

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

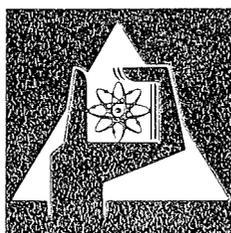
Juni 1976

KFK 2311

Institut für Radiochemie

Untersuchung der Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ - und  
 $\alpha$ -Reaktionen mit  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$

P. Misaelides



GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2311

Institut für Radiochemie

Untersuchung der Anregungsfunktionen für  
 $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Reaktionen mit  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$

P. Misaelides

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

+)  
von der Fakultät für Chemie der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation



## Zusammenfassung

Die Reaktionen von  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  mit  $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Teilchen wurden untersucht und insgesamt 32 Anregungsfunktionen im Energiebereich 10 bis 40 MeV bzw. 10 bis 100 MeV bestimmt. Die Energieabhängigkeit der Isomerenverhältnisse und die mittleren Reichweiten der Produkte einiger  $^3\text{He}$ -Reaktionen weisen darauf hin, daß die untersuchten Reaktionen vorwiegend über den Precompound-Compoundkern-Mechanismus ablaufen. Auf der Grundlage dieser Modellvorstellungen wurden unter Verwendung des Niveaudichteparameters  $a = A/12,5$  und der primären Excitonenzahlen  $n_0(^3\text{He}) = 5$  und  $n_0(\alpha) = 4$  Anregungsfunktionen für die untersuchten Reaktionen berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen. Bei den  $\alpha$ -Reaktionen ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung, während bei den  $^3\text{He}$ -Reaktionen die berechneten Wirkungsquerschnitte etwa um einen Faktor 2 zu groß sind.

## Abstract

Analysis of the excitation functions for  $^3\text{He}$ - and  $\alpha$ -induced reactions on  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$

Excitation functions of 32  $^3\text{He}$ - and  $\alpha$ -induced nuclear reactions on  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$  have been measured. The incident projectile energies ranged from 10 to 40 MeV for the  $^3\text{He}$ -ions and 10 to 100 MeV for the  $\alpha$ -particles. The recoil range of some  $^3\text{He}$ -induced reaction products and the isomeric ratio values indicate the predominance of a precompound-compound nucleus mechanism. The experimental cross sections were compared with the excitation functions calculated on the basis of the compound nucleus and hybrid models. Using the values  $n_0(^3\text{He}) = 5$  and  $n_0(\alpha) = 4$  for the initial exciton number and  $a = A/12.5$  for the level density parameter a satisfactory reproduction of the experimental results for the  $\alpha$ -induced reactions was achieved, whereas the calculated excitation functions for the  $^3\text{He}$ -induced reactions are about a factor of two higher.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimenteller Teil	3
2.1 Targetherstellung	3
2.2 Bestrahlungen	5
2.3 Meßanordnung	6
2.4 Berechnung der absoluten Aktivitäten	6
2.5 Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte	12
2.6 Fehlerbetrachtungen	13
2.7 Versuchsergebnisse	14
3. Diskussion der Ergebnisse	29
3.1 Theorie	29
3.1.1 Compoundkern-Modell	30
3.1.2 Excitonen-Modell	32
3.1.3 Systematik der Anregungsfunktionen	35
3.2 Reichweiten der Reaktionsprodukte	36
3.3 Relative Bildungswahrscheinlichkeit von Isomeren	40
3.4 Berechnung der Anregungsfunktionen	45
3.4.1 Vergleich von Anregungsfunktionen	45
3.4.2 Niveaudichteparameter	51
3.4.3 Primäre Excitonenzahl	52
3.4.4 Genauigkeit berechneter Anregungsfunktionen	55
3.5 Vergleich mit der Systematik	61
4. Zusammenfassung	64
5. Literaturverzeichnis	65

## 1. Einleitung

Die Untersuchung der Anregungsfunktionen von Kernreaktionen mit geladenen Projektilen sowie der Wirkungsquerschnittverhältnisse von Isomeren ist von erheblichem Interesse, da daraus Schlußfolgerungen über den Mechanismus der Reaktionen gezogen werden können. Die dabei erhaltenen Ergebnisse besitzen aber auch praktische Bedeutung, z.B. für die Aktivierungsanalyse oder die Radionuklid-Produktion, weil mittels der Anregungsfunktionen die Aktivitätsausbeuten und die optimalen Bestrahlungsbedingungen berechnet werden können.

Allerdings ist leicht zu erkennen, daß aufgrund der großen Anzahl an möglichen Kombinationen von Target, Projektil und Endkern auch auf lange Sicht nur ein kleiner Teil davon experimentell untersucht werden kann. Es gibt deshalb eine Reihe von Arbeiten, die sich entweder mit der Berechnung oder der Abschätzung unbekannter Anregungsfunktionen befassen. Im ersten Falle wird versucht, auf der Basis verschiedener Modellvorstellungen Computerprogramme zu entwickeln und damit auf großen Rechenanlagen die Anregungsfunktionen zu reproduzieren [z.B. 36BO, 71HA, 74BL]. Eine befriedigende Vorhersage von Wirkungsquerschnitten scheitert aber auch heute noch vielfach an der Unkenntnis der erforderlichen Eingabedaten.

Zur Abschätzung unbekannter Wirkungsquerschnitte wurde eine halbempirische Systematik entwickelt [73RÖ, 74MÜ], bei der die Abhängigkeit charakteristischer Größen der Anregungsfunktionen, wie Höhe und Lage des Maximums, von Kern- und Projektileigenschaften genutzt wird. Dazu wurde ausgehend von der Compoundkerntheorie ein Parameter abgeleitet, der in geeigneter Weise Neutronen- und Protonenbindungsenergie sowie die Höhe des Coulombwalles zusammenfaßt. Die Abhängigkeit der charakteristischen Größen von diesem Parameter wurde dann anhand experimenteller Daten ermittelt. Dieses Verfahren ist jedoch für  $^3\text{He}$ -Reaktionen nur bedingt anwendbar, da bislang relativ wenige experimentelle Daten vorhanden sind. Es war deshalb erforderlich, weitere  $^3\text{He}$ -Reaktionen eingehend zu untersuchen.

Zum Druck eingereicht am 16.6.1976

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, weitere Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ -Reaktionen zu bestimmen. Als Targetmaterialien wurden die Silber-Isotope 107 und 109 ausgewählt, zwei mittelschwere Kerne in der Nähe der "magischen" Protonenschale  $Z=50$ . Es sollte so ein Vergleich zu analogen Untersuchungen [76FL] im Bereich der abgeschlossenen Neutronenschale  $N=50$  ermöglicht werden.

Die Zahl der Publikationen über  $^4\text{He}$ -Reaktionen ist vergleichsweise sehr groß. Die aus diesen Arbeiten abgeleiteten Schlußfolgerungen über den Ablauf können nicht direkt auf  $^3\text{He}$ -Reaktionen übertragen werden, da sich die Bindungsenergie pro Nukleon in den beiden Projektilen erheblich voneinander unterscheidet. Es ist deshalb interessant, welche Unterschiede zwischen Reaktionen beider Projektilarten auftreten und ob diese quantitativ erklärbar sind. Zu diesem Zweck sollten in der vorliegenden Arbeit auch Anregungsfunktionen für  $\alpha$ -Reaktionen mit  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  bestimmt werden.

