ± 2.8 ( 2)

Ta-nat (p, 16pxn) Ce-135m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
986 ± 1	8.58 ± 1.20 ( 5)
1380 ± 1	18.4 ± 2.6 ( 6)
2580 ± 1	16.4 ± 2.3 ( 4)

Ta-nat (p, 16pxn) Ce-139m+g cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	1.15 ± 0.15 ( 7)
765 ± 1	5.90 ± 0.72 ( 12)
986 ± 1	14.0 ± 1.7 ( 13)
1180 ± 1	19.2 ± 2.3 ( 15)
1380 ± 1	22.9 ± 2.8 ( 12)
1570 ± 1	23.8 ± 2.9 ( 18)
2580 ± 1	19.4 ± 2.4 ( 13)

Ta-nat (p, 13pxn) Fm-143 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	1.85 ± 0.45 ( 3)
765 ± 1	9.23 ± 1.23 ( 3)
986 ± 1	19.1 ± 2.3 ( 9)

1180 ± 1	23.2 ± 2.9 ( 8)
1380 ± 1	25.2 ± 3.1 ( 6)
1570 ± 1	24.9 ± 3.0 ( 11)
2580 ± 1	18.0 ± 2.3 ( 7)

Ta-nat (p, 13pxn) Pm-144 ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.116 ± 0.026 ( 3)
765 ± 1	0.236 ± 0.043 ( 4)
986 ± 1	0.483 ± 0.062 ( 5)
1180 ± 1	0.543 ± 0.081 ( 3)
1380 ± 1	0.660 ± 0.086 ( 3)
1570 ± 1	0.670 ± 0.092 ( 9)
2580 ± 1	0.543 ± 0.090 ( 8)

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-145 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
337 ± 2	0.171 ± 0.029 ( 4)
561 ± 1	4.87 ± 0.61 ( 8)
765 ± 1	13.3 ± 1.7 ( 12)
986 ± 1	19.9 ± 2.5 ( 15)
1180 ± 1	24.1 ± 3.1 ( 33)
1380 ± 1	24.2 ± 3.1 ( 26)
1570 ± 1	23.4 ± 3.0 ( 49)
2580 ± 1	16.2 ± 2.2 ( 25)

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-146 ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	1.34 ± 1.50 ( 5)
765 ± 1	3.33 ± 3.48 ( 6)
986 ± 1	5.26 ± 5.02 ( 2)
1180 ± 1	5.15 ± 5.64 ( 4)
1390 ± 1	5.40 ± 5.32 ( 4)
1570 ± 1	12.3 ± 30.6 ( 5)
2590 ± 1	4.13 ± 3.57 ( 8)

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-147 ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	0.299 ± 0.210
765 ± 1	0.898 ± 0.513
1570 ± 1	1.21 ± 1.01
2580 ± 1	2.54 ± 1.07

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-147 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
337 ± 2	0.520 ± 0.139 ( 4)
561 ± 1	10.1 ± 1.3 ( 18)
765 ± 1	23.1 ± 3.0 ( 35)
986 ± 1	31.1 ± 3.8 ( 21)
1180 ± 1	34.2 ± 4.3 ( 44)
1380 ± 1	32.7 ± 4.0 ( 25)
1570 ± 1	32.1 ± 4.1 ( 47)
2580 ± 1	22.8 ± 3.0 ( 23)

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-148 ind	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
765 ± 1	1.15 ± 0.16 ( 11)
986 ± 1	1.58 ± 0.21 ( 22)
1180 ± 1	1.86 ± 0.24 ( 41)
1380 ± 1	1.86 ± 0.24 ( 26)
1570 ± 1	1.88 ± 0.25 ( 35)
2580 ± 1	1.45 ± 0.19 ( 8)

Ta-nat (p, 11pxn) Eu-149 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	17.5 ± 2.3 ( 8)
765 ± 1	36.9 ± 5.3 ( 7)
986 ± 1	3.65 ± 1.85 ( 9)
1180 ± 1	47.0 ± 6.0 ( 16)
1380 ± 1	1.29 ± 0.85 ( 9)
1570 ± 1	50.8 ± 6.8 ( 14)
1880 ± 1	5.18 ± 1.77 ( 9)
2580 ± 1	0.0326 ± 1.1900 ( 9)
3180 ± 1	44.1 ± 5.6 ( 13)
3570 ± 1	40.9 ± 5.4 ( 8)
4280 ± 1	27.9 ± 3.7 ( 6)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-146 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
337 ± 2	0.409 ± 0.054 ( 8)
561 ± 1	8.08 ± 1.05 ( 24)
765 ± 1	19.5 ± 2.4 ( 13)
986 ± 1	27.9 ± 3.5 ( 79)
1180 ± 1	31.4 ± 4.0 ( 86)
1380 ± 1	29.9 ± 3.7 ( 81)
1570 ± 1	28.7 ± 3.6 ( 98)
2580 ± 1	19.6 ± 2.5 ( 45)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-147 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]
561 ± 1	9.17 ± 1.13 ( 4)
765 ± 1	20.8 ± 2.5 ( 4)
986 ± 1	31.4 ± 3.8 ( 6)
1180 ± 1	34.4 ± 4.3 ( 19)
1380 ± 1	32.8 ± 4.1 ( 15)
1570 ± 1	28.9 ± 3.6 ( 10)
2580 ± 1	18.9 ± 2.4 ( 17)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-149 cum	
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]

337	± 2	1.14	± 0.17	( 6)
561	± 1	16.0	± 2.0	( 10)
765	± 1	29.9	± 3.7	( 9)
986	± 1	41.0	± 5.0	( 18)
1180	± 1	41.0	± 5.0	( 13)
1380	± 1	39.6	± 4.8	( 15)
1570	± 1	37.8	± 4.6	( 25)
2580	± 1	25.2	± 3.1	( 14)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-151 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
561	± 1	14.8	± 1.9	( 10)
765	± 1	27.6	± 3.5	( 10)
986	± 1	30.6	± 3.9	( 12)
1180	± 1	34.3	± 4.3	( 13)
1380	± 1	28.4	± 3.6	( 12)
1570	± 1	28.1	± 3.5	( 9)
2580	± 1	26.1	± 3.7	( 8)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-153 ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337	± 2	0.578	± 0.230	( T)
986	± 1	1.77	± 1.06	( T)
2580	± 1	0.562	± 0.662	( T)

Ta-nat (p, 10pxn) Gd-153 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
258	± 2	0.779	± 0.162	( 3)
337	± 2	2.94	± 0.40	( 8)
561	± 1	18.7	± 2.3	( 16)
765	± 1	29.7	± 3.7	( 22)
986	± 1	34.0	± 4.2	( 23)
1180	± 1	33.3	± 4.1	( 17)
1380	± 1	30.2	± 3.7	( 18)
1570	± 1	27.6	± 3.4	( 23)
2580	± 1	20.0	± 2.5	( 17)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-151m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
561	± 1	11.8	± 1.5	( 7)
765	± 1	22.2	± 2.9	( 5)
986	± 1	28.5	± 3.7	( 10)
1180	± 1	31.8	± 4.3	( 3)
1380	± 1	24.2	± 3.7	( 5)
2580	± 1	14.5	± 1.9	( 5)
2580	± 1	13.1	± 2.5	( 7)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-152m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
561	± 1	19.7	± 2.7	( 5)
765	± 1	32.9	± 4.0	( 2)
986	± 1	48.2	± 6.6	( 16)
1380	± 1	44.4	± 6.7	( 3)
2580	± 1	18.0	± 2.3	( 4)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-153 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337	± 2	2.34	± 0.40	( 2)
561	± 1	18.9	± 2.4	( 7)
765	± 1	31.3	± 3.9	( 9)
986	± 1	32.0	± 4.1	( 3)
1180	± 1	33.2	± 4.2	( 4)
1380	± 1	32.9	± 4.0	( 6)
1570	± 1	32.3	± 4.0	( 6)
2580	± 1	19.2	± 2.4	( 10)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-155 ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337	± 2	2.25	± 2.10	( D)
561	± 1	2.68	± 0.99	( D)
765	± 1	6.99	± 1.94	( D)
1380	± 1	4.32	± 1.72	( D)
2580	± 1	6.10	± 1.38	( D)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-155 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337	± 2	6.04	± 0.90	( 12)
561	± 1	31.1	± 3.9	( 13)
765	± 1	45.2	± 5.6	( 21)
986	± 1	40.7	± 6.1	( 4)
1180	± 1	41.0	± 5.3	( 15)
1380	± 1	38.4	± 4.8	( 15)
1570	± 1	34.5	± 4.3	( 5)
2580	± 1	25.0	± 3.3	( 21)

Ta-nat (p, 9pxn) Tb-156m+g ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
561	± 1	0.331	± 0.101	( 4)

Ta-nat (p, 8pxn) Dy-155 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337	± 2	3.49	± 2.08	( 2)
561	± 1	25.5	± 3.3	( 3)
765	± 1	33.7	± 4.4	( 3)
986	± 1	41.7	± 5.2	( 4)
1380	± 1	31.4	± 4.4	( 3)
2580	± 1	17.4	± 2.3	( 4)

Ta-nat (p, 8pxn) Dy-157 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
561	± 1	37.4	± 4.7	( 3)
765	± 1	48.9	± 6.6	( 3)
986	± 1	51.1	± 6.5	( 4)
1380	± 1	45.5	± 7.6	( 4)
2580	± 1	20.7	± 2.8	( 4)

Ta-nat (p, 6pxn) Er-160 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
256	± 1	7.63	± 1.23	( 3)
258	± 2	12.9	± 2.0	( 10)
337	± 2	28.6	± 3.6	( 19)
561	± 1	51.3	± 6.4	( 7)
765	± 1	53.2	± 6.8	( 7)
986	± 1	49.8	± 6.3	( 11)
1180	± 1	44.3	± 6.1	( 4)
1380	± 1	37.9	± 5.1	( 8)
1570	± 1	33.6	± 4.7	( 6)

Ta-nat (p, 5pxn) Tm-165 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
156	± 1	6.16	± 0.74	( 2)
164	± 1	9.30	± 1.02	( 3)
167	± 1	9.06	± 0.96	( 3)
172	± 1	14.1	± 1.6	( 3)
256	± 1	44.7	± 5.7	( 19)
258	± 2	47.4	± 6.1	( 22)
337	± 2	58.2	± 7.5	( 17)
561	± 1	69.0	± 8.6	( 14)
765	± 1	59.4	± 7.4	( 6)
986	± 1	53.6	± 6.6	( 5)
1180	± 1	51.3	± 6.9	( 12)
1380	± 1	44.7	± 5.6	( 6)
1570	± 1	36.0	± 5.0	( 6)
2580	± 1	30.6	± 4.0	( 11)

Ta-nat (p, 5pxn) Tm-167 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
97.3	± 1.9	1.14	± 0.11	( 2)
109	± 2	1.79	± 0.18	( 2)
118	± 2	2.43	± 0.24	( 2)
129	± 2	6.68	± 0.74	( 4)
137	± 2	14.9	± 1.5	( 4)
148	± 1	21.4	± 2.1	( 5)
156	± 1	24.6	± 2.4	( 6)
164	± 1	27.6	± 2.7	( 4)
167	± 1	27.2	± 2.7	( 6)
172	± 1	31.0	± 2.9	( 5)
256	± 1	65.4	± 8.0	( 9)
258	± 2	71.3	± 8.7	( 15)
337	± 2	75.3	± 9.2	( 11)
561	± 1	78.9	± 9.8	( 9)
765	± 1	65.8	± 8.0	( 10)
986	± 1	52.1	± 6.3	( 9)
1180	± 1	46.3	± 5.6	( 9)
1380	± 1	41.8	± 5.1	( 7)
1570	± 1	38.1	± 4.7	( 9)
2580	± 1	30.8	± 3.9	( 12)

Ta-nat (p, 5pxn) Tm-168 ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
137	± 2	0.0796	± 0.0214	( 2)
148	± 1	0.119	± 0.027	( 3)
156	± 1	0.142	± 0.034	( 3)
164	± 1	0.210	± 0.035	( 2)
172	± 1	0.168	± 0.029	( 5)
256	± 1	0.555	± 0.093	( 9)
258	± 2	0.619	± 0.164	( 10)
337	± 2	0.783	± 0.132	( 6)
561	± 1	1.37	± 0.21	( 7)
765	± 1	1.42	± 0.22	( 8)
986	± 1	1.51	± 0.21	( 21)
1180	± 1	1.55	± 0.24	( 21)
1380	± 1	1.40	± 0.19	( 12)
1570	± 1	1.48	± 0.22	( 13)
2580	± 1	1.31	± 0.22	( 13)

Ta-nat (p, 4pxn) Yb-166 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
118	± 2	0.925	± 0.166	( 2)
129	± 2	1.51	± 0.28	( 6)
137	± 2	2.76	± 0.37	( 8)
148	± 1	7.71	± 0.82	( 13)
156	± 1	11.7	± 1.3	( 18)
164	± 1	15.4	± 1.6	( 19)
167	± 1	16.4	± 1.7	( 16)
172	± 1	17.6	± 1.8	( 21)
256	± 1	43.1	± 5.6	( 120)
258	± 2	47.4	± 6.1	( 133)
337	± 2	56.8	± 7.2	( 76)
561	± 1	57.3	± 7.3	( 68)
765	± 1	48.4	± 6.2	( 34)
986	± 1	38.6	± 5.2	( 30)
1180	± 1	39.1	± 5.3	( 42)
1380	± 1	32.2	± 4.4	( 38)
1570	± 1	28.4	± 3.7	( 14)
2580	± 1	21.4	± 2.9	( 4)

Ta-nat (p, 4pxn) Yb-169m+g ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
97.3	± 1.9	0.449	± 0.590	

109	± 2	1.15	± 0.92
129	± 2	1.01	± 1.44
137	± 2	1.11	± 1.63
164	± 1	3.15	± 2.31
167	± 1	1.04	± 2.40
172	± 1	2.85	± 2.67
256	± 1	2.82	± 2.40
337	± 2	2.45	± 2.25
561	± 1	0.317	± 2.030
765	± 1	0.765	± 1.940
986	± 1	4.76	± 1.62
1380	± 1	3.04	± 1.62
1570	± 1	2.66	± 1.72
2580	± 1	3.57	± 1.56

Ta-nat (p, 4pxn) Yb-169m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
81.6	± 2.0	0.354	± 0.066	( 2)
86.1	± 1.9	0.553	± 0.083	( 4)
91.6	± 1.9	0.730	± 0.118	( 7)
97.3	± 1.9	3.85	± 0.37	( 9)
109	± 2	18.6	± 1.7	( 20)
118	± 2	26.5	± 2.4	( 19)
129	± 2	28.5	± 2.6	( 13)
137	± 2	34.4	± 3.2	( 21)
148	± 1	48.9	± 4.5	( 10)
156	± 1	58.5	± 5.4	( 20)
164	± 1	71.6	± 6.5	( 17)
167	± 1	70.4	± 6.4	( 13)
172	± 1	73.6	± 6.7	( 29)
256	± 1	85.4	± 10.5	( 67)
258	± 2	90.3	± 11.2	( 58)
337	± 2	86.1	± 10.6	( 82)
561	± 1	71.2	± 8.8	( 25)
765	± 1	60.0	± 7.4	( 31)
986	± 1	51.5	± 6.3	( 40)
1180	± 1	48.1	± 6.0	( 43)
1380	± 1	43.3	± 5.3	( 24)
1570	± 1	39.4	± 4.8	( 29)
2580	± 1	30.6	± 4.0	( 23)

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-169m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
97.3	± 1.9	3.25	± 0.43	( 2)
109	± 2	16.7	± 1.8	( 4)
118	± 2	25.4	± 2.5	( 5)
129	± 2	26.3	± 2.8	( 5)
137	± 2	31.8	± 3.2	( 6)
148	± 1	46.7	± 4.9	( 6)
156	± 1	56.1	± 6.2	( 10)
164	± 1	65.4	± 6.7	( 7)
167	± 1	66.2	± 6.6	( 9)
172	± 1	67.6	± 7.2	( 9)
256	± 1	78.9	± 10.4	( 26)
258	± 2	86.5	± 11.2	( 45)
337	± 2	80.0	± 10.5	( 34)
561	± 1	67.8	± 8.7	( 18)
765	± 1	56.6	± 7.1	( 10)
986	± 1	44.7	± 5.7	( 5)
1180	± 1	48.4	± 6.4	( 9)
1380	± 1	38.4	± 5.1	( 11)
1570	± 1	35.1	± 4.5	( 5)
2580	± 1	25.8	± 3	

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-171m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
118 ± 2	32.2 ± 7.1	( H )		
129 ± 2	46.0 ± 8.5	( H )		
137 ± 2	47.7 ± 10.3	( H )		
148 ± 1	45.9 ± 11.8	( H )		
156 ± 1	30.6 ± 13.6	( H )		
164 ± 1	59.0 ± 14.8	( H )		
172 ± 1	44.7 ± 15.3	( H )		
256 ± 1	46.0 ± 8.0	( H )		
258 ± 2	45.7 ± 7.6	( H )		
337 ± 2	48.9 ± 9.1	( H )		
561 ± 1	43.0 ± 6.3	( H )		
765 ± 1	38.1 ± 6.9	( H )		
986 ± 1	26.6 ± 5.3	( H )		
1380 ± 1	17.2 ± 4.7	( H )		
2580 ± 1	21.3 ± 3.5	( H )		

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-171m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
70.8 ± 2.0	1.52 ± 0.21	( 6 )		
81.6 ± 2.0	16.1 ± 1.7	( 15 )		
86.1 ± 1.9	26.0 ± 2.6	( 21 )		
91.6 ± 1.9	28.6 ± 2.9	( 17 )		
97.3 ± 1.9	27.6 ± 2.7	( 21 )		
109 ± 2	45.1 ± 4.4	( 22 )		
118 ± 2	88.5 ± 8.3	( 28 )		
129 ± 2	119 ± 11	( 27 )		
137 ± 2	130 ± 12	( 29 )		
148 ± 1	132 ± 13	( 16 )		
156 ± 1	131 ± 12	( 25 )		
164 ± 1	127 ± 12	( 24 )		
167 ± 1	135 ± 13	( 14 )		
172 ± 1	129 ± 12	( 15 )		
256 ± 1	113 ± 14	( 84 )		
258 ± 2	116 ± 15	( 91 )		
337 ± 2	104 ± 13	( 107 )		
561 ± 1	87.0 ± 10.9	( 17 )		
765 ± 1	67.8 ± 8.6	( 40 )		
986 ± 1	55.4 ± 6.9	( 48 )		
1180 ± 1	52.7 ± 6.6	( 55 )		
1380 ± 1	46.2 ± 5.8	( 36 )		
1570 ± 1	44.6 ± 5.6	( 52 )		
2580 ± 1	39.5 ± 5.1	( 35 )		

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-172m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
81.7 ± 2.0	1.79 ± 2.71	( 4 )		
86.1 ± 1.9	2.62 ± 2.52	( 4 )		
91.7 ± 1.9	2.82 ± 3.06	( 5 )		
97.3 ± 1.9	3.10 ± 6.89	( 4 )		
109 ± 2	3.95 ± 14.75	( 5 )		
118 ± 2	4.03 ± 17.21	( 5 )		
129 ± 2	3.96 ± 16.66	( 5 )		
137 ± 2	4.48 ± 15.84	( 6 )		
148 ± 1	4.83 ± 15.02	( 4 )		
156 ± 1	5.31 ± 14.86	( 4 )		
164 ± 1	5.40 ± 14.76	( 7 )		
167 ± 1	4.94 ± 14.26	( 6 )		
172 ± 1	5.81 ± 13.99	( 7 )		
256 ± 1	8.26 ± 14.37	( 14 )		
258 ± 2	8.88 ± 15.41	( 28 )		
337 ± 2	9.60 ± 12.67	( 26 )		
561 ± 1	11.0 ± 9.2	( 10 )		
765 ± 1	10.7 ± 7.6	( 8 )		
986 ± 1	9.36 ± 6.47	( 10 )		
1180 ± 1	9.10 ± 5.92	( 13 )		
1390 ± 1	8.80 ± 5.47	( 14 )		
1570 ± 1	8.23 ± 5.16	( 15 )		
2590 ± 1	7.76 ± 4.88	( 8 )		

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-173				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
70.8 ± 2.0	3.62 ± 1.07			
81.6 ± 2.0	3.12 ± 1.85			
137 ± 2	0.230 ± 5.550			
156 ± 1	2.86 ± 5.37			
172 ± 1	7.00 ± 5.16			
256 ± 1	4.37 ± 3.04			
258 ± 2	5.16 ± 3.54			
337 ± 2	10.3 ± 3.6			
561 ± 1	9.86 ± 2.89			
765 ± 1	11.8 ± 2.9			
986 ± 1	14.7 ± 3.3			
1180 ± 1	8.88 ± 2.24			
1380 ± 1	13.6 ± 3.7			
1380 ± 1	49.4 ± 6.1			
1570 ± 1	13.4 ± 3.1			
2580 ± 1	15.1 ± 3.0			

Mit neuen Entkommwahrscheinlichkeiten aus [Kl96] gerechnet:  $\sigma_{(Kl96)} = 0.7 \cdot \sigma_{(R883)}$

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-173				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
70.8 ± 2.0	23.0 ± 2.2	( 10 )		
81.6 ± 2.0	48.4 ± 4.7	( 18 )		
86.1 ± 1.9	124 ± 11	( 27 )		
91.6 ± 1.9	175 ± 16	( 19 )		
97.3 ± 1.9	242 ± 22	( 22 )		
109 ± 2	221 ± 20	( 20 )		
118 ± 2	204 ± 19	( 20 )		
129 ± 2	191 ± 18	( 21 )		
137 ± 2	186 ± 17	( 20 )		
148 ± 1	171 ± 16	( 20 )		

156 ± 1	169 ± 16	( 22 )		
164 ± 1	158 ± 15	( 15 )		
167 ± 1	157 ± 15	( 26 )		
172 ± 1	158 ± 15	( 24 )		
256 ± 1	119 ± 15	( 22 )		
258 ± 2	125 ± 16	( 31 )		
337 ± 2	107 ± 13	( 37 )		
561 ± 1	79.8 ± 10.0	( 22 )		
765 ± 1	69.5 ± 8.7	( 16 )		
986 ± 1	60.8 ± 7.6	( 16 )		
1180 ± 1	58.9 ± 7.3	( 20 )		
1380 ± 1	49.4 ± 6.1	( 5 )		
1570 ± 1	53.1 ± 6.6	( 26 )		
2580 ± 1	49.2 ± 6.2	( 16 )		

Mit neuen Entkommwahrscheinlichkeiten aus [Kl96] gerechnet:  $\sigma_{(Kl96)} = 0.7 \cdot \sigma_{(R883)}$

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-174m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
86.1 ± 1.9	1.42 ± 0.19	( 2 )		
97.3 ± 1.9	1.43 ± 0.23	( 2 )		
109 ± 2	1.47 ± 0.25	( 3 )		
118 ± 2	1.58 ± 0.33	( 1 )		
129 ± 2	2.00 ± 0.26	( 1 )		
137 ± 2	2.44 ± 0.34	( 2 )		
148 ± 1	2.04 ± 0.37	( 1 )		
156 ± 1	2.29 ± 0.29	( 1 )		
167 ± 1	2.44 ± 0.42	( 3 )		
172 ± 1	2.38 ± 0.34	( 3 )		
337 ± 2	4.21 ± 0.78	( 3 )		
561 ± 1	4.92 ± 0.96	( 3 )		
765 ± 1	5.28 ± 1.03	( 5 )		
986 ± 1	5.02 ± 0.71	( 4 )		
1180 ± 1	5.94 ± 0.99	( 2 )		
1380 ± 1	4.29 ± 0.79	( 4 )		
1570 ± 1	5.12 ± 0.85	( 5 )		
2580 ± 1	5.32 ± 1.09	( 2 )		

Ta-nat (p, 3pxn) Lu-177m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
337 ± 2	0.144 ± 0.027	( 2 )		
986 ± 1	0.245 ± 0.037	( 6 )		
1380 ± 1	0.255 ± 0.039	( 4 )		
1570 ± 1	0.248 ± 0.035	( 4 )		
2580 ± 1	0.311 ± 0.065	( 4 )		

Ta-nat (p, 2pxn) Hf-170				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
86.1 ± 1.9	5.70 ± 0.73	( 2 )		
91.6 ± 1.9	11.5 ± 1.6	( 5 )		
97.3 ± 1.9	20.3 ± 2.1	( 4 )		
109 ± 2	24.2 ± 2.4	( 3 )		
118 ± 2	27.1 ± 3.2	( 3 )		
129 ± 2	43.6 ± 4.3	( 4 )		
137 ± 2	63.3 ± 6.1	( 4 )		
148 ± 1	82.6 ± 8.2	( 5 )		
156 ± 1	87.6 ± 9.1	( 6 )		
164 ± 1	92.7 ± 8.8	( 3 )		
167 ± 1	94.6 ± 11.2	( 5 )		
172 ± 1	89.3 ± 10.2	( 5 )		
256 ± 1	74.6 ± 9.8	( 10 )		
258 ± 2	85.3 ± 11.0	( 13 )		
337 ± 2	72.3 ± 10.2	( 6 )		
561 ± 1	54.2 ± 7.1	( 12 )		
765 ± 1	46.1 ± 5.9	( 5 )		
986 ± 1	33.5 ± 4.4	( 9 )		
1180 ± 1	37.8 ± 5.1	( 6 )		
2580 ± 1	19.6 ± 2.5	( 9 )		

Ta-nat (p, 2pxn) Hf-171				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
118 ± 2	52.8 ± 7.3	( 2 )		
129 ± 2	68.4 ± 9.1	( 2 )		
137 ± 2	77.4 ± 11.5	( 2 )		
148 ± 1	81.1 ± 13.9	( 2 )		
156 ± 1	94.0 ± 17.5	( 2 )		
164 ± 1	63.6 ± 14.5	( 2 )		
172 ± 1	79.1 ± 16.7	( 4 )		
256 ± 1	62.6 ± 9.2	( 7 )		
258 ± 2	66.3 ± 9.2	( 3 )		
337 ± 2	51.2 ± 8.8	( 7 )		
561 ± 1	41.3 ± 5.6	( 7 )		
765 ± 1	27.8 ± 5.6	( 3 )		
986 ± 1	27.0 ± 4.0	( 5 )		
1380 ± 1	27.2 ± 5.6	( 3 )		
2580 ± 1	17.0 ± 3.0	( 6 )		

Ta-nat (p, 2pxn) Hf-172				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
70.8 ± 2.0	13.7 ± 1.4	( 88 )		
81.6 ± 2.0	18.8 ± 1.9	( 82 )		
86.1 ± 1.9	17.7 ± 1.8	( 165 )		
91.6 ± 1.9	21.4 ± 2.2	( 69 )		
97.3 ± 1.9	49.4 ± 4.9	( 135 )		
109 ± 2	110 ± 10	( 185 )		
118 ± 2	127 ± 12	( 188 )		
129 ± 2	123 ± 12	( 242 )		
137 ± 2	116 ± 11	( 183 )		
148 ± 1	111 ± 11	( 179 )		
156 ± 1	109 ± 10	( 199 )		
164 ± 1	108 ± 10	( 126 )		
167 ± 1	104 ± 10	( 199 )		
172 ± 1	103 ± 10	( 233 )		
256 ± 1	80.3 ± 10.1	( 193 )		

258 ± 2	84.2 ± 10.9	( 171 )		
337 ± 2	69.4 ± 8.9	( 185 )		
561 ± 1	50.0 ± 6.4	( 136 )		
765 ± 1	41.1 ± 5.3	( 97 )		
986 ± 1	35.2 ± 4.5	( 129 )		
1180 ± 1	32.0 ± 4.1	( 130 )		
1380 ± 1	30.0 ± 3.8	( 94 )		
1570 ± 1	28.0 ± 3.6	( 122 )		
2580 ± 1	25.8 ± 3.4	( 64 )		

Ta-nat (p, 2pxn) Hf-173				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
70.8 ± 2.0	19.4 ± 2.0	( 14 )		
81.6 ± 2.0	45.2 ± 4.3	( 16 )		
86.1 ± 1.9	130 ± 12	( 13 )		
91.6 ± 1.9	183 ± 17	( 19 )		
97.3 ± 1.9	250 ± 23	( 16 )		
109 ± 2	237 ± 22	( 11 )		
118 ± 2	217 ± 20	( 11 )		
129 ± 2	191 ± 18	( 11 )		
137 ± 2	185 ± 17	( 13 )		
148 ± 1	174 ± 17	( 5 )		
156 ± 1	166 ± 16	( 5 )		
164 ± 1	161 ± 15	( 5 )		
167 ± 1	161 ± 15	( 11 )		
172 ± 1	150 ± 14	( 6 )		
256 ± 1	114 ± 14	( 22 )		
258 ± 2	120 ± 15	( 30 )		
337 ± 2	96.1 ± 11.9	( 18 )		
561 ± 1	69.8 ± 8.6	( 8 )		
765 ± 1	57.6 ± 7.2	( 7 )		
986 ± 1	45.9 ± 6.3	( 4 )		
1180 ± 1	50.0 ± 6.2	( 6 )		
1380 ± 1	35.7 ± 5.9	( 4 )		
1570 ± 1	39.6 ± 5.6	( 5 )		
2580 ± 1	34.0 ± 4.6	( 8 )		

Ta-nat (p, 2pxn) Hf-175				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
86.1 ± 1.9	3.93 ± 10.80			
97.3 ± 1.9	16.5 ± 13.6			
109 ± 2	33.9 ± 11.9			
118 ± 2	26.3 ± 13.6			
129 ± 2	40.4 ± 12.5			
137 ± 2	24.8 ± 12.8			
148 ± 1	44.9 ± 18.9			
156 ± 1	30.7 ± 20.7			
164 ± 1	39.7 ± 22.5			
172 ± 1	70.1 ± 25.4			
256 ± 1	32.8 ± 10.0			
258 ± 2	31.8 ± 8.0			
337 ± 2	40.4 ± 10.7			
561 ± 1	25.5 ± 4.8			
765				

986	± 1	0.863	± 0.114	( 23)
1180	± 1	0.817	± 0.115	( 16)
1380	± 1	0.761	± 0.101	( 6)
1570	± 1	0.734	± 0.111	( 7)
2580	± 1	0.802	± 0.121	( 11)

Der b-Zustand bezeichnet diejenigen mit einer Halbwertszeit von 25 d.

#### Ta-nat (p, impos.) Hf-181

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
337 ± 2	0.106 ± 0.086	( 4)
561 ± 1	0.268 ± 0.083	( 4)
765 ± 1	0.240 ± 0.079	( 4)
986 ± 1	0.247 ± 0.048	( 6)
1180 ± 1	0.260 ± 0.063	( 6)
1380 ± 1	0.295 ± 0.045	( 5)
1570 ± 1	0.268 ± 0.058	( 5)
2580 ± 1	0.302 ± 0.072	( 6)

Hf-181 wird ausschließlich über sekundäre Neutronen erzeugt und ist nur zum Zweck eventueller späterer Kontrollrechnungen angegeben.