Zusätzliche Hinweise auf den Ablauf der Reaktionen kann man aus den Reichweiten sowie aus den Verhältnissen der Bildungsquerschnitte für die metastabilen und Grundzustände der Endprodukte erhalten. Die Versuchsbedingungen wurden so gewählt, daß auch diese Größen bestimmt werden konnten.

In der Arbeit wird auch die Frage nach der heute erreichbaren Genauigkeit bei der Vorhersage unbekannter Anregungsfunktionen untersucht.

## 2. Experimenteller Teil

Wie aus dem in Abb. 1 gezeigten Ausschnitt der Karlsruher Nuklidkarte [74NK] zu ersehen ist, entstehen bei den Bestrahlungen von Silberisotopen mit  $^3\text{He}$ -Ionen und  $\alpha$ -Teilchen als Reaktionsprodukte Isotope der Elemente In, Cd und Ag.

Die Tab. 1 faßt alle in dieser Arbeit gemessenen Reaktionen zusammen.

<b>In 104</b> 25 m   4,5 m $\beta^-$ 658, 835 $\beta^+$ 658, 835	<b>In 105</b> 55 s   5,1 m lv 674 $\beta^+$ 131, 260, 604	<b>In 106</b> 6,26 m   5,33 m $\beta^-$ 633, 49, 86, 998 $\beta^+$ 2, 7, 7, 7	<b>In 107</b> 52 s   32,4 m lv 679 $\beta^-$ 2, 3, 205, 505, 371	<b>In 108</b> 58 m   40 m $\beta^-$ 1, 3, 633, 978, 245 $\beta^+$ 3, 5, 633, 1987	<b>In 109</b> 1,34 m   4,2 h lv 650 $\beta^-$ 0, 8, 204, 624	<b>In 110</b> 4,9 h   69,1 m $\beta^-$ 2, 3, 558, 885, 937 $\beta^+$ 558	<b>In 111</b> 7,6 m   2,83 d lv 536 $\beta^-$ 245, 171, 9	<b>In 112</b> 20,8 m   14,4 m lv 157 $\beta^-$ 0, 7, 16, 617, 606	<b>In 113</b> 99,48 m   4,3 lv 392 19, 15
<b>Cd 103</b> 7,3 m $\beta^-$ 1080-1463	<b>Cd 104</b> 57,7 m $\beta^-$ 84, 709, ... m	<b>Cd 105</b> 55 m c, $\beta^-$ 1, 7 $\beta^+$ 962, 1302, 1693, 347, 607 m, g	<b>Cd 106</b> 1,2 $\alpha$ 1,0	<b>Cd 107</b> 6,5 h c, $\beta^-$ ... m	<b>Cd 108</b> 0,9 $\alpha$ 1,1	<b>Cd 109</b> 453 d c, no $\gamma$ m $\alpha$ 650	<b>Cd 110</b> 12,4 $\alpha$ 0,10 + 11	<b>Cd 111</b> 49 m   12,8 lv 245, 151 $\alpha$ 24,3	<b>Cd 112</b> 24,0 $\alpha$ 0,06 + 2,2
<b>Ag 102</b> 8 m   13 m $\beta^-$ 15, 33, 557, 1, 9, 557, 1835 $\beta^+$ 2, 3, 557, 1745	<b>Ag 103</b> 5,7 s   1,1 h lv 135 $\beta^-$ 1, 7, 267, 1275 $\alpha$ ...	<b>Ag 104</b> 33,5 m   69,2 h $\beta^-$ 2, 7, 556, 942 $\beta^+$ 1, 0, 556, 768, 942	<b>Ag 105</b> 7,2 m   41,2 d lv 26 $\beta^-$ 2, 3, 281, 443 $\beta^+$ 345, 281	<b>Ag 106</b> 8,3 d   24 m $\beta^-$ 2, 0, 512, 351 $\beta^+$ 2, 0, 512	<b>Ag 107</b> 44,3 s   51,83 lv 93 $\beta^-$ 3, 0, 34, 2 $\beta^+$ 34, 2	<b>Ag 108</b> 127 a   2,41 m c, $\beta^-$ 1, 7, 614, 723, 434, 434 $\beta^+$ 1, 7, 614, 434	<b>Ag 109</b> 39,6 s   48,17 lv 88 $\beta^-$ 4, 5 + 89	<b>Ag 110</b> 250,4 d   24,6 s $\beta^-$ 0, 09, 15, 15, 885, 885, 885, 885 $\beta^+$ 2, 9, 658, 658	<b>Ag 111</b> 1,2 m   7,5 d lv 60 $\beta^-$ 1, 0, 245, 245, 245, 245 $\beta^+$ 245, 245, 245, 245
<b>Pd 101</b> 8,47 h c, $\beta^-$ 0, 8, ... $\beta^+$ 296, 590, 270 m	<b>Pd 102</b> 1,0 $\alpha$ 4,8	<b>Pd 103</b> 17 d c, $\beta^-$ ... m	<b>Pd 104</b> 11,0 $\alpha$ 14	<b>Pd 105</b> 22,2 $\alpha$ 14	<b>Pd 106</b> 27,3 $\alpha$ 0,013 + 0,279	<b>Pd 107</b> 213 s   6,5 · 10 <sup>3</sup> a lv 214 $\beta^-$ 0, 03 m, $\gamma$	<b>Pd 108</b> 26,7 $\alpha$ 0,20 + 12	<b>Pd 109</b> 4,69 m   13,46 h lv 188 $\beta^-$ 1, 0 m	<b>Pd 110</b> 11,8 $\alpha$ 0,020 + 0,20

Abb. 1: Ausschnitt aus der Nuklidkarte

### 2.1 Targetherstellung

Bei allen Bestrahlungen mit  $^3\text{He}$ -Ionen wurde die Folienstapel-Methode benutzt, wobei die Ag-Folien jeweils auf beiden Seiten mit dünnen Al-Folien abgedeckt waren. Diese Folien aus 99,99 % Al dienten als Fänger für die Rückstoßprodukte. Zwischen diesen Al-Ag-Al-Folienpaketen wurden gegebenenfalls weitere Al-Folie eingefügt, um die gewünschte Änderung der Projektilenergie zu bewirken. Bis zu drei solcher Folienpakete wurden gleichzeitig bestrahlt. Außerdem enthielt das Target eine Cu-Monitorfolie (Reinheit 99,99 % Cu, Dicke 10,51 mg/cm<sup>2</sup>).

Es wurden zwei verschiedene Silberfolien als Targetmaterial verwendet:

1. Natürliches Silber mit einer Reinheit 99,99 %. Die Dicke dieser Folie betrug 12 mg/cm<sup>2</sup>. Mit diesem Targetmaterial wurde die Summe der Anregungsfunktionen für die zu den gleichen Endprodukten führenden Reaktionen beider Silber-

Tab. 1: Zusammenfassung der gemessenen Reaktionen

Target- kern	Produkt- kern	Reaktions- typ	Q-Value (MeV) [73LB]	E <sub>Thr</sub> (MeV)	Target- kern	Produkt- kern	Reaktions- typ	Q-Value (MeV) [73LB]	E <sub>Thr</sub> (MeV)
<sup>107</sup> Ag	<sup>109</sup> In	<sup>3</sup> He, n	+ 5.0	0.0	<sup>109</sup> Ag	<sup>111</sup> In	<sup>3</sup> He, n	+ 6.6	0.0
<sup>107</sup> Ag	<sup>108g</sup> In <sup>108m</sup> In	<sup>3</sup> He, 2n	- 5.5	5.7	<sup>109</sup> Ag	<sup>110g</sup> In <sup>110m</sup> In	<sup>3</sup> He, 2n	- 3.5	3.6
<sup>107</sup> Ag	<sup>107</sup> In	<sup>3</sup> He, 3n	-14.2	14.6	<sup>109</sup> Ag	<sup>109</sup> In	<sup>3</sup> He, 3n	-11.5	11.8
<sup>107</sup> Ag	<sup>106g</sup> In <sup>106m</sup> In	<sup>3</sup> He, 4n	-25.4	26.1	<sup>109</sup> Ag	<sup>108g</sup> In <sup>108m</sup> In	<sup>3</sup> He, 4n	-22.0	22.6
<sup>107</sup> Ag	<sup>107</sup> Cd	<sup>3</sup> He, p2n	- 9.9	10.2	<sup>109</sup> Ag	<sup>110m</sup> Ag	<sup>3</sup> He, 2p	- 0.9	0.9
<sup>107</sup> Ag	<sup>106m</sup> Ag	<sup>3</sup> He, α	+11.0	0.0	<sup>109</sup> Ag	<sup>106m</sup> Ag	<sup>3</sup> He, α2n	- 5.4	5.6
<sup>107</sup> Ag	<sup>105</sup> Ag	<sup>3</sup> He, αn	+ 3.1	0.0	<sup>109</sup> Ag	<sup>105</sup> Ag	<sup>3</sup> He, α3n	-13.4	13.7
<sup>107</sup> Ag	<sup>104g</sup> Ag <sup>104m</sup> Ag	<sup>3</sup> He, α2n	- 6.7	7.0					
<sup>107</sup> Ag	<sup>103</sup> Ag	<sup>3</sup> He, α3n	-15.3	15.8					
<sup>65</sup> Cu	<sup>66</sup> Ga	<sup>3</sup> He, 2n	- 4.8	5.0					
<sup>107</sup> Ag	<sup>110g</sup> In <sup>110m</sup> In	α, n	- 7.6	7.9	<sup>109</sup> Ag	<sup>110</sup> In <sup>110m</sup> In	α, 3n	-24.1	25.0
<sup>107</sup> Ag	<sup>109</sup> In	α, 2n	-15.6	16.2	<sup>109</sup> Ag	<sup>109</sup> In	α, 4n	-32.1	33.2
<sup>107</sup> Ag	<sup>108g</sup> In <sup>108m</sup> In	α, 3n	-26.1	27.1	<sup>109</sup> Ag	<sup>108g</sup> In	α, 5n	-42.6	44.1
<sup>107</sup> Ag	<sup>107</sup> In	α, 4n	-34.8	36.1	<sup>109</sup> Ag	<sup>107</sup> In	α, 6n	-51.2	53.1
<sup>107</sup> Ag	<sup>106g</sup> In	α, 5n	-46.0	47.7	<sup>109</sup> Ag	<sup>106g</sup> In	α, 7n	-62.4	64.7
<sup>107</sup> Ag	<sup>107</sup> Cd	α, p3n	-30.5	31.6	<sup>109</sup> Ag	<sup>107</sup> Cd	α, p5n	-47.0	48.7
<sup>107</sup> Ag	<sup>104</sup> Cd	α, p6n	-59.9*	62.1*					
<sup>107</sup> Ag	<sup>104g</sup> Ag <sup>104m</sup> Ag	α, α3n	-27.3	28.4					
<sup>107</sup> Ag	<sup>103</sup> Ag	α, α4n	-35.9	37.3					
<sup>107</sup> Ag	<sup>102g</sup> Ag	α, α5n	-46.4	48.2					

\* Berechnete Werte

isotope erhalten, falls beide Reaktionen energetisch möglich waren.

2.  $^{107}\text{Ag}$ . Die  $7,87 \text{ mg/cm}^2$  dicke Folie aus dem auf 98,54 % angereicherten  $^{107}\text{Ag}$  wurde aus Oak Ridge bezogen.

Da die radiale Intensität des Strahles im allgemeinen an der inneren Kante des Targets ein Maximum aufweist, wurden die Folien unter dem Mikroskop sehr sorgfältig ausgerichtet. Außerdem wurde der Strahl mittels einer 3 mm dicken Kupfermaske auf eine Fläche von  $3 \times 6 \text{ mm}$  begrenzt. Auf diese Weise konnten die Kanteneffekte vernachlässigbar klein gehalten werden. Allerdings war eine direkte Strommessung für die Bestimmung der Anregungsfunktionen durch diese Begrenzung der Strahlfläche nicht mehr möglich.

Bei den Bestrahlungen mit  $\alpha$ -Teilchen wurde ebenfalls die Folienstapel-Methode benutzt. Die Folien aus angereichertem  $^{107}\text{Ag}$  und natürlichem Ag wurden wieder unter dem Mikroskop sorgfältig ausgerichtet und ohne Benutzung einer Kupfermaske bestrahlt. Die Targets enthielten keine Fängerfolien für die Rückstoßprodukte.

## 2.2 Bestrahlungen

Zur Durchführung der Bestrahlungen diente das Karlsruher Isochron-Zyklotron, mit dem  $^3\text{He}$ -Ionen bis zu einer Energie von 42 MeV und  $\alpha$ -Teilchen bis zu einer Energie von 104 MeV beschleunigt werden können. Für die Bestrahlungen wurde der Innenstrahl benutzt. Die Energie der auf das Target auftreffenden Projektile wurde durch die radiale Position des Targetmaterials festgelegt. Die Energieunschärfe betrug etwa  $\pm 0,5 \text{ MeV}$ . Die Abnahme der Projektilenergie innerhalb des Folienstapels wurde mit Hilfe der von Williamson et al. [66WI] publizierten Tabellen berechnet. Die jeweils angegebenen Energien beziehen sich auf die Mitte der Silberfolien.

Vor jeder Bestrahlung wurde zunächst die Strahllage bestimmt und danach die Kupfermaske ausgerichtet. Die Bestrahlungsdauer betrug 5 min bis 5 h und der Strahlstrom von 0,1 bis 1  $\mu\text{A}$ . Der Teilchenfluß wurde bei den Bestrahlungen mit  $\alpha$ -Teilchen

direkt durch die Messung der Ladung mit Hilfe eines Elcon-Stromintegrators bestimmt. Die Meßfehler sind kleiner als 2 %. Bei den Bestrahlungen mit  $^3\text{He}$ -Ionen ist eine direkte Messung des Teilchenflusses wegen der Benutzung der Kupfermaske nicht möglich. Deswegen wurde der Projektilfluß mit Hilfe einer Monitorreaktion  $[^{65}\text{Cu}(^3\text{He},2n)^{66}\text{Ga}]$  bestimmt.