#### Ta-nat (p, pxn) Ta-175 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
70.8 ± 2.0	491 ± 62	( 7)
81.6 ± 2.0	364 ± 46	( 4)
86.1 ± 1.9	265 ± 28	( 2)
91.6 ± 1.9	255 ± 53	( 2)
97.3 ± 1.9	217 ± 27	( 2)
109 ± 2	173 ± 21	( 3)
118 ± 2	169 ± 23	( 2)
129 ± 2	140 ± 19	( 2)
137 ± 2	146 ± 21	( 2)
148 ± 1	115 ± 24	( 2)
156 ± 1	123 ± 27	( 2)
164 ± 1	107 ± 27	( 2)
172 ± 1	70.4 ± 23.5	( 1)
256 ± 1	66.1 ± 12.3	( 5)
258 ± 2	72.0 ± 12.0	( 3)
337 ± 2	45.9 ± 11.1	( 2)

561	± 1	40.1	± 5.8	( 5)
765	± 1	35.1	± 6.6	( 2)
986	± 1	38.5	± 5.7	( 5)
1380	± 1	47.0	± 7.7	( 1)
2580	± 1	16.9	± 3.0	( 2)

#### Ta-nat (p, pxn) Ta-176 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
561 ± 1	46.8 ± 6.7	( 3)
986 ± 1	46.6 ± 6.9	( 3)
2580 ± 1	29.8 ± 5.5	( 3)

#### Ta-nat (p, pxn) Ta-177 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
70.8 ± 2.0	276 ± 27	( 6)
81.6 ± 2.0	232 ± 22	( 5)
86.1 ± 1.9	215 ± 22	( 9)
91.6 ± 1.9	222 ± 22	( 6)
118 ± 2	182 ± 29	( 3)

#### Ta-nat (p, impos.) Ta-182m+g

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
70.8 ± 2.0	13.5 ± 1.3	( 42)
81.6 ± 2.0	14.8 ± 1.4	( 54)
86.1 ± 1.9	12.5 ± 1.2	( 48)
91.6 ± 1.9	16.8 ± 1.6	( 43)
97.3 ± 1.9	13.2 ± 1.3	( 41)
109 ± 2	13.5 ± 1.3	( 23)
118 ± 2	14.2 ± 1.4	( 39)
129 ± 2	14.3 ± 1.4	( 36)
137 ± 2	13.6 ± 1.3	( 31)
148 ± 1	13.5 ± 1.3	( 33)
156 ± 1	13.0 ± 1.3	( 33)
164 ± 1	12.3 ± 1.2	( 23)
167 ± 1	14.8 ± 1.4	( 43)
172 ± 1	9.92 ± 0.96	( 44)
256 ± 1	3.98 ± 0.51	( 36)
258 ± 2	5.03 ± 0.69	( 36)
337 ± 2	5.15 ± 0.67	( 47)

561	± 1	5.95	± 0.80	( 30)
765	± 1	6.28	± 0.87	( 24)
986	± 1	6.10	± 0.77	( 48)
1180	± 1	6.69	± 0.89	( 34)
1380	± 1	6.69	± 0.84	( 32)
1570	± 1	5.53	± 0.72	( 32)
2580	± 1	6.86	± 0.96	( 29)

Hf-181 wird ausschließlich über sekundäre Neutronen erzeugt und ist nur zum Zweck eventueller späterer Kontrollrechnungen angegeben.

#### Ta-nat (p, xn) W-178 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
70.8 ± 2.0	80.9 ± 8.3	( 25)
81.6 ± 2.0	63.9 ± 6.7	( 15)
86.1 ± 1.9	56.8 ± 5.8	( 16)
91.6 ± 1.9	55.3 ± 5.7	( 16)
97.3 ± 1.9	48.4 ± 5.2	( 10)
109 ± 2	43.6 ± 4.8	( 10)
118 ± 2	39.3 ± 4.4	( 10)
129 ± 2	35.2 ± 4.1	( 8)
137 ± 2	31.9 ± 3.6	( 8)
148 ± 1	30.0 ± 3.5	( 7)
156 ± 1	28.7 ± 3.5	( 10)
164 ± 1	28.2 ± 3.4	( 6)
167 ± 1	22.8 ± 3.0	( 5)
172 ± 1	24.5 ± 2.8	( 8)
256 ± 1	14.5 ± 2.1	( 11)
258 ± 2	15.9 ± 2.9	( 11)
337 ± 2	11.4 ± 2.1	( 6)
561 ± 1	8.58 ± 1.44	( 3)
765 ± 1	10.0 ± 2.2	( 5)
986 ± 1	6.27 ± 0.89	( 5)
1180 ± 1	9.48 ± 1.60	( 3)
1380 ± 1	8.30 ± 1.63	( 3)
1570 ± 1	5.05 ± 1.24	( 2)
2580 ± 1	7.19 ± 2.00	( 5)

## Anhang C.4 - Blei

#### Pb-nat (p, 79pxn) Be-7 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
271 ± 1	0.162 ± 0.037	( 3)
996 ± 1	1.58 ± 0.32	( 1)
1170 ± 1	2.06 ± 0.56	( 2)
1390 ± 1	2.96 ± 0.41	( 3)
1570 ± 1	3.24 ± 0.62	( 3)
1580 ± 1	3.97 ± 0.57	( 4)
1580 ± 1	3.62 ± 0.48	( 5)
2590 ± 1	6.84 ± 0.93	( 4)

#### Pb-nat (p, 72pxn) Na-22 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.0566 ± 0.0160	( 2)
1390 ± 1	0.137 ± 0.026	( 4)
1570 ± 1	0.229 ± 0.061	( 2)
1580 ± 1	0.178 ± 0.026	( 2)
2590 ± 1	0.500 ± 0.082	( 5)

#### Pb-nat (p, 72pxn) Na-24 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
1170 ± 1	0.892 ± 0.176	( 2)
1570 ± 1	2.03 ± 0.43	( 2)
2590 ± 1	3.72 ± 0.55	( 3)

#### Pb-nat (p, 71pxn) Mg-28 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
2590 ± 1	0.920 ± 0.225	( 3)

#### Pb-nat (p, 62pxn) Sc-46m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
553 ± 2	0.137 ± 0.036	( 4)
759 ± 1	0.193 ± 0.040	( 6)
996 ± 1	0.370 ± 0.047	( 9)
1170 ± 1	0.459 ± 0.079	( 7)
1390 ± 1	0.680 ± 0.085	( 9)
1570 ± 1	0.779 ± 0.113	( 7)
1580 ± 1	0.749 ± 0.093	( 6)
2590 ± 1	1.45 ± 0.19	( 11)

#### Pb-nat (p, 60pxn) V-48 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.0538 ± 0.0091	( 5)
1390 ± 1	0.121 ± 0.017	( 10)
1570 ± 1	0.136 ± 0.024	( 3)
1580 ± 1	0.145 ± 0.034	( 3)
2590 ± 1	0.336 ± 0.053	( 6)

#### Pb-nat (p, 58pxn) Mn-52m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.0823 ± 0.0203	( 3)

1390	± 1	0.0994	± 0.0218	( 3)
2590	± 1	0.199	± 0.035	( 3)

#### Pb-nat (p, 58pxn) Mn-54 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
271 ± 1	0.0135 ± 0.0025	( 2)
553 ± 2	0.0980 ± 0.0796	( 3)
759 ± 1	0.278 ± 0.176	( 5)
996 ± 1	0.437 ± 0.192	( 4)
1170 ± 1	0.590 ± 0.311	( 4)
1390 ± 1	0.751 ± 0.165	( 6)
1580 ± 1	0.802 ± 0.100	( 9)
1580 ± 1	0.786 ± 0.199	( 9)
2590 ± 1	1.40 ± 0.26	( 7)

#### Pb-nat (p, 57pxn) Fe-59 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
151 ± 1	0.0650 ± 0.0115	( 3)
239 ± 2	0.181 ± 0.042	( 3)
271 ± 1	0.186 ± 0.026	( 8)
322 ± 2	0.346 ± 0.072	( 1)
553 ± 2	0.635 ± 0.112	( 4)
759 ± 1	0.904 ± 0.141	( 9)
996 ± 1	1.05 ± 0.14	( 8)
1170 ± 1	1.20 ± 0.17	( 8)
1390 ± 1	1.24 ± 0.16	( 11)
1570 ± 1	1.16 ± 0.17	( 3)
1580 ± 1	1.14 ± 0.16	( 17)
2590 ± 1	1.22 ± 0.17	( 7)

#### Pb-nat (p, 56pxn) Co-56 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.0221 ± 0.0084	( 2)
1390 ± 1	0.0360 ± 0.0076	( 5)
1580 ± 1	0.0640 ± 0.0199	( 3)
2590 ± 1	0.0923 ± 0.0245	( 3)

#### Pb-nat (p, 56pxn) Co-57 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.133 ± 0.018	( 2)
1390 ± 1	0.242 ± 0.030	( 3)
1580 ± 1	0.243 ± 0.032	( 3)
2590 ± 1	0.366 ± 0.166	( 4)

#### Pb-nat (p, 56pxn) Co-58m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
996 ± 1	0.397 ± 0.071	( 5)
1170 ± 1	0.472 ± 0.113	( 3)
1390 ± 1	0.656 ± 0.095	( 5)
1570 ± 1	0.717 ± 0.144	( 4)

1580	± 1	5.71	± 0.70	( 3)
2590	± 1	1.10	± 0.17	( 8)

#### Pb-nat (p, 56pxn) Co-60m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
271 ± 1	0.0802 ± 0.0140	( 8)
553 ± 2	0.418 ± 0.080	( 7)
759 ± 1	0.619 ± 0.109	( 7)
996 ± 1	0.974 ± 0.131	( 4)
1170 ± 1	1.03 ± 0.18	( 6)
1390 ± 1	1.26 ± 0.16	( 4)
1570 ± 1	1.28 ± 0.22	( 8)
1580 ± 1	1.20 ± 0.16	( 6)
2590 ± 1	1.47 ± 0.22	( 3)

#### Pb-nat (p, 53pxn) Zn-65 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
271 ± 1	0.0184 ± 0.0040	( 4)
553 ± 2	0.219 ± 0.080	( 4)
759 ± 1	0.371 ± 0.154	( 4)
996 ± 1	0.661 ± 0.168	( 8)
1170 ± 1	0.853 ± 0.270	( 4)
1390 ± 1	0.995 ± 0.165	( 7)
1570 ± 1	1.18 ± 0.24	( 3)
1580 ± 1	0.969 ± 0.181	( 7)
2590 ± 1	1.47 ± 0.24	( 6)

#### Pb-nat (p, 50pxn) As-74 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
239 ± 2	0.296 ± 0.066	( 3)
271 ± 1	0.304 ± 0.041	( 3)
322 ± 2	0.572 ± 0.090	( 7)
553 ± 2	1.33 ± 0.18	( 12)
759 ± 1	1.82 ± 0.25	( 11)
996 ± 1	2.24 ± 0.28	( 6)
1170 ± 1	2.35 ± 0.31	( 9)
1390 ± 1	2.48 ± 0.31	( 7)
1570 ± 1	2.37 ± 0.33	( 10)
1580 ± 1	2.18 ± 0.28	( 7)
2590 ± 1	2.03 ± 0.26	( 5)

#### Pb-nat (p, 49pxn) Se-75 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
271 ± 1	0.102 ± 0.013	( 8)
322 ± 2	0.246 ± 0.042	( 9)
553 ± 2	0.710 ± 0.099	( 15)
759 ± 1	1.03 ± 0.15	( 14)
996 ± 1	1.61 ± 0.20	( 18)
1170 ± 1	1.74 ± 0.23	( 9)
1390 ± 1	1.93 ± 0.24	( 16)
1570 ± 1	2.02 ± 0.27	( 9)
1580 ± 1	1.81 ± 0.22	( 6)
2590 ± 1	2.25 ± 0.28	( 14)



Pb-nat (p, 48pxn) Br-82m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
123 ± 2	0.694 ± 0.160	( 2)		
132 ± 2	0.775 ± 0.208	( 3)		
144 ± 1	0.919 ± 0.186	( 3)		
160 ± 1	0.952 ± 0.173	( 3)		
167 ± 1	1.02 ± 0.20	( 3)		
170 ± 1	1.15 ± 0.24	( 3)		
239 ± 2	1.69 ± 0.25	( 9)		
271 ± 1	1.54 ± 0.26	( 6)		
322 ± 2	2.08 ± 0.29	(15)		
553 ± 2	2.54 ± 0.36	( 7)		
759 ± 1	2.63 ± 0.39	(12)		
996 ± 1	2.62 ± 0.50	( 5)		
1170 ± 1	2.11 ± 0.30	( 6)		
1570 ± 1	1.35 ± 0.21	( 3)		

Pb-nat (p, 46pxn) Rb-83				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
95.6 ± 1.2	0.0158 ± 0.0049	( 1)		
122 ± 1	0.0427 ± 0.0117	( 1)		
123 ± 2	0.0444 ± 0.0129	( 2)		
129 ± 1	0.0461 ± 0.0159	( 2)		
132 ± 2	0.0499 ± 0.0109	( 4)		
151 ± 1	0.119 ± 0.019	( 3)		
157 ± 1	0.112 ± 0.027	( 2)		
160 ± 1	0.150 ± 0.020	( 3)		
164 ± 1	0.169 ± 0.028	( 3)		
167 ± 1	0.118 ± 0.018	( 5)		
170 ± 1	0.142 ± 0.030	( 7)		
271 ± 1	0.539 ± 0.070	(12)		
322 ± 2	1.02 ± 0.14	(12)		
553 ± 2	2.32 ± 0.32	(24)		
759 ± 1	3.25 ± 0.44	(16)		
996 ± 1	3.96 ± 0.49	(18)		
1170 ± 1	3.94 ± 0.53	(10)		
1390 ± 1	4.11 ± 0.51	( 8)		
1570 ± 1	4.27 ± 0.58	(14)		
1580 ± 1	3.67 ± 0.45	(10)		
2590 ± 1	3.89 ± 0.50	(10)		

Pb-nat (p, 46pxn) Rb-84m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
112 ± 2	0.0959 ± 0.0141	( 1)		
113 ± 1	0.0900 ± 0.0282	( 1)		
113 ± 2	0.115 ± 0.018	( 1)		
121 ± 2	0.158 ± 0.020	( 1)		
123 ± 2	0.154 ± 0.017	( 2)		
129 ± 1	0.176 ± 0.031	( 2)		
132 ± 2	0.196 ± 0.020	( 3)		
137 ± 1	0.260 ± 0.031	( 2)		
143 ± 1	0.280 ± 0.027	( 3)		
144 ± 1	0.300 ± 0.034	( 2)		
150 ± 1	0.345 ± 0.038	( 3)		
151 ± 1	0.325 ± 0.032	( 2)		
157 ± 1	0.429 ± 0.047	( 2)		
160 ± 1	0.398 ± 0.038	( 3)		
164 ± 1	0.466 ± 0.049	( 2)		
167 ± 1	0.448 ± 0.042	( 3)		
170 ± 1	0.455 ± 0.047	( 2)		
271 ± 1	1.09 ± 0.13	( 2)		
322 ± 2	1.56 ± 0.21	( 2)		
553 ± 2	3.09 ± 0.40	( 6)		
759 ± 1	3.69 ± 0.48	( 6)		
996 ± 1	4.20 ± 0.51	( 3)		
1170 ± 1	4.16 ± 0.54	( 3)		
1390 ± 1	3.68 ± 0.45	( 3)		
1570 ± 1	3.66 ± 0.47	( 2)		
2590 ± 1	2.55 ± 0.34	( 3)		

Pb-nat (p, 46pxn) Rb-86m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
102 ± 2	0.602 ± 0.109	( 3)		
106 ± 1	0.534 ± 0.096	( 2)		
113 ± 1	0.694 ± 0.133	( 4)		
121 ± 2	1.04 ± 0.19	( 2)		
123 ± 2	1.13 ± 0.18	( 3)		
129 ± 1	1.18 ± 0.20	( 3)		
132 ± 2	1.24 ± 0.18	( 3)		
143 ± 1	1.42 ± 0.18	( 3)		
144 ± 1	1.33 ± 0.26	( 2)		
150 ± 1	1.29 ± 0.22	( 2)		
151 ± 1	1.65 ± 0.20	( 2)		
160 ± 1	1.57 ± 0.18	( 3)		
164 ± 1	1.68 ± 0.30	( 2)		
170 ± 1	1.70 ± 0.24	( 2)		
271 ± 1	2.52 ± 0.33	( 3)		
322 ± 2	3.26 ± 0.49	( 3)		
553 ± 2	4.35 ± 0.75	( 6)		
759 ± 1	4.43 ± 0.86	( 5)		
996 ± 1	4.39 ± 0.61	( 5)		
1170 ± 1	4.19 ± 0.82	( 4)		
1390 ± 1	4.32 ± 0.63	( 5)		
1570 ± 1	3.25 ± 0.76	( 3)		
2590 ± 1	1.53 ± 0.76	( 2)		

Pb-nat (p, 45pxn) Sr-82				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.315 ± 0.050	( 3)		
1170 ± 1	0.356 ± 0.104	( 1)		
1390 ± 1	0.376 ± 0.055	( 2)		
2590 ± 1	0.691 ± 0.162	( 2)		

Pb-nat (p, 45pxn) Sr-85m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
112 ± 2	0.0124 ± 0.0037	( 2)		
132 ± 2	0.0341 ± 0.0050	( 4)		
137 ± 1	0.0442 ± 0.0075	( 1)		
143 ± 1	0.0561 ± 0.0083	( 5)		
150 ± 1	0.0649 ± 0.0087	( 3)		
157 ± 1	0.0862 ± 0.0135	( 2)		
160 ± 1	0.0841 ± 0.0097	( 3)		
164 ± 1	0.0888 ± 0.0115	( 2)		
167 ± 1	0.104 ± 0.012	( 5)		
170 ± 1	0.128 ± 0.014	( 2)		
239 ± 2	0.514 ± 0.077	( 3)		
271 ± 1	0.466 ± 0.057	( 4)		
322 ± 2	0.923 ± 0.119	( 8)		
553 ± 2	2.08 ± 0.27	(10)		
759 ± 1	2.88 ± 0.37	( 8)		
996 ± 1	3.42 ± 0.41	( 7)		
1170 ± 1	3.95 ± 0.50	( 7)		
1390 ± 1	3.74 ± 0.46	( 7)		
1570 ± 1	3.98 ± 0.51	( 6)		
1580 ± 1	3.34 ± 0.41	( 4)		
2590 ± 1	3.83 ± 0.48	( 7)		

Pb-nat (p, 44pxn) Y-87m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
239 ± 2	0.376 ± 0.064	( 2)		
271 ± 1	0.375 ± 0.055	( 3)		
322 ± 2	0.791 ± 0.113	( 4)		
553 ± 2	1.94 ± 0.24	( 5)		
759 ± 1	2.42 ± 0.47	( 3)		
996 ± 1	3.36 ± 0.42	( 3)		
1170 ± 1	3.36 ± 0.45	( 8)		
1390 ± 1	3.74 ± 0.47	( 3)		
1570 ± 1	3.60 ± 0.51	( 7)		
2590 ± 1	3.86 ± 0.49	( 7)		

Pb-nat (p, 44pxn) Y-88				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.900 ± 0.098	(15)		
322 ± 2	1.49 ± 0.18	(17)		
553 ± 2	2.74 ± 0.33	(21)		
759 ± 1	3.45 ± 0.44	(17)		
996 ± 1	3.74 ± 0.46	(18)		
1170 ± 1	3.73 ± 0.49	(14)		
1400 ± 1	3.61 ± 0.47	(11)		
1570 ± 1	3.37 ± 0.50	(15)		
2590 ± 1	2.50 ± 0.46	( 8)		

Pb-nat (p, 44pxn) Y-88				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
87.4 ± 1.3	0.00903 ± 0.00159	( 3)		
95.6 ± 1.2	0.0129 ± 0.0025	( 3)		
102 ± 2	0.0265 ± 0.0035	( 3)		
106 ± 1	0.0278 ± 0.0049	( 6)		
112 ± 2	0.0383 ± 0.0046	( 2)		
113 ± 1	0.0338 ± 0.0050	( 4)		
121 ± 2	0.0586 ± 0.0079	( 6)		
122 ± 1	0.0593 ± 0.0076	( 6)		
123 ± 2	0.0663 ± 0.0086	( 5)		
129 ± 1	0.0931 ± 0.0136	( 5)		
129 ± 1	0.0747 ± 0.0113	( 3)		
132 ± 2	0.102 ± 0.011	( 4)		
137 ± 1	0.120 ± 0.016	( 4)		
143 ± 1	0.151 ± 0.016	( 8)		
144 ± 1	0.148 ± 0.018	( 5)		
150 ± 1	0.185 ± 0.026	( 7)		
151 ± 1	0.167 ± 0.021	( 7)		
157 ± 1	0.215 ± 0.026	( 8)		
160 ± 1	0.250 ± 0.026	( 6)		
164 ± 1	0.264 ± 0.032	( 6)		
167 ± 1	0.285 ± 0.028	(10)		
170 ± 1	0.296 ± 0.033	( 8)		
239 ± 2	0.892 ± 0.138	( 5)		
1580 ± 1	5.80 ± 0.70	( 4)		

Pb-nat (p, 44pxn) Y-91m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	3.72 ± 0.78	( 2)		

Sehr unsicher infolge schwacher  $\gamma$ -Linie.

Pb-nat (p, 43pxn) Zr-88				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.0619 ± 0.0082	( 4)		
322 ± 2	0.156 ± 0.026	( 4)		
553 ± 2	0.478 ± 0.068	( 5)		
759 ± 1	0.818 ± 0.116	( 7)		
996 ± 1	1.19 ± 0.15	(12)		
1170 ± 1	1.24 ± 0.16	( 7)		
1390 ± 1	1.47 ± 0.18	( 7)		
1570 ± 1	1.52 ± 0.20	( 3)		
1580 ± 1	1.32 ± 0.16	( 4)		
2590 ± 1	1.94 ± 0.24	( 8)		

Pb-nat (p, 43pxn) Zr-89m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.297 ± 0.042	( 3)		
322 ± 2	0.656 ± 0.103	( 4)		
553 ± 2	1.51 ± 0.20	( 4)		
759 ± 1	2.22 ± 0.31	( 7)		
996 ± 1	2.82 ± 0.35	( 3)		
1170 ± 1	2.79 ± 0.39	( 6)		

1390 ± 1	3.02 ± 0.38	( 3)		
1570 ± 1	2.64 ± 0.35	( 7)		
2590 ± 1	3.12 ± 0.40	( 3)		

Pb-nat (p, 43pxn) Zr-95				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8 ± 1.9	1.14 ± 0.12	( 9)		
75.5 ± 1.4	1.56 ± 0.15	(10)		
76.2 ± 1.8	1.56 ± 0.15	( 4)		
78.8 ± 1.9	1.72 ± 0.16	(10)		
86.6 ± 1.8	1.94 ± 0.20	(10)		
87.4 ± 1.3	2.01 ± 0.19	(12)		
90.3 ± 1.9	2.15 ± 0.20	( 7)		
95.6 ± 1.2	2.31 ± 0.22	(13)		
96.2 ± 1.7	2.23 ± 0.21	( 6)		
102 ± 2	2.51 ± 0.24	( 7)		
105 ± 2	2.62 ± 0.26	( 9)		
106 ± 1	2.54 ± 0.24	(15)		
112 ± 2	2.70 ± 0.26	( 8)		
113 ± 1	2.74 ± 0.26	(13)		
113 ± 2	2.72 ± 0.29	(13)		
121 ± 2	2.74 ± 0.26	( 7)		
122 ± 1	2.91 ± 0.28	(15)		
123 ± 2	2.87 ± 0.27	(10)		
129 ± 1	2.85 ± 0.27	(15)		
129 ± 1	2.90 ± 0.28	( 7)		
132 ± 2	2.98 ± 0.28	(13)		
137 ± 1	3.11 ± 0.31	( 9)		
143 ± 1	3.03 ± 0.29	(12)		
144 ± 1	3.03 ± 0.29	( 8)		
150 ± 1	2.86 ± 0.28	( 6)		
151 ± 1	2.87 ± 0.28	( 8)		
157 ± 1	2.94 ± 0.31	( 9)		
160 ± 1	2.95 ± 0.27	( 6)		
164 ± 1	3.05 ± 0.33	(10)		
167 ± 1	2.95 ± 0.28	( 5)		
170 ± 1	3.00 ± 0.30	(10)		
239 ± 2	2.88 ± 0.40	(13)		
271 ± 1	2.93 ± 0.36	(11)		
322 ± 2	3.08 ± 0.39	(16)		
553 ± 2	3.02 ± 0.39	(16)		
759 ± 1	2.77 ± 0.37	(12)		
996 ± 1	2.32 ± 0.29	(13)		
1170 ± 1	2.04 ± 0.28	( 4)		
1390 ± 1	1.75 ± 0.22	( 6)		
1570 ± 1	1.60 ± 0.22	( 4)		
1580 ± 1	1.41 ± 0.18	( 6)		
2590 ± 1	1.00 ± 0.13	( 5)		

Pb-nat (p, 43pxn) Zr-97				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
95.6 ± 1.2	1.51 ± 0.30	( 2)		
113 ± 1				

164	± 1	1.84	± 0.38	( 3)
239	± 2	2.28	± 0.36	( 4)
271	± 1	2.04	± 0.33	( 3)
322	± 2	2.74	± 0.43	( 6)
553	± 2	3.11	± 0.48	( 5)
759	± 1	2.85	± 0.48	( 3)
1170	± 1	2.33	± 0.35	( 3)
1390	± 1	1.58	± 0.34	( 1)

Pb-nat (p, 41pxn) Mo-99 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8 ± 1.9	1.26 ± 0.18	( 5)		
75.5 ± 1.4	2.15 ± 0.28	( 3)		
76.2 ± 1.8	1.80 ± 0.20	( 3)		
78.8 ± 1.9	1.73 ± 0.20	( 4)		
86.6 ± 1.8	2.11 ± 0.23	( 2)		
87.4 ± 1.3	2.47 ± 0.27	( 4)		
90.3 ± 1.9	2.21 ± 0.28	( 4)		
95.6 ± 1.2	2.81 ± 0.31	( 4)		
96.2 ± 1.7	2.60 ± 0.31	( 2)		
102 ± 2	2.73 ± 0.30	( 4)		
105 ± 2	3.16 ± 0.34	( 6)		
106 ± 1	3.16 ± 0.35	( 6)		
112 ± 2	3.18 ± 0.42	( 6)		
113 ± 1	3.39 ± 0.35	( 6)		
113 ± 2	3.41 ± 0.37	( 4)		
121 ± 2	3.50 ± 0.35	( 5)		
122 ± 1	3.40 ± 0.35	( 5)		
123 ± 2	3.56 ± 0.40	( 7)		
129 ± 1	3.61 ± 0.38	( 6)		
129 ± 1	3.74 ± 0.37	( 4)		
132 ± 2	3.52 ± 0.41	( 7)		
137 ± 1	4.10 ± 0.41	( 8)		
143 ± 1	3.66 ± 0.40	( 7)		
144 ± 1	3.95 ± 0.39	( 6)		
150 ± 1	3.97 ± 0.40	( 5)		
151 ± 1	3.85 ± 0.44	( 7)		
157 ± 1	4.07 ± 0.42	( 5)		
160 ± 1	3.58 ± 0.40	( 7)		
164 ± 1	4.06 ± 0.45	( 9)		
167 ± 1	3.66 ± 0.38	( 5)		
170 ± 1	3.99 ± 0.40	( 6)		
239 ± 2	4.20 ± 0.60	( 7)		
271 ± 1	4.20 ± 0.53	( 10)		
322 ± 2	4.27 ± 0.61	( 13)		
759 ± 1	4.46 ± 1.14	( 3)		
996 ± 1	3.38 ± 0.54	( 3)		
1170 ± 1	3.31 ± 0.54	( 5)		
1390 ± 1	2.48 ± 0.37	( 3)		
1570 ± 1	2.32 ± 0.47	( 4)		
2590 ± 1	1.48 ± 0.27	( 3)		

Pb-nat (p, 40pxn) Tc-96m+g ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.163 ± 0.028	( 4)		
322 ± 2	0.362 ± 0.066	( 5)		
553 ± 2	0.762 ± 0.157	( 5)		
759 ± 1	1.31 ± 0.18	( 12)		
996 ± 1	1.49 ± 0.19	( 7)		
1170 ± 1	1.57 ± 0.23	( 12)		
1390 ± 1	1.65 ± 0.21	( 6)		
1570 ± 1	1.60 ± 0.24	( 8)		
2590 ± 1	1.68 ± 0.23	( 8)		

Pb-nat (p, 39pxn) Ru-103 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8 ± 1.9	1.32 ± 0.13	( 4)		
75.5 ± 1.4	1.80 ± 0.17	( 3)		
76.2 ± 1.8	1.83 ± 0.17	( 3)		
78.8 ± 1.9	1.98 ± 0.19	( 4)		
86.6 ± 1.8	2.34 ± 0.24	( 3)		
87.4 ± 1.3	2.39 ± 0.24	( 7)		
90.3 ± 1.9	2.60 ± 0.24	( 4)		
95.6 ± 1.2	2.74 ± 0.27	( 7)		
96.2 ± 1.7	2.76 ± 0.27	( 3)		
102 ± 2	3.18 ± 0.31	( 6)		
105 ± 2	3.15 ± 0.29	( 2)		
106 ± 1	3.15 ± 0.32	( 6)		
112 ± 2	3.35 ± 0.32	( 3)		
113 ± 1	3.46 ± 0.33	( 5)		
113 ± 2	3.36 ± 0.31	( 2)		
121 ± 2	3.61 ± 0.34	( 4)		
122 ± 1	3.66 ± 0.35	( 6)		
123 ± 2	3.76 ± 0.36	( 6)		
129 ± 1	3.80 ± 0.39	( 9)		
129 ± 1	3.83 ± 0.36	( 4)		
132 ± 2	4.01 ± 0.39	( 6)		
137 ± 1	4.24 ± 0.42	( 4)		
143 ± 1	4.08 ± 0.43	( 3)		
144 ± 1	4.62 ± 0.57	( 4)		
150 ± 1	4.15 ± 0.39	( 4)		
151 ± 1	4.19 ± 0.42	( 6)		
157 ± 1	4.18 ± 0.42	( 5)		
160 ± 1	4.30 ± 0.41	( 5)		
164 ± 1	4.43 ± 0.40	( 2)		
167 ± 1	4.37 ± 0.41	( 5)		
170 ± 1	4.48 ± 0.42	( 5)		
239 ± 2	4.67 ± 0.63	( 8)		
271 ± 1	4.62 ± 0.56	( 10)		
322 ± 2	5.09 ± 0.64	( 8)		
553 ± 2	5.27 ± 0.65	( 7)		
759 ± 1	4.81 ± 0.60	( 7)		
996 ± 1	4.11 ± 0.53	( 7)		
1170 ± 1	3.90 ± 0.53	( 6)		
1390 ± 1	3.22 ± 0.41	( 5)		
1570 ± 1	3.01 ± 0.39	( 6)		

1580 ± 1	2.37 ± 0.33	( 3)
2590 ± 1	1.88 ± 0.24	( 3)

Pb-nat (p, 39pxn) Ru-106 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
75.5 ± 1.4	1.44 ± 0.16	( 5)		
76.2 ± 1.8	1.28 ± 0.16	( 1)		
78.8 ± 1.9	1.50 ± 0.15	( 4)		
86.6 ± 1.8	1.65 ± 0.28	( 3)		
87.4 ± 1.3	1.74 ± 0.19	( 8)		
90.3 ± 1.9	1.70 ± 0.18	( 3)		
95.6 ± 1.2	1.93 ± 0.21	( 7)		
102 ± 2	2.01 ± 0.24	( 5)		
105 ± 2	2.00 ± 0.28	( 4)		
106 ± 1	2.07 ± 0.23	( 5)		
112 ± 2	2.12 ± 0.26	( 5)		
113 ± 1	1.97 ± 0.25	( 11)		
113 ± 2	2.11 ± 0.38	( 1)		
121 ± 2	1.92 ± 0.29	( 7)		
122 ± 1	2.02 ± 0.22	( 4)		
123 ± 2	1.94 ± 0.22	( 5)		
129 ± 1	1.86 ± 0.24	( 3)		
129 ± 1	2.10 ± 0.38	( 2)		
132 ± 2	2.04 ± 0.24	( 8)		
143 ± 1	1.94 ± 0.25	( 4)		
144 ± 1	2.11 ± 0.34	( 3)		
150 ± 1	2.16 ± 0.31	( 2)		
160 ± 1	1.86 ± 0.22	( 5)		
164 ± 1	2.26 ± 0.41	( 2)		
167 ± 1	2.02 ± 0.24	( 4)		
170 ± 1	2.06 ± 0.35	( 3)		
239 ± 2	1.41 ± 0.45	( 4)		
271 ± 1	1.50 ± 0.20	( 8)		
322 ± 2	1.80 ± 0.35	( 5)		
553 ± 2	1.19 ± 0.31	( 3)		
759 ± 1	1.03 ± 0.40	( 3)		
996 ± 1	0.750 ± 0.274	( 4)		
1390 ± 1	0.735 ± 0.225	( 4)		
1580 ± 1	0.839 ± 0.153	( 5)		
2590 ± 1	0.378 ± 0.264	( 2)		

Pb-nat (p, 38pxn) Rh-101m+g				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.0694 ± 0.0111	( 7)		
553 ± 2	0.315 ± 0.054	( 3)		
759 ± 1	0.464 ± 0.071	( 3)		
996 ± 1	0.648 ± 0.085	( 4)		
1390 ± 1	0.494 ± 0.063	( 2)		
1570 ± 1	0.535 ± 0.092	( 2)		
1580 ± 1	0.867 ± 0.108	( 4)		

Pb-nat (p, 38pxn) Rh-102m ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
160 ± 1	0.0562 ± 0.0138	( 1)		
167 ± 1	0.0790 ± 0.0124	( 2)		
170 ± 1	0.0693 ± 0.0243	( 2)		
271 ± 1	0.337 ± 0.047	( 8)		
322 ± 2	0.450 ± 0.097	( 4)		
553 ± 2	1.06 ± 0.16	( 8)		
759 ± 1	1.20 ± 0.18	( 3)		
996 ± 1	1.42 ± 0.21	( 6)		
1170 ± 1	1.13 ± 0.23	( 2)		
1390 ± 1	1.23 ± 0.16	( 3)		
1570 ± 1	1.06 ± 0.24	( 5)		
2590 ± 1	1.16 ± 0.23	( 5)		

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 2.9 a.