### 2.3 Meßanordnung

Zur Bestimmung der Aktivitäten der erzeugten In-, Cd- und Ag-Isotope dienten zwei Ge(Li)-Detektoren. Das effektive Volumen der Detektoren betrug 42 und 27 cm<sup>3</sup> und die Auflösung bei 1,332 MeV ( $^{60}\text{Co}$ ) 1,85 und 2,8 keV. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten beider Detektoren wurden mit Hilfe geeichter Präparate ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  und  $^{88}\text{Y}$ ) sowie auch eines geeichten  $^{166\text{m}}\text{Ho}$  Präparates [ $^{74}\text{Li}$ ] für verschiedene Abstände bestimmt.

Beide Halbleiterkristalle waren mit spannungsempfindlichen Vorverstärkern mit gekühlten FET-Eingangsstufen ausgerüstet. Die Elektronik bestand aus einem Hauptverstärker mit Base-Line-Restorer, einem 4096-Kanal-Impulshöhenanalysator und einer Magnetband-Ausgabeeinheit.

### 2.4 Berechnung der absoluten Aktivitäten

Die in den bestrahlten Folien erzeugten Aktivitäten wurden ohne chemische Trennung sofort nach der Bestrahlung gemessen und die Abnahme - soweit möglich - über mehrere Halbwertszeiten der Radionuklide verfolgt. Zur Auswertung der  $\gamma$ -Spektren diente das Computerprogramm SNOPY [ $^{75}\text{Mü}$ ]. Die Peakflächen wurden mit Hilfe der Ansprechwahrscheinlichkeiten und der in Tab. 2 angegebenen Kern-  
daten in absolute Aktivitäten umgerechnet, auf Bestrahlungsende extrapoliert und über die erhaltenen Werte gemittelt. In einigen Fällen, besonders wenn beim Zerfall von metastabilem- und Grundzustand dieselbe Linie auftrat, war eine getrennte Bestimmung nicht möglich. Wenn die Halbwertszeiten es erlaubten, wurde aus der komplexen Abfallskurve zunächst die Aktivität des langlebigen Zustandes ermittelt und dann nach Abzug von der Gesamtaktivität die Aktivität des kurzlebigen Zustands berechnet.

In anderen komplizierteren Fällen wurden die Aktivitäten mit Hilfe der Bateman Gleichung aufgelöst. Ein Beispiel ist der Fall von  $^{104g}\text{Ag}$ - $^{104m}\text{Ag}$ .

Das  $^{104g}\text{Ag}$  wird sowohl direkt als auch über  $^{104m}\text{Ag}$  durch einen isomeren Übergang (33 %) gebildet. Die jeweilige Aktivität des  $^{104g}\text{Ag}$  ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$(1) \quad A_{4G}^t = 0.33 \cdot A_{4M}^o \cdot \frac{T_{4M}}{T_{4G} - T_{4M}} (e^{-\lambda_{4G}t} - e^{-\lambda_{4M}t}) + A_{4G}^o e^{-\lambda_{4M}t}$$

$A_{4G}^t$  = Totale Aktivität zur Zeit t

$A_{4G}^o$  und  $A_{4M}^o$  = Aktivität des  $^{104g}\text{Ag}$  bzw.  $^{104m}\text{Ag}$  am Bestrahlungsende

$T_{4G}$  und  $T_{4M}$  = Halbwertszeiten des  $^{104g}\text{Ag}$  und  $^{104m}\text{Ag}$

Unter Verwendung der Meßwerte für zwei verschiedene Meßzeiten können somit die Werte für  $A_{4G}^o$  und  $A_{4M}^o$  berechnet werden.

In der Tab. 2 sind die verwendeten Kerndaten zusammengefaßt. In den Fällen, wo zusätzliche Bemerkungen im folgenden Text gemacht werden, ist dies durch ein + in der Spalte "Bemerkungen" angedeutet.

Tab. 2: Zusammenfassung der verwendeten Kerndaten

Nuklid	HWZ	$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (%)	Bemerkungen	Ref.
$^{111g}\text{In}$	2,83 d	171,3	90,3	Messung nach dem Zerfall von $^{111m}\text{In}$ (7,6 m). Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte stellen die Summe aus $^{111m+g}\text{In}$ dar.	74BO
		245,3	94,0		
$^{110g}\text{In}$	69,1 m	657,7	97,9	Der Beitrag des $^{110m}\text{In}$ zu der Aktivität dieser Linie ist berücksichtigt.	72ER
$^{110m}\text{In}$	4,9 h	657,7	98,8		72ER
		707,4	31,2		
		884,6	95,0		
		937,5	69,7		
$^{109g}\text{In}$	4,2 h	204	68	Der Beitrag des $^{107g}\text{In}$ zu dieser Linie wurde berücksichtigt. Messung nach dem Zerfall des $^{109m}\text{In}$ (1,34 m). Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte stellen die Summe aus $^{109m+g}\text{In}$ dar.	72ER

Nuklid	HWZ  74NK	$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (%)	Bemerkungen	Ref.
$^{108g}\text{In}$	40 m	633,2	76,4	+	75FL
$^{108m}\text{In}$	58 m	327,6 633,2 876,0 1032,3 1056,3	13 100 85 20 25	+	70DI
$^{107g}\text{In}$	32,4 m	205	48,5	Der Beitrag des $^{109g}\text{In}$ zu dieser Linie wurde berücksichtigt. Messung nach dem Zerfall des $^{107m}\text{In}$ (52 s). Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte stellen die Summe aus $^{107m+g}\text{In}$ dar.	72ER
$^{106g}\text{In}$	5,3 m	1716,2	18,5	+	
$^{106m}\text{In}$	6,3 m	861,4 998,8 1010,4	69 32 17		72ME
$^{107}\text{Cd}$	6,5 h	93,1	4,6	Aus dem isomeren Übergang $^{107m}\text{Ag} \rightarrow ^{107g}\text{Ag}$ mit dem sich $^{107}\text{Cd}$ im Gleichgewicht befindet.	72ER
$^{104}\text{Cd}$	57,7 m	83,5	80		72ER
$^{110m}\text{Ag}$	250,4 d	657,7 884,7 937,5	93,8 74,7 33,2		74BO
$^{106m}\text{Ag}$	8,3 d	450,8 717,1 748,2	31 32 23	$^{106g}\text{Ag}$ hat keine zur Messung geeignete starke $\gamma$ -Linie.	74BO
$^{105g}\text{Ag}$	41,2 d	280,4 344,4 443,3	32 42 10	Messung nach dem Zerfall von $^{105m}\text{Ag}$ (7,2 m). Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte stellen die Summe aus $^{105m+g}\text{Ag}$ dar. Das $^{105m}\text{Ag}$ hat keine starke $\gamma$ -Strahlung und wurde nicht getrennt gemessen.	74BO
$^{104g}\text{Ag}$	69,2 m	767,4	66,3	+	72ER
$^{104m}\text{Ag}$	33,5 m	I.T.	33	+	71MU
$^{103g}\text{Ag}$	1,1 h	118,7 148,5	22,2 20,1	Messung nach dem Zerfall von $^{103m}\text{Ag}$ (5,7 s). Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte stellen die Summe aus $^{103m+g}\text{Ag}$ dar.	74KO
$^{102g}\text{Ag}$	13 m	719	58,1		72ER
$^{66}\text{Ga}$	9,3 h	1039,35	37,32		72ER

Zusätzliche Bemerkungen zur Tabelle 2

$^{108g}\text{In}$  und  $^{108m}\text{In}$

Die Messungen für die  $^{108}\text{In}$ -Isomere wurden erst eine halbe Stunde nach Bestrahlungsende begonnen, da die bei ihrem Zerfall auftretende häufigste Linie von 633,2 keV durch die stärkste Linie mit 632,8 keV beim Zerfall von  $^{106m}\text{In}$  (6,3 min) und  $^{106g}\text{In}$  (5,3 min) gestört wird.