Pb-nat (p, 38pxn) Rh-102m+g				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
132 ± 2	0.0225 ± 0.0060	( 2)		
143 ± 1	0.0332 ± 0.0092	( 1)		
170 ± 1	0.0576 ± 0.0220	( 4)		
271 ± 1	0.150 ± 0.022	( 3)		
322 ± 2	0.346 ± 0.079	( 4)		
553 ± 2	1.01 ± 0.15	( 3)		
759 ± 1	1.24 ± 0.17	( 3)		
996 ± 1	0.289 ± 0.059	( 3)		
1170 ± 1	2.27 ± 0.31	( 2)		
1390 ± 1	0.872 ± 0.123	( 3)		
1570 ± 1	1.89 ± 0.26	( 2)		
2590 ± 1	1.82 ± 0.27	( 2)		

Sehr unsichere Werte infolge schlecht korrigierbarer Interferenz mit Rh-102m.

Pb-nat (p, 38pxn) Rh-105m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8 ± 1.9	1.94 ± 0.52	( 1)		
76.2 ± 1.8	1.70 ± 0.50	( 1)		
78.8 ± 1.9	2.56 ± 0.61	( 2)		
86.6 ± 1.8	2.20 ± 0.54	( 2)		
90.3 ± 1.9	3.06 ± 0.64	( 2)		
95.6 ± 1.2	2.88 ± 0.63	( 3)		
96.2 ± 1.7	3.03 ± 0.70	( 2)		
96.2 ± 1.7	3.03 ± 0.70	( 2)		
105 ± 2	3.90 ± 0.71	( 3)		
106 ± 1	3.19 ± 0.77	( 2)		
112 ± 2	2.87 ± 0.62	( 2)		
113 ± 2	3.81 ± 0.65	( 2)		
121 ± 2	3.65 ± 0.55	( 2)		
123 ± 2	3.92 ± 0.70	( 3)		
129 ± 1	3.41 ± 0.79	( 2)		
129 ± 1	4.00 ± 0.60	( 2)		

132 ± 2	4.33 ± 0.74	( 3)
137 ± 1	3.60 ± 0.60	( 2)
143 ± 1	4.01 ± 0.69	( 2)
144 ± 1	3.88 ± 0.64	( 2)
150 ± 1	5.04 ± 0.66	( 3)
157 ± 1	4.90 ± 0.87	( 3)
160 ± 1	4.18 ± 0.67	( 3)
164 ± 1	4.32 ± 0.79	( 3)
167 ± 1	4.01 ± 0.59	( 3)
170 ± 1	4.16 ± 0.68	( 3)
239 ± 2	4.37 ± 0.64	( 2)
271 ± 1	4.41 ± 0.64	( 2)
322 ± 2	5.53 ± 0.80	( 7)
553 ± 2	5.70 ± 0.77	( 3)
759 ± 1	5.45 ± 0.83	( 8)
1170 ± 1	4.32 ± 0.57	( 3)
1570 ± 1	4.03 ± 0.60	( 3)
2590 ± 1	1.22 ± 0.37	( 1)

Pb-nat (p, 36pxn) Ag-105m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	0.384 ± 0.096	( 1)		
996 ± 1	1.04 ± 0.14	( 9)		
1170 ± 1	1.16 ± 0.16	( 2)		
1390 ± 1	1.30 ± 0.17	( 5)		
2590 ± 1	2.47 ± 0.33	( 12)		

Pb-nat (p, 36pxn) Ag-106m ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
271 ± 1	0.110 ± 0.035	( 2)		
553 ± 2	0.528 ± 0.108	( 4)		
759 ± 1	0.717 ± 0.158	( 5)		
996 ± 1	0.920 ± 0.140	( 4)		
1170 ± 1	1.04 ± 0.18	( 12)		
1390 ± 1	1.02 ± 0.14	( 6)		
1570 ± 1	1.09 ± 0.19	( 6)		
2590 ± 1	1.14 ± 0.29	( 3)		

Pb-nat (p, 36pxn) Ag-110m ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
75.5 ± 1.4	0.0327 ± 0.0045	( 7)		
78.8 ± 1.9	0.0494 ± 0.0068	( 7)		
86.6 ± 1.8	0.0852 ± 0.0175	( 5)		
87.4 ± 1.3	0.0857 ± 0.0096	( 11)		
90.3 ± 1.9	0.107 ± 0.013	( 12)		
95.6 ± 1.2	0.138 ± 0.015	( 13)		
96.2 ± 1.7	0.141 ± 0.023	( 6)		
102 ± 2	0.197 ± 0.021	( 8)		
105 ± 2	0.219 ± 0.027	( 7)		
106 ± 1	0.225 ± 0.025	( 18)		
112 ± 2	0.297 ± 0.033	( 17)		
113 ± 1	0.301 ± 0.032	( 14)		
113 ± 2	0.288 ± 0.037	( 10)		
121 ± 2	0.380 ± 0.042	( 13)		
122 ± 1				

129 ± 1	0.203 ± 0.034	( 2)
129 ± 1	0.227 ± 0.055	( 2)
132 ± 2	0.232 ± 0.026	( 3)
137 ± 1	0.326 ± 0.070	( 2)
143 ± 1	0.303 ± 0.047	( 2)
144 ± 1	0.295 ± 0.043	( 2)
150 ± 1	0.378 ± 0.090	( 3)
151 ± 1	0.352 ± 0.051	( 2)
157 ± 1	0.461 ± 0.077	( 2)
160 ± 1	0.384 ± 0.043	( 3)
164 ± 1	0.380 ± 0.058	( 2)
167 ± 1	0.425 ± 0.045	( 3)
170 ± 1	0.439 ± 0.058	( 3)
271 ± 1	0.734 ± 0.096	( 6)
322 ± 2	1.04 ± 0.17	( 7)
553 ± 2	1.47 ± 0.24	( 4)
759 ± 1	1.22 ± 0.23	( 4)
996 ± 1	1.07 ± 0.16	( 5)
1390 ± 1	1.01 ± 0.14	( 6)
2590 ± 1	0.724 ± 0.151	( 2)

Pb-nat (p, 33pxn) Sn-113m+g			cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
271 ± 1	0.0835 ± 0.0114	( 5)	
322 ± 2	0.165 ± 0.029	( 2)	
553 ± 2	0.420 ± 0.069	( 4)	
759 ± 1	0.583 ± 0.081	( 3)	
996 ± 1	0.807 ± 0.105	( 9)	
1170 ± 1	1.02 ± 0.15	( 7)	
1390 ± 1	1.11 ± 0.14	( 9)	
1570 ± 1	1.25 ± 0.17	( 3)	
1580 ± 1	1.21 ± 0.15	( 5)	
2590 ± 1	3.19 ± 0.40	( 8)	

Pb-nat (p, 33pxn) Sn-117m			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
87.4 ± 1.3	0.0735 ± 0.0116	( 4)	
106 ± 1	0.181 ± 0.018	( 2)	
113 ± 1	0.183 ± 0.021	( 5)	
122 ± 1	0.216 ± 0.022	( 3)	
239 ± 2	0.747 ± 0.182	( 3)	
271 ± 1	0.605 ± 0.079	( 2)	
322 ± 2	0.752 ± 0.108	( 2)	
553 ± 2	0.906 ± 0.121	( 5)	
759 ± 1	0.911 ± 0.123	( 12)	
996 ± 1	0.772 ± 0.097	( 3)	
1390 ± 1	0.599 ± 0.077	( 3)	

Pb-nat (p, 32pxn) Sb-120b			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
106 ± 1	0.132 ± 0.032	( 4)	
112 ± 2	0.111 ± 0.021	( 2)	
113 ± 1	0.137 ± 0.026	( 3)	
121 ± 2	0.152 ± 0.039	( 3)	
122 ± 1	0.147 ± 0.029	( 4)	
123 ± 2	0.116 ± 0.025	( 2)	
129 ± 1	0.231 ± 0.037	( 5)	
129 ± 1	0.224 ± 0.044	( 5)	
132 ± 2	0.188 ± 0.034	( 3)	
137 ± 1	0.204 ± 0.043	( 5)	
143 ± 1	0.210 ± 0.035	( 4)	
144 ± 1	0.249 ± 0.047	( 7)	
150 ± 1	0.236 ± 0.045	( 4)	
151 ± 1	0.256 ± 0.044	( 6)	
157 ± 1	0.311 ± 0.057	( 7)	
160 ± 1	0.243 ± 0.033	( 6)	
164 ± 1	0.321 ± 0.052	( 2)	
167 ± 1	0.269 ± 0.044	( 4)	
170 ± 1	0.303 ± 0.053	( 3)	
239 ± 2	0.375 ± 0.091	( 2)	
271 ± 1	0.404 ± 0.054	( 3)	
322 ± 2	0.490 ± 0.075	( 8)	
553 ± 2	0.530 ± 0.074	( 5)	
759 ± 1	0.566 ± 0.099	( 7)	
996 ± 1	0.531 ± 0.071	( 5)	
1170 ± 1	0.446 ± 0.076	( 8)	
1390 ± 1	0.451 ± 0.059	( 4)	
1570 ± 1	0.437 ± 0.090	( 2)	
2590 ± 1	0.309 ± 0.047	( 6)	

Der b-Zustand bezeichnet diejenigen mit einer Halbwertszeit von 5.76 d.

Pb-nat (p, 32pxn) Sb-124m1+m2+g			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
64.8 ± 1.9	0.0812 ± 0.0129	( 3)	
75.5 ± 1.4	0.134 ± 0.016	( 9)	
76.2 ± 1.8	0.124 ± 0.018	( 4)	
78.8 ± 1.9	0.159 ± 0.019	( 7)	
86.6 ± 1.8	0.172 ± 0.025	( 4)	
87.4 ± 1.3	0.176 ± 0.020	( 12)	
90.3 ± 1.9	0.185 ± 0.020	( 8)	
95.6 ± 1.2	0.199 ± 0.022	( 8)	
96.2 ± 1.7	0.182 ± 0.024	( 4)	
102 ± 2	0.195 ± 0.019	( 4)	
105 ± 2	0.195 ± 0.021	( 3)	
106 ± 1	0.209 ± 0.023	( 9)	
112 ± 2	0.206 ± 0.024	( 10)	
113 ± 1	0.198 ± 0.023	( 8)	
113 ± 2	0.194 ± 0.025	( 3)	
121 ± 2	0.202 ± 0.033	( 5)	
122 ± 1	0.195 ± 0.022	( 6)	
123 ± 2	0.191 ± 0.022	( 9)	
129 ± 1	0.200 ± 0.025	( 8)	
129 ± 1	0.186 ± 0.028	( 5)	

132 ± 2	0.189 ± 0.021	( 8)
137 ± 1	0.196 ± 0.026	( 3)
143 ± 1	0.186 ± 0.022	( 7)
144 ± 1	0.188 ± 0.026	( 5)
150 ± 1	0.173 ± 0.023	( 5)
151 ± 1	0.173 ± 0.023	( 5)
157 ± 1	0.174 ± 0.022	( 4)
160 ± 1	0.166 ± 0.018	( 8)
164 ± 1	0.170 ± 0.021	( 3)
167 ± 1	0.168 ± 0.018	( 5)
170 ± 1	0.164 ± 0.021	( 6)
271 ± 1	0.120 ± 0.016	( 8)
322 ± 2	0.109 ± 0.024	( 3)
1580 ± 1	0.130 ± 0.018	( 3)

Pb-nat (p, 32pxn) Sb-125			cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
75.5 ± 1.4	0.120 ± 0.029	( 6)	
76.2 ± 1.8	0.141 ± 0.034	( 1)	
78.8 ± 1.9	0.138 ± 0.023	( 4)	
87.4 ± 1.3	0.158 ± 0.027	( 5)	
90.3 ± 1.9	0.131 ± 0.026	( 3)	
95.6 ± 1.2	0.154 ± 0.030	( 6)	
102 ± 2	0.150 ± 0.028	( 1)	
106 ± 1	0.152 ± 0.032	( 6)	
112 ± 2	0.114 ± 0.021	( 2)	
113 ± 1	0.152 ± 0.037	( 7)	
121 ± 2	0.118 ± 0.035	( 2)	
122 ± 1	0.119 ± 0.026	( 2)	
123 ± 2	0.130 ± 0.021	( 4)	
129 ± 1	0.153 ± 0.038	( 1)	
132 ± 2	0.125 ± 0.018	( 3)	
144 ± 1	0.125 ± 0.030	( 1)	
157 ± 1	0.129 ± 0.028	( 1)	
160 ± 1	0.0971 ± 0.0171	( 1)	
167 ± 1	0.0966 ± 0.0169	( 2)	
271 ± 1	0.0751 ± 0.0146	( 2)	

Pb-nat (p, 31pxn) Te-121m			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
95.6 ± 1.2	0.00873 ± 0.00248	( 2)	
106 ± 1	0.0131 ± 0.0033	( 4)	
112 ± 2	0.0195 ± 0.0031	( 1)	
113 ± 1	0.0207 ± 0.0035	( 3)	
121 ± 2	0.0294 ± 0.0058	( 4)	
122 ± 1	0.0330 ± 0.0046	( 5)	
123 ± 2	0.0352 ± 0.0067	( 3)	
129 ± 1	0.0493 ± 0.0080	( 4)	
129 ± 1	0.0447 ± 0.0109	( 3)	
132 ± 2	0.0535 ± 0.0078	( 6)	
137 ± 1	0.0665 ± 0.0138	( 3)	
143 ± 1	0.0752 ± 0.0093	( 4)	
144 ± 1	0.0762 ± 0.0132	( 3)	
150 ± 1	0.0924 ± 0.0152	( 3)	
151 ± 1	0.0903 ± 0.0118	( 4)	
157 ± 1	0.114 ± 0.014	( 3)	
160 ± 1	0.112 ± 0.012	( 8)	
164 ± 1	0.130 ± 0.022	( 3)	
167 ± 1	0.127 ± 0.014	( 7)	
170 ± 1	0.140 ± 0.016	( 4)	
239 ± 2	0.280 ± 0.054	( 7)	
271 ± 1	0.275 ± 0.034	( 6)	
322 ± 2	0.381 ± 0.056	( 13)	
553 ± 2	0.543 ± 0.076	( 11)	
759 ± 1	0.540 ± 0.078	( 9)	
996 ± 1	0.530 ± 0.069	( 14)	
1170 ± 1	0.568 ± 0.093	( 6)	
1390 ± 1	0.493 ± 0.063	( 10)	
1570 ± 1	0.499 ± 0.079	( 4)	
1580 ± 1	0.459 ± 0.058	( 10)	
2590 ± 1	0.638 ± 0.093	( 6)	

Pb-nat (p, 31pxn) Te-121m+g			cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
239 ± 2	0.153 ± 0.049	( 3)	
271 ± 1	0.179 ± 0.027	( 5)	
322 ± 2	0.246 ± 0.054	( 4)	
553 ± 2	0.435 ± 0.071	( 8)	
759 ± 1	0.664 ± 0.109	( 9)	
996 ± 1	0.794 ± 0.102	( 6)	
1170 ± 1	0.990 ± 0.129	( 4)	
1390 ± 1	1.40 ± 0.18	( 6)	
1570 ± 1	1.65 ± 0.23	( 6)	
1580 ± 1	1.75 ± 0.23	( 5)	
2590 ± 1	5.40 ± 0.67	( 3)	

Pb-nat (p, 31pxn) Te-123m			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
75.5 ± 1.4	0.0153 ± 0.0023	( 3)	
76.2 ± 1.8	0.0180 ± 0.0052	( 1)	
78.8 ± 1.9	0.0169 ± 0.0028	( 2)	
86.6 ± 1.8	0.0375 ± 0.0077	( 2)	
87.4 ± 1.3	0.0367 ± 0.0043	( 5)	
90.3 ± 1.9	0.0445 ± 0.0061	( 2)	
95.6 ± 1.2	0.0560 ± 0.0057	( 4)	
96.2 ± 1.7	0.0698 ± 0.0158	( 2)	
105 ± 2	0.103 ± 0.019	( 2)	
106 ± 1	0.0954 ± 0.0100	( 4)	
112 ± 2	0.111 ± 0.013	( 3)	
113 ± 1	0.120 ± 0.011	( 4)	
121 ± 2	0.154 ± 0.019	( 5)	
122 ± 1	0.152 ± 0.015	( 5)	
123 ± 2	0.161 ± 0.019	( 4)	
129 ± 1	0.166 ± 0.016	( 5)	
129 ± 1	0.196 ± 0.021	( 3)	

132 ± 2	0.190 ± 0.019	( 3)
137 ± 1	0.189 ± 0.021	( 2)
143 ± 1	0.219 ± 0.026	( 3)
144 ± 1	0.217 ± 0.029	( 3)
151 ± 1	0.215 ± 0.023	( 2)
157 ± 1	0.245 ± 0.027	( 3)
160 ± 1	0.254 ± 0.025	( 3)
164 ± 1	0.259 ± 0.029	( 2)
167 ± 1	0.256 ± 0.026	( 3)
170 ± 1	0.271 ± 0.026	( 2)
239 ± 2	0.321 ± 0.057	( 4)
271 ± 1	0.319 ± 0.039	( 4)
322 ± 2	0.376 ± 0.053	( 4)
553 ± 2	0.393 ± 0.056	( 4)
759 ± 1	0.336 ± 0.048	( 4)
996 ± 1	0.293 ± 0.038	( 3)
1170 ± 1	0.322 ± 0.069	( 3)
1390 ± 1	0.251 ± 0.033	( 5)
1570 ± 1	0.228 ± 0.064	( 3)
2590 ± 1	0.137 ± 0.040	( 3)

Pb-nat (p, 30pxn) I-124			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
271 ± 1	0.538 ± 0.073	( 2)	
322 ± 2	0.475 ± 0.093	( 2)	
553 ± 2	0.588 ± 0.098	( 3)	
759 ± 1	0.697 ± 0.185	( 2)	
996 ± 1	0.600 ± 0.082	( 1)	
1170 ± 1	0.551 ± 0.130	( 2)	
1390 ± 1	0.591 ± 0.081	( 2)	
1570 ± 1	0.534 ± 0.111	( 1)	
2590 ± 1	0.374 ± 0.061	( 2)	

Pb-nat (p, 30pxn) I-126			ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
95.6 ± 1.2	0.108 ± 0.030	( 3)	
122 ± 1	0.143 ± 0.031	( 4)	
129 ± 1	0.191 ± 0.056	( 2)	
151 ± 1	0.174 ± 0.043	( 2)	
167 ± 1	0.189 ± 0.042	( 3)	
271 ± 1	0.247 ± 0.039	( 4)	
322 ± 2	0.278 ± 0.063	( 3)	

Pb-nat (p, 29pxn) Xe-127m+g			cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
102 ± 2	0.0254 ± 0.0065	( 2)	
112 ± 2	0.0324 ± 0.0055	( 2)	
121 ± 2	0.0447 ± 0.0082	( 1)	
122 ± 1	0.0572 ± 0.0088	( 5)	
123 ± 2	0.0536 ± 0.0080	( 4)	
129 ± 1	0.0583 ± 0.0108	( 3)	
129 ± 1	0.0704 ± 0.0133	( 2)	
132 ± 2	0.0785 ± 0.0125	( 6)	
137 ± 1	0.0764 ± 0.0135	( 2)	
143 ± 1	0.0912 ± 0.0136	( 6)	
144 ± 1	0.0800 ± 0.0099	( 2)	
150 ± 1	0.108 ± 0.017	( 4)	
151 ± 1	0.101 ± 0.015	( 4)	
160 ± 1	0.128 ± 0.013	( 4)	
164 ± 1	0.140 ± 0.019	( 2)	
167 ± 1	0.142 ± 0.016	( 6)	
170 ± 1	0.151 ± 0.020	( 4)	
239 ± 2	0.270 ± 0.043	( 3)	
271 ± 1	0.268 ± 0.035	( 12)	
322 ± 2	0.400 ± 0.065	( 9)	
553 ± 2	0.658 ± 0.093	( 10)	
759 ± 1	0.969 ± 0.142	( 7)	
996 ± 1	1.01 ± 0.14	( 5)	
1170 ± 1	1.67 ± 0.33		

Pb-nat (p, 27pxn) Ba-131m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	0.221 ± 0.094	( 2)		
996 ± 1	0.411 ± 0.062	( 3)		
1170 ± 1	0.868 ± 0.162	( 5)		
1390 ± 1	1.54 ± 0.20	( 3)		
1570 ± 1	2.52 ± 0.37	( 7)		
2590 ± 1	7.62 ± 0.97	( 16)		

Pb-nat (p, 27pxn) Ba-133m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.787 ± 0.120	( 5)		
1170 ± 1	1.26 ± 0.30	( 2)		
1390 ± 1	2.29 ± 0.31	( 8)		
1570 ± 1	3.47 ± 0.54	( 4)		
1580 ± 1	3.32 ± 0.46	( 6)		
2590 ± 1	8.31 ± 1.13	( 7)		

Pb-nat (p, 25pxn) Ce-134				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
2590 ± 1	11.9 ± 1.9	( 4)		

Pb-nat (p, 25pxn) Ce-139m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.822 ± 0.103	( 9)		
1170 ± 1	1.65 ± 0.22	( 6)		
1390 ± 1	3.74 ± 0.46	( 7)		
1570 ± 1	5.27 ± 0.68	( 11)		
1580 ± 1	5.19 ± 0.63	( 10)		
2590 ± 1	10.5 ± 1.3	( 11)		

Pb-nat (p, 22pxn) Pm-143				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	1.00 ± 0.13	( 6)		
1170 ± 1	2.22 ± 0.35	( 6)		
1390 ± 1	4.78 ± 0.58	( 4)		
1570 ± 1	6.49 ± 0.84	( 5)		
1580 ± 1	6.42 ± 0.77	( 8)		
2590 ± 1	10.5 ± 1.3	( 4)		

Pb-nat (p, 22pxn) Pm-144				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.0679 ± 0.0131	( 3)		
1170 ± 1	0.153 ± 0.056	( 2)		
1390 ± 1	0.162 ± 0.023	( 5)		
1570 ± 1	0.200 ± 0.044	( 4)		
1580 ± 1	0.203 ± 0.029	( 3)		
2590 ± 1	0.293 ± 0.047	( 5)		

Pb-nat (p, 20pxn) Eu-145				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.932 ± 0.172	( 4)		
1170 ± 1	2.28 ± 0.42	( 3)		
1390 ± 1	5.06 ± 0.66	( 7)		
1570 ± 1	6.39 ± 0.98	( 7)		
1580 ± 1	6.58 ± 1.18	( 4)		
2590 ± 1	8.67 ± 1.23	( 5)		

Pb-nat (p, 20pxn) Eu-147				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	1.97 ± 0.29	( 4)		
1170 ± 1	4.23 ± 0.60	( 15)		
1390 ± 1	9.01 ± 1.13	( 27)		
1570 ± 1	11.7 ± 1.6	( 16)		
1580 ± 1	10.8 ± 1.4	( 18)		
2590 ± 1	14.5 ± 1.9	( 38)		

Pb-nat (p, 20pxn) Eu-148				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	0.104 ± 0.040	( 2)		
1170 ± 1	0.294 ± 0.081	( 2)		
1390 ± 1	0.441 ± 0.066	( 6)		
1570 ± 1	0.544 ± 0.098	( 4)		
2590 ± 1	0.641 ± 0.089	( 6)		

Pb-nat (p, 19pxn) Gd-146				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	0.175 ± 0.035	( 7)		
996 ± 1	1.68 ± 0.21	( 11)		
1170 ± 1	3.76 ± 0.49	( 18)		
1390 ± 1	7.84 ± 0.98	( 33)		
1570 ± 1	10.2 ± 1.3	( 13)		
1580 ± 1	8.91 ± 1.12	( 28)		
2590 ± 1	12.5 ± 1.6	( 31)		

Pb-nat (p, 19pxn) Gd-147				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	2.11 ± 0.49	( 2)		
1170 ± 1	3.91 ± 0.52	( 3)		
1390 ± 1	7.64 ± 1.26	( 2)		
1570 ± 1	8.78 ± 2.38	( 3)		
2590 ± 1	12.8 ± 1.7	( 13)		

Pb-nat (p, 19pxn) Gd-149				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	0.605 ± 0.092	( 5)		
996 ± 1	3.06 ± 0.38	( 11)		
1170 ± 1	6.55 ± 0.87	( 21)		

1390 ± 1	11.7 ± 1.4	( 8)		
1570 ± 1	15.2 ± 1.9	( 16)		
1580 ± 1	13.8 ± 1.8	( 8)		
2590 ± 1	17.0 ± 2.1	( 14)		

Pb-nat (p, 19pxn) Gd-151				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
996 ± 1	1.39 ± 0.22	( 1)		
1170 ± 1	2.68 ± 3.77	( 3)		
1390 ± 1	7.69 ± 1.23	( 3)		
1570 ± 1	12.1 ± 1.8	( 5)		
1580 ± 1	11.7 ± 1.5	( 12)		
2590 ± 1	13.1 ± 1.7	( 10)		

Pb-nat (p, 19pxn) Gd-153				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	0.608 ± 0.119	( 11)		
996 ± 1	3.10 ± 0.38	( 12)		
1170 ± 1	6.15 ± 0.81	( 7)		
1390 ± 1	9.59 ± 1.18	( 17)		
1570 ± 1	11.4 ± 1.5	( 14)		
1580 ± 1	11.0 ± 1.3	( 8)		
2590 ± 1	11.1 ± 1.4	( 14)		

Pb-nat (p, 18pxn) Tb-151m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
2590 ± 1	10.5 ± 1.5	( 4)		

Pb-nat (p, 18pxn) Tb-153				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	0.585 ± 0.106	( 4)		
996 ± 1	2.51 ± 0.40	( 2)		
1170 ± 1	4.48 ± 0.85	( 3)		
1570 ± 1	12.0 ± 1.6	( 5)		
2590 ± 1	9.01 ± 1.41	( 3)		

Pb-nat (p, 18pxn) Tb-155				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	1.86 ± 0.31	( 2)		
996 ± 1	5.52 ± 0.70	( 5)		
1170 ± 1	9.45 ± 1.27	( 6)		
1390 ± 1	12.6 ± 1.7	( 4)		
1570 ± 1	17.3 ± 2.4	( 4)		
2590 ± 1	14.0 ± 2.4	( 2)		

Pb-nat (p, 17pxn) Dy-155				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
2590 ± 1	10.7 ± 1.4	( 2)		

Pb-nat (p, 15pxn) Er-160				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
1390 ± 1	24.7 ± 3.4	( 9)		
2590 ± 1	14.6 ± 2.1	( 9)		

Pb-nat (p, 14pxn) Tm-167				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	2.08 ± 0.26	( 6)		
759 ± 1	7.05 ± 1.07	( 3)		
996 ± 1	21.2 ± 2.6	( 6)		
1170 ± 1	26.0 ± 3.4	( 11)		
1390 ± 1	27.8 ± 3.4	( 5)		
1570 ± 1	28.5 ± 3.7	( 6)		
2590 ± 1	16.5 ± 2.1	( 6)		

Pb-nat (p, 13pxn) Yb-166				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	6.30 ± 0.95	( 5)		
996 ± 1	16.4 ± 2.3	( 10)		
1170 ± 1	19.9 ± 3.0	( 20)		
1390 ± 1	21.9 ± 2.9	( 4)		
1570 ± 1	21.8 ± 3.5	( 9)		
1580 ± 1	21.9 ± 3.5	( 9)		
2590 ± 1	13.3 ± 1.9	( 5)		

Pb-nat (p, 13pxn) Yb-169m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	3.31 ± 0.44	( 13)		
759 ± 1	12.5 ± 1.6	( 29)		
996 ± 1	24.3 ± 3.0	( 24)		
1170 ± 1	29.0 ± 3.7	( 26)		
1390 ± 1	29.0 ± 3.6	( 26)		
1570 ± 1	26.6 ± 3.5	( 22)		
1580 ± 1	24.6 ± 3.1	( 6)		
2590 ± 1	17.2 ± 2.2	( 23)		

Pb-nat (p, 12pxn) Lu-169m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	3.57 ± 0.59	( 3)		
759 ± 1	14.3 ± 2.1	( 4)		
996 ± 1	26.4 ± 3.7	( 5)		
1170 ± 1	27.1 ± 3.6	( 12)		
1390 ± 1	30.9 ± 4.1	( 4)		
1570 ± 1	22.9 ± 3.1	( 9)		
1580 ± 1	22.5 ± 4.7	( 4)		
2590 ± 1	15.7 ± 2.2	( 5)		

Pb-nat (p, 12pxn) Lu-171m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	5.66 ± 0.72	( 5)		
759 ± 1	18.1 ± 2.2	( 11)		
996 ± 1	31.3 ± 3.9	( 23)		
1170 ± 1	34.4 ± 4.4	( 36)		
1390 ± 1	34.5 ± 4.3	( 25)		
1570 ± 1	31.2 ± 4.1	( 32)		
1580 ± 1	28.1 ± 3.6	( 15)		
2590 ± 1	18.2 ± 2.4	( 16)		

Pb-nat (p, 12pxn) Lu-172m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
553 ± 2	0.424 ± 0.102	( 3)		

Pb-nat (p, 12pxn) Lu-173				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
322 ± 2	0.684 ± 0.198	( 3)		
553 ± 2	11.9 ± 1.6	( 12)		
759 ± 1	32.4 ± 4.3	( 23)		
996 ± 1	49.3 ± 6.1	( 32)		
1170 ± 1	52.6 ± 7.0	( 20)		
1390 ± 1	49.5 ± 6.1	( 20)		
1570 ± 1	45.1 ± 5.8	( 16)		
1580 ± 1	41.3 ± 5.0	( 11)		
2590 ± 1	27.4 ± 3.6	( 14)		

Mit neuen Entkommwahrscheinlichkeiten aus [K196] gerechnet:  $\sigma_{(K96)} = 0.7 \cdot \sigma_{(R83)}$

Pb-nat (p, 11pxn) Hf-170				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
759 ± 1	14.2 ± 2.5	( 8)		
996 ± 1	21.2 ± 3.0	( 2)		
1170 ± 1	24.7 ± 3.3	( 3)		
2590 ± 1	14.3 ± 1.9	( 6)		

Pb-nat (p, 11pxn) Hf-172				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
322 ± 2	0.172 ± 0.058	( 1)		
322 ± 2	0.172 ± 0.058	( 1)		
553 ± 2	5.38 ± 0.71	( 39)		
759 ± 1	15.0 ± 1.9	( 56)		
996 ± 1	24.4 ± 3.1	(106)		
1170 ± 1	26.4 ± 3.4	( 41)		
1390 ± 1	26.2 ± 3.4	(121)		
1570 ± 1	22.9 ± 3.0	( 39)		
1580 ± 1	21.2 ± 2.7	( 99)		
2590 ± 1	14.2 ± 1.9	( 39)		

Pb-nat (p, 11pxn) Hf-173				cum
--------------------------	--	--	--	-----

1570	± 1	27.4	± 3.7	( 10)
1580	± 1	21.1	± 2.7	( 4)
2590	± 1	15.8	± 2.1	( 7)

Pb-nat (p, 7pxn) Os-185					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
239	± 2	6.25	± 0.84	( 14)	
271	± 1	5.70	± 0.71	( 27)	
322	± 2	16.9	± 2.1	( 35)	
553	± 2	42.8	± 5.4	( 55)	
759	± 1	45.8	± 5.8	( 41)	
996	± 1	43.0	± 5.3	( 31)	
1170	± 1	38.9	± 4.9	( 33)	
1390	± 1	32.0	± 4.0	( 16)	
1570	± 1	29.0	± 3.7	( 29)	
1580	± 1	25.7	± 3.2	( 32)	
2590	± 1	17.7	± 2.3	( 12)	

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-185					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	5.21	± 1.15	( 2)	
322	± 2	13.7	± 2.2	( 3)	
553	± 2	36.8	± 6.2	( 5)	
996	± 1	39.4	± 7.9	( 2)	
2590	± 1	12.1	± 2.9	( 2)	

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-186b					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	3.80	± 0.56	( 3)	
322	± 2	10.1	± 1.4	( 11)	
553	± 2	21.3	± 2.7	( 9)	
759	± 1	22.7	± 3.3	( 13)	
996	± 1	22.5	± 3.1	( 3)	
1170	± 1	17.0	± 2.4	( 3)	
1390	± 1	18.1	± 2.5	( 4)	
2590	± 1	9.30	± 1.31	( 8)	

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 15.8h.