Für den Zerfall der beiden  $^{108}\text{In}$ -Isomere sind nur relative  $\gamma$ -Häufigkeiten bekannt [70DI, 75FL]. Daher wurden zunächst mit Hilfe der von Flanagan [75FL] aufgestellten Zerfallsschemata und der relativen Werte absolute Häufigkeiten berechnet. Unter der Annahme, daß kein direkter  $\beta$ -Übergang zum Grundzustand des  $^{108}\text{Cd}$  erfolgt, beträgt die absolute Häufigkeit der 633,2 keV Linie des  $^{108g}\text{In}$  76,4 %. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes für  $^{108g}\text{In}$  wurde der Beitrag des  $^{108m}\text{In}$  zu dieser Linie berücksichtigt.

Im Falle des  $^{108m}\text{In}$  sind die publizierten relativen Häufigkeiten der  $\gamma$ -Linien gleich den absoluten Werten, weil der Grundzustand des  $^{108}\text{Cd}$  nur über das Niveau 633,2 ( $2^+$ ) populiert wird. Wie Tabelle 3 zeigt, stimmen die in dieser Arbeit ermittelten Intensitätsverhältnisse der stärksten Linien des  $^{108m}\text{In}$  besser mit den von Didorenko et al [70DI] publizierten Werten überein als mit denen von Flanagan et al. [75FL].

Tabelle 3: Vergleich der absoluten Häufigkeiten einiger Linien des  $^{108m}\text{In}$

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ [dieses Exp.] (%)	$I_\gamma$ [70DI] (%)	$I_\gamma$ [75FL] (%)
327,6	12,5	13,0	11,7
876,0	85,0	85,0	85,0
1032,3	20,2	20,0	23,2
1056,3	26,0	25,0	28,1

$^{106}\text{In} - ^{106\text{m}}\text{In}$

Das Zerfallsschema dieser In-Isotope (Abb. 2) ist nicht vollständig bekannt. Metag et al. [72ME] haben den Zerfall des bei den Reaktionen  $^{92}\text{Mo}(^{16}\text{O},\text{pn})$  und  $^{106}\text{Cd}(\text{p},\text{n})$  gebildeten  $^{106}\text{In}$  untersucht. Bei der  $^{16}\text{O}$ -Bestrahlung wird vorwiegend das Hochspin-Isomer gebildet und bei der p-Bestrahlung eine Mischung der beiden Isomere. Metag et al. machen keine klare Aussage über den Anteil des  $^{106\text{m}}\text{In}$  in dieser Mischung.

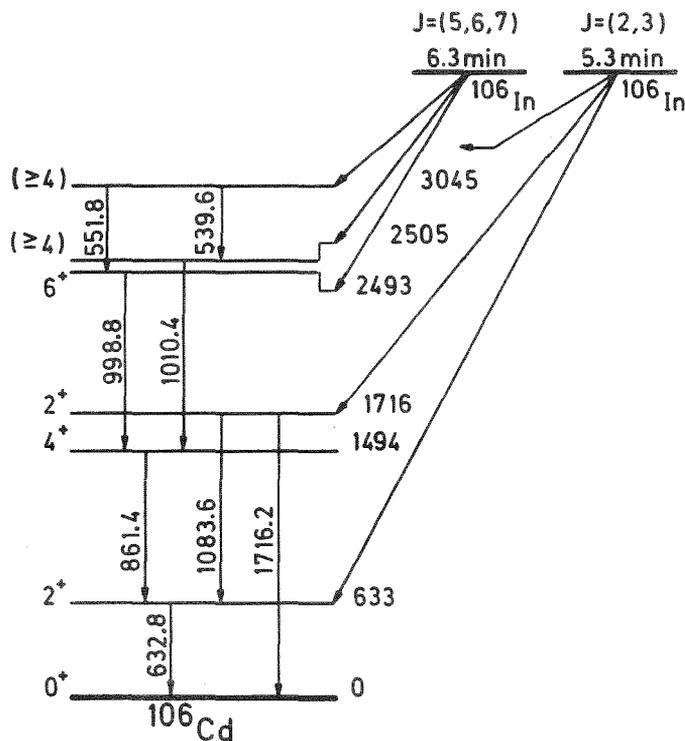


Abb. 2: Zerfallsschema des  $^{106}\text{In}$  [72ME]

Das Niveau 2493 keV entspricht dem Niveau 2541,6 keV beim Zerfall von  $^{108\text{m}}\text{In}$  bzw. dem Niveau 2479,8 keV beim Zerfall von  $^{110\text{m}}\text{In}$ . Diese Niveaus sind Mitglieder des Quasi-Ground-Bandes und haben den Spin  $6^+$  [75SA]. Analog zu den Zerfallsschemata dieser beiden Nuklide wird vorgeschlagen, daß die Niveaus 2493 keV und 2505 keV beim Zerfall des Niederspin-Isomers nicht populiert werden. Somit sollten die  $\gamma$ -Linien 998,8 keV und 1010,4 keV nur bei dem Zerfall des Hochspin-Isomers auftreten. Diese Aussage wurde durch die Beobachtung des zeitlichen Abfalls

der Aktivität gestützt; für beide Linien wurde eine Halbwertszeit von 6,3 min gefunden. Aus den von Metag et al. gefundenen Intensitätsverhältnissen ergibt sich somit, daß in dem durch die (p,n)-Reaktion gebildeten  $^{106}\text{In}$ -Gemisch 18,8 % Hochspin-Isomer enthalten war. Korrigiert man die Werte des Niederspin-Isomers von Metag et al., so bekommt man die in Tab. 4 aufgeführten Werte für die absoluten Häufigkeiten.

Tab. 4: Absolute Häufigkeiten der  $^{106}\text{In}$ -Isomere

$E_\gamma$ (keV)	$^{106m}\text{In}$ $I_\gamma$ [72ME] Hochspin (%)	$^{106g}\text{In}$ $I_\gamma$ [72ME]* Niederspin (%)
539,6	9 $\pm$ 2	< 1
551,8	18 $\pm$ 3	-
632,8	100	81,2
861,4	69 $\pm$ 5	7
998,8	32 $\pm$ 4	-
1010,4	17 $\pm$ 3	-
1083,6	< 1	2,4
1716,2	$\sim$ 1	18,5

\* korrigiert für den Anteil des Hochspin-Isomers

Die Häufigkeit der  $\gamma$ -Linie 861,4 keV bei dem Niederspin-Isomer scheint noch zu hoch zu sein, denn beim Zerfall des  $^{108g}\text{In}$  und des  $^{110g}\text{In}$  findet der entsprechende Übergang nicht statt. Aus diesem Grund wurde der Anteil des  $^{106g}\text{In}$  an dieser Linie bei der Auswertung des  $^{106m}\text{In}$  nicht berücksichtigt. Nach dem Zerfallsschema von Metag et al. sind die relativen Häufigkeiten des  $^{106m}\text{In}$  gleichzeitig absolute Häufigkeiten, weil der Grundzustand, wie bei  $^{108m}\text{In}$  und  $^{110m}\text{In}$ , nur durch die  $\gamma$ -Linie 632,8 keV populiert wird. Für die 1716,2 keV Linie des  $^{106g}\text{In}$  wurde eine absolute Häufigkeit von 18,5 % berechnet.