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-189					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	15.2	± 2.4	( 7)	
322	± 2	31.9	± 6.4	( 6)	
553	± 2	46.1	± 7.9	( 5)	
759	± 1	45.5	± 8.0	( 5)	
996	± 1	35.3	± 5.4	( 2)	
1390	± 1	26.0	± 3.6	( 4)	
2590	± 1	18.7	± 2.7	( 2)	

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-190m1+g					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	0.0942	± 0.0191	( 3)	
322	± 2	0.176	± 0.067	( 3)	
759	± 1	0.349	± 0.101	( 3)	
1170	± 1	0.493	± 0.099	( 5)	
1390	± 1	0.306	± 0.052	( 2)	
1570	± 1	0.568	± 0.102	( 3)	
2590	± 1	0.317	± 0.075	( 2)	

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-192m1+g					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	0.0222	± 0.0048	( 4)	
553	± 2	0.171	± 0.067	( 2)	
759	± 1	0.176	± 0.050	( 4)	
996	± 1	0.155	± 0.024	( 6)	
1170	± 1	0.193	± 0.053	( 4)	
1390	± 1	0.134	± 0.022	( 5)	
1570	± 1	0.141	± 0.031	( 2)	
2590	± 1	0.118	± 0.030	( 2)	

Pb-nat (p, 6pxn) Ir-194m					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
553	± 2	0.0552	± 0.0226	( 2)	
1580	± 1	0.0518	± 0.0091	( 1)	

Pb-nat (p, 5pxn) Pt-188					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
157	± 1	0.336	± 0.084	( 2)	
167	± 1	0.640	± 0.083	( 3)	
170	± 1	0.744	± 0.132	( 3)	
239	± 2	17.0	± 2.3	( 32)	
271	± 1	16.2	± 2.0	( 21)	
322	± 2	31.6	± 4.0	( 76)	
553	± 2	52.4	± 6.4	( 25)	
759	± 1	46.5	± 6.0	( 36)	
996	± 1	42.8	± 5.4	( 25)	
1170	± 1	37.3	± 4.7	( 18)	
1390	± 1	31.8	± 3.9	( 17)	
1570	± 1	28.1	± 3.7	( 25)	
1580	± 1	23.2	± 2.9	( 23)	
2590	± 1	17.7	± 2.3	( 22)	

Pb-nat (p, 5pxn) Pt-191					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
150	± 1	3.14	± 0.80	( 4)	
157	± 1	4.31	± 0.92	( 3)	
164	± 1	5.28	± 1.27	( 5)	
170	± 1	5.58	± 1.00	( 3)	
239	± 2	33.5	± 4.8	( 10)	
271	± 1	32.9	± 4.2	( 16)	

322	± 2	45.9	± 6.1	( 25)
553	± 2	52.6	± 6.7	( 19)
759	± 1	47.7	± 6.4	( 20)
996	± 1	37.9	± 4.8	( 6)
1170	± 1	37.1	± 5.0	( 12)
1390	± 1	29.4	± 3.7	( 7)
1570	± 1	24.1	± 3.9	( 6)

Pb-nat (p, 4pxn) Au-193m+g					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
150	± 1	20.2	± 3.5	( 3)	
157	± 1	23.3	± 4.2	( 3)	
160	± 1	23.1	± 4.8	( 2)	
164	± 1	25.6	± 4.3	( 3)	
170	± 1	26.8	± 4.7	( 3)	
239	± 2	63.8	± 9.0	( 8)	
271	± 1	67.4	± 8.4	( 9)	
322	± 2	73.4	± 9.3	( 8)	
553	± 2	72.1	± 10.0	( 8)	
759	± 1	64.7	± 9.2	( 6)	
996	± 1	39.2	± 5.4	( 3)	
1170	± 1	53.2	± 6.9	( 5)	
2590	± 1	18.4	± 3.2	( 3)	

Pb-nat (p, 4pxn) Au-194m+g					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
144	± 1	0.516	± 0.124	( 3)	
150	± 1	0.570	± 0.115	( 3)	
157	± 1	0.876	± 0.152	( 3)	
160	± 1	0.865	± 0.166	( 3)	
164	± 1	0.826	± 0.168	( 2)	
167	± 1	0.939	± 0.164	( 4)	
170	± 1	1.34	± 0.28	( 2)	
239	± 2	3.31	± 0.46	( 4)	
271	± 1	3.21	± 0.42	( 3)	
322	± 2	4.60	± 0.61	( 12)	
553	± 2	6.97	± 0.88	( 9)	
759	± 1	7.01	± 0.95	( 8)	
996	± 1	6.85	± 0.92	( 3)	
1170	± 1	6.26	± 0.82	( 6)	
1390	± 1	6.24	± 0.88	( 3)	
1570	± 1	4.21	± 1.10	( 2)	
2590	± 1	3.17	± 0.57	( 3)	

Pb-nat (p, 4pxn) Au-195m+g					cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
64.8	± 1.9	0.182	± 0.056	( 2)	
75.5	± 1.4	0.263	± 0.033	( 3)	
76.2	± 1.8	0.315	± 0.053	( 2)	
78.8	± 1.9	0.448	± 0.058	( 5)	
86.6	± 1.8	0.630	± 0.095	( 3)	
87.4	± 1.3	0.728	± 0.077	( 5)	
90.3	± 1.9	1.45	± 0.15	( 4)	
95.6	± 1.2	2.67	± 0.26	( 7)	
96.2	± 1.7	2.78	± 0.31	( 2)	
102	± 2	5.37	± 0.49	( 5)	
105	± 2	6.75	± 0.63	( 3)	
106	± 1	7.28	± 0.67	( 7)	
112	± 2	10.9	± 1.0	( 5)	
113	± 1	11.2	± 1.1	( 11)	
113	± 2	11.3	± 1.1	( 4)	
121	± 2	17.2	± 1.6	( 9)	
122	± 1	17.3	± 1.6	( 12)	
123	± 2	17.3	± 1.6	( 7)	
129	± 1	24.6	± 2.3	( 15)	
129	± 1	23.4	± 2.3	( 9)	
132	± 2	25.2	± 2.3	( 4)	
137	± 1	32.1	± 3.1	( 7)	
143	± 1	34.1	± 3.1	( 6)	
144	± 1	39.4	± 3.7	( 9)	
150	± 1	45.1	± 4.2	( 5)	
151	± 1	37.7	± 3.6	( 9)	
157	± 1	52.5	± 5.0	( 8)	
160	± 1	54.2	± 5.0	( 4)	
164	± 1	60.4	± 5.7	( 7)	
167	± 1	57.1	± 5.2	( 3)	
170	± 1	63.8	± 6.1	( 9)	
239	± 2	77.5	± 10.5	( 11)	
271	± 1	81.0	± 9.8	( 7)	
322	± 2	81.5	± 10.0	( 9)	
553	± 2	68.8	± 9.3	( 5)	
759	± 1	57.9	± 8.3	( 10)	
996	± 1	51.1	± 6.6	( 10)	
1170	± 1	40.1	± 7.5	( 5)	
1390	± 1	39.8	± 5.0	( 10)	
1570	± 1	26.8	± 4.8	( 2)	
1580	± 1	27.0	± 4.1	( 5)	
2590	± 1	23.7	± 3.5	( 4)	

Pb-nat (p, 4pxn) Au-196m+g					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
113	± 1	0.193	± 0.031	( 3)	
121	± 2	0.252	± 0.042	( 2)	
122	± 1	0.255	± 0.037	( 3)	
123	± 2	0.219	± 0.035	( 2)	
129	± 1	0.354	± 0.087	( 2)	
129	± 1	0.318	± 0.061	( 2)	
132	± 2	0.319	± 0.044	( 3)	
137	± 1	0.377	± 0.059	( 2)	
143	± 1	0.392	± 0.044	( 2)	
144	± 1	0.511	± 0.068	( 2)	
150	± 1	0.561	± 0.075	( 3)	
151	± 1	0.563	± 0.079	( 2)	
157	± 1	0.645	± 0.086	( 4)	
160	± 1	0.554	± 0.063	( 2)	

164	± 1	0.680	± 0.088	( 3)
167	± 1	0.721	± 0.081	( 5)
170	± 1	0.700	± 0.092	( 4)
239	± 2	1.78	± 0.26	( 7)
271	± 1	1.87	± 0.23	( 5)
322	± 2	2.60	± 0.35	( 9)
553	± 2	4.00	± 0.50	( 14)
759	± 1	4.10	± 0.53	( 14)
996	± 1	3.88	± 0.47	( 5)
1170	± 1	3.64	± 0.48	( 15)
1390	± 1	3.69	± 0.46	( 10)
1570	± 1	3.12	± 0.42	( 9)
1580	± 1	3.04	± 0.41	( 5)
2590	± 1	2.50	± 0.32	( 5)

Pb-nat (p, 4pxn) Au-198m					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
271	± 1	0.381	± 0.061	( 2)	
322	± 2	0.458	± 0.081	( 3)	
553	± 2	0.651	± 0.105	( 5)	
759	± 1	0.679	± 0.109	( 3)	
996	± 1	1.25	± 1.11	( 3)	
1390	± 1	1.72	± 0.76	( 3)	

Pb-nat (p, 4pxn) Au-198m+g					ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]				
121	± 2	0.328	± 0.070	( 2)	
121	± 2	0.328	± 0.070	( 2)	
123	± 2	0.259	± 0.047	( 1)	
129	± 1	0.371	± 0.083	( 2)	
132	± 2	0.280	± 0.051	( 2)	
143	± 1	0.408	± 0.049	( 2)	
144	± 1	0.323	± 0.085	( 2)	
150	± 1	0.545	± 0.095	( 3)	
151	± 1	0.442	± 0.066	( 2)	

170	± 1	4.71	± 0.67	( 2)
239	± 2	8.71	± 1.19	( 4)
271	± 1	9.37	± 1.17	( 4)
322	± 2	10.2	± 1.3	( 7)
553	± 2	11.4	± 1.4	( 7)
759	± 1	10.7	± 1.5	( 7)
1170	± 1	9.24	± 1.20	( 3)
1570	± 1	8.28	± 1.06	( 2)
2590	± 1	6.33	± 0.89	( 3)

Pb-nat (p, 3pxn) Hg-197m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
105	± 2	72.7	± 15.1	( 2)
105	± 2	72.7	± 15.1	( 2)
113	± 2	107	± 20	( 3)
113	± 2	107	± 20	( 3)
121	± 2	149	± 22	( 3)
122	± 1	104	± 20	( 4)
123	± 2	114	± 16	( 2)
129	± 1	179	± 31	( 2)
129	± 1	158	± 27	( 3)
129	± 1	158	± 27	( 3)
132	± 2	146	± 16	( 2)
143	± 1	152	± 17	( 2)
144	± 1	161	± 22	( 3)
144	± 1	161	± 22	( 3)
150	± 1	180	± 27	( 2)
151	± 1	141	± 19	( 2)
157	± 1	152	± 23	( 2)
157	± 1	152	± 23	( 2)
160	± 1	137	± 14	( 2)
164	± 1	164	± 23	( 3)
170	± 1	146	± 25	( 4)

Pb-nat (p, 3pxn) Hg-203 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8	± 1.9	0.482	± 0.050	( 5)
75.5	± 1.4	0.441	± 0.041	( 3)
76.2	± 1.8	0.495	± 0.051	( 2)
78.8	± 1.9	0.513	± 0.052	( 5)
86.6	± 1.8	0.522	± 0.055	( 3)
87.4	± 1.3	0.538	± 0.051	( 6)
90.3	± 1.9	0.540	± 0.054	( 3)
95.6	± 1.2	0.580	± 0.054	( 5)
96.2	± 1.7	0.678	± 0.068	( 3)
102	± 2	0.566	± 0.056	( 3)
105	± 2	0.727	± 0.074	( 3)
106	± 1	0.663	± 0.063	( 6)
112	± 2	0.765	± 0.075	( 5)
113	± 1	0.714	± 0.067	( 5)
113	± 2	0.760	± 0.076	( 2)
121	± 2	0.928	± 0.101	( 4)
122	± 1	0.790	± 0.073	( 6)
123	± 2	0.788	± 0.077	( 6)
129	± 1	0.865	± 0.084	( 7)
129	± 1	0.918	± 0.096	( 4)
132	± 2	0.892	± 0.089	( 5)
137	± 1	1.05	± 0.10	( 3)
143	± 1	0.877	± 0.081	( 3)
144	± 1	1.09	± 0.12	( 4)
150	± 1	1.12	± 0.11	( 3)
151	± 1	0.735	± 0.077	( 5)
157	± 1	1.15	± 0.12	( 4)
160	± 1	1.14	± 0.11	( 5)
164	± 1	1.20	± 0.12	( 3)
167	± 1	1.08	± 0.10	( 5)
170	± 1	1.17	± 0.12	( 4)
239	± 2	1.90	± 0.27	( 7)
271	± 1	1.85	± 0.23	( 6)
322	± 2	2.48	± 0.32	( 6)
553	± 2	3.23	± 0.41	( 8)
759	± 1	3.39	± 0.44	( 6)
996	± 1	3.66	± 0.45	( 6)
1170	± 1	4.12	± 0.57	( 4)
1390	± 1	3.60	± 0.44	( 6)
1570	± 1	3.78	± 0.51	( 8)
1580	± 1	3.32	± 0.42	( 10)
2590	± 1	3.00	± 0.37	( 6)

Pb-nat (p, 2pxn) Tl-198m+g cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
2590	± 1	78.9	± 17.2	( 3)

Pb-nat (p, 2pxn) Tl-199 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
75.5	± 1.4	43.7	± 10.6	( 2)
87.4	± 1.3	113	± 16	( 4)
95.6	± 1.2	173	± 20	( 4)
106	± 1	226	± 26	( 5)
113	± 1	222	± 26	( 3)
122	± 1	215	± 24	( 5)
129	± 1	198	± 24	( 8)
239	± 2	97.1	± 15.6	( 2)
271	± 1	88.1	± 14.6	( 2)
2590	± 1	30.3	± 4.8	( 2)

Pb-nat (p, 2pxn) Tl-200 ind				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8	± 1.9	24.1	± 15.9	( 3)
76.3	± 1.8	29.2	± 28.7	( 3)
78.8	± 1.9	51.7	± 21.2	( 3)
90.3	± 1.9	60.1	± 29.1	( 3)
96.2	± 1.7	80.2	± 32.3	( 4)
105	± 2	25.2	± 33.4	( 3)

112	± 2	60.9	± 25.2	( 6)
114	± 2	23.3	± 26.8	( 3)
122	± 2	28.5	± 28.4	( 4)
130	± 1	12.0	± 27.4	( 3)
137	± 1	28.8	± 25.4	( 7)
144	± 1	23.3	± 23.8	( 3)
151	± 1	43.5	± 19.9	( 6)
151	± 1	23.3	± 23.7	( 4)
158	± 1	58.7	± 16.2	( 4)
160	± 1	54.3	± 14.9	( 8)
164	± 1	58.9	± 14.7	( 7)
167	± 1	54.9	± 15.9	( 6)
170	± 1	49.1	± 16.3	( 8)
239	± 2	32.2	± 13.9	( 6)
271	± 1	40.3	± 12.6	( 10)
322	± 2	36.1	± 11.2	( 17)
553	± 2	28.4	± 8.0	( 7)
759	± 1	29.5	± 7.0	( 5)
996	± 1	22.3	± 6.1	( 4)
1170	± 1	28.1	± 6.1	( 10)
1400	± 1	26.0	± 5.9	( 4)
1570	± 1	30.3	± 5.1	( 3)
2590	± 1	18.4	± 4.0	( 8)

Pb-nat (p, 2pxn) Tl-201 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8	± 1.9	286	± 27	( 9)
75.5	± 1.4	370	± 33	( 9)
76.2	± 1.8	369	± 35	( 6)
78.8	± 1.9	358	± 33	( 3)
86.6	± 1.8	353	± 33	( 4)
87.4	± 1.3	349	± 32	( 7)
90.3	± 1.9	328	± 32	( 2)
95.6	± 1.2	287	± 26	( 7)
96.2	± 1.7	303	± 27	( 3)
102	± 2	231	± 21	( 4)
105	± 2	267	± 25	( 9)
106	± 1	258	± 24	( 7)
112	± 2	223	± 21	( 4)
113	± 1	243	± 22	( 7)
113	± 2	237	± 22	( 9)
121	± 2	230	± 22	( 9)
122	± 1	224	± 21	( 7)
123	± 2	200	± 19	( 3)
129	± 1	213	± 20	( 8)
132	± 2	197	± 19	( 4)
137	± 1	223	± 21	( 5)
143	± 1	171	± 16	( 4)
144	± 1	199	± 19	( 7)
150	± 1	184	± 17	( 9)
151	± 1	175	± 17	( 3)
157	± 1	179	± 17	( 6)
160	± 1	159	± 14	( 4)
164	± 1	176	± 16	( 3)
167	± 1	174	± 18	( 2)
170	± 1	170	± 16	( 2)
239	± 2	102	± 14	( 5)
271	± 1	105	± 13	( 4)
322	± 2	90.3	± 11.3	( 10)
553	± 2	70.2	± 8.6	( 7)
759	± 1	56.3	± 7.5	( 8)
996	± 1	53.5	± 6.6	( 4)
1170	± 1	51.4	± 6.7	( 5)
1390	± 1	46.1	± 5.7	( 3)
1570	± 1	44.2	± 6.1	( 4)
1580	± 1	21.7	± 4.5	( 4)
2590	± 1	37.4	± 4.7	( 3)

Pb-nat (p, 2pxn) Tl-202 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8	± 1.9	9.73	± 0.95	( 5)
75.5	± 1.4	11.0	± 1.0	( 6)
76.2	± 1.8	11.9	± 1.2	( 5)
78.8	± 1.9	13.2	± 1.2	( 2)
86.6	± 1.8	14.6	± 1.4	( 3)
87.4	± 1.3	14.6	± 1.3	( 5)
90.3	± 1.9	16.7	± 1.5	( 4)
95.6	± 1.2	17.1	± 1.5	( 4)
96.2	± 1.7	18.0	± 1.7	( 3)
102	± 2	21.0	± 1.9	( 3)
105	± 2	21.0	± 1.9	( 2)
106	± 1	19.0	± 1.7	( 6)
112	± 2	22.8	± 2.1	( 3)
113	± 1	21.1	± 1.9	( 5)
113	± 2	21.6	± 2.0	( 2)
121	± 2	23.8	± 2.2	( 2)
122	± 1	22.3	± 2.1	( 8)
123	± 2	25.0	± 2.3	( 3)
129	± 1	23.5	± 2.1	( 7)
129	± 1	24.8	± 2.3	( 2)
132	± 2	26.1	± 2.4	( 3)
137	± 1	27.5	± 2.5	( 2)
143	± 1	27.1	± 2.5	( 3)
144	± 1	26.7	± 2.5	( 2)
150	± 1	26.8	± 2.5	( 3)
151	± 1	27.2	± 2.5	( 2)
157	± 1	26.2	± 2.4	( 3)
160	± 1	27.9	± 2.5	( 3)
164	± 1	27.6	± 2.5	( 2)
167	± 1	27.9	± 2.5	( 3)
170	± 1	26.8	± 2.5	( 6)
239	± 2	24.2	± 3.1	( 6)
271	± 1	24.1	± 2.9	( 6)
322	± 2	25.2	± 3.1	( 9)
553	± 2	23.8	± 2.9	( 13)
759	± 1	22.3	± 2.7	( 16)

996	± 1	22.0	± 2.7	( 6)
1170	± 1	20.8	± 2.6	( 11)
1390	± 1	20.6	± 2.5	( 6)
1570	± 1	19.5	± 2.4	( 8)
1580	± 1	16.2	± 2.0	( 12)
2590	± 1	16.6	± 2.0	( 7)

Pb-nat (p, pxn) Pb-200 cum				
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
64.8	± 1.9	54.8	± 8.9	( 3)
75.5	± 1.4	158	± 15	( 13)
76.2	± 1.8	142	± 17	( 10)
78.8	± 1.9	143	± 14	( 4)
86.6	± 1.8	174	± 16	( 3)
87.4	± 1.3	224	± 21	( 10)
90.3	± 1.9	196	± 19	( 6)
95.6	± 1.2	241	± 22	( 11)
96.2	± 1.7	213	± 21	( 13)
105	± 2	203	± 21	( 12)
106	± 1	220	± 21	( 14)
112	± 2	159	± 17	( 9)
113	± 1	195	± 18	( 11)
113	± 2	171	± 17	( 10)
121	± 2	162	± 17	( 11)
122	± 1	175	± 17	( 13)
129	± 1	161	± 15	( 7)
129	± 1	154	± 17	( 9)
132	± 2	156	± 18	( 5)
137	± 1	150	± 16	( 6)
143	± 1	136	± 17	( 4)
144	± 1	138	± 15	( 10)
150	± 1	129	± 15	( 9)
151	± 1	121	± 13	( 7)
157	± 1	111	± 11	( 6)
160	± 1	103	± 10	( 2)
164	± 1	103	± 9	( 3)
167	± 1	98.1	± 10.0	( 4)
170	± 1	102	± 10	( 7)
239	± 2	64.3	± 8.7	( 8)
271	± 1	63.3	± 7.7	( 3)
322	± 2	50.9	± 6.4	( 9)
553	± 2	35.5	± 4.6	( 9)
759	± 1	26.7	± 3.6	( 4)
996	± 1	27.8	± 3.5	( 3)
1170	± 1	23.5	± 3.0	( 3)
1390	± 1	22.0	± 3.0	( 2)
1570	± 1	16.9	± 2.2	( 3)

102	$\pm 2$	208	$\pm 19$	( 7 )	271	$\pm 1$	19.4	$\pm 3.0$	( 9 )	76.2	$\pm 1.8$	43.4	$\pm 4.2$	( 53 )	
105	$\pm 2$	215	$\pm 20$	( 9 )	322	$\pm 2$	11.9	$\pm 2.3$	( 7 )	78.8	$\pm 1.9$	38.5	$\pm 3.5$	( 13 )	
106	$\pm 1$	228	$\pm 22$	( 8 )	<hr/>					86.6	$\pm 1.8$	37.2	$\pm 3.6$	( 59 )	
112	$\pm 2$	190	$\pm 18$	( 8 )	Pb-nat (p, xn) Bi-204					ind	87.4	$\pm 1.3$	37.3	$\pm 3.5$	( 50 )
113	$\pm 1$	215	$\pm 20$	( 8 )	<hr/>					ind	90.3	$\pm 1.9$	34.7	$\pm 3.2$	( 13 )
113	$\pm 2$	192	$\pm 18$	( 9 )	E $\pm \Delta E$ [MeV]					$\sigma \pm \Delta\sigma$ [mb]	95.6	$\pm 1.2$	33.4	$\pm 3.1$	( 56 )
121	$\pm 2$	187	$\pm 18$	( 8 )	64.8	$\pm 1.9$	155	$\pm 15$	( 4 )	96.2	$\pm 1.7$	33.8	$\pm 3.3$	( 47 )	
122	$\pm 1$	194	$\pm 18$	( 8 )	75.5	$\pm 1.4$	104	$\pm 10$	( 13 )	102	$\pm 2$	30.4	$\pm 2.8$	( 10 )	
123	$\pm 2$	174	$\pm 16$	( 8 )	76.2	$\pm 1.8$	92.4	$\pm 10.4$	( 5 )	105	$\pm 2$	30.8	$\pm 2.9$	( 38 )	
129	$\pm 1$	167	$\pm 16$	( 10 )	78.8	$\pm 1.9$	75.9	$\pm 10.0$	( 3 )	106	$\pm 1$	31.0	$\pm 2.9$	( 46 )	
132	$\pm 2$	164	$\pm 15$	( 8 )	86.6	$\pm 1.8$	68.2	$\pm 7.7$	( 3 )	112	$\pm 2$	27.6	$\pm 2.5$	( 12 )	
137	$\pm 1$	175	$\pm 16$	( 13 )	87.4	$\pm 1.3$	80.1	$\pm 7.7$	( 6 )	113	$\pm 1$	29.1	$\pm 2.7$	( 47 )	
143	$\pm 1$	148	$\pm 13$	( 4 )	90.3	$\pm 1.9$	68.2	$\pm 9.4$	( 4 )	113	$\pm 2$	28.0	$\pm 2.7$	( 39 )	
144	$\pm 1$	155	$\pm 15$	( 9 )	95.6	$\pm 1.2$	72.3	$\pm 7.1$	( 8 )	121	$\pm 2$	27.2	$\pm 2.6$	( 49 )	
150	$\pm 1$	147	$\pm 14$	( 7 )	96.2	$\pm 1.7$	63.6	$\pm 8.1$	( 4 )	122	$\pm 1$	26.2	$\pm 2.5$	( 50 )	
151	$\pm 1$	146	$\pm 14$	( 8 )	102	$\pm 2$	52.5	$\pm 5.9$	( 2 )	123	$\pm 2$	26.4	$\pm 2.4$	( 10 )	
157	$\pm 1$	140	$\pm 13$	( 10 )	105	$\pm 2$	51.0	$\pm 6.0$	( 3 )	129	$\pm 1$	24.8	$\pm 2.4$	( 39 )	
160	$\pm 1$	132	$\pm 12$	( 7 )	106	$\pm 1$	65.0	$\pm 6.5$	( 9 )	129	$\pm 1$	24.9	$\pm 2.4$	( 53 )	
164	$\pm 1$	136	$\pm 13$	( 10 )	112	$\pm 2$	46.4	$\pm 6.6$	( 4 )	132	$\pm 2$	25.3	$\pm 2.3$	( 8 )	
167	$\pm 1$	124	$\pm 11$	( 8 )	113	$\pm 1$	59.1	$\pm 6.1$	( 11 )	137	$\pm 1$	25.6	$\pm 2.5$	( 51 )	
170	$\pm 1$	126	$\pm 12$	( 12 )	113	$\pm 2$	44.5	$\pm 4.8$	( 3 )	143	$\pm 1$	22.0	$\pm 2.0$	( 6 )	
239	$\pm 2$	77.3	$\pm 10.2$	( 6 )	121	$\pm 2$	44.0	$\pm 5.9$	( 4 )	144	$\pm 1$	23.0	$\pm 2.2$	( 46 )	
271	$\pm 1$	80.2	$\pm 9.8$	( 11 )	122	$\pm 1$	54.5	$\pm 5.4$	( 6 )	150	$\pm 1$	21.6	$\pm 2.1$	( 52 )	
322	$\pm 2$	69.5	$\pm 8.6$	( 13 )	123	$\pm 2$	45.0	$\pm 6.2$	( 4 )	151	$\pm 1$	20.9	$\pm 2.0$	( 39 )	
322	$\pm 2$	51.9	$\pm 7.9$	( 13 )	129	$\pm 1$	44.7	$\pm 4.3$	( 4 )	157	$\pm 1$	20.2	$\pm 2.0$	( 40 )	
<hr/>					129	$\pm 1$	39.3	$\pm 5.4$	( 2 )	160	$\pm 1$	19.4	$\pm 1.8$	( 13 )	
Pb-nat (p, pxn) Pb-203m+g					132	$\pm 2$	40.4	$\pm 5.6$	( 2 )	164	$\pm 1$	19.6	$\pm 1.9$	( 35 )	
<hr/>					137	$\pm 1$	42.7	$\pm 5.2$	( 4 )	167	$\pm 1$	18.4	$\pm 1.7$	( 20 )	
E $\pm \Delta E$ [MeV]					143	$\pm 1$	37.6	$\pm 5.9$	( 4 )	170	$\pm 1$	18.1	$\pm 1.8$	( 43 )	
$\sigma \pm \Delta\sigma$ [mb]					144	$\pm 1$	39.3	$\pm 5.7$	( 3 )	239	$\pm 2$	9.68	$\pm 1.32$	( 22 )	
64.8	$\pm 1.9$	525	$\pm 48$	( 12 )	150	$\pm 1$	38.3	$\pm 4.6$	( 5 )	271	$\pm 1$	9.51	$\pm 1.19$	( 28 )	
75.5	$\pm 1.4$	324	$\pm 30$	( 10 )	151	$\pm 1$	38.9	$\pm 5.4$	( 2 )	322	$\pm 2$	8.42	$\pm 1.07$	( 39 )	
76.2	$\pm 1.8$	310	$\pm 29$	( 12 )	157	$\pm 1$	34.2	$\pm 5.3$	( 5 )	553	$\pm 2$	6.15	$\pm 0.78$	( 40 )	
78.8	$\pm 1.9$	274	$\pm 25$	( 8 )	160	$\pm 1$	29.3	$\pm 3.6$	( 2 )	759	$\pm 1$	5.33	$\pm 0.71$	( 31 )	
86.6	$\pm 1.8$	253	$\pm 24$	( 9 )	164	$\pm 1$	32.9	$\pm 4.1$	( 3 )	996	$\pm 1$	5.36	$\pm 0.67$	( 12 )	
87.4	$\pm 1.3$	273	$\pm 26$	( 8 )	167	$\pm 1$	28.7	$\pm 6.3$	( 2 )	1170	$\pm 1$	5.70	$\pm 0.75$	( 27 )	
90.3	$\pm 1.9$	232	$\pm 21$	( 7 )	170	$\pm 1$	32.2	$\pm 5.8$	( 3 )	1390	$\pm 1$	5.40	$\pm 0.68$	( 13 )	
95.6	$\pm 1.2$	249	$\pm 23$	( 7 )	239	$\pm 2$	18.3	$\pm 2.7$	( 1 )	1570	$\pm 1$	5.20	$\pm 0.68$	( 22 )	
96.2	$\pm 1.7$	236	$\pm 22$	( 9 )	271	$\pm 1$	17.8	$\pm 2.3$	( 6 )	1580	$\pm 1$	3.10	$\pm 0.44$	( 7 )	
102	$\pm 2$	208	$\pm 19$	( 7 )	322	$\pm 2$	12.5	$\pm 1.7$	( 6 )	2590	$\pm 1$	5.26	$\pm 0.68$	( 11 )	
105	$\pm 2$	215	$\pm 20$	( 9 )	553	$\pm 2$	9.12	$\pm 1.28$	( 3 )	<hr/>					
106	$\pm 1$	228	$\pm 22$	( 8 )	759	$\pm 1$	7.17	$\pm 1.52$	( 3 )	Pb-nat (p, xn) Bi-207					
112	$\pm 2$	190	$\pm 18$	( 8 )	996	$\pm 1$	6.03	$\pm 0.95$	( 3 )	<hr/>					
113	$\pm 1$	215	$\pm 20$	( 8 )	1170	$\pm 1$	6.42	$\pm 1.87$	( 2 )	E $\pm \Delta E$ [MeV]					
113	$\pm 2$	192	$\pm 18$	( 9 )	2590	$\pm 1$	5.38	$\pm 0.72$	( 3 )	$\sigma \pm \Delta\sigma$ [mb]					
121	$\pm 2$	187	$\pm 18$	( 8 )	<hr/>					64.8	$\pm 1.9$	30.6	$\pm 3.2$	( 10 )	
122	$\pm 1$	194	$\pm 18$	( 8 )	Pb-nat (p, xn) Bi-205					75.5	$\pm 1.4$	23.5	$\pm 2.2$	( 9 )	
123	$\pm 2$	174	$\pm 16$	( 8 )	<hr/>					76.2	$\pm 1.8$	23.6	$\pm 2.3$	( 3 )	
129	$\pm 1$	167	$\pm 16$	( 10 )	E $\pm \Delta E$ [MeV]					78.8	$\pm 1.9$	21.8	$\pm 2.0$	( 8 )	
132	$\pm 2$	164	$\pm 15$	( 8 )	$\sigma \pm \Delta\sigma$ [mb]					86.6	$\pm 1.8$	20.3	$\pm 2.2$	( 6 )	
137	$\pm 1$	175	$\pm 16$	( 13 )	64.8	$\pm 1.9$	101	$\pm 10$	( 75 )	87.4	$\pm 1.3$	20.5	$\pm 1.9$	( 12 )	
143	$\pm 1$	148	$\pm 13$	( 4 )	75.5	$\pm 1.4$	72.8	$\pm 7.2$	( 132 )	90.3	$\pm 1.9$	19.3	$\pm 1.8$	( 5 )	
144	$\pm 1$	155	$\pm 15$	( 9 )	76.2	$\pm 1.8$	74.3	$\pm 7.4$	( 66 )	95.6	$\pm 1.2$	18.8	$\pm 1.8$	( 15 )	
150	$\pm 1$	147	$\pm 14$	( 7 )	78.8	$\pm 1.9$	70.6	$\pm 6.5$	( 14 )	96.2	$\pm 1.7$	19.3	$\pm 2.1$	( 4 )	
151	$\pm 1$	146	$\pm 14$	( 8 )	86.6	$\pm 1.8$	60.4	$\pm 6.1$	( 7 )	102	$\pm 2$	18.1	$\pm 1.8$	( 6 )	
157	$\pm 1$	140	$\pm 13$	( 10 )	87.4	$\pm 1.3$	58.5	$\pm 5.8$	( 75 )	105	$\pm 2$	18.2	$\pm 1.9$	( 5 )	
164	$\pm 1$	136	$\pm 13$	( 10 )	90.3	$\pm 1.9$	58.6	$\pm 5.5$	( 19 )	106	$\pm 1$	17.2	$\pm 1.7$	( 11 )	
167	$\pm 1$	124	$\pm 11$	( 8 )	95.6	$\pm 1.2$	53.6	$\pm 4.9$	( 34 )	112	$\pm 2$	16.1	$\pm 1.6$	( 7 )	
170	$\pm 1$	126	$\pm 12$	( 12 )	96.2	$\pm 1.7$	55.2	$\pm 5.6$	( 68 )	113	$\pm 1$	16.4	$\pm 1.6$	( 12 )	
239	$\pm 2$	77.3	$\pm 10.2$	( 6 )	102	$\pm 2$	49.4	$\pm 4.5$	( 11 )	113	$\pm 2$	15.8	$\pm 2.0$	( 6 )	
271	$\pm 1$	80.2	$\pm 9.8$	( 11 )	105	$\pm 2$	50.2	$\pm 4.9$	( 64 )	121	$\pm 2$	15.5	$\pm 1.5$	( 9 )	
322	$\pm 2$	69.5	$\pm 8.6$	( 13 )	106	$\pm 1$	47.7	$\pm 4.6$	( 60 )	122	$\pm 1$	14.8	$\pm 1.5$	( 12 )	
553	$\pm 2$	57.1	$\pm 7.1$	( 8 )	112	$\pm 2$	46.2	$\pm 4.2$	( 13 )	123	$\pm 2$	15.3	$\pm 1.4$	( 8 )	
759	$\pm 1$	48.0	$\pm 6.1$	( 12 )	113	$\pm 1$	45.4	$\pm 4.4$	( 45 )	129	$\pm 1$	14.1	$\pm 1.4$	( 9 )	
1170	$\pm 1$	38.3	$\pm 9.1$	( 4 )	113	$\pm 2$	44.7	$\pm 4.5$	( 59 )	129	$\pm 1$	14.0	$\pm 1.6$	( 7 )	
1570	$\pm 1$	28.9	$\pm 8.7$	( 3 )	121	$\pm 2$	41.9	$\pm 4.2$	( 45 )	132	$\pm 2$	14.5	$\pm 1.4$	( 8 )	
1580	$\pm 1$	33.5	$\pm 4.2$	( 8 )	122	$\pm 1$	39.9	$\pm 3.9$	( 74 )	137	$\pm 1$	14.2	$\pm 1.6$	( 8 )	
2590	$\pm 1$	38.0	$\pm 5.4$	( 3 )	123	$\pm 2$	42.8	$\pm 4.1$	( 5 )	143	$\pm 1$	13.4	$\pm 1.3$	( 9 )	
<hr/>					129	$\pm 1$	38.4	$\pm 3.8$	( 108 )	144	$\pm 1$	12.9	$\pm 1.4$	( 8 )	
Pb-nat (p, xn) Bi-203					129	$\pm 1$	39.1	$\pm 4.0$	( 62 )	150	$\pm 1$	12.8	$\pm 1.6$	( 3 )	
<hr/>					132	$\pm 2$	40.4	$\pm 3.7$	( 9 )	151	$\pm 1$	12.6	$\pm 1.3$	( 6 )	
E $\pm \Delta E$ [MeV]					137	$\pm 1$	40.2	$\pm 4.0$	( 49 )	157	$\pm 1$	11.9	$\pm 1.3$	( 6 )	
$\sigma \pm \Delta\sigma$ [mb]					143	$\pm 1$	34.6	$\pm 3.2$	( 8 )	160	$\pm 1$	11.5	$\pm 1.1$	( 6 )	
64.8	$\pm 1.9$	290	$\pm 33$	( 6 )	144	$\pm 1$	35.6	$\pm 3.6$	( 52 )	164	$\pm 1$	12.5	$\pm 1.6$	( 6 )	
75.5	$\pm 1.4$	151	$\pm 16$	( 19 )	150	$\pm 1$	33.0	$\pm 3.3$	( 49 )	167	$\pm 1$	11.2	$\pm 1.2$	( 6 )	
76.2	$\pm 1.8$	130	$\pm 18$	( 4 )	151	$\pm 1$	31.5	$\pm 3.2$	( 49 )	170	$\pm 1$	10.5	$\pm 1.2$	( 6 )	
78.8	$\pm 1.9$	108	$\pm 16$	( 2 )	157	$\pm 1$	31.7	$\pm 3.2$	( 52 )	239	$\pm 2$	5.80	$\pm 1.36$	( 4 )	
86.6	$\pm 1.8$	85.6	$\pm 17.4$	( 4 )	160	$\pm 1$	30.5	$\pm 2.8$	( 11 )	271	$\pm 1$	5.80	$\pm 0.73$	( 7 )	
87.4	$\pm 1.3$	109	$\pm 12$	( 16 )	164	$\pm 1$	29.9	$\pm 3.1$	( 33 )	322	$\pm 2$	5.34	$\pm 0.94$	( 7 )	
90.3	$\pm 1.9$	94.5	$\pm 9.9$	( 14 )	167	$\pm 1$	29.0	$\pm 2.7$	( 14 )	553	$\pm 2$	3.91	$\pm 0.65$	( 7 )	
95.6	$\pm 1.2$	92.3	$\pm 16.5$	( 2 )	170	$\pm 1$	27.1	$\pm 2.8$	( 41 )	759	$\pm 1$	3.66	$\pm 0.65$	( 7 )	
96.2	$\pm 1.7$	68.9	$\pm 19.7$	( 1 )	239	$\pm 2$	15.6	$\pm $							

1390	± 1	0.156	±	0.025	( 4 )
1570	± 1	0.214	±	0.049	( 5 )
2590	± 1	0.461	±	0.061	( 2 )

Bi-209 (p, 73p113n) Na-24 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
2590	± 1	3.68	±	0.55	( 4 )

Bi-209 (p, 72p110n) Mg-28 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
1390	± 1	0.266	±	0.090	( 1 )
2590	± 1	0.890	±	0.170	( 4 )

Bi-209 (p, 63p101n) Sc-46m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
551	± 2	0.103	±	0.020	( 2 )
757	± 2	0.250	±	0.046	( 3 )
998	± 1	0.410	±	0.053	( 7 )
1170	± 1	0.531	±	0.086	( 8 )
1390	± 1	0.708	±	0.089	( 12 )
1570	± 1	0.886	±	0.126	( 12 )
2590	± 1	1.40	±	0.18	( 9 )

Bi-209 (p, 61p101n) V-48 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
998	± 1	0.0570	±	0.0130	( 3 )
1170	± 1	0.112	±	0.029	( 4 )
1390	± 1	0.135	±	0.018	( 5 )
1570	± 1	0.182	±	0.042	( 5 )
2590	± 1	0.322	±	0.045	( 6 )

Bi-209 (p, 59p99n) Mn-52m+g cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
1170	± 1	0.488	±	0.107	( 8 )
1390	± 1	0.255	±	0.052	( 2 )
1570	± 1	0.569	±	0.121	( 5 )

Bi-209 (p, 59p97n) Mn-54 ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
551	± 2	0.162	±	0.071	( 5 )
757	± 2	0.400	±	0.184	( 5 )
998	± 1	0.527	±	0.179	( 6 )
1170	± 1	0.686	±	0.368	( 5 )
1390	± 1	0.814	±	0.176	( 5 )
1570	± 1	1.03	±	0.36	( 11 )
2590	± 1	1.37	±	0.20	( 5 )

Bi-209 (p, 58p93n) Fe-59 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
122	± 2	0.0642	±	0.0179	( 2 )
125	± 2	0.0683	±	0.0129	( 4 )
132	± 2	0.0771	±	0.0167	( 2 )
142	± 2	0.0748	±	0.0165	( 2 )
154	± 2	0.105	±	0.016	( 5 )
159	± 1	0.122	±	0.017	( 2 )
160	± 1	0.118	±	0.014	( 5 )
166	± 1	0.123	±	0.014	( 2 )
276	± 1	0.249	±	0.033	( 6 )
318	± 2	0.377	±	0.091	( 3 )
551	± 2	0.796	±	0.165	( 7 )
757	± 2	1.12	±	0.17	( 5 )
998	± 1	1.24	±	0.16	( 8 )
1170	± 1	1.33	±	0.20	( 8 )
1390	± 1	1.34	±	0.17	( 11 )
1570	± 1	1.47	±	0.21	( 9 )
2590	± 1	1.20	±	0.16	( 8 )

Bi-209 (p, 57p97n) Co-56 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
1390	± 1	0.0775	±	0.0206	( 5 )
1570	± 1	0.0631	±	0.0214	( 5 )
2590	± 1	0.0971	±	0.0226	( 4 )

Bi-209 (p, 57p96n) Co-57 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
998	± 1	0.172	±	0.023	( 3 )
1390	± 1	0.260	±	0.033	( 6 )
1570	± 1	0.280	±	0.037	( 2 )
2590	± 1	0.436	±	0.060	( 4 )

Bi-209 (p, 57p95n) Co-58m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
276	± 1	0.0126	±	0.0025	( 2 )
551	± 2	0.193	±	0.043	( 3 )
757	± 2	0.274	±	0.080	( 3 )
998	± 1	0.477	±	0.081	( 5 )
1170	± 1	0.534	±	0.145	( 8 )
1390	± 1	0.515	±	0.074	( 4 )
1570	± 1	0.949	±	0.170	( 7 )
2590	± 1	1.09	±	0.14	( 6 )

Bi-209 (p, 57p93n) Co-60m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
142	± 2	0.0256	±	0.0058	( 2 )
154	± 2	0.0286	±	0.0069	( 2 )
160	± 1	0.0306	±	0.0077	( 2 )
166	± 1	0.0329	±	0.0065	( 3 )

276	± 1	0.104	±	0.017	( 5 )
551	± 2	0.542	±	0.090	( 6 )
757	± 2	0.875	±	0.139	( 10 )
998	± 1	1.14	±	0.15	( 6 )
1170	± 1	1.46	±	0.25	( 18 )
1390	± 1	1.43	±	0.19	( 7 )
1570	± 1	1.63	±	0.26	( 11 )
2590	± 1	1.54	±	0.21	( 8 )

Bi-209 (p, 54p91n) Zn-65 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
276	± 1	0.0360	±	0.0095	( 2 )
551	± 2	0.285	±	0.076	( 6 )
757	± 2	0.542	±	0.160	( 5 )
998	± 1	0.797	±	0.167	( 9 )
1170	± 1	0.965	±	0.315	( 9 )
1390	± 1	1.11	±	0.18	( 7 )
1570	± 1	1.36	±	0.33	( 12 )
2590	± 1	1.45	±	0.21	( 8 )

Bi-209 (p, 51p85n) As-74 ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
276	± 1	0.454	±	0.059	( 2 )
551	± 2	1.85	±	0.25	( 7 )
757	± 2	2.59	±	0.33	( 7 )
998	± 1	2.95	±	0.36	( 6 )
1170	± 1	3.15	±	0.42	( 10 )
1390	± 1	2.90	±	0.36	( 5 )
1570	± 1	3.28	±	0.44	( 11 )
2590	± 1	2.19	±	0.28	( 6 )

Bi-209 (p, 50p85n) Se-75 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
150	± 1	0.0147	±	0.0031	( 2 )
154	± 2	0.0128	±	0.0030	( 3 )
159	± 1	0.0186	±	0.0038	( 2 )
160	± 1	0.0192	±	0.0034	( 3 )
166	± 1	0.0265	±	0.0044	( 3 )
276	± 1	0.142	±	0.019	( 13 )
318	± 2	0.327	±	0.054	( 7 )
551	± 2	0.921	±	0.129	( 16 )
757	± 2	1.53	±	0.20	( 8 )
998	± 1	1.91	±	0.24	( 8 )
1170	± 1	2.27	±	0.29	( 14 )
1390	± 1	2.27	±	0.28	( 13 )
1570	± 1	2.65	±	0.33	( 23 )
2590	± 1	2.28	±	0.29	( 14 )

Bi-209 (p, 49p79n) Br-82m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
77.2	± 2.2	0.990	±	0.257	( 2 )
100	± 2	1.47	±	0.41	( 2 )
101	± 2	1.54	±	0.34	( 4 )
112	± 1	1.20	±	0.21	( 3 )
121	± 1	1.35	±	0.20	( 2 )
122	± 2	1.35	±	0.28	( 2 )
125	± 2	1.97	±	0.35	( 3 )
131	± 2	1.41	±	0.28	( 3 )
132	± 2	1.66	±	0.42	( 3 )
142	± 2	1.97	±	0.31	( 4 )
154	± 2	2.38	±	0.52	( 5 )
159	± 1	2.11	±	0.31	( 2 )
160	± 1	2.12	±	0.39	( 2 )
166	± 1	2.21	±	0.31	( 3 )
276	± 1	1.80	±	0.28	( 3 )
318	± 2	2.12	±	0.37	( 5 )
551	± 2	3.54	±	0.50	( 5 )
757	± 2	4.12	±	0.58	( 4 )

Bi-209 (p, 47p80n) Rb-83 cum					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
111	± 2	0.0312	±	0.0084	( 1 )
121	± 1	0.0387	±	0.0121	( 3 )
125	± 2	0.0458	±	0.0088	( 4 )
128	± 1	0.0589	±	0.0102	( 3 )
131	± 2	0.0690	±	0.0109	( 3 )
132	± 2	0.0684	±	0.0114	( 5 )
142	± 2	0.0981	±	0.0138	( 4 )
150	± 1	0.126	±	0.015	( 3 )
154	± 2	0.138	±	0.017	( 4 )
159	± 1	0.180	±	0.019	( 4 )
160	± 1	0.169	±	0.017	( 3 )
166	± 1	0.209	±	0.022	( 7 )
235	± 2	0.989	±	0.181	( 8 )
276	± 1	0.819	±	0.102	( 12 )
318	± 2	1.52	±	0.21	( 9 )
551	± 2	3.15	±	0.40	( 14 )
757	± 2	4.42	±	0.58	( 17 )
998	± 1	5.14	±	0.63	( 15 )
1170	± 1	5.29	±	0.68	( 23 )
1390	± 1	5.20	±	0.63	( 18 )
1570	± 1	5.54	±	0.69	( 18 )
2590	± 1	4.26	±	0.53	( 12 )

Bi-209 (p, 47p79n) Rb-84m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
112	± 1	0.133	±	0.029	( 2 )
121	± 1	0.185	±	0.039	( 2 )
125	± 2	0.217	±	0.026	( 2 )
128	± 1	0.259	±	0.043	( 3 )

142	± 2	0.416	±	0.058	( 2 )
150	± 1	0.531	±	0.055	( 2 )
159	± 1	0.567	±	0.064	( 2 )
160	± 1	0.608	±	0.058	( 3 )
166	± 1	0.762	±	0.079	( 3 )
276	± 1	1.74	±	0.21	( 3 )
318	± 2	2.72	±	0.37	( 4 )
551	± 2	4.81	±	0.65	( 2 )
998	± 1	5.62	±	0.68	( 3 )
1170	± 1	5.58	±	0.70	( 5 )
1390	± 1	4.78	±	0.59	( 4 )
1570	± 1	5.32	±	0.65	( 5 )
2590	± 1	2.97	±	0.37	( 3 )

Bi-209 (p, 47p77n) Rb-86m+g ind					
E ± ΔE [MeV]				σ ± Δσ [mb]	
86.0	± 1.7	0.658	±	0.188	( 2 )
100	± 2	0.984	±	0.134	( 2 )
101	± 2	1.02	±	0.23	( 2 )
105	± 1	1.09	±	0.18	( 2 )
111	± 2	1.37	±	0.23	( 2 )
112	± 1	0.946	±	0.200	( 2 )
121	± 1	1.39	±	0.21	( 2 )
125	± 2	1.83	±	0.20	( 3 )
128	± 1	1.79	±	0.25	( 4 )
131	± 2	2.13	±	0.27	( 3 )
132	± 2	2.00	±	0.22	( 3 )
142	± 2	2.31	±	0.35	( 3 )
150	± 1	2.57	±	0.33	( 2 )
154	± 2	2.63	±	0.28	( 3 )
159	± 1	2.55	±	0.36	( 4 )
160	± 1	2.51	±	0.28	( 3 )
166	± 1	2.83	±	0.35	( 3 )
235	± 2	3.98	±	0.86	( 3 )
276	± 1	3.70	±	0.50	( 5 )
318	± 2	5.34	±	1.10	( 5 )
551	± 2	5.48	±	1.01	( 2 )
757	± 2	6.26	±	0.97	( 3 )
998	± 1	5.88	±	0.82	( 6 )
1170	± 1	5.21	±	1.20	( 7 )
13					



94.4 ± 1.5	0.0225 ±	0.0037 ( 3)
100 ± 2	0.0395 ±	0.0046 ( 4)
101 ± 2	0.0375 ±	0.0043 ( 2)
105 ± 1	0.0493 ±	0.0073 ( 5)
111 ± 2	0.0712 ±	0.0075 ( 5)
112 ± 1	0.0736 ±	0.0077 ( 3)
121 ± 1	0.123 ±	0.012 ( 6)
122 ± 2	0.127 ±	0.013 ( 2)
125 ± 2	0.135 ±	0.014 ( 5)
128 ± 1	0.156 ±	0.015 ( 7)
131 ± 2	0.196 ±	0.018 ( 8)
132 ± 2	0.193 ±	0.018 ( 7)
142 ± 2	0.289 ±	0.027 ( 8)
150 ± 1	0.368 ±	0.034 ( 10)
154 ± 2	0.366 ±	0.035 ( 8)
159 ± 1	0.442 ±	0.041 ( 11)
160 ± 1	0.413 ±	0.038 ( 8)
166 ± 1	0.486 ±	0.045 ( 10)

## Bi-209 (p, 45p74n) Y-91m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
125 ± 2	5.11 ± 1.34	( 2)
132 ± 2	4.93 ± 1.68	( 2)
160 ± 1	5.59 ± 1.11	( 2)
166 ± 1	5.24 ± 0.88	( 3)
276 ± 1	4.80 ± 1.23	( 3)

## Sehr unsicher infolge schwacher γ-Linie.

## Bi-209 (p, 44p78n) Zr-88 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
154 ± 2	0.00588 ± 0.00185	( 1)
160 ± 1	0.0103 ± 0.0031	( 1)
276 ± 1	0.0936 ± 0.0127	( 5)
318 ± 2	0.218 ± 0.038	( 4)
551 ± 2	0.668 ± 0.088	( 4)
757 ± 2	1.13 ± 0.15	( 4)
998 ± 1	1.47 ± 0.18	( 7)
1170 ± 1	1.64 ± 0.21	( 7)
1390 ± 1	1.70 ± 0.21	( 9)
1570 ± 1	1.95 ± 0.25	( 12)
2590 ± 1	1.99 ± 0.25	( 10)

## Bi-209 (p, 44p77n) Zr-89m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
235 ± 2	0.518 ± 0.181	( 2)
276 ± 1	0.494 ± 0.073	( 2)
318 ± 2	0.909 ± 0.120	( 4)
551 ± 2	1.82 ± 0.24	( 3)
757 ± 2	3.10 ± 0.41	( 5)
998 ± 1	3.17 ± 0.40	( 3)
1170 ± 1	3.91 ± 0.51	( 5)
1390 ± 1	3.73 ± 0.47	( 5)
1570 ± 1	3.71 ± 0.52	( 6)
2590 ± 1	2.95 ± 0.37	( 3)

## Bi-209 (p, 44p71n) Zr-95 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	3.42 ± 0.33	( 13)
77.2 ± 2.2	3.87 ± 0.36	( 6)
86.0 ± 1.7	4.20 ± 0.39	( 9)
88.9 ± 2.1	4.61 ± 0.43	( 7)
94.4 ± 1.5	4.92 ± 0.46	( 17)
100 ± 2	4.80 ± 0.45	( 11)
101 ± 2	5.17 ± 0.48	( 8)
105 ± 1	4.75 ± 0.46	( 14)
111 ± 2	5.30 ± 0.48	( 7)
112 ± 1	5.02 ± 0.48	( 12)
121 ± 1	5.73 ± 0.53	( 9)
122 ± 2	5.51 ± 0.51	( 8)
125 ± 2	4.98 ± 0.46	( 8)
128 ± 1	5.35 ± 0.50	( 10)
131 ± 2	5.73 ± 0.53	( 11)
132 ± 2	5.02 ± 0.46	( 10)
142 ± 2	5.63 ± 0.52	( 10)
150 ± 1	5.50 ± 0.50	( 7)
154 ± 2	5.12 ± 0.47	( 10)
159 ± 1	5.39 ± 0.49	( 9)
160 ± 1	4.95 ± 0.46	( 9)
166 ± 1	5.04 ± 0.46	( 8)
235 ± 2	5.37 ± 0.77	( 13)
276 ± 1	4.35 ± 0.54	( 8)
318 ± 2	4.91 ± 0.63	( 12)
551 ± 2	4.77 ± 0.61	( 18)
757 ± 2	4.12 ± 0.53	( 7)
998 ± 1	3.49 ± 0.43	( 8)
1170 ± 1	3.23 ± 0.41	( 8)
1390 ± 1	2.58 ± 0.32	( 12)
1570 ± 1	2.59 ± 0.32	( 8)
2590 ± 1	1.48 ± 0.19	( 6)

## Bi-209 (p, 44p69n) Zr-97 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
235 ± 2	1.63 ± 0.46	( 2)
276 ± 1	1.89 ± 0.31	( 3)

## Bi-209 (p, 43p72n) Nb-95m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	0.168 ± 0.329	( 2)
86.0 ± 1.7	0.430 ± 0.349	( 3)
88.9 ± 2.1	0.589 ± 0.389	( 4)
94.4 ± 1.5	0.779 ± 0.441	( 3)

101 ± 2	0.945 ±	0.447 ( 4)
101 ± 2	0.953 ±	0.428 ( 4)
105 ± 1	0.966 ±	0.449 ( 4)
111 ± 2	1.38 ±	0.44 ( 2)
112 ± 1	1.10 ±	0.45 ( 5)
121 ± 1	1.47 ±	0.49 ( 6)
122 ± 2	1.77 ±	0.47 ( 4)
126 ± 2	1.69 ±	0.42 ( 6)
128 ± 1	1.62 ±	0.48 ( 7)
131 ± 2	2.05 ±	0.50 ( 5)
133 ± 2	1.90 ±	0.44 ( 6)
142 ± 2	2.54 ±	0.50 ( 4)
150 ± 1	2.35 ±	0.48 ( 5)
154 ± 2	2.60 ±	0.46 ( 7)
159 ± 1	2.80 ±	0.47 ( 5)
160 ± 1	2.71 ±	0.45 ( 5)
166 ± 1	2.83 ±	0.45 ( 4)
235 ± 2	4.35 ±	0.94 ( 6)
276 ± 1	3.74 ±	0.56 ( 6)
318 ± 2	4.99 ±	0.78 ( 9)
551 ± 2	5.89 ±	0.81 ( 6)
757 ± 2	6.31 ±	0.84 ( 9)
1170 ± 1	4.88 ±	0.63 ( 11)
1400 ± 1	4.23 ±	0.52 ( 7)
1570 ± 1	4.30 ±	0.54 ( 14)
2600 ± 1	2.31 ±	0.30 ( 7)

## Bi-209 (p, 43p71n) Nb-96 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
94.4 ± 1.5	1.95 ± 0.41	( 4)
100 ± 2	2.46 ± 0.62	( 4)
101 ± 2	1.69 ± 0.33	( 2)
105 ± 1	2.20 ± 0.38	( 3)
112 ± 1	2.37 ± 0.34	( 3)
121 ± 1	3.08 ± 0.40	( 4)
125 ± 2	3.09 ± 0.60	( 6)
131 ± 2	2.25 ± 0.48	( 2)
132 ± 2	3.12 ± 0.51	( 5)
142 ± 2	3.42 ± 0.54	( 5)
150 ± 1	2.72 ± 0.50	( 2)
154 ± 2	3.64 ± 0.71	( 8)
159 ± 1	3.81 ± 0.54	( 5)
160 ± 1	3.44 ± 0.45	( 5)
166 ± 1	3.10 ± 0.47	( 5)
235 ± 2	4.68 ± 0.76	( 8)
276 ± 1	3.84 ± 0.55	( 6)
318 ± 2	4.71 ± 0.68	( 9)
551 ± 2	5.02 ± 0.67	( 5)
757 ± 2	5.06 ± 0.75	( 3)
998 ± 1	3.98 ± 0.61	( 3)
1390 ± 1	3.40 ± 0.57	( 3)
2590 ± 1	1.64 ± 0.29	( 4)

## Bi-209 (p, 42p69n) Mo-99 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	4.45 ± 0.50	( 4)
77.2 ± 2.2	4.21 ± 0.46	( 3)
86.0 ± 1.7	6.26 ± 0.69	( 2)
94.4 ± 1.5	6.95 ± 0.86	( 3)
100 ± 2	6.68 ± 0.70	( 3)
101 ± 2	6.65 ± 0.67	( 4)
105 ± 1	6.82 ± 0.71	( 4)
111 ± 2	7.05 ± 0.83	( 5)
112 ± 1	6.50 ± 0.65	( 4)
121 ± 1	7.55 ± 0.80	( 3)
122 ± 2	6.98 ± 0.70	( 4)
125 ± 2	7.14 ± 0.71	( 3)
128 ± 1	6.83 ± 0.72	( 4)
131 ± 2	7.05 ± 0.71	( 3)
132 ± 2	7.02 ± 0.71	( 3)
142 ± 2	6.81 ± 0.67	( 5)
150 ± 1	7.20 ± 0.72	( 6)
154 ± 2	7.38 ± 0.72	( 3)
159 ± 1	7.19 ± 0.68	( 3)
160 ± 1	7.54 ± 0.75	( 4)
166 ± 1	6.32 ± 0.65	( 3)
235 ± 2	8.21 ± 1.13	( 8)
276 ± 1	7.81 ± 1.07	( 6)
318 ± 2	6.69 ± 0.89	( 9)
551 ± 2	6.82 ± 0.90	( 5)
757 ± 2	6.17 ± 0.83	( 2)
998 ± 1	4.90 ± 0.76	( 6)
1170 ± 1	4.90 ± 0.76	( 6)
1390 ± 1	4.15 ± 0.54	( 4)
2590 ± 1	2.18 ± 0.32	( 4)

## Bi-209 (p, 41p73n) Tc-96m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
235 ± 2	0.418 ± 0.097	( 3)
318 ± 2	0.498 ± 0.096	( 3)
551 ± 2	1.29 ± 0.19	( 3)
757 ± 2	1.83 ± 0.25	( 6)
998 ± 1	1.87 ± 0.27	( 4)
1170 ± 1	2.05 ± 0.28	( 7)
1390 ± 1	2.06 ± 0.27	( 9)
1570 ± 1	2.13 ± 0.32	( 19)
2590 ± 1	1.64 ± 0.21	( 4)

## Bi-209 (p, 40p67n) Ru-103 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	4.15 ± 0.40	( 7)
77.2 ± 2.2	4.81 ± 0.47	( 8)
86.0 ± 1.7	5.17 ± 0.49	( 4)
88.9 ± 2.1	5.72 ± 0.54	( 5)

94.4 ± 1.5	6.24 ±	0.60 ( 8)
100 ± 2	6.22 ±	0.57 ( 6)
101 ± 2	6.64 ±	0.62 ( 5)
105 ± 1	6.02 ±	0.59 ( 7)
111 ± 2	7.08 ±	0.65 ( 4)
112 ± 1	6.64 ±	0.61 ( 4)
121 ± 1	7.69 ±	0.73 ( 6)
122 ± 2	7.66 ±	0.72 ( 6)
125 ± 2	6.89 ±	0.64 ( 7)
128 ± 1	7.41 ±	0.70 ( 6)
131 ± 2	8.05 ±	0.74 ( 4)
132 ± 2	7.24 ±	0.69 ( 7)
142 ± 2	8.25 ±	0.76 ( 5)
150 ± 1	8.28 ±	0.75 ( 2)
154 ± 2	7.62 ±	0.72 ( 9)
159 ± 1	8.14 ±	0.75 ( 6)
160 ± 1	7.48 ±	0.69 ( 8)
166 ± 1	7.78 ±	0.74 ( 8)
235 ± 2	8.91 ±	1.22 ( 6)
276 ± 1	7.36 ±	0.91 ( 10)
318 ± 2	8.68 ±	1.10 ( 9)
551 ± 2	8.24 ±	1.03 ( 4)
757 ± 2	7.97 ±	1.02 ( 4)
998 ± 1	6.36 ±	0.82 ( 5)
1170 ± 1	6.03 ±	0.75 ( 5)
1390 ± 1	4.89 ±	0.62 ( 8)
1570 ± 1	5.06 ±	0.64 ( 10)
2590 ± 1	2.74 ±	0.35 ( 3)

## Bi-209 (p, 40p64n) Ru-106 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	3.31 ± 0.33	( 4)
77.2 ± 2.2	3.66 ± 0.36	( 9)
86.0 ± 1.7	3.67 ± 0.37	( 4)
88.9 ± 2.1	3.89 ± 0.39	( 8)
94.4 ± 1.5	4.06 ± 0.43	( 13)
100 ± 2	3.80 ± 0.39	( 9)
101 ± 2	4.09 ± 0.43	( 8)
105 ± 1	3.62 ± 0.35	( 4)
111 ± 2	3.86 ± 0.39	( 7)
112 ± 1	3.63 ± 0.39	( 7)
121 ± 1	3.90 ± 0.39	( 5)
122 ± 2	3.79 ± 0.36	( 4)
125 ± 2	3.31 ± 0.35	( 9)
128 ± 1	3.51 ± 0.35	( 5)
131 ± 2	3.67 ± 0.37	( 6)
132 ± 2	3.19 ± 0.35	( 10)
142 ± 2	3.65 ± 0.38	( 6)
150 ± 1	3.34 ± 0.33	( 4)
154 ± 2	3.08 ± 0.31	( 5)
159 ± 1	3.16 ± 0.30	( 6)
160 ± 1	3.01 ± 0.30	( 6)
166 ± 1	2.91 ± 0.30	( 5)
235 ± 2	2.76 ± 0.79	( 2)
276 ± 1	2.24 ± 0.30	( 3)
318 ± 2	2.36 ± 0.56	( 2)

## Bi-209 (p, 39p70n) Rh-101m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
276 ± 1	0.0984 ± 0.0142	( 5)
318 ± 2	0.259 ± 0.063	( 3)
551 ± 2	0.500 ± 0.071	( 8)
757 ± 2	0.686 ± 0.095	( 5)
998 ± 1	0.666 ± 0.090	( 4)
1170 ± 1	0.790 ± 0.129	( 2)
1390 ± 1	0.634 ± 0.083	( 3)
1570 ± 1	0.802 ± 0.117	( 3)

## Bi-209 (p, 39p69n) Rh-102m ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
125 ± 2	0.0407 ± 0.0097	( 3)
131 ± 2	0.0416 ± 0.0101	( 2)
132 ± 2	0.0505 ± 0.0132	( 3)
142 ± 2	0.0869 ± 0.0164	( 4)
150 ± 1	0.0937 ± 0.0149	( 2)
154 ± 2	0.0993 ± 0.0198	( 3)
159 ± 1	0.142 ± 0.023	( 3)
160 ± 1	0.102 ± 0.018	( 2)
166 ± 1	0.158 ± 0.019	( 5)
276 ± 1	0.525 ± 0.069	( 12)
318 ± 2	0.946 ± 0.205	( 14)
551 ± 2	1.56 ± 0.22	( 8)
757 ± 2	1.99 ± 0.29	( 8)
998 ± 1	2.05 ± 0.27	( 3)
1170 ± 1	1.95 ± 0.31	( 7)
1390 ± 1	1.70 ± 0.22	( 12)
1570 ± 1	1.95 ± 0.30	( 10)

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 2.9 a.