Das  $^{104g}\text{Ag}$  wird sowohl direkt als auch über  $^{104m}\text{Ag}$  durch einen isomeren Übergang (33 %) gebildet. Die Energie dieses Übergangs ist nicht bekannt. Die Anteile von  $^{104m}\text{Ag}$  und  $^{104g}\text{Ag}$  an der Aktivität der Linie 767,4 keV wurden mit Hilfe der Bateman-Gleichung errechnet (siehe 2.4).

## 2.5 Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte

Bei den Bestrahlungen dünner Targets lassen sich die Wirkungsquerschnitte folgendermaßen errechnen:

$$(2) \quad \sigma(E_{\text{proj}}) = \frac{A_o(E_{\text{proj}})}{N \cdot I \cdot (1 - \exp(-\lambda t))}$$

$\sigma(E_{\text{proj}})$  = Wirkungsquerschnitt für Projektile bestimmter Energie [ $\text{cm}^2$ ]

$A_o(E_{\text{proj}})$  = Aktivität am Bestrahlungsende für diese bestimmte Projektilenergie [ $\text{s}^{-1}$ ]

N = Zahl der dem Strahl dargebotenen Targetkerne pro Flächeneinheit

I = Projektilstrom [Teilchen  $\text{s}^{-1}$ ]

$\lambda$  = Zerfallskonstante des erzeugten Reaktionsproduktes [ $\text{s}^{-1}$ ]

t = Bestrahlungsdauer [s]

$(1 - \exp(-\lambda t))$  = Sättigungsfaktor

Die Größe N läßt sich aus der Targetdicke berechnen.

$$(3) \quad N = \frac{N_A \cdot H \cdot d}{B}$$

$N_A$  = Avogadro-Zahl

H = Häufigkeit des Isotopes im Targetmaterial

d = Massenbelegung des bestrahlten Materials in  $\text{g/cm}^2$

B = Atomgewicht des bestrahlten Elementes

Die Zahl der auf das Target auftreffenden Projektile pro Zeiteinheit (s) kann aus der mitgeführten Ladung folgenderweise berechnet werden:

$$(4) \quad I = \frac{Q \cdot f}{z \cdot t}$$

Q = Stromintegral in  $\mu\text{As}$

f =  $6,24145 \cdot 10^{12}$  Elementarladungen pro  $\mu\text{As}$

z = Zahl der Elementarladungen pro Projektil (z=2 für  $^3\text{He}$ -Ionen und  $\alpha$ -Teilchen)

t = Bestrahlungsdauer (s)

## 2.6 Fehlerbetrachtung

Der Gesamtfehler für die Wirkungsquerschnitte setzt sich zusammen aus den folgenden abgeschätzten Einzelfehlern:

Strommessung	± 2 %
Anregungsfunktion der Monitorreaktion	± 10 %
Kerndaten	-
Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren	± 3 %
Targetdicke	± 3 %
Peakanalyse	s. Text
Zeitbestimmung	

Für die Fehler bei den Kerndaten wurde kein Wert angegeben, da die vorliegenden Daten keine zuverlässige Aussage ermöglichen. Das bedeutet jedoch, daß in den Angaben des Gesamtfehlers die Unsicherheit der Häufigkeit der  $\gamma$ -Strahlung nicht enthalten ist. Die Unsicherheit in der Peakanalyse und in der Zeitbestimmung wurde anhand der Abweichungen der auf Bestrahlungsende extrapolierten Intensität ermittelt.

Bei den Bestrahlungen mit  $\alpha$ -Teilchen entfällt der Fehler der Bestimmung der Monitoranregungsfunktion, jedoch treten wegen der größeren Targets Kanteneffekte auf, die die Genauigkeit der Messungen beeinflussen. Es wurde angenommen, daß dieser Fehler 10 % beträgt.

Müssen bei der Auswertung komplexe Abfallkurven in einzelne Komponenten zerlegt werden, so erhöht sich der Fehler zumeist erheblich. Noch größere Ungenauigkeiten können sich dort ergeben, wo kleinere Zählraten von viel größeren abgezogen werden müssen.

Beispiele für die berechneten Gesamtfehler sind in den Tab. 5 bis 11 angegeben. Weiterhin sind auch die gemittelten Fehler für jede Anregungsfunktion aufgeführt. In einigen der Fälle, in denen die Analyse eines komplexen Peaks für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte erforderlich war, wurde nur ein Schätzwert für die untere Fehlergrenze angegeben.

## 2.7 Versuchsergebnisse

In den Tabellen 5 bis 10 sind die experimentell bestimmten Anregungsfunktionen der  $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Reaktionen und die gemittelten Fehler (s. Seite 13) gegeben. Diese Anregungsfunktionen sind in Abb. 4 bis 11 zu sehen. Die eingezeichneten Kurven wurden durch eine visuelle Anpassung erhalten.

In der Tabelle 11 und Abb. 3 sind die experimentellen Wirkungsquerschnitte für die Monitorreaktion  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$  gezeigt. In der Tabelle sind ebenfalls die aus der Veröffentlichung von Golchert et al. [70GO] abgelesene Werte angegeben. Die Übereinstimmung beider Datensätze ist sehr gut. Die in Abb. 3 angegebene Kurve wurde durch visuelle Anpassung an alle experimentellen Punkte erhalten.

In den Abb. 12 und 13 werden die Anregungsfunktionen einiger  $\alpha$ -Reaktionen von  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  mit den von Fukushima et al. [63FU, 65FU] publizierten Werten verglichen. Nur bei drei Reaktionen wurde gute Übereinstimmung gefunden, während bei den anderen deutliche Abweichungen auftraten. Eine Begründung für die unterschiedlichen experimentellen Ergebnisse wurde nicht gefunden.

### Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen

Targetkern	Projektil	Tabelle	Seite	Abbildung	Seite
$^{107}\text{Ag}$	$^3\text{He}$	5	15	4, 5	22
		6	16	6	23
$^{109}\text{Ag}$	$^3\text{He}$	7	17	7	23
				8	24
$^{107}\text{Ag}$	$\alpha$	8	18	9	25
		9	19	10	26
				12	28
$^{109}\text{Ag}$	$\alpha$	10	20	11	27
				13	28
$^{65}\text{Cu}$	$^3\text{He}$	11	21	3	21

Tab. 5 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  mit  $^3\text{He}$ -Ionen

Produktkern	$^{109\text{m}+g}\text{In}$	$^{108\text{g}}\text{In}$	$^{108\text{m}}\text{In}$	$^{107\text{m}+g}\text{In}$	$^{106\text{g}}\text{In}$	$^{106\text{m}}\text{In}$
Reaktion $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$	n	2n	2n	3n	4n	4n
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
12,3		1,3	1,1			
13,4	$2,2^{+0,3}$	$22^{+3}$	$9,7^{+1,2}$			
15,3		32	22	0,5		
15,4	3,4	41	35			
18,0		44	44	$12^{+2}$		
19,5	$5,7^{+0,7}$	$41^{+5}$	$68^{+8}$	48		
19,7		37	64	30		
21,5	5,8	23	53	83		
23,0		17	45			
23,1		17	45	92		
23,6	7,2	11,4	39	$148^{+17}$		
24,6			34			
26,2				155		
27,6	5,8	$7,9^{+1}$	$21^{+3}$	180		
28,6				161		
30,6	5,4	7,4	15	193	$2,2^{+0,7}$	$18^{+8}$
32,2				$123^{+20}$		
33,1				128		
33,6	$4,3^{+0,6}$	$6,6^{+1}$	$12^{+1,5}$	144	$3,1^{+2,2}$	$57^{+7}$
34,3				130		
35,7	3,8		12	126	$22^{+36}$	$107^{+24}$
36,4				84		
37,3				81		
39,0					$20^{+5}$	$144^{+17}$
39,7	2,4	7,5	10	60		
40,5				$71^{+8}$		
gemittelter Fehler	$\pm 13 \%$	$\pm 13 \%$	$\pm 13 \%$	$\pm 14 \%$	$> \pm 40 \%$	$\pm 22 \%$

Tab. 6 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  mit  $^3\text{He}$ -Ionen

Produktkern	$^{106m}\text{Ag}$	$^{105m+g}\text{Ag}$	$^{104g}\text{Ag}$	$^{104m}\text{Ag}$	$^{103m+g}\text{Ag}$	$^{107}\text{Cd}$
Reaktion $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$	$\alpha$	$\alpha n$	$\alpha 2n$	$\alpha 2n$	$\alpha 3n$	$p 2n$
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
12,3						$1,7^{+0,3}$
13,1	0,6					
14,4		$5,1^{+0,6}$				
15,3						8,3
16,5	$1,0^{+0,15}$	14,7				
18,0						$26^{+7}$
18,5		23,6				
19,5						93
19,7						141
21,1	1,7	28,9	1,9			
21,5						134
23,0						276
23,1						211
23,6	1,8	26,4				$332^{+75}$
26,2						310
26,6	2,3	$28,6^{+3,4}$				
27,6			16,4	8,0		331
28,6						450
29,6	$2,7^{+0,3}$	19,9				
30,6			$25,0^{+3,2}$	$23^{+4}$		413
32,2					4,0	$492^{+99}$
33,1	5,5	18,2			7,5	367
33,6			29,7	24	$8,5^{+1,3}$	420
34,3					8,0	329
35,7			36,8	14	21,4	376
36,4					22,9	313
37,3					$26,8^{+3,8}$	324
38,0	9,2	15,9			47,3	287
39,7	$17,5^{+2,0}$	$24,5^{+2,7}$	$22,0^{+2,7}$	$15^{+5}$	$49,6^{+6,1}$	$306^{+52}$
40,5						
gemittelter Fehler	$\pm 13 \%$	$\pm 12 \%$	$\pm 13 \%$	$\pm 25 \%$	$\pm 14 \%$	$\pm 21 \%$

Tab. 7 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{109}\text{Ag}$  mit  $^3\text{He}$ -Ionen

Produktkern	$^{111m+g}\text{In}$	$^{110g}\text{In}$	$^{110m}\text{In}$	$^{109m+g}\text{In}$	$^{108g}\text{In}$	$^{108m}\text{In}$	$^{110m}\text{Ag}$	$^{106m}\text{Ag}$	$^{105m+g}\text{Ag}$
Reaktion $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$	n	2n	2n	3n	4n	4n	2p	$\alpha 2n$	$\alpha 3n$
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
10,0	0,07								
12,3		$1,6^{\pm 0,2}$	$0,8^{\pm 0,1}$						
14,2	$1,2^{\pm 0,1}$						0,2		
14,8	1,0								
15,3		35,8	17,2	18					
18,0	2,4	$36,3^{\pm 4,5}$	$30,0^{\pm 3,4}$	$72^{\pm 12}$			$1,7^{\pm 0,2}$	0,4	
19,7		24,0	34,0	210					
20,3	$2,2^{\pm 0,3}$						2,5	$0,7^{\pm 0,15}$	
23,0		11,3	21,8	294					
23,1		11,6	23,4	260					
23,7	2,2						4,7	7,6	
26,2		7,6	14,1	$325^{\pm 39}$	14	7,5			
26,5	2,0						6,0	15,2	
28,6		$7,6^{\pm 0,9}$	$12,2^{\pm 1,2}$	464	$40^{\pm 7}$	$32^{\pm 7}$			
29,0	1,8						$6,7^{\pm 0,8}$	22,2	
29,7	$2,0^{\pm 0,2}$						8,6	$31,1^{\pm 5,0}$	$4,0^{\pm 0,6}$
32,2		5,1	8,4	322	$71^{\pm 12}$	$112^{\pm 14}$			
33,1		4,8	6,5	206		114			
34,3	1,8			$180^{\pm 21}$	45	127	9,2	34,6	35
36,4		4,2	5,3	126	23	149			
37,3		3,5	4,7	95	$17^{\pm 7}$	$159^{\pm 24}$			
39,6	$1,5^{\pm 0,2}$						$9,2^{\pm 1,1}$	$33,1^{\pm 5,3}$	$78^{\pm 13}$
40,5		$3,3^{\pm 0,4}$	$4,4^{\pm 0,6}$	$66^{\pm 8}$	3,9	176			
gemittelter Fehler	$\pm 13 \%$	$\pm 12 \%$	$\pm 12 \%$	$\pm 13 \%$	$\pm 26 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 12 \%$	$\pm 18 \%$	$\pm 16 \%$

Tab. 8 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  mit  $\alpha$ -Teilchen

Produktkern	$^{110}\text{gIn}$	$^{110}\text{mIn}$	$^{109}\text{m+gIn}$	$^{108}\text{gIn}$	$^{108}\text{mIn}$	$^{107}\text{m+gIn}$	$^{106}\text{mIn}$
Reaktion $^{107}\text{Ag}(\alpha, \dots)$	n	n	2n	3n	3n	4n	5n
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
13,2	26	50	$6,7^{+0,7}$				
20,1	51	111	519				
25,5	$5,2^{+0,7}$	$24^{+3}$	1012				
31,9			710	86	296		
33,6	$3,1^{+1,0}$	$19^{+4}$	$546^{+58}$	82	382		
36,7			294	173	453	10,3	
37,6	2,9	23	207		$539^{+56}$	$8,8^{+1,8}$	
40,8					668	12,2	
41,6	$3,0^{+0,7}$	$19^{+4}$	134	$186^{+28}$	$674^{+74}$	$39^{+8}$	
45,5					459	187	
45,7			64				
49,5						315	
54,0						353	50
54,7			$43^{+5}$		$126^{+14}$	$273^{+32}$	
57,6						296	$69^{+10}$
59,7			30		82	203	
61,0							109
64,6							138
64,7			25		66	139	
68,7			15		44	84	
69,4							145
72,7			$15^{+1,5}$		$45^{+6}$	$80^{+10}$	
74,6							$118^{+18}$
77,3							96
77,8			11,6		34	$58^{+9}$	83
86,8			8,9		27	44	$51^{+5}$
91,8			5,0		$14^{+2}$	$24^{+2,5}$	$28^{+8}$
96,8			6,6			36	34
gemittelter Fehler	$\pm 23 \%$	$\pm 17 \%$	$\pm 11 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 13 \%$	$\pm 15 \%$	$\pm 17 \%$