## Bi-209 (p, 39p69n) Rh-102g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
125 ± 2	0.0140 ± 0.0070	( 2)
131 ± 2	0.0301 ± 0.0077	( 2)
132 ± 2	0.0173 ± 0.0092	( 2)
142 ± 2	0.0577 ± 0.0104	( 2)
150 ± 1	0.0766 ± 0.0111	( 3)
154 ± 2	0	

Sehr unsichere Werte infolge schlecht korrigierbarer Interferenz mit Rh-102m.

Bi-209 (p, 39p66n) Rh-105m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
88.9 ± 2.1	4.73 ± 0.99	( 3 )		
94.4 ± 1.5	6.77 ± 1.02	( 3 )		
100 ± 2	5.39 ± 1.17	( 2 )		
111 ± 2	7.93 ± 1.29	( 2 )		
112 ± 1	6.13 ± 0.82	( 3 )		
121 ± 1	7.60 ± 0.81	( 1 )		
125 ± 2	6.22 ± 1.15	( 2 )		
128 ± 1	7.60 ± 1.00	( 3 )		
131 ± 2	7.39 ± 1.02	( 3 )		
132 ± 2	6.55 ± 1.18	( 2 )		
142 ± 2	8.66 ± 1.49	( 2 )		
150 ± 1	8.40 ± 1.11	( 3 )		
154 ± 2	6.80 ± 0.94	( 2 )		
159 ± 1	7.49 ± 0.86	( 2 )		
160 ± 1	6.22 ± 1.00	( 3 )		
235 ± 2	8.98 ± 1.36	( 4 )		
276 ± 1	7.98 ± 1.13	( 5 )		
318 ± 2	8.81 ± 1.17	( 4 )		
551 ± 2	9.19 ± 1.23	( 3 )		

Bi-209 (p, 37p68n) Ag-105m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
276 ± 1	0.108 ± 0.018	( 4 )		
998 ± 1	1.30 ± 0.18	( 4 )		
1170 ± 1	1.50 ± 0.21	( 6 )		
1390 ± 1	1.61 ± 0.20	( 9 )		
1570 ± 1	1.89 ± 0.27	( 12 )		
2590 ± 1	2.37 ± 0.31	( 9 )		

Bi-209 (p, 37p67n) Ag-106m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
318 ± 2	0.594 ± 0.158	( 4 )		
551 ± 2	0.761 ± 0.174	( 5 )		
757 ± 2	1.07 ± 0.19	( 4 )		
998 ± 1	1.20 ± 0.18	( 3 )		
1170 ± 1	1.09 ± 0.22	( 5 )		
1390 ± 1	1.34 ± 0.18	( 5 )		
1570 ± 1	1.71 ± 0.28	( 6 )		
2590 ± 1	1.20 ± 0.18	( 11 )		

Bi-209 (p, 37p63n) Ag-110m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
74.2 ± 1.7	0.104 ± 0.012	( 8 )		
77.2 ± 2.2	0.150 ± 0.015	( 11 )		
86.0 ± 1.7	0.246 ± 0.025	( 7 )		
88.9 ± 2.1	0.319 ± 0.031	( 16 )		
94.4 ± 1.5	0.408 ± 0.041	( 28 )		
100 ± 2	0.516 ± 0.051	( 15 )		
101 ± 2	0.565 ± 0.057	( 21 )		
105 ± 1	0.575 ± 0.059	( 22 )		
111 ± 2	0.778 ± 0.075	( 25 )		
112 ± 1	0.744 ± 0.073	( 19 )		
121 ± 1	1.03 ± 0.10	( 26 )		
122 ± 2	1.01 ± 0.10	( 27 )		
125 ± 2	0.982 ± 0.098	( 32 )		
128 ± 1	1.07 ± 0.10	( 25 )		
131 ± 2	1.22 ± 0.11	( 28 )		
132 ± 2	1.10 ± 0.11	( 31 )		
142 ± 2	1.37 ± 0.13	( 29 )		
150 ± 1	1.47 ± 0.14	( 33 )		
154 ± 2	1.42 ± 0.14	( 29 )		
159 ± 1	1.62 ± 0.15	( 33 )		
160 ± 1	1.42 ± 0.14	( 29 )		
166 ± 1	1.51 ± 0.14	( 37 )		
235 ± 2	2.12 ± 0.32	( 18 )		
276 ± 1	1.95 ± 0.24	( 48 )		
318 ± 2	2.32 ± 0.30	( 21 )		
551 ± 2	2.44 ± 0.32	( 29 )		
757 ± 2	2.46 ± 0.32	( 24 )		
998 ± 1	2.06 ± 0.26	( 41 )		
1170 ± 1	1.90 ± 0.25	( 24 )		
1390 ± 1	1.52 ± 0.19	( 26 )		
1570 ± 1	1.50 ± 0.20	( 28 )		
2590 ± 1	0.889 ± 0.117	( 14 )		

Bi-209 (p, 36p59n) Cd-115m				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
100 ± 2	1.10 ± 0.28	( 2 )		
105 ± 1	1.36 ± 0.44	( 2 )		
111 ± 2	1.80 ± 0.39	( 2 )		
112 ± 1	1.58 ± 0.31	( 2 )		
121 ± 1	1.39 ± 0.39	( 2 )		
125 ± 2	1.15 ± 0.18	( 2 )		
128 ± 1	1.53 ± 0.41	( 3 )		
132 ± 2	1.40 ± 0.37	( 2 )		
159 ± 1	1.38 ± 0.31	( 4 )		
166 ± 1	0.900 ± 0.204	( 2 )		

Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 44.8 d.

Bi-209 (p, 36p59n) Cd-115g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
101 ± 2	1.49 ± 0.30	( 2 )		
111 ± 2	1.24 ± 0.24	( 2 )		
112 ± 1	1.11 ± 0.21	( 2 )		
131 ± 2	1.26 ± 0.23	( 3 )		

142 ± 2	0.898 ± 0.186	( 3 )		
166 ± 1	0.751 ± 0.146	( 2 )		

Bi-209 (p, 35p64n) In-111m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
998 ± 1	1.59 ± 0.21	( 2 )		
1390 ± 1	1.54 ± 0.20	( 2 )		

Bi-209 (p, 35p61n) In-114m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
100 ± 2	0.159 ± 0.037	( 3 )		
101 ± 2	0.198 ± 0.036	( 3 )		
105 ± 1	0.167 ± 0.044	( 3 )		
111 ± 2	0.300 ± 0.043	( 3 )		
112 ± 1	0.271 ± 0.038	( 3 )		
121 ± 1	0.412 ± 0.046	( 3 )		
122 ± 2	0.459 ± 0.058	( 5 )		
125 ± 2	0.444 ± 0.050	( 3 )		
128 ± 1	0.500 ± 0.053	( 4 )		
131 ± 2	0.583 ± 0.064	( 3 )		
132 ± 2	0.528 ± 0.056	( 4 )		
142 ± 2	0.730 ± 0.077	( 4 )		
150 ± 1	0.789 ± 0.080	( 4 )		
154 ± 2	0.789 ± 0.078	( 3 )		
159 ± 1	0.904 ± 0.088	( 5 )		
160 ± 1	0.840 ± 0.082	( 6 )		
166 ± 1	0.896 ± 0.088	( 5 )		
235 ± 2	1.70 ± 0.41	( 5 )		
276 ± 1	1.33 ± 0.16	( 5 )		
318 ± 2	1.60 ± 0.25	( 3 )		
551 ± 2	1.78 ± 0.29	( 3 )		
998 ± 1	1.78 ± 0.26	( 3 )		
1170 ± 1	1.47 ± 0.25	( 4 )		
1390 ± 1	1.38 ± 0.19	( 3 )		
1570 ± 1	1.08 ± 0.22	( 4 )		

Bi-209 (p, 34p63n) Sn-113m+g				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
154 ± 2	0.0142 ± 0.0034	( 2 )		
160 ± 1	0.0294 ± 0.0052	( 2 )		
276 ± 1	0.149 ± 0.019	( 5 )		
318 ± 2	0.307 ± 0.055	( 4 )		
551 ± 2	0.678 ± 0.090	( 6 )		
757 ± 2	0.957 ± 0.130	( 6 )		
998 ± 1	1.14 ± 0.14	( 6 )		
1170 ± 1	1.20 ± 0.17	( 7 )		
1390 ± 1	1.37 ± 0.17	( 8 )		
1570 ± 1	1.63 ± 0.22	( 10 )		
2590 ± 1	2.92 ± 0.37	( 11 )		

Bi-209 (p, 34p59n) Sn-117m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
132 ± 2	0.761 ± 0.093	( 3 )		
142 ± 2	0.926 ± 0.098	( 3 )		
154 ± 2	0.863 ± 0.104	( 2 )		
159 ± 1	1.03 ± 0.11	( 4 )		
235 ± 2	1.34 ± 0.20	( 6 )		
276 ± 1	1.21 ± 0.15	( 6 )		
551 ± 2	1.60 ± 0.21	( 5 )		
757 ± 2	1.63 ± 0.21	( 6 )		
998 ± 1	1.33 ± 0.16	( 6 )		
1170 ± 1	1.23 ± 0.17	( 5 )		
1390 ± 1	1.979 ± 0.124	( 6 )		
1570 ± 1	1.01 ± 0.14	( 5 )		
2590 ± 1	0.661 ± 0.085	( 3 )		

Bi-209 (p, 33p57n) Sb-120b				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
100 ± 2	0.311 ± 0.085	( 5 )		
112 ± 1	0.361 ± 0.070	( 4 )		
121 ± 1	0.501 ± 0.082	( 4 )		
128 ± 1	0.462 ± 0.084	( 3 )		
131 ± 2	0.487 ± 0.071	( 4 )		
132 ± 2	0.503 ± 0.080	( 5 )		
142 ± 2	0.549 ± 0.077	( 7 )		
150 ± 1	0.618 ± 0.072	( 6 )		
154 ± 2	0.594 ± 0.088	( 8 )		
159 ± 1	0.590 ± 0.073	( 5 )		
160 ± 1	0.515 ± 0.073	( 2 )		
166 ± 1	0.578 ± 0.069	( 4 )		
276 ± 1	0.599 ± 0.088	( 5 )		
318 ± 2	0.928 ± 0.123	( 6 )		
998 ± 1	0.732 ± 0.098	( 5 )		
1170 ± 1	0.849 ± 0.132	( 7 )		
1390 ± 1	0.571 ± 0.075	( 4 )		

Der b-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 5.76 d.

Bi-209 (p, 33p53n) Sb-124m1+m2+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
74.2 ± 1.7	0.365 ± 0.042	( 10 )		
77.2 ± 2.2	0.416 ± 0.043	( 12 )		
86.0 ± 1.7	0.425 ± 0.045	( 7 )		
88.9 ± 2.1	0.435 ± 0.042	( 10 )		
94.4 ± 1.5	0.433 ± 0.047	( 12 )		
100 ± 2	0.419 ± 0.042	( 8 )		
101 ± 2	0.432 ± 0.044	( 11 )		
105 ± 1	0.389 ± 0.042	( 9 )		
111 ± 2	0.424 ± 0.042	( 6 )		
112 ± 1	0.389 ± 0.039	( 4 )		
121 ± 1	0.404 ± 0.041	( 10 )		
122 ± 2	0.390 ± 0.038	( 4 )		
125 ± 2	0.347 ± 0.034	( 12 )		

128 ± 1	0.373 ± 0.039	( 10 )		
131 ± 2	0.375 ± 0.036	( 8 )		
132 ± 2	0.332 ± 0.033	( 10 )		
142 ± 2	0.351 ± 0.034	( 8 )		
150 ± 1	0.340 ± 0.033	( 7 )		
154 ± 2	0.316 ± 0.031	( 13 )		
159 ± 1	0.322 ± 0.032	( 9 )		
160 ± 1	0.299 ± 0.029	( 11 )		
166 ± 1	0.302 ± 0.030	( 10 )		
235 ± 2	0.270 ± 0.068	( 3 )		
276 ± 1	0.216 ± 0.028	( 8 )		
318 ± 2	0.232 ± 0.048	( 6 )		
551 ± 2	0.171 ± 0.036	( 2 )		
998 ± 1	0.143 ± 0.022	( 5 )		
1390 ± 1	0.0959 ± 0.0145	( 3 )		

Bi-209 (p, 33p52n) Sb-125				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
74.2 ± 1.7	0.272 ± 0.035	( 4 )		
77.2 ± 2.2	0.266 ± 0.033	( 3 )		
86.0 ± 1.7	0.247 ± 0.041	( 4 )		
88.9 ± 2.1	0.289 ± 0.041	( 7 )		
94.4 ± 1.5	0.249 ± 0.038	( 3 )		
100 ± 2	0.252 ± 0.039	( 4 )		
101 ± 2	0.256 ± 0.033	( 5 )		
105 ± 1	0.197 ± 0.043	( 5 )		
111 ± 2	0.235 ± 0.030	( 3 )		
112 ± 1	0.167 ± 0.044	( 3 )		
121 ± 1	0.186 ± 0.040	( 2 )		
122 ± 2	0.202 ± 0.029	( 1 )		
125 ± 2	0.218 ± 0.034	( 2 )		
128 ± 1	0.232 ± 0.030	( 2 )		
131 ± 2	0.195 ± 0.029	( 3 )		
132 ± 2	0.197 ± 0.036	( 4 )		
142 ± 2	0.134 ± 0.033	( 2 )		
150 ± 1	0.195 ± 0.031	( 2 )		
154 ± 2	0.199 ± 0.033	( 3 )		
159 ± 1	0.170 ± 0.022	( 2 )		
160 ± 1	0.179 ± 0.047	( 4 )		
166 ± 1	0.192 ± 0.027	( 5 )		
276 ± 1	0.108 ± 0.019	( 3 )		

Bi-209 (p, 32p57n) Te-121m				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
86.0 ± 1.7	0.0107 ± 0.0028	( 2 )		
88.9 ± 2.1	0.0102 ± 0.0018	( 2 )		
94.4 ± 1.5	0.0216 ± 0.0040	( 4 )		
100 ± 2	0.0290 ± 0.0039	( 3 )		
101 ± 2	0.0367 ±			

160	± 1	0.521	±	0.047	( 3 )
166	± 1	0.527	±	0.048	( 3 )
235	± 2	0.727	±	0.126	( 6 )
276	± 1	0.552	±	0.067	( 3 )
318	± 2	0.673	±	0.092	( 6 )
551	± 2	0.639	±	0.084	( 5 )
757	± 2	0.595	±	0.088	( 3 )
998	± 1	0.481	±	0.061	( 4 )
1170	± 1	0.449	±	0.062	( 4 )
1390	± 1	0.361	±	0.046	( 6 )
1570	± 1	0.397	±	0.055	( 7 )
2590	± 1	0.230	±	0.030	( 3 )

Bi-209 (p, 31p53n) I-126 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
111 ± 2	0.499 ± 0.122	( 2 )
112 ± 1	0.349 ± 0.057	( 2 )
121 ± 1	0.542 ± 0.080	( 4 )
125 ± 2	0.401 ± 0.055	( 3 )
128 ± 1	0.454 ± 0.071	( 7 )
131 ± 2	0.489 ± 0.102	( 2 )
132 ± 2	0.407 ± 0.058	( 3 )
150 ± 1	0.513 ± 0.107	( 4 )
154 ± 2	0.413 ± 0.059	( 3 )
276 ± 1	0.487 ± 0.077	( 1 )
551 ± 2	0.604 ± 0.167	( 2 )
757 ± 2	0.629 ± 0.236	( 2 )

Bi-209 (p, 30p53n) Xe-127m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
86.0 ± 1.7	0.0416 ± 0.0110	( 2 )
94.4 ± 1.5	0.0544 ± 0.0169	( 2 )
100 ± 2	0.0593 ± 0.0102	( 3 )
101 ± 2	0.0575 ± 0.0117	( 2 )
105 ± 1	0.0997 ± 0.0137	( 3 )
111 ± 2	0.106 ± 0.013	( 3 )
112 ± 1	0.0990 ± 0.0131	( 2 )
121 ± 1	0.165 ± 0.022	( 8 )
122 ± 2	0.150 ± 0.016	( 2 )
125 ± 2	0.150 ± 0.017	( 6 )
128 ± 1	0.191 ± 0.023	( 7 )
131 ± 2	0.180 ± 0.020	( 5 )
132 ± 2	0.177 ± 0.020	( 6 )
142 ± 2	0.237 ± 0.025	( 4 )
150 ± 1	0.287 ± 0.028	( 3 )
154 ± 2	0.272 ± 0.029	( 8 )
159 ± 1	0.307 ± 0.030	( 5 )
160 ± 1	0.279 ± 0.027	( 10 )
166 ± 1	0.309 ± 0.031	( 7 )
235 ± 2	0.638 ± 0.157	( 9 )
276 ± 1	0.516 ± 0.066	( 13 )
318 ± 2	0.684 ± 0.101	( 9 )
551 ± 2	0.948 ± 0.128	( 4 )
998 ± 1	1.35 ± 0.17	( 12 )
1170 ± 1	1.58 ± 0.21	( 10 )
1390 ± 1	1.98 ± 0.25	( 17 )
1570 ± 1	2.78 ± 0.36	( 23 )
2590 ± 1	5.97 ± 0.76	( 24 )

Bi-209 (p, 29p47n) Cs-134m+g ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
74.2 ± 1.7	0.0601 ± 0.0087	( 6 )
77.2 ± 2.2	0.0731 ± 0.0106	( 4 )
86.0 ± 1.7	0.0798 ± 0.0121	( 4 )
88.9 ± 2.1	0.0779 ± 0.0085	( 3 )
94.4 ± 1.5	0.0837 ± 0.0094	( 3 )
100 ± 2	0.0806 ± 0.0130	( 5 )
101 ± 2	0.0839 ± 0.0090	( 2 )
105 ± 1	0.0802 ± 0.0117	( 7 )
111 ± 2	0.0796 ± 0.0121	( 2 )
112 ± 1	0.0730 ± 0.0112	( 2 )
121 ± 1	0.0624 ± 0.0078	( 2 )
122 ± 2	0.0704 ± 0.0085	( 1 )
125 ± 2	0.0620 ± 0.0082	( 3 )
128 ± 1	0.0613 ± 0.0083	( 4 )
131 ± 2	0.0586 ± 0.0071	( 3 )
132 ± 2	0.0593 ± 0.0075	( 3 )
142 ± 2	0.0592 ± 0.0075	( 2 )
150 ± 1	0.0520 ± 0.0065	( 2 )
154 ± 2	0.0560 ± 0.0083	( 3 )
160 ± 1	0.0545 ± 0.0080	( 5 )
166 ± 1	0.0510 ± 0.0070	( 7 )
276 ± 1	0.0397 ± 0.0070	( 4 )

Bi-209 (p, 28p51n) Ba-131m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	0.757 ± 0.106	( 6 )
1170 ± 1	0.944 ± 0.159	( 5 )
1390 ± 1	1.88 ± 0.26	( 2 )
1570 ± 1	2.45 ± 0.34	( 3 )
2590 ± 1	6.04 ± 0.76	( 12 )

Bi-209 (p, 28p49n) Ba-133m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
111 ± 2	0.101 ± 0.029	( 1 )
112 ± 1	0.132 ± 0.042	( 2 )
121 ± 1	0.163 ± 0.043	( 2 )
122 ± 2	0.118 ± 0.025	( 2 )
125 ± 2	0.117 ± 0.042	( 2 )
128 ± 1	0.188 ± 0.042	( 2 )
131 ± 2	0.130 ± 0.034	( 2 )
132 ± 2	0.169 ± 0.044	( 2 )
142 ± 2	0.201 ± 0.037	( 2 )
150 ± 1	0.185 ± 0.038	( 2 )

154 ± 2	0.212 ± 0.049	( 3 )
159 ± 1	0.186 ± 0.033	( 2 )
160 ± 1	0.191 ± 0.051	( 3 )
166 ± 1	0.181 ± 0.039	( 4 )
276 ± 1	0.257 ± 0.044	( 3 )
551 ± 2	0.450 ± 0.124	( 3 )
757 ± 2	0.709 ± 0.161	( 3 )
998 ± 1	0.982 ± 0.156	( 5 )
1170 ± 1	1.34 ± 0.26	( 6 )
1390 ± 1	2.08 ± 0.29	( 11 )
1570 ± 1	3.10 ± 0.48	( 9 )
2590 ± 1	7.27 ± 0.96	( 10 )

Bi-209 (p, 26p45n) Ce-139m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	0.847 ± 0.103	( 5 )
1170 ± 1	1.40 ± 0.18	( 6 )
1390 ± 1	3.09 ± 0.38	( 9 )
1570 ± 1	4.75 ± 0.59	( 15 )
2590 ± 1	8.51 ± 1.05	( 10 )

Bi-209 (p, 23p44n) Pm-143 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
551 ± 2	0.160 ± 0.045	( 3 )
757 ± 2	0.273 ± 0.055	( 3 )
998 ± 1	0.887 ± 0.113	( 5 )
1170 ± 1	1.99 ± 0.28	( 9 )
1390 ± 1	3.96 ± 0.48	( 5 )
1570 ± 1	6.04 ± 0.77	( 12 )
2590 ± 1	8.94 ± 1.12	( 5 )

Bi-209 (p, 23p43n) Pm-144 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
276 ± 1	0.0222 ± 0.0040	( 3 )
998 ± 1	0.0570 ± 0.0108	( 2 )
1170 ± 1	0.0856 ± 0.0295	( 2 )
1390 ± 1	0.125 ± 0.018	( 6 )
1570 ± 1	0.169 ± 0.034	( 6 )
2590 ± 1	0.225 ± 0.033	( 5 )

Bi-209 (p, 21p44n) Eu-145 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	0.654 ± 0.119	( 3 )
1170 ± 1	2.04 ± 0.34	( 3 )
1390 ± 1	4.23 ± 0.54	( 8 )
1570 ± 1	5.54 ± 0.76	( 7 )
2590 ± 1	7.52 ± 1.03	( 5 )

Bi-209 (p, 21p42n) Eu-147 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	1.58 ± 0.24	( 5 )
1170 ± 1	4.14 ± 1.03	( 5 )
1390 ± 1	7.41 ± 0.95	( 20 )
1570 ± 1	14.0 ± 1.9	( 14 )
2590 ± 1	14.7 ± 2.2	( 7 )

Bi-209 (p, 21p41n) Eu-148 ind

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
1390 ± 1	0.218 ± 0.049	( 3 )
1570 ± 1	0.610 ± 0.086	( 3 )
2590 ± 1	0.447 ± 0.119	( 2 )

Bi-209 (p, 21p40n) Eu-149 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	2.57 ± 0.46	( 3 )
1170 ± 1	5.98 ± 1.05	( 3 )
1390 ± 1	11.2 ± 1.5	( 9 )
1570 ± 1	17.7 ± 2.6	( 14 )
2590 ± 1	23.0 ± 3.4	( 3 )

Bi-209 (p, 20p44n) Gd-146 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
757 ± 2	0.256 ± 0.042	( 5 )
998 ± 1	1.39 ± 0.17	( 10 )
1170 ± 1	4.65 ± 0.59	( 15 )
1390 ± 1	6.41 ± 0.78	( 13 )
1570 ± 1	9.34 ± 1.19	( 60 )
2590 ± 1	11.1 ± 1.4	( 16 )

Bi-209 (p, 20p43n) Gd-147 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
1390 ± 1	5.74 ± 0.86	( 3 )
1570 ± 1	7.31 ± 1.04	( 3 )
2590 ± 1	11.1 ± 1.4	( 13 )

Bi-209 (p, 20p41n) Gd-149 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	2.62 ± 0.33	( 7 )
1170 ± 1	5.16 ± 0.65	( 7 )
1390 ± 1	9.98 ± 1.21	( 10 )
1570 ± 1	13.6 ± 1.7	( 18 )
2590 ± 1	14.0 ± 1.7	( 12 )

Bi-209 (p, 20p39n) Gd-151 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	2.33 ± 0.34	( 5 )
1170 ± 1	4.73 ± 0.77	( 8 )
1390 ± 1	7.81 ± 0.99	( 5 )

1570 ± 1	10.8 ± 1.5	( 13 )
2590 ± 1	8.49 ± 1.06	( 2 )

Bi-209 (p, 20p37n) Gd-153 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
757 ± 2	0.472 ± 0.088	( 3 )
998 ± 1	2.15 ± 0.27	( 8 )
1170 ± 1	4.07 ± 0.53	( 10 )
1390 ± 1	7.22 ± 0.88	( 10 )
1570 ± 1	9.39 ± 1.16	( 16 )
2590 ± 1	8.09 ± 1.02	( 12 )

Bi-209 (p, 19p38n) Tb-153 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	2.52 ± 0.38	( 3 )
1170 ± 1	5.33 ± 0.85	( 5 )
1390 ± 1	8.23 ± 1.07	( 4 )
1570 ± 1	11.5 ± 1.6	( 5 )
2590 ± 1	9.26 ± 1.20	( 5 )

Bi-209 (p, 19p36n) Tb-155 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	3.63 ± 0.53	( 8 )
1170 ± 1	7.42 ± 0.96	( 4 )
1390 ± 1	12.8 ± 1.6	( 10 )
1570 ± 1	15.3 ± 2.0	( 8 )
2590 ± 1	12.4 ± 1.6	( 9 )

Bi-209 (p, 16p34n) Er-160 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	7.68 ± 1.13	( 8 )
1390 ± 1	29.4 ± 4.6	( 8 )
2590 ± 1	12.8 ± 1.8	( 10 )

Bi-209 (p, 15p30n) Tm-165 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
2590 ± 1	14.2 ± 2.0	( 5 )

Bi-209 (p, 15p28n) Tm-167 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
551 ± 2	1.09 ± 0.17	( 3 )
757 ± 2	6.67 ± 0.89	( 4 )
998 ± 1	15.9 ± 1.9	( 3 )
1170 ± 1	21.5 ± 2.7	( 10 )
1390 ± 1	23.4 ± 2.8	( 6 )
1570 ± 1	24.2 ± 3.0	( 8 )
2590 ± 1	13.5 ± 1.7	( 6 )

Bi-209 (p, 14p30n) Yb-166 cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
998 ± 1	13.5 ± 1.9	( 8 )
1170 ± 1	16.0 ± 2.6	( 7 )
1390 ± 1	18.4 ± 2.6	( 14 )
1570 ± 1	20.5 ± 3.2	( 14 )
2590 ± 1	12.0 ± 1.7	( 10 )

Bi-209 (p, 14p27n) Yb-169m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
551 ± 2	1.86 ± 0.27	( 12 )
757 ± 2	10.0 ± 1.3	( 16 )
998 ± 1	20.6 ± 2.5	( 22 )
1170 ± 1	24.4 ± 3.1	( 30 )
1390 ± 1	24.9 ± 3.1	( 33 )
1570 ± 1	25.4 ± 3.2	( 29 )
2590 ± 1	13.8 ± 1.7	( 16 )

Bi-209 (p, 13p28n) Lu-169m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
757 ± 2	11.2 ± 1.8	( 9 )
998 ± 1	20.6 ± 2.7	( 4 )
1170 ± 1	18.3 ± 2.9	( 2 )
1390 ± 1	21.3 ± 4.4	( 3 )
1570 ± 1	27.2 ± 3.9	( 6 )
2590 ± 1	13.5 ± 1.8	( 4 )

Bi-209 (p, 13p26n) Lu-171m+g cum

E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]	
551 ± 2	3.81 ± 0.50	(

Bi-209(p,12p28n)Hf-170 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
998 ± 1	16.5 ± 2.3	( 4)	
1390 ± 1	24.4 ± 3.2	( 3)	
1570 ± 1	27.6 ± 5.6	( 3)	
2590 ± 1	10.5 ± 1.4	( 4)	

Bi-209(p,12p26n)Hf-172 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	3.34 ± 0.44	( 23)	
757 ± 2	12.0 ± 1.6	( 44)	
998 ± 1	20.7 ± 2.6	( 93)	
1170 ± 1	23.2 ± 3.0	( 71)	
1390 ± 1	21.9 ± 2.8	(101)	
1570 ± 1	22.8 ± 3.0	( 92)	
2590 ± 1	12.1 ± 1.6	( 56)	

Bi-209(p,12p25n)Hf-173 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	5.60 ± 0.74	( 3)	
757 ± 2	19.3 ± 2.6	( 6)	
998 ± 1	31.6 ± 4.0	( 6)	
1170 ± 1	33.6 ± 4.4	( 3)	
1390 ± 1	33.8 ± 4.3	( 6)	
1570 ± 1	30.4 ± 3.8	( 4)	
2590 ± 1	16.2 ± 2.0	( 4)	

Bi-209(p,12p23n)Hf-175 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
276 ± 1	0.0196 ± 0.0036	( 3)	
318 ± 2	0.337 ± 0.057	( 5)	
551 ± 2	7.27 ± 0.90	( 5)	
757 ± 2	20.2 ± 2.5	( 8)	
998 ± 1	28.6 ± 3.5	( 6)	
1170 ± 1	29.7 ± 3.6	( 9)	
1390 ± 1	26.6 ± 3.2	( 6)	
1570 ± 1	26.9 ± 3.3	(11)	
2590 ± 1	13.6 ± 1.7	( 6)	

Bi-209(p,10p22n)W-178 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	18.2 ± 5.5	( 3)	
757 ± 2	20.9 ± 4.9	( 5)	
998 ± 1	27.2 ± 3.7	( 7)	
1170 ± 1	22.2 ± 5.8	( 4)	
1390 ± 1	24.9 ± 3.4	( 9)	
1570 ± 1	19.7 ± 5.8	( 3)	

Bi-209(p,9p20n)Re-181 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	20.7 ± 2.5	( 3)	
998 ± 1	37.6 ± 4.7	( 6)	
1390 ± 1	30.3 ± 3.8	( 5)	
1570 ± 1	21.6 ± 3.3	( 3)	
2590 ± 1	12.9 ± 1.7	( 3)	

Bi-209(p,9p18n)Re-183 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
276 ± 1	0.785 ± 0.138	( 4)	
318 ± 2	5.02 ± 0.92	(12)	
551 ± 2	23.0 ± 3.0	(17)	
757 ± 2	32.7 ± 4.5	( 9)	
998 ± 1	29.9 ± 3.9	(13)	
1170 ± 1	32.1 ± 4.4	(18)	
1390 ± 1	22.6 ± 3.0	(12)	
1570 ± 1	21.6 ± 3.3	( 4)	
2590 ± 1	13.3 ± 1.7	(16)	

Bi-209(p,8p20n)Os-182 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
757 ± 2	35.1 ± 4.7	( 5)	

Bi-209(p,8p17n)Os-185 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	3.10 ± 0.44	( 8)	
276 ± 1	2.45 ± 0.31	(13)	
318 ± 2	9.53 ± 1.23	(22)	
551 ± 2	29.6 ± 3.7	( 23)	
757 ± 2	39.3 ± 5.0	(24)	
998 ± 1	36.5 ± 4.5	(30)	
1170 ± 1	33.0 ± 4.1	(26)	
1390 ± 1	27.2 ± 3.4	(26)	
1570 ± 1	26.5 ± 3.4	(25)	
2590 ± 1	14.1 ± 1.8	(14)	

Bi-209(p,7p18n)Ir-185 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	25.7 ± 4.1	( 5)	
998 ± 1	29.2 ± 5.2	( 3)	
1390 ± 1	21.8 ± 5.0	( 3)	
2590 ± 1	9.51 ± 2.26	( 4)	

Bi-209(p,7p17n)Ir-186b ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
276 ± 1	1.72 ± 0.31	( 4)	
318 ± 2	4.86 ± 0.68	( 2)	
551 ± 2	16.2 ± 2.1	( 6)	
757 ± 2	18.3 ± 2.9	( 3)	
998 ± 1	18.4 ± 2.4	( 3)	

1390 ± 1 14.2 ± 1.9 ( 4)  
Der m-Zustand bezeichnet denjenigen mit einer Halbwertszeit von 15.8h.

Bi-209(p,7p14n)Ir-189 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	10.0 ± 2.4	( 2)	
318 ± 2	22.1 ± 2.9	( 5)	
551 ± 2	29.0 ± 7.6	( 2)	
757 ± 2	26.3 ± 7.0	( 2)	
998 ± 1	39.9 ± 4.9	( 6)	
1170 ± 1	29.7 ± 4.0	( 3)	
1390 ± 1	27.2 ± 3.3	( 4)	

Bi-209(p,6p16n)Pt-188 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	9.28 ± 1.38	( 19)	
276 ± 1	7.75 ± 0.97	( 25)	
318 ± 2	19.5 ± 2.5	( 27)	
551 ± 2	41.0 ± 5.2	( 34)	
757 ± 2	44.5 ± 5.6	( 35)	
998 ± 1	37.0 ± 4.5	( 9)	
1170 ± 1	33.3 ± 4.2	( 26)	
1390 ± 1	27.2 ± 3.3	( 10)	
1570 ± 1	25.9 ± 3.2	( 14)	
2590 ± 1	14.3 ± 1.8	( 10)	

Bi-209(p,6p15n)Pt-189 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	77.9 ± 11.4	( 3)	
998 ± 1	70.6 ± 12.7	( 2)	

Bi-209(p,6p13n)Pt-191 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	19.4 ± 2.9	( 2)	
276 ± 1	19.4 ± 2.6	(21)	
318 ± 2	27.0 ± 4.7	(10)	
551 ± 2	36.8 ± 5.0	(11)	
757 ± 2	41.0 ± 5.5	(20)	
998 ± 1	29.2 ± 4.2	( 5)	
1170 ± 1	28.3 ± 4.2	(13)	
1390 ± 1	25.6 ± 3.4	( 9)	
1570 ± 1	16.4 ± 2.3	( 2)	
2590 ± 1	9.32 ± 1.84	( 4)	

Bi-209(p,5p12n)Au-193m+g cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
154 ± 2	31.6 ± 3.6	( 3)	
159 ± 1	27.1 ± 4.1	( 2)	
160 ± 1	28.5 ± 3.3	( 3)	
235 ± 2	34.9 ± 7.5	( 4)	
276 ± 1	30.2 ± 4.4	( 5)	
551 ± 2	49.6 ± 6.4	( 3)	
757 ± 2	47.0 ± 7.4	( 3)	

Bi-209(p,5p11n)Au-194 ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	0.963 ± 0.185	( 3)	
276 ± 1	0.740 ± 0.117	( 3)	
318 ± 2	1.22 ± 0.18	( 3)	
551 ± 2	2.21 ± 0.30	( 4)	
757 ± 2	2.60 ± 0.37	( 4)	
998 ± 1	2.40 ± 0.35	( 3)	
1170 ± 1	2.07 ± 0.41	( 2)	
1390 ± 1	1.92 ± 0.28	( 3)	
1570 ± 1	1.82 ± 0.44	( 3)	
2590 ± 1	1.51 ± 0.23	( 3)	

Bi-209(p,5p10n)Au-195m+g cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
88.9 ± 2.1	0.0595 ± 0.0172	( 2)	
94.4 ± 1.5	0.140 ± 0.039	( 3)	
100 ± 2	0.462 ± 0.052	( 3)	
101 ± 2	0.326 ± 0.036	( 3)	
105 ± 1	1.08 ± 0.10	( 4)	
111 ± 2	4.35 ± 0.41	( 6)	
112 ± 1	5.02 ± 0.47	( 5)	
121 ± 1	10.8 ± 1.0	( 5)	
122 ± 2	9.72 ± 0.92	( 9)	
125 ± 2	10.6 ± 1.0	( 8)	
128 ± 1	13.8 ± 1.3	( 7)	
131 ± 2	14.4 ± 1.3	( 5)	
132 ± 2	14.8 ± 1.4	( 7)	
142 ± 2	10.4 ± 1.0	( 7)	
150 ± 1	15.6 ± 1.4	( 5)	
154 ± 2	20.6 ± 1.9	( 8)	
159 ± 1	20.5 ± 1.9	( 5)	
160 ± 1	20.0 ± 1.8	( 7)	
166 ± 1	16.8 ± 1.6	(10)	
235 ± 2	68.0 ± 9.0	(11)	
276 ± 1	56.1 ± 6.8	(12)	
276 ± 1	54.8 ± 6.6	( 9)	
318 ± 2	69.0 ± 8.5	(13)	
551 ± 2	68.3 ± 8.3	( 6)	
551 ± 2	65.9 ± 8.3	( 8)	
757 ± 2	58.4 ± 7.1	( 7)	
757 ± 2	56.7 ± 8.1	( 9)	
998 ± 1	44.7 ± 6.1	( 8)	
1170 ± 1	38.1 ± 6.6	( 9)	
1390 ± 1	34.3 ± 4.6	( 5)	
1570 ± 1	30.0 ± 6.6	(12)	
2590 ± 1	19.0 ± 2.8	( 8)	

Bi-209(p,5p9n)Au-196m1+m2+g ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	0.887 ± 0.115	( 3)	
757 ± 2	1.08 ± 0.14	( 3)	
998 ± 1	1.69 ± 0.37	( 3)	
1170 ± 1	1.10 ± 0.16	( 5)	
1390 ± 1	1.29 ± 0.22	( 7)	
1570 ± 1	0.901 ± 0.131	( 5)	
2590 ± 1	0.710 ± 0.090	( 3)	

Bi-209(p,4p12n)Hg-194 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
131 ± 2	8.33 ± 1.27	( 2)	
132 ± 2	9.82 ± 2.84	( 2)	
142 ± 2	6.47 ± 1.54	( 2)	
150 ± 1	10.9 ± 1.7	( 2)	
154 ± 2	18.7 ± 3.0	( 2)	
159 ± 1	20.7 ± 2.2	( 2)	
160 ± 1	19.8 ± 2.5	( 2)	
166 ± 1	14.2 ± 1.9	( 3)	
235 ± 2	65.7 ± 26.0	( 3)	
276 ± 1	45.6 ± 6.2	( 8)	
318 ± 2	64.7 ± 13.7	( 3)	
551 ± 2	59.1 ± 9.5	( 3)	
757 ± 2	60.3 ± 10.2	( 2)	
998 ± 1	54.4 ± 9.8	( 6)	
1170 ± 1	52.1 ± 9.5	( 2)	
1390 ± 1	39.6 ± 6.2	( 7)	
2590 ± 1	25.9 ± 5.0	( 1)	

Bi-209(p,4p11n)Hg-195m ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	8.29 ± 1.04	( 3)	
1170 ± 1	9.80 ± 1.59	( 3)	

Bi-209(p,4p9n)Hg-197m ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
160 ± 1	3.31 ± 0.72	( 2)	
166 ± 1	3.04 ± 0.61	( 2)	
235 ± 2	4.05 ± 0.78	( 3)	
276 ± 1	3.04 ± 0.43	( 2)	
318 ± 2	3.84 ± 0.67	( 2)	
551 ± 2	3.84 ± 0.52	( 3)	

Bi-209(p,4p9n)Hg-197m+g cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
235 ± 2	97.5 ± 18.1	( 3)	
318 ± 2	132 ± 34	( 2)	

Unsicher weil schwer kumulativ definierbar.

Bi-209(p,4p3n)Hg-203 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
150 ± 1	0.0475 ± 0.0091	( 3)	
159 ± 1	0.0550 ± 0.0093	( 3)	
276 ± 1	0.140 ± 0.018	( 2)	
276 ± 1	0.122 ± 0.017	( 2)	
551 ± 2	0.439 ± 0.099	( 3)	
757 ± 2	0.942 ± 0.221	( 2)	
998 ± 1	0.593 ± 0.083	( 3)	
1170 ± 1	0.483 ± 0.110	( 2)	
1390 ± 1	0.676 ± 0.089	( 2)	
1570 ± 1	0.568 ± 0.091	( 3)	
2590 ± 1	0.420 ± 0.064	( 2)	

Bi-209(p,3p8n)Tl-199 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
125 ± 2	118 ± 21	( 3)	
128 ± 1	108 ± 16	( 3)	
132 ± 2	105 ± 18	( 9)	
154 ± 2	112 ± 17	( 4)	
160 ± 1	127 ± 18	( 8)	
551 ± 2	81.4 ± 11.1	( 5)	

Bi-209(p,3p7n)Tl-200 ind			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
551 ± 2	6.93 ± 5.69	( 3)	
757 ± 2	11.9 ± 6.5	( 3)	
998 ± 1	10.6 ± 4.7	( 2)	
1400 ± 1	11.6 ± 4.3	( 3)	
1570 ± 1	16.7 ± 6.2	( 3)	
2600 ± 1	8.11 ± 3.28	( 2)	

Bi-209(p,3p6n)Tl-201 cum			
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	14.8 ± 2.5	( 2)	
77.2 ± 2.2	27.3 ± 2.8	( 2)	
86.0 ± 1.7	109 ± 10	( 2)	
88.9 ± 2.1	16		

132	± 2	171	± 16	( 3)
142	± 2	174	± 16	( 3)
150	± 1	167	± 16	( 6)
154	± 2	158	± 14	( 3)
159	± 1	160	± 15	( 4)
160	± 1	156	± 15	( 3)
166	± 1	148	± 13	( 3)
235	± 2	119	± 16	( 7)
276	± 1	103	± 12	( 4)
318	± 2	99.6	± 12.4	( 9)
551	± 2	70.8	± 8.7	( 3)
757	± 2	68.3	± 8.4	( 7)
998	± 1	54.2	± 6.9	( 2)
1170	± 1	54.9	± 7.0	( 5)
1390	± 1	47.2	± 5.9	( 3)
1570	± 1	51.3	± 6.8	( 5)
2590	± 1	34.5	± 4.3	( 4)

Bi-209 (p, 3p5n) Tl-202 cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	1.75	± 0.17	( 4)	
77.2 ± 2.2	2.23	± 0.23	( 3)	
86.0 ± 1.7	2.30	± 0.22	( 3)	
88.9 ± 2.1	2.54	± 0.24	( 3)	
94.4 ± 1.5	2.51	± 0.23	( 4)	
100 ± 2	2.81	± 0.27	( 3)	
101 ± 2	2.93	± 0.28	( 2)	
105 ± 1	2.63	± 0.24	( 3)	
111 ± 2	3.33	± 0.31	( 3)	
112 ± 1	2.82	± 0.26	( 6)	
121 ± 1	3.42	± 0.31	( 5)	
122 ± 2	3.64	± 0.34	( 1)	
125 ± 2	3.49	± 0.33	( 3)	
128 ± 1	3.42	± 0.32	( 7)	
131 ± 2	4.20	± 0.40	( 4)	
132 ± 2	3.92	± 0.38	( 2)	
142 ± 2	4.21	± 0.39	( 2)	
150 ± 1	4.48	± 0.41	( 3)	
154 ± 2	4.34	± 0.40	( 3)	
159 ± 1	4.74	± 0.44	( 3)	
160 ± 1	4.42	± 0.40	( 3)	
166 ± 1	4.41	± 0.40	( 2)	
235 ± 2	6.65	± 0.88	( 5)	
276 ± 1	5.84	± 0.70	( 5)	
318 ± 2	7.24	± 0.90	( 6)	
551 ± 2	7.80	± 0.96	( 5)	
757 ± 2	8.23	± 1.02	( 7)	
998 ± 1	8.08	± 0.98	( 4)	
1170 ± 1	7.90	± 1.00	( 11)	
1390 ± 1	7.51	± 0.91	( 5)	
1570 ± 1	7.85	± 1.01	( 11)	
2590 ± 1	5.94	± 0.73	( 5)	

Bi-209 (p, 2p8n) Pb-200 cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	11.4	± 1.6	( 2)	
86.0 ± 1.7	15.4	± 1.8	( 2)	
94.4 ± 1.5	40.0	± 4.8	( 4)	
100 ± 2	76.7	± 8.0	( 10)	
101 ± 2	69.9	± 6.8	( 4)	
105 ± 1	102	± 11	( 6)	
111 ± 2	131	± 16	( 9)	
112 ± 1	123	± 13	( 10)	
121 ± 1	136	± 14	( 11)	
122 ± 2	122	± 14	( 10)	
125 ± 2	129	± 13	( 8)	
128 ± 1	132	± 13	( 6)	
131 ± 2	113	± 12	( 11)	
132 ± 2	123	± 12	( 12)	
142 ± 2	105	± 10	( 3)	
150 ± 1	105	± 10	( 3)	
154 ± 2	124	± 13	( 12)	
159 ± 1	99.8	± 9.1	( 3)	
160 ± 1	120	± 12	( 16)	
166 ± 1	95.7	± 8.8	( 3)	
235 ± 2	90.5	± 12.7	( 10)	
276 ± 1	78.6	± 9.9	( 13)	
318 ± 2	66.1	± 8.4	( 4)	
551 ± 2	57.4	± 7.0	( 4)	
757 ± 2	47.8	± 6.2	( 5)	
998 ± 1	40.6	± 5.2	( 5)	
1170 ± 1	42.0	± 5.9	( 5)	
1390 ± 1	34.4	± 4.3	( 3)	
1570 ± 1	29.0	± 4.2	( 4)	
2590 ± 1	22.0	± 3.0	( 8)	

Bi-209 (p, 2p7n) Pb-201m+g cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	21.4	± 2.8	( 2)	
77.2 ± 2.2	31.2	± 4.4	( 2)	
86.0 ± 1.7	122	± 13	( 6)	
88.9 ± 2.1	192	± 22	( 7)	
94.4 ± 1.5	268	± 28	( 5)	
100 ± 2	212	± 32	( 6)	
101 ± 2	248	± 49	( 2)	
105 ± 1	245	± 25	( 8)	
111 ± 2	191	± 44	( 2)	
112 ± 1	223	± 22	( 6)	
121 ± 1	226	± 23	( 9)	
122 ± 2	209	± 21	( 4)	
125 ± 2	191	± 19	( 9)	
128 ± 1	199	± 20	( 9)	
131 ± 2	190	± 28	( 3)	
132 ± 2	183	± 18	( 7)	
142 ± 2	198	± 20	( 5)	
150 ± 1	185	± 19	( 5)	

154	± 2	174	± 17	( 6)
159	± 1	181	± 18	( 4)
160	± 1	164	± 17	( 12)
166	± 1	160	± 15	( 2)
235	± 2	122	± 21	( 6)
276	± 1	110	± 14	( 6)
318	± 2	93.8	± 13.5	( 3)
551	± 2	70.1	± 8.6	( 3)
757	± 2	65.5	± 8.6	( 3)
998	± 1	55.0	± 7.4	( 6)
1390	± 1	47.6	± 6.5	( 4)
2590	± 1	28.0	± 3.6	( 5)

Bi-209 (p, 2p6n) Pb-202m+g cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
94.4 ± 1.5	241	± 64	( 2)	
100 ± 2	344	± 99	( 1)	
111 ± 2	449	± 120	( 1)	
142 ± 2	297	± 82	( 1)	
154 ± 2	452	± 155	( 1)	
160 ± 1	481	± 183	( 1)	

Bi-209 (p, 2p5n) Pb-203m+g ind				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
77.2 ± 2.2	36.2	± 64.5	( 5)	
101 ± 2	38.8	± 60.0	( 5)	
111 ± 2	34.6	± 48.4	( 4)	
122 ± 2	21.5	± 42.9	( 4)	
131 ± 2	39.0	± 38.7	( 6)	
142 ± 2	49.3	± 38.6	( 5)	
150 ± 1	35.3	± 37.3	( 5)	
159 ± 1	43.8	± 30.7	( 4)	
166 ± 1	30.5	± 35.5	( 5)	
235 ± 2	23.3	± 33.3	( 6)	
276 ± 1	29.0	± 14.2	( 6)	
318 ± 2	42.8	± 18.0	( 13)	
551 ± 2	26.0	± 9.8	( 5)	
757 ± 2	30.6	± 13.0	( 3)	
998 ± 1	43.1	± 9.2	( 2)	
2600 ± 1	24.5	± 8.1	( 6)	

Bi-209 (p, 2p5n) Pb-203m+g cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	562	± 51	( 4)	
77.2 ± 2.2	498	± 45	( 3)	
86.0 ± 1.7	372	± 34	( 4)	
88.9 ± 2.1	351	± 32	( 3)	
94.4 ± 1.5	340	± 31	( 4)	
100 ± 2	276	± 25	( 3)	
101 ± 2	308	± 28	( 7)	
105 ± 1	270	± 25	( 5)	
111 ± 2	319	± 29	( 2)	
112 ± 1	263	± 25	( 5)	
121 ± 1	261	± 24	( 5)	
122 ± 2	227	± 22	( 4)	
125 ± 2	214	± 19	( 3)	
128 ± 1	235	± 22	( 4)	
131 ± 2	244	± 23	( 7)	
132 ± 2	207	± 19	( 3)	
142 ± 2	227	± 21	( 5)	
150 ± 1	210	± 19	( 3)	
154 ± 2	186	± 17	( 3)	
159 ± 1	196	± 18	( 3)	
160 ± 1	177	± 17	( 6)	
166 ± 1	179	± 16	( 4)	
235 ± 2	125	± 16	( 10)	
276 ± 1	109	± 13	( 12)	
318 ± 2	105	± 13	( 11)	
551 ± 2	78.8	± 9.7	( 2)	
757 ± 2	77.7	± 9.7	( 2)	
998 ± 1	78.3	± 9.5	( 2)	
1170 ± 1	70.7	± 8.7	( 3)	
1390 ± 1	70.6	± 8.7	( 2)	
1570 ± 1	68.7	± 8.5	( 3)	
2590 ± 1	46.2	± 5.7	( 3)	

Bi-209 (p, p6n) Bi-203 cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	468	± 50	( 26)	
77.2 ± 2.2	351	± 36	( 11)	
86.0 ± 1.7	293	± 32	( 13)	
88.9 ± 2.1	250	± 27	( 10)	
94.4 ± 1.5	275	± 30	( 16)	
100 ± 2	231	± 23	( 16)	
101 ± 2	204	± 23	( 5)	
105 ± 1	220	± 24	( 16)	
111 ± 2	185	± 20	( 8)	
112 ± 1	195	± 20	( 7)	
121 ± 1	212	± 23	( 17)	
122 ± 2	179	± 19	( 7)	
125 ± 2	173	± 18	( 22)	
128 ± 1	178	± 19	( 13)	
131 ± 2	157	± 17	( 8)	
132 ± 2	160	± 16	( 15)	
142 ± 2	135	± 15	( 7)	
150 ± 1	135	± 15	( 8)	
154 ± 2	143	± 15	( 12)	
159 ± 1	118	± 13	( 6)	
160 ± 1	130	± 14	( 22)	
166 ± 1	115	± 14	( 9)	
235 ± 2	80.4	± 14.5	( 5)	
276 ± 1	62.2	± 8.5	( 9)	
318 ± 2	48.7	± 7.9	( 4)	
551 ± 2	40.3	± 5.6	( 9)	

757	± 2	35.6	± 5.8	( 4)
998	± 1	27.2	± 3.9	( 3)
2590	± 1	14.8	± 2.9	( 3)

Bi-209 (p, p5n) Bi-204 cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	403	± 40	( 16)	
77.2 ± 2.2	342	± 32	( 11)	
86.0 ± 1.7	307	± 29	( 11)	
88.9 ± 2.1	291	± 28	( 6)	
94.4 ± 1.5	293	± 29	( 16)	
100 ± 2	245	± 23	( 13)	
101 ± 2	248	± 24	( 9)	
105 ± 1	236	± 23	( 14)	
111 ± 2	228	± 23	( 10)	
112 ± 1	222	± 23	( 19)	
121 ± 1	216	± 21	( 15)	
122 ± 2	190	± 19	( 5)	
125 ± 2	180	± 17	( 12)	
128 ± 1	186	± 18	( 14)	
131 ± 2	182	± 18	( 6)	
132 ± 2	169	± 16	( 9)	
142 ± 2	160	± 16	( 7)	
150 ± 1	150	± 14	( 5)	
154 ± 2	150	± 14	( 8)	
159 ± 1	141	± 15	( 8)	
160 ± 1	143	± 14	( 18)	
166 ± 1	126	± 12	( 7)	
235 ± 2	80.0	± 11.7	( 7)	
276 ± 1	71.9	± 9.0	( 7)	
318 ± 2	63.0	± 8.4	( 5)	
551 ± 2	48.2	± 6.0	( 8)	
757 ± 2	42.8	± 5.4	( 3)	
998 ± 1	40.4	± 5.3	( 5)	
1170 ± 1	46.6	± 7.0	( 2)	
1390 ± 1	38.3	± 4.8	( 3)	
2590 ± 1	26.1	± 3.4	( 14)	

Bi-209 (p, p4n) Bi-205 cum				
E ± ΔE [MeV]		σ ± Δσ [mb]		
74.2 ± 1.7	250	± 23	( 29)	
77.2 ± 2.2	246	± 22	( 18)	
86.0 ± 1.7	216	± 20	( 25)	
88.9 ± 2.1	207	± 20	( 57)	
94.4 ± 1.5	209	± 19	( 32)	
100 ± 2	181	± 16	( 29)	
101 ± 2	191	± 18	( 90)	
105 ± 1	165	± 16	( 103)	
111 ± 2	168	± 16	( 76)	
112 ± 1	166	± 15	( 25)	
121 ± 1	166	± 15	( 25)	
122 ± 2	156	± 15	( 75)	
125 ± 2	138	± 12	( 28)	
128 ± 1	144	± 13	( 20)	
131 ± 2	151	± 14		

2600 ± 1		33.5 ± 3.8		( 12)
Bi-209(p, p2n)Bi-207				cum
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
74.2 ± 1.7	208	± 19	( 12)	
77.2 ± 2.2	223	± 20	( 17)	
86.0 ± 1.7	191	± 18	( 10)	
88.9 ± 2.1	199	± 18	( 10)	
94.4 ± 1.5	192	± 18	( 16)	
100 ± 2	170	± 15	( 10)	
101 ± 2	184	± 17	( 11)	
105 ± 1	159	± 15	( 17)	
111 ± 2	173	± 16	( 11)	
112 ± 1	159	± 15	( 11)	
121 ± 1	163	± 15	( 11)	
122 ± 2	161	± 15	( 12)	
125 ± 2	142	± 13	( 14)	
128 ± 1	142	± 13	( 13)	
131 ± 2	157	± 14	( 10)	
132 ± 2	138	± 13	( 13)	
142 ± 2	146	± 13	( 12)	
150 ± 1	137	± 13	( 9)	
154 ± 2	126	± 12	( 11)	
159 ± 1	132	± 12	( 12)	
160 ± 1	120	± 11	( 13)	
166 ± 1	115	± 10	( 9)	
235 ± 2	88.1	± 12.2	( 12)	
276 ± 1	76.1	± 9.2	( 13)	
318 ± 2	79.1	± 10.1	( 14)	

551 ± 2		74.2 ± 9.2		( 17)
757 ± 2		82.0 ± 10.3		( 17)
998 ± 1		79.2 ± 9.8		( 17)
1170 ± 1		80.0 ± 10.1		( 17)
1390 ± 1		79.4 ± 9.8		( 13)
1570 ± 1		84.4 ± 10.8		( 22)
2590 ± 1		69.4 ± 8.7		( 14)
Bi-209(p, 4n)Po-206				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
74.2 ± 1.7	91.6	± 8.6	( 39)	
77.2 ± 2.2	94.1	± 8.8	( 31)	
86.0 ± 1.7	75.0	± 7.1	( 47)	
88.9 ± 2.1	76.9	± 7.2	( 31)	
94.4 ± 1.5	68.7	± 6.4	( 42)	
100 ± 2	59.5	± 5.6	( 40)	
101 ± 2	65.7	± 6.2	( 34)	
105 ± 1	55.4	± 5.3	( 44)	
111 ± 2	58.9	± 5.6	( 25)	
112 ± 1	52.0	± 4.9	( 42)	
121 ± 1	50.5	± 4.8	( 38)	
122 ± 2	53.4	± 5.5	( 11)	
125 ± 2	44.1	± 4.2	( 39)	
128 ± 1	44.2	± 4.1	( 38)	
131 ± 2	48.8	± 4.5	( 23)	
132 ± 2	41.9	± 3.9	( 31)	
142 ± 2	43.0	± 4.1	( 32)	
150 ± 1	40.7	± 3.8	( 19)	

154 ± 2		36.8 ± 3.5		( 35)
159 ± 1		36.9 ± 3.4		( 13)
160 ± 1		33.7 ± 3.2		( 38)
166 ± 1		32.4 ± 3.0		( 22)
235 ± 2		19.3 ± 2.6		( 30)
276 ± 1		16.4 ± 2.0		( 36)
318 ± 2		14.9 ± 1.9		( 38)
551 ± 2		9.68 ± 1.20		( 14)
757 ± 2		9.78 ± 1.24		( 25)
998 ± 1		8.37 ± 1.02		( 14)
1170 ± 1		8.76 ± 1.12		( 23)
1390 ± 1		7.89 ± 0.97		( 26)
1570 ± 1		8.68 ± 1.14		( 34)
2590 ± 1		6.84 ± 0.87		( 24)

Bi-209(p, 3n)Po-207m+g				ind
E ± ΔE [MeV]	σ ± Δσ [mb]			
86.0 ± 1.7	53.8	± 8.7	( 2)	
100 ± 2	50.0	± 10.4	( 2)	
105 ± 1	47.1	± 9.9	( 2)	
121 ± 1	54.0	± 9.2	( 2)	
128 ± 1	53.8	± 10.5	( 2)	
132 ± 2	48.4	± 8.8	( 3)	
551 ± 2	13.2	± 3.1	( 2)	

# Anhang D - Setups der INC/E-Codes

## D.1 - HETC-KFA-2

Beispielsetup für HETC-KFA2: 1-GeV-Protonen auf <sup>209</sup>Bi

```

# # NQS-Batchjob for HET-Thin                92 A 21 1.                R 13 22
# #                                           94 A 20 1.                R 12 23
# @$-g unics                               94 A 24 1.                R 13 24
# # @$-mb                                   96 A 27 1.                R 12 25
# # @$-me                                   97 A 29 1.                R 14 26
# @$-o 83-209gp.out                         102 A 30 1.               R 12 27
# @$-e 83-209gp.err                         103 A 31 1.               R 15 28
# @$-lt 10:0:0                              107 A 29 1.               R 13 29
cd /$HOME/hermes/HET                       106 A 32 1.               R 22 30
reserve tmp                                 110 A 32 1.               R 22 31
cp thin.x $TMPDIR/thin.x                   110 A 35 1.               R 24 32
cp bert.data $TMPDIR/bert.data             114 A 34 1.               R 22 33
cd $TMPDIR                                  117 A 31 1.               R 24 34
HERMES=$TMPDIR                              123 A 26 1.               R 23 35
RUN=$TMPDIR                                 124 A 27 1.               R 25 36
ln $HERMES/bert.data fort.20                129 A 22 1.               R 27 37
ln -s /dev/null fort.21                    129 A 25 1.               R 24 38
touch $RUN/thin.hetsav;                    132 A 22 1.               R 23 39
ln $RUN/thin.hetsav fort.7                 133 A 25 1.               R 24 40
thin.x <</EOF                                138 A 22 1.               R 23 41
REAL A(1810);                              142 A 20 1.               R 24 42
DATA A=<                                     144 A 20 1.               R 21 43
      1 A 2 1.                               147 A 20 1.               R 22 44
      3 A 5 1.                               148 A 22 1.               R 21 45
      6 A 5 1.                               151 A 22 1.               R 25 46
      7 A 7 1.                               147 A 29 1.               R 28 47
      8 A 9 1.                               153 A 27 1.               R 30 48
      9 A 7 1.                               151 A 29 1.               R 31 49
     12 A 6 1.                               154 A 30 1.               R 32 50
     13 A 8 1.                               157 A 29 1.               R 30 51
     17 A 6 1.                               158 A 32 1.               R 33 52
     17 A 8 1.                               161 A 31 1.               R 33 53
     20 A 14 1.                              163 A 33 1.               R 36 54
     20 A 11 1.                              166 A 32 1.               R 35 55
     23 A 8 1.                               168 A 33 1.               R 32 56
     24 A 10 1.                              175 A 29 1.               R 27 57
     28 A 7 1.                               177 A 30 1.               R 28 58
     29 A 10 1.                              183 A 27 1.               R 23 59
     32 A 11 1.                              183 A 31 1.               R 26 60
     32 A 14 1.                              188 A 27 1.               R 23 61
     35 A 17 1.                              192 A 26 1.               R 26 62
     36 A 16 1.                              >                          R 23 63
     40 A 12 1.                              REAL Z(1810);              R 21 64
     41 A 12 1.                              DATA Z=<                  R 21 65
     44 A 11 1.                               R 3 1                      R 21 66
     45 A 12 1.                               R 6 2                      R 23 67
     49 A 11 1.                               R 6 3                      R 23 68
     49 A 13 1.                               R 8 4                      R 30 69
     53 A 11 1.                               R 10 5                     R 28 70
     53 A 14 1.                               R 8 6                      R 30 71
     58 A 12 1.                               R 7 7                      R 31 72
     57 A 21 1.                               R 9 8                      R 30 73
     62 A 21 1.                               R 7 9                      R 33 74
     61 A 23 1.                               R 9 10                     R 32 75
     66 A 21 1.                               R 15 11                    R 34 76
     68 A 23 1.                               R 12 12                    R 33 77
     70 A 22 1.                               R 9 13                     R 34 78
     71 A 24 1.                               R 11 14                    R 30 79
     74 A 26 1.                               R 8 15                     R 31 80
     77 A 23 1.                               R 11 16                    R 28 81
     80 A 22 1.                               R 12 17                    R 32 82
     81 A 23 1.                               R 15 18                    R 28 83
     84 A 22 1.                               R 18 19                    R 27 84
     85 A 23 1.                               R 17 20                    >
     90 A 20 1.                               R 13 21
DEFDET YLD,10,,,A,Z;
REAL PEBINC(65);
DATA PEBINC=<5000. A20 -200. A5 -100. A6 -50. A5 -20. A5 -10. A6 -5. A5 -2. A10 -1.>
DEFDET PEBI,1,0,,,PEBINC,,<1>;
REAL NEBINC(65);
DATA NEBINC=<5000. A20 -200. A5 -100. A6 -50. A5 -20. A5 -10. A6 -5. A5 -2. A10 -1.>
DEFDET NEBI,1,1,,,NEBINC,,<1>;
REAL PEBEVA(39);
DATA PEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET PEBE,2,0,,,PEBEVA,,<1>;
REAL NEBEVA(39);
DATA NEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET NEBE,2,1,,,NEBEVA,,<1>;

```

```

REAL DEBEVA(39);
DATA DEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET DEBE,2,7.,,DEBEVA,,<1>;
REAL TEBEVA(39);
DATA TEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET TEBE,2,8.,,TEBEVA,,<1>;
REAL HEBEVA(39);
DATA HEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET HEBE,2,9.,,HEBEVA,,<1>;
REAL AEBEVA(39);
DATA AEBEVA=<5000. 200. A15 -10. A6 -5. A5 -2. A11 -1.>
DEFDET AEBE,2,10.,,AEBEVA,,<1>;
REAL PEBALL(65);
DATA PEBALL=<5000. A20 -200. A5 -100. A6 -50. A5 -20. A5 -10. A6 -5. A5 -2. A10 -1.>
DEFDET PEBA,3,0.,,PEBALL,,<1>;
REAL NEBALL(65);
DATA NEBALL=<5000. A20 -200. A5 -100. A6 -50. A5 -20. A5 -10. A6 -5. A5 -2. A10 -1.>
DEFDET NEBA,3,1.,,NEBALL,,<1>;
DEFDET PANG,3,0.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET NANG,3,1.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET DANG,3,7.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET TANG,3,8.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET HANG,3,9.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET AANG,3,10.,0. 0. 1.,,<0. A18 10.>;
DEFDET EDET,4,,,,,<1>;
DEFDET SCLT,5;
RUN;
&RUN
MAXCAS=1000, MAXBCH=500, ISEED=123456789,
EMIN(1)=1., EMIN(2)=15.0, ELOP=20., EPICUT=2.23, EMUCUT=1.69,
IBERTP=-20,
IOSUB=0,
NHSTP= 0, INGEO= 0, IOGEO= 0,
IELAS=0, ISTRAG=0, IANG=0, IFISS=1 KEYDK=0,
MXMAT=1,
NEL(1)=1, DENH(1)=0.,
ZZ(1,1)= 83., A(1,1)= 209., DEN(1,1)= 1.,
TIPSR=0., ESR= 1000., EMAX= 1000.,
&END
exit;
/EOF
rm -f fort.*
unix2dos INC-Results INC-Results
mv INC-Results 83-209gp.inc
unix2dos History History
mv History 83-209gp.his
tar cvf 83-209gp.tar 83-209gp*
gzip 83-209gp.tar
stageout 83-209gp.tar.gz HETC/83-0p/83-209gp.tar.gz
rm 83-209gp.tar.gz
rm $TMPDIR/*