Tab. 9 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  mit  $\alpha$ -Teilchen

Produktkern	$^{107}\text{Cd}$	$^{104}\text{Cd}$	$^{104g}\text{Ag}$	$^{104m}\text{Ag}$	$^{103m+g}\text{Ag}$	$^{102g}\text{Ag}$
Reaktion $^{107}\text{Ag}(\alpha, \dots)$	p3n	p6n	$\alpha$ 3n	$\alpha$ 3n	$\alpha$ 4n	$\alpha$ 5n
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
45,5	145					
49,5	353		33	20		
54,0	439		84	21		
54,7	$530^{+114}$		75	58		
57,6			93	35		
59,7	456				29	
61,0			94	44	56	
64,0					87	
64,6			76	44		
64,7	369				$87^{+16}$	
68,0					111	
68,7	228				97	
69,4			72	31	119	
72,1					127	
72,7	$236^{+43}$		46	14	130	
74,6					$124^{+15}$	15
77,3					144	$32^{+5}$
77,8	$220^{+44}$				118	30
80,0		13			94	34
84,7		24			$84^{+14}$	$42^{+7}$
86,2		$31^{+6}$			123	53
86,8	176	31			92	59
89,1		37				$40^{+6}$
91,8	159	$39^{+4}$			$53^{+9}$	35
96,3		69				64
96,8		$70^{+8}$			110	$50^{+7}$
gemittelter Fehler	$\pm 20 \%$	$\pm 14 \%$	$> \pm 30 \%$	$> \pm 30 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 16 \%$

Tab. 10 : Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des  $^{109}\text{Ag}$  mit  $\alpha$ -Teilchen

Produktkern	$^{110}\text{g}_{\text{In}}$	$^{110}\text{m}_{\text{In}}$	$^{109\text{m}+\text{g}}_{\text{In}}$	$^{108\text{m}}_{\text{In}}$	$^{107\text{m}+\text{g}}_{\text{In}}$	$^{106\text{m}}_{\text{In}}$	$^{107}\text{Cd}$
Reaktion							
$^{109}\text{Ag}(\alpha, \dots)$	3n	3n	4n	5n	6n	7n	p5n
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
31,9	125	583					
36,7	49	$807 \pm 81$					
40,8	43	789	242				
45,2			627				
45,5	6,6	$369 \pm 82$	503				
49,5	6,5	$191 \pm 30$	639	15			
54,0		91	$597 \pm 68$	$105 \pm 40$			
57,6			448	187			
59,1			422	$258 \pm 50$			
61,0			286	275	31		
64,1			$255 \pm 30$	334	$51 \pm 39$		
64,6			203	292	43		50
68,0			148	268	63		67
69,4			159	268	72		140
72,1			$123 \pm 14$	$231 \pm 45$	$48 \pm 15$		215
74,7			118	183	109		216
77,3			$111 \pm 13$	$189 \pm 38$	$134 \pm 35$		374
80,0			81	111	134	13	241
84,7			67	88	102	23	210
86,2			72	89	$117 \pm 16$	31	
86,9			52	63	68	35	183
89,1			48	$57 \pm 10$	$68 \pm 12$	31	152
96,3			61			55	
gemittelter Fehler	>± 40 %	± 14 %	± 12 %	± 22 %	± 33 %	>± 40 %	>± 40 %

Tab. 11 : Wirkungsquerschnitte der Monitorreaktion  
 $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$

$E_{\text{proj}}$ (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ [70GO] <sup>a</sup> (mb)	$E_{\text{proj}}$ (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ [70GO] <sup>a</sup> (mb)
12,7	105	160	28,6	32	35
16,7	178	165	31,0	23	23
20,2	97	100	33,5	23	22
23,0	74	69	36,4	15	
23,4	96	65	39,6	12	
25,8	46	48			

<sup>a</sup> Diese Werte wurden aus der von N.W. Golchert angegebenen Anregungsfunktion für die  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$ -Reaktion abgelesen.

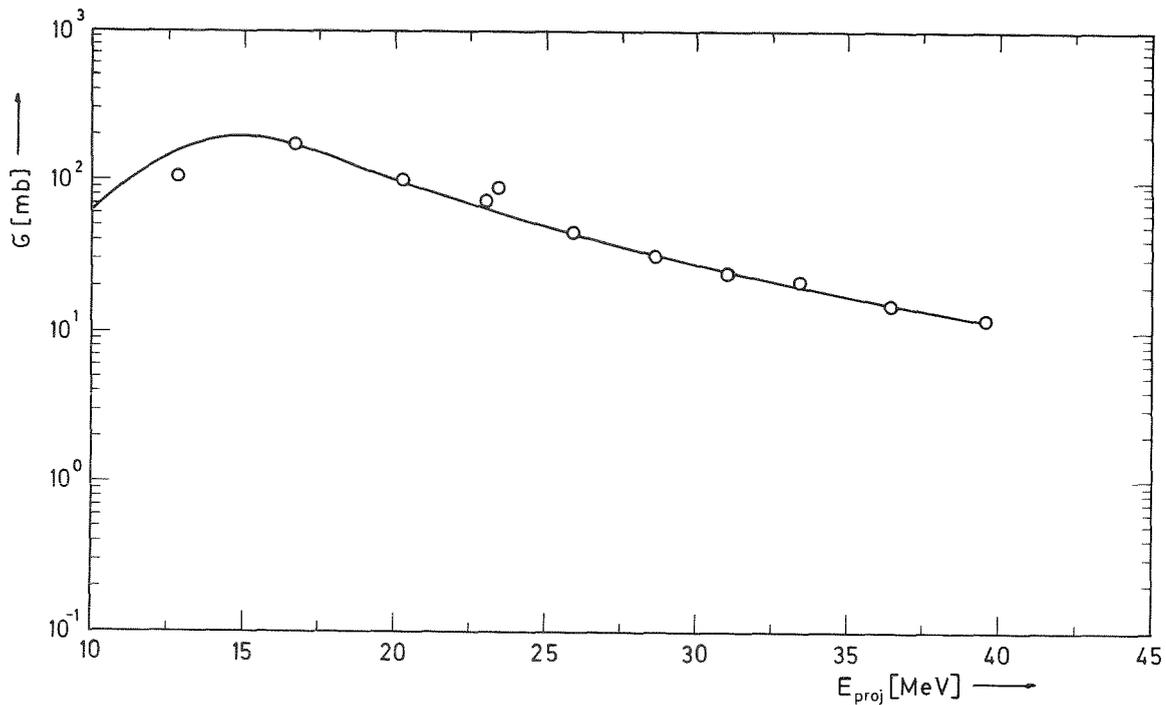


Abb 3: Experimentell bestimmte Anregungsfunktion der Monitorreaktion  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$