```

## D.1 - LAHET

Beispielsetup für LAHET: 1-GeV-Protonen auf  $^{209}\text{Bi}$  mit Bertini-INC, Präequilibriumstufe und Niveaudichten nach Ignatyuk-Gilbert-Cameron-Cook

LAHET for 1000 MeV p on BI-209

```

1000,500,1,5*,1,0000,1,1,0,1/
/
,,, -1/1000./
0,1/
83.,209.,1.0/
  1 1 1.0 -1
  2 0 1

  1 so 50.0

in 1 0
print

0,1000.,0./

```

Auswertung mit HTAPE

```

LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Residual Masses and Average Excitation
5,3*,1/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Mass and Energy Balance
7/

```



```

LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Detailed Residual Mass Edit: Final Residual Masses
8,3*,1/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Detailed Residual Mass Edit: Residuals after Cascade and before Evaporation
8,3*,3/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Detailed Residual Mass Edit: Masses Immediately Preceding Fission
8,3*,5/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Separate Cascade and Evaporation Phase Production
3,3*,1/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Cascade Phase Production Only
3,3*,3/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Evaporation Phase Production Only
3,3*,5/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Total Nucleon Production
3,3*,7/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Pre-Fission Evaporation Production
3,3*,9/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Particle Production Spectra: Post-Fission Evaporation Production
3,3*,11/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
Gas Production
14,3*,0/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
/
3,-81,0,9,1,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0/
1.0,2.0,3.0,4.0,5.0,6.0,7.0,8.0,9.0,10.0,
12.0,14.0,16.0,18.0,20.0,25.0,30.0,35.0,40.0,45.0,
50.0,60.0,70.0,80.0,90.0,100.0,110.0,120.0,130.0,140.0,
150.0,160.0,170.0,180.0,190.0,200.0,215.0,230.0,245.0,260.0,
275.0,290.0,305.0,320.0,335.0,350.0,365.0,380.0,395.0,410.0,
425.0,440.0,455.0,470.0,485.0,500.0,520.0,540.0,560.0,580.0,
600.0,620.0,640.0,660.0,680.0,700.0,720.0,740.0,760.0,780.0,
800.0,820.0,840.0,860.0,880.0,900.0,920.0,940.0,960.0,980.0,
1000.0/
1,2,3,4,5,8,9,10,11/
/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
/
3,-81,0,9,7,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0/
1.0,2.0,3.0,4.0,5.0,6.0,7.0,8.0,9.0,10.0,
12.0,14.0,16.0,18.0,20.0,25.0,30.0,35.0,40.0,45.0,
50.0,60.0,70.0,80.0,90.0,100.0,110.0,120.0,130.0,140.0,
150.0,160.0,170.0,180.0,190.0,200.0,215.0,230.0,245.0,260.0,
275.0,290.0,305.0,320.0,335.0,350.0,365.0,380.0,395.0,410.0,
425.0,440.0,455.0,470.0,485.0,500.0,520.0,540.0,560.0,580.0,
600.0,620.0,640.0,660.0,680.0,700.0,720.0,740.0,760.0,780.0,
800.0,820.0,840.0,860.0,880.0,900.0,920.0,940.0,960.0,980.0,
1000.0/
1,2,3,4,5,8,9,10,11/
/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
/
3,-81,0,9,9,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0/
1.0,2.0,3.0,4.0,5.0,6.0,7.0,8.0,9.0,10.0,
12.0,14.0,16.0,18.0,20.0,25.0,30.0,35.0,40.0,45.0,
50.0,60.0,70.0,80.0,90.0,100.0,110.0,120.0,130.0,140.0,
150.0,160.0,170.0,180.0,190.0,200.0,215.0,230.0,245.0,260.0,
275.0,290.0,305.0,320.0,335.0,350.0,365.0,380.0,395.0,410.0,
425.0,440.0,455.0,470.0,485.0,500.0,520.0,540.0,560.0,580.0,
600.0,620.0,640.0,660.0,680.0,700.0,720.0,740.0,760.0,780.0,
800.0,820.0,840.0,860.0,880.0,900.0,920.0,940.0,960.0,980.0,
1000.0/
1,2,3,4,5,8,9,10,11/
/
LAHET for 1000 MeV p on BI-209
/
3,-81,0,9,11,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0/
1.0,2.0,3.0,4.0,5.0,6.0,7.0,8.0,9.0,10.0,
12.0,14.0,16.0,18.0,20.0,25.0,30.0,35.0,40.0,45.0,
50.0,60.0,70.0,80.0,90.0,100.0,110.0,120.0,130.0,140.0,
150.0,160.0,170.0,180.0,190.0,200.0,215.0,230.0,245.0,260.0,
275.0,290.0,305.0,320.0,335.0,350.0,365.0,380.0,395.0,410.0,
425.0,440.0,455.0,470.0,485.0,500.0,520.0,540.0,560.0,580.0,
600.0,620.0,640.0,660.0,680.0,700.0,720.0,740.0,760.0,780.0,
800.0,820.0,840.0,860.0,880.0,900.0,920.0,940.0,960.0,980.0,
1000.0/
1,2,3,4,5,8,9,10,11/
/

```

## Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1.1:	Experimentelle Anregungsfunktion für die Reaktion ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(p,2pxn){}^{52}\text{Mn}$ .....	2
Abb. 1.2:	De-Broglie-Wellenlänge eines Protons in Abhängigkeit seiner Energie .....	5
Abb. 3.1:	Coloumbbarriere nach Gl. (3.3) für $\alpha$ - und p-induzierte Reaktionen für monoisotope Elemente .....	7
Abb. 3.2:	Ausschnitt aus der Nuklidkarte [Pf95] zu unabhängig und kumulativ produzierten Nukliden .....	9
Abb. 3.3:	Monitoranregungsfunktion der Reaktion ${}^{27}\text{Al}(p,3p3n){}^{22}\text{Na}$ .....	12
Abb. 4.1:	Prinzip der LNS-Bestrahlungen .....	17
Abb. 4.2:	Am LNS verwendete Targethaltertypen .....	18
Abb. 4.3:	Am LNS verwendete Halter für die Targethalter .....	18
Abb. 4.4:	Am TSL verwendeter Targethalter .....	20
Abb. 4.5:	Prinzip der TSL-Bestrahlungen .....	20
Abb. 4.6:	Senkrechter Querschnitt der verwendeten $\gamma$ -Standardmeßgeometrie .....	23
Abb. 4.7:	Verlauf des absoluten Nachweisvermögens für verschiedene Detektoren und Geometrien .....	24
Abb. 4.8:	Untergrundspektren mit und ohne 10 cm dicke Bleiabschirmung .....	25
Abb. 4.9:	Häufigkeit von Ta-Spektren in Abhängigkeit von der Peakanzahl .....	26
Abb. 4.10:	$\gamma$ -Spektren eines mit 2.6 GeV-Protonen bestrahlten Pb-Targets .....	27
Abb. 4.11:	Vergleich der Resultate aus automatischer und interaktiver Auswertung mit GAMMA-W .....	29
Abb. 4.12:	Absorption von $\gamma$ -Quanten in einem Bi-Target typischer Dimensionen .....	35
Abb. 4.13:	Das neue Auswertungssystem für $\gamma$ -Spektren .....	37
Abb. 4.14:	Überblick über die Wirkungsquerschnittsberechnung .....	38
Abb. 4.15:	Ein einfaches Zerfallsschema .....	43
Abb. 4.16:	Verteilung der Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte .....	46
Abb. 5.1:	Gemessene ${}^{182}\text{Ta}$ -Response-Integrale R in den Ta-Folien der Experimente UPPSOB und UPPSOC .....	51
Abb. 5.2:	Gemessene ${}^{182}\text{Ta}$ - und ${}^{181}\text{Hf}$ -Response-Integrale R in den Ta-Folien der LNS-Bestrahlungen .....	52
Abb. 5.3:	Verhältnisse der auf Basis verschiedener Monitoranregungsfunktionen [To81] in den Al-Folien ermittelten Flußdichten der Experimente SACLOC/OD .....	53
Abb. 5.4:	Monitoranregungsfunktionen für die Protonen-induzierte Produktion von ${}^7\text{Be}$ und ${}^{22,24}\text{Na}$ in Aluminium nach Tobailem [To81] .....	53
Abb. 5.5:	Zu Inkonsistenzen der Monitoranregungsfunktionen von Tobailem [To81] .....	54
Abb. 5.6:	Flußdichten der Experimente SACLOC/OD auf Basis der ${}^{22}\text{Na}$ -Aktivitäten .....	55
Abb. 5.7:	Zur Flußdichtebestimmung in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen herangezogene Monitoranregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{55}\text{Mn}(p,pn){}^{54}\text{Mn}$ , ${}^{55}\text{Mn}(p,p3n){}^{52}\text{Mn}$ und ${}^{55}\text{Mn}(p,2p3n){}^{51}\text{Cr}$ ..	56
Abb. 5.8:	Experimentelle Anregungsfunktion für die Produktion von ${}^{110\text{m}}\text{Ag}$ in Pb für verschiedene Einschußenergien $E_p$ .....	57
Abb. 5.9:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^7\text{Be}$ , ${}^{22}\text{Na}$ , ${}^{44}\text{Ti}$ und ${}^{52}\text{Mn}$ in Eisen .....	58
Abb. 5.10:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^{55,56,57,58}\text{Co}$ in Eisen .....	60
Abb. 5.11:	Experimentelle Anregungsfunktion der Reaktion ${}^{55}\text{Mn}(p,5p5n){}^{46\text{m}+g}\text{Sc}$ .....	62
Abb. 5.12:	Verhältnisse experimenteller Rb-Wirkungsquerschnitte Grütters [Gr82] zu dieser Arbeit .....	62
Abb. 5.13:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Rb}(p,xn){}^{82,83\text{m}+g,85\text{m}+g}\text{Sr}$ .....	63
Abb. 5.14:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Rb}(p,pxn){}^{84\text{m}+g,86\text{m}+g}\text{Rb}$ .....	63
Abb. 5.15:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^{76}\text{Kr}$ und ${}^{76\text{m}+g}\text{Br}$ aus Rubidium .....	64
Abb. 5.16:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Rb}(p,4pxn){}^{72,73,75}\text{Se}$ .....	64
Abb. 5.17:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^{69}\text{Ge}$ , ${}^{67}\text{Ga}$ , ${}^{65}\text{Zn}$ und ${}^{59}\text{Fe}$ aus Rubidium ..	65
Abb. 5.18:	Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produkt nuklide .....	68
Abb. 5.19:	Spaltparameter $Z^2/A$ für verschiedene Werte in Abhängigkeit von Z und A .....	69
Abb. 5.20:	Niederenergiespaltung (nach [Hy64]) .....	70
Abb. 5.21:	Hochenergiespaltung (nach [Hy64]) .....	70
Abb. 5.22:	Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produkt nuklide .....	71
Abb. 5.23:	Experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte in Tantal, Blei und Wismut bei verschiedenen Protonenenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl der Produkt nuklide .....	72
Abb. 5.24:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{209}\text{Bi}(p,4n){}^{206}\text{Po}$ und ${}^{\text{nat}}\text{Ta}(p,xn){}^{178}\text{W}$ .....	73
Abb. 5.25:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn){}^{205,206}\text{Bi}$ .....	74
Abb. 5.26:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,3pxn){}^{194,203}\text{Hg}$ , ${}^{209}\text{Bi}(p,4p3n){}^{203}\text{Hg}$ und ${}^{209}\text{Bi}(p,4p12n){}^{194}\text{Hg}$ .....	75
Abb. 5.27:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,4pxn){}^{194,195\text{m}+g,196\text{m}1+\text{m}2+g}\text{Au}$ .....	76
Abb. 5.28:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,5pxn){}^{188}\text{Pt}$ , ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,11pxn){}^{172}\text{Hf}$ und ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,19pxn){}^{153}\text{Gd}$ .....	77
Abb. 5.29:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(p,22pxn){}^{143,144}\text{Pm}$ und ${}^{\text{nat}}\text{Ta}(p,13pxn){}^{143,144}\text{Pm}$ ..	77
Abb. 5.30:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^{127}\text{Xe}$ aus Ta, Pb und Bi .....	78
Abb. 5.31:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von ${}^{113}\text{Sn}$ und ${}^{110\text{m}}\text{Ag}$ aus Ta, Pb und Bi .....	79
Abb. 5.32:	Ausschnitt aus der Karlsruher Nuklidkarte [Se81] .....	79

Abb. 5.33:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{83}\text{Rb}$ und $^{103}\text{Ru}$ aus Ta, Pb und Bi	80
Abb. 5.34:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{88}\text{Zr}$ , $^{88}\text{Y}$ , $^{95}\text{Zr}$ und $^{95}\text{Nb}$ aus Blei	81
Abb. 5.35:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{59}\text{Fe}$ und $^{60}\text{Co}$ aus Blei und Tantal	82
Abb. 5.36:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{134}\text{Cs}$ aus Blei und Wismut	82
Abb. 5.37:	Produktion von $^{59}\text{Fe}$ und $^{60}\text{Co}$ in Abhängigkeit der Ordnungszahl des Targetelementes bei verschiedenen Protonenenergien $E_p$ im GeV-Bereich	83
Abb. 5.38:	Experimentelle Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{nat}\text{Pb}(p,X)^{46}\text{Sc}_{ind}$ und $^{nat}\text{Pb}(p,X)^{48}\text{V}_{cum}$	84
Abb. 5.39:	Experimentelle Anregungsfunktionen für die Produktion von $^7\text{Be}$ , $^{22}\text{Na}$ und $^{24}\text{Na}$ aus Blei und Tantal	84
Abb. 6.1:	Nukleonendichteverteilung nach Hofstadter [Ho56] und Approximation im Bertini-INC-Modell	91
Abb. 6.2:	Potentialverlauf für Protonen und Neutronen am Beispiel von $^{65}\text{Cu}$	91
Abb. 6.3:	Schematische Darstellung des INC/E-Modells mit Spaltung und optionaler Präequilibriumstufe	92
Abb. 7.1:	Beispiel für Verzweigungsverhältnisse	96
Abb. 7.2:	Reaktionswirkungsquerschnitt für Protonen-induzierte Reaktion an $^{209}\text{Bi}$	97
Abb. 7.3:	Der Ablauf der Theorierechnungen und verwendete Programme im Überblick	100
Abb. 7.4:	Auswirkung verschiedener Massenberechnungsarten in den in dieser Arbeit verwendeten Präequilibriumcodes am Beispiel der Reaktion $^{nat}\text{Fe}(p,6pxn)^{46}\text{Sc}$	102
Abb. 7.5:	Sekundärteilchenspektren für in der Reaktion $^{56}\text{Fe}(p,X)$ erzeugte Neutronen, Protonen, Deuteronen und $\alpha$ -Teilchen für verschiedene Protonenenergien	103
Abb. 7.6:	Energie-integrierte Sekundärteilchenausbeuten für in der Reaktion $^{56}\text{Fe}(p,X)$ erzeugte Neutronen, Protonen, Deuteronen und $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit der Energie primärer Protonen	104
Abb. 7.7:	Einfluß der Niveaudichteberechnung am Beispiel mit ALICE-IPPE berechneter Anregungsfunktionen für die Reaktionen $^{nat}\text{Pb}(p,4pxn)^{195,196}\text{Au}$	104
Abb. 7.8:	Unabhängige Wirkungsquerschnitte der Goldisotope berechnet mit ALICE-IPPE unter Verwendung von Fermigasniveaudichten (links) sowie der Formulierung nach [Ig75]	105
Abb. 7.9:	Einfluß der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten am Beispiel der Anregungsfunktion der Reaktion $^{nat}\text{Pb}(p,3pxn)^{203}\text{Hg}$	106
Abb. 7.10:	Vergleich von Hybridmodellrechnungen mit experimentellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $^{nat}\text{Fe}(p,3pxn)^{51}\text{Cr}$	107
Abb. 7.11:	Verhältnisse von np- zu nn- oder pp-Streuquerschnitten	108
Abb. 7.12:	Protonen-Anfangsexcitonenanzahl $n_{0,p}$ für die Reaktion $^{59}\text{Co}(p,X)$ für eine Anfangsexcitonenanzahl $n_0=3.0$	108
Abb. 7.13:	Inverse Wirkungsquerschnitte berechnet mit dem optischen Modell und Parametern nach [Bl83] sowie [Pe89] für $^{59}\text{Co}(p,X)$	109
Abb. 7.14:	Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Protonen- und Neutronenspektren bei der Reaktion von 1-GeV-Protonen mit $^{209}\text{Bi}$ vor der Evaporation	112
Abb. 7.15:	Mit LAHET für 1-GeV-Protonen auf $^{209}\text{Bi}$ berechnete mittlere Anregungsenergien und Häufigkeiten der Restkerne in Abhängigkeit von deren Massenzahl vor der Evaporationsphase	113
Abb. 7.16:	Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Spektren bei der Reaktion von 1-GeV-Protonen mit $^{209}\text{Bi}$ in der Evaporationsphase emittierter Teilchen	114
Abb. 7.17:	Mit LAHET/Bertini-INC für 1-GeV-Protonen auf $^{209}\text{Bi}$ berechnete Verteilung der Restkerne in Abhängigkeit von deren Massenzahl vor und nach der Evaporationsphase	114
Abb. 7.18:	Mit LAHET/Bertini-INC für 1-GeV-Protonen auf $^{209}\text{Bi}$ berechnete Isobarenausbeuten in Abhängigkeit von deren Massenzahl für verschiedene Niveaudichteformulierungen im Vergleich zu der mit HETC-KFA-2 modellierten Verteilung	115
Abb. 7.19:	Mit LAHET/Bertini-INC berechnete Protonen-induzierte Spaltungen pro Kaskade in Abhängigkeit von der Protonenenergie für Tantal und Wismut	116
Abb. 7.20:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{42,43}\text{K}$ und $^{46m+g}\text{Sc}$ aus Eisen	117
Abb. 7.21:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion $^{nat}\text{Fe}(p,3pxn)^{48}\text{Cr}$	117
Abb. 7.22:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{78,80,84,86}\text{Kr}$ aus Rubidium	118
Abb. 7.23:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{71-74}\text{As}$ aus Rubidium	118
Abb. 7.24:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{56,57,58m+g,60m+g}\text{Co}$ aus Rubidium	119
Abb. 7.25:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{nat}\text{Ta}(p,2pxn)^{170,172}\text{Hf}$ und $^{nat}\text{Ta}(p,3pxn)^{169m+g,173}\text{Lu}$	120
Abb. 7.26:	Mit LAHET/Bertini für die Reaktion von 100-MeV-Protonen an $^{181}\text{Ta}$ berechneten Isotopenausbeuten für Wolfram ( $Z=74$ ), Tantal ( $Z=73$ ) und Hafnium ( $Z=72$ ) mit und ohne Präequilibriumschritt	120
Abb. 7.27:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion $^{nat}\text{Ta}(p,5pxn)^{167,168}\text{Tm}$	121
Abb. 7.28:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{nat}\text{Ta}(p,5pxn)^{160}\text{Er}$ und $^{nat}\text{Ta}(p,5pxn)^{165}\text{Tm}$	121
Abb. 7.29:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{nat}\text{Ta}(p,10pxn)^{146,147,149,151,153}\text{Gd}$	122
Abb. 7.30:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Erzeugung von $^{145,148}\text{Eu}$ und $^{143,144}\text{Pm}$	122
Abb. 7.31:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{nat}\text{Ta}(p,24pxn)^{113m+g}\text{Sn}$ , $^{nat}\text{Ta}(p,18pxn)^{131m+g,133m+g}\text{Ba}$ und $^{nat}\text{Ta}(p,16pxn)^{139m+g}\text{Ce}$	123
Abb. 7.32:	Mit LAHET/Bertini-INC für $^{27}\text{Al}$ , $^{56}\text{Fe}$ , $^{85}\text{Rb}$ und $^{209}\text{Bi}$ berechnete mittlere Anregungsenergien der Restkerne vor der Evaporation mit und ohne Präequilibriumstufe in Abhängigkeit von der Anzahl emittierter Nukleonen	123

Abb. 7.33:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{200}\text{Pb}$ und $^{203,205}\text{Bi}$ aus Bi . .	124
Abb. 7.34:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{194,196\text{m}1+\text{m}2+\text{g}}\text{Au}$ und $^{203}\text{Hg}$ aus Wismut . . . . .	125
Abb. 7.35:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{172,175}\text{Hf}$ , $^{183}\text{Re}$ , $^{189}\text{Ir}$ und $^{188,191}\text{Pt}$ aus Wismut . . . . .	125
Abb. 7.36:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{144}\text{Pm}$ aus Wismut . . . . .	126
Abb. 7.37:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{143}\text{Pm}$ und $^{146,149,153}\text{Gd}$ aus Bi . . . . .	126
Abb. 7.38:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{113\text{m}+\text{g}}\text{Sn}$ , $^{127\text{m}+\text{g}}\text{Xe}$ und $^{133\text{m}+\text{g}}\text{Ba}$ aus Wismut . . . . .	127
Abb. 7.39:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{103,106}\text{Ru}$ und $^{134\text{m}+\text{g}}\text{Cs}$ sowie $^{99}\text{Mo}$ aus Wismut . . . . .	127
Abb. 7.40:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{75}\text{Se}$ , $^{83}\text{Rb}$ , $^{88}\text{Y}$ und $^{88}\text{Zr}$ aus Wismut . . . . .	128
Abb. 7.41:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{58\text{m}+\text{g}}\text{Co}$ , $^{59}\text{Fe}$ , $^{60\text{m}+\text{g}}\text{Co}$ und $^{65}\text{Zn}$ aus Wismut . . . . .	128
Abb. 7.42:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{46\text{m}+\text{g}}\text{Sc}$ , $^{48}\text{V}$ und $^{54}\text{Mn}$ aus Wismut . . . . .	128
Abb. 7.43:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{7,10}\text{Be}$ aus Kohlenstoff, Aluminium und Eisen . . . . .	129
Abb. 7.44:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^{22,24}\text{Na}$ aus Aluminium und Eisen . . . . .	130
Abb. 7.45:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen für die Produktion von $^7\text{Be}$ und $^{22}\text{Na}$ aus Niob und Wismut . . . . .	131
Abb. 7.46:	Experimentelle und berechnete Anregungsfunktionen der Reaktion $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,15\text{pxn})^{28}\text{Mg}$ . . . . .	131
Abb. 7.47:	Verhältnisse mit LAHET, HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Modell bei 101, 318 551 MeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns . . . . .	132
Abb. 7.48:	Verhältnisse mit LAHET, HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Modell bei 757 MeV, 1.0 und 1.2 GeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns . . . . .	133
Abb. 7.49:	Verhältnisse mit LAHET, HETC-KFA-2 und dem semi-empirischen Modell bei 1.4, 1.6 und 2.6 GeV berechneter Restkernwirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen an Wismut zu den experimentell bestimmten dieser Arbeit in Abhängigkeit von der Massenzahl des Restkerns . . . . .	134

## Verzeichnis der Tabellen

<i>Tab. 4.1:</i>	Übersicht über die Bestrahlungen am LNS .....	19
<i>Tab. 4.2:</i>	Übersicht über die Bestrahlungen am TSL .....	21
<i>Tab. 4.3:</i>	Übersicht über die während dieser Arbeit am ZSR zur Verfügung stehenden Detektoren .....	23
<i>Tab. 4.4:</i>	Vergleich der drei mit GAMMA-W im automatischen Modus und interaktiv ausgewerteten Spektren ....	30
<i>Tab. 4.5:</i>	Zusätzliche Totzeitkorrekturen für das Probenwechslersystem .....	44
<i>Tab. 5.1:</i>	Überblick über die Ergebnisse dieser Arbeit .....	47
<i>Tab. 5.2:</i>	Übersicht über von mir bezüglich der Auswertung Protonen-induzierter Reaktionen mitbetreute Diplomarbeiten, darin behandelte Targetelemente und Anzahl gemessener Wirkungsquerschnitte .....	48
<i>Tab. 5.3:</i>	Referenzen für die Flußdichtebestimmung der verschiedenen Experimente .....	55
<i>Tab. 5.4:</i>	Häufigkeiten $h$ der Eisenisotope und Reaktionskanäle zu den Kobaltisotopen .....	59
<i>Tab. 5.5:</i>	Überblick über Arbeiten, in denen bislang Wirkungsquerschnitte Protonen-induzierter Reaktionen in Blei natürlicher Zusammensetzung gemessen worden sind .....	67
<i>Tab. 6.1:</i>	Parameter und Terme des funktionalen Ansatzes von Silberberg und Tsao .....	95
<i>Tab. 7.1:</i>	Überblick über die Modellrechnungen .....	99
<i>Tab. 7.2:</i>	Die wichtigsten Unterschiede der benutzten PE-Codes im Überblick .....	101
<i>Tab. 7.3:</i>	Einfluß der Berücksichtigung höherer PE-Multiplizitäten am Beispiel der Protonen-induzierten, unabhängigen Produktion von $^{203}\text{Hg}$ aus Blei bei 200 MeV bei der Berechnung mit AREL und HMS-ALICE .....	106
<i>Tab. 7.4:</i>	Für LAHET-Rechnungen in den Abbildungen verwendete Abkürzungen .....	112
<i>Tab. A.1:</i>	Ausgewertete Fe-Targets .....	147
<i>Tab. A.2:</i>	Ausgewertete Rb-Targets .....	148
<i>Tab. A.3:</i>	Ausgewertete Ta-Targets .....	149
<i>Tab. A.4:</i>	Ausgewertete Pb-Targets .....	150
<i>Tab. A.5:</i>	Ausgewertete Bi-Targets .....	152
<i>Tab. B.1.1:</i>	Zur Umnormierung der [To81]-basierten Flußdichten auf die Monitorwirkungsquerschnitte von [St90] verwendete Daten (siehe Kap. 5.3) .....	153
<i>Tab. B.2.1:</i>	Zur Flußdichteberechnung verwendete Monitorwirkungsquerschnitte [TO81] .....	153
<i>Tab. B.2.2:</i>	$^{22}\text{Na}$ -basierte Flußdichten der Experimente SACLOC/OD .....	154
<i>Tab. B.3.1:</i>	Zur Bestimmung der Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlungen verwendete, aus den in Abbildung 5.7 gezeigten Daten doppelt-logarithmisch interpolierte Monitorwirkungsquerschnitte ....	155
<i>Tab. B.3.2:</i>	Aus dem Mn-Anteil berechnete Flußdichten in den Rb-Targets der TSL-Bestrahlung .....	155

## Nachweis der Teilveröffentlichungen

Teile der Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits in folgenden Arbeiten veröffentlicht beziehungsweise auf den entsprechenden Konferenzen vorgestellt:

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, Production of Residual Nuclides from Irradiation of Thin Pb-Targets with Protons up to 1.6 GeV, Proceedings ecaart 4, 4th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology, Aug. 29-Sept. 2, 1995, Zürich, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B113 (1996) 429

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg, Production of residual nuclides from irradiation of thin Pb-targets, TSL Progress Report 1994-1995 (1996) 31

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, Holmqvist, H. Condé, Malmberg, Residual Nuclide Production by Proton-Induced Reactions in Heavy Elements Relevant for Transmutation Techniques, in: Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany for the Period April, 1st, 1995 to March, 31st, 1996, NEA/NSC/DOC(96) 24, INDC(Ger)-042/LN, Jül-3246 (1996) 31

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, D. Filges, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg, P.-W. Kubik, H.-A. Synal, M. Suter, Proton-Induced Nuclide production in Heavy Target Elements at Medium Energies, in: H. Condé (ed.) Proc. 2nd Int. Conf. on Accelerator-Driven Technologies and Applications, 3.-7. Juni 1996, Kalmar, Schweden, Uppsala University, Gotab, Stockholm (1997) 549

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg, P.-W. Kubik, M. Suter, D. Filges, Proton-Induced Nuclide Production in Heavy Target Elements at Medium Energies, in: F. David and J.C. Krupa (eds.) Extended Abstracts of the 4th International Conf. on Nuclear and Radiochemistry, Institut de Physique Nucléaire, Orsay (1996) A-P11

M. Gloris, R. Michel, F. Sudbrock, U. Herpers, D. Filges, P. Malmberg, B. Holmqvist, H. Condé (invited), Proton-Induced Nuclide Production in Heavy Target Elements at Medium Energies, in: G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi (eds.), Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 19-24 May 1997, IPS Conf. Proc. 59 Bologna (1997) 1468

M. Gloris, R. Michel, U. Herpers, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg, Cross Sections For the Production of Residual Nuclides in Proton-Induced Reactions in Heavy Elements, in: Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany for the Period April, 1st, 1996 to March, 31st, 1997, NEA/NSC/DOC(97) 13, INDC(Ger)-043/LN, Jül-3410 (1997) 37-39

E. Gilibert, B. Lavielle, S. Neumann, M. Gloris, R. Michel, Th. Schiekkel, F. Sudbrock, U. Herpers, Cross Sections for the Proton-Induced Production of Krypton Isotopes from Rb, Sr, Y, and Zr for Energies up to 1600 MeV, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, to be submitted 1998

## Danksagung

Mein erster Dank geht an meinen Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Rolf Michel, aus mehreren Gründen: Für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit überhaupt, für die unkomplizierte und effektive Zusammenarbeit während der gesamten Zeit, seine stete Bereitschaft zur engagierten Diskussion und vor allem auch für die vielen Entfaltungs- und Gestaltungsmöglichkeiten, die er mir eingeräumt hat.

Für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit danke ich besonders Frau Sonja Neumann, deren kritische Anmerkungen sehr hilfreich waren.

Gedankt sei an dieser Stelle auch den von mir mitbetreuten Diplomanden für die gute Zusammenarbeit - besonders seien hier Herr Andreas Krins und Frau Sonja Haase erwähnt.

Der Werkstatt des ZSR am Standort Herrenhausen danke ich für die Hilfe bei der Vorbereitung von Bestrahlungsexperimenten.

Allen übrigen hier nicht weiter explizit erwähnten Mitarbeitern des ZSR sei hiermit außerdem dafür gedankt, daß sie durch ein ausgezeichnetes Arbeitsklima zur Freude an der Durchführung nicht nur dieser Arbeit, sondern auch der im Institut beigetragen haben.

Mein Dank gebührt weiterhin der Abteilung für Nuklearchemie der Universität Köln unter der Leitung von Dr. Ulrich Herpers sowie seinen Mitarbeitern für die gute Zusammenarbeit bei der Vorbereitung, Durchführung und Nachbereitung der Bestrahlungsexperimente.

Für die Überlassung der Modell-Codes sowie für hilfreiche und anregende Diskussionen bin ich den Herren Dr. M. Blann/Lawrence Livermore National Laboratory (AREL, HMS-ALICE), Priv. Doz. Dr. D. Filges/Forschungszentrum Jülich (HETC-KFA-2), Dr. R. Prael/Los Alamos National Laboratory (LAHET) und Dr. Y.N. Shubin/Institute of Physics and Power Engineering (ALICE-IPPE) zu Dank verpflichtet.

Für die Bereitstellung der Strahlzeiten an den Beschleunigern am Laboratoire National Saturne/Saclay (Frankreich) sowie am The Svedberg Laboratory/Uppsala (Schweden) und der Kooperation bei der Durchführung der Bestrahlungsexperimente geht mein Dank an die Verantwortlichen sowie das Beschleunigerpersonal dieser Einrichtungen.

Dieser Arbeit wurde in Teilen von der Deutschen Forschungs-Gemeinschaft und im Rahmen des Programms „Human Capital and Mobility“ der Europäischen Union gefördert.

# Lebenslauf

---

## Persönliche Angaben

Name: Martin Gloris  
Geburtsdatum: 18.12.1965  
Geburtsort: Hildesheim  
Familienstand: ledig  
Anschrift: Sandkamp 37  
D-31139 Hildesheim  
Telefon: 05121 / 46743  
Email: gloris@mbox.zsr.uni-hannover.de

---

## Ausbildung - Arbeitsverhältnisse

1972 - 1976	Grundschule
1976 - 1985	Gymnasium
6/1985	Abitur
7/1985 - 9/1986	Grundwehrdienst
10/1986 - 11/1993	Studium der Physik an der Universität Hannover Diplomarbeit an der Zentraleinrichtung für Strahlenschutz über die „Untersuchung der Restkernproduktion für Protonen-induzierte Reaktionen an den Targetelementen Mn, Fe, Co, Ni und Cu bei 300 und 400 MeV“
12/1993 - 11/1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Universität Hannover am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie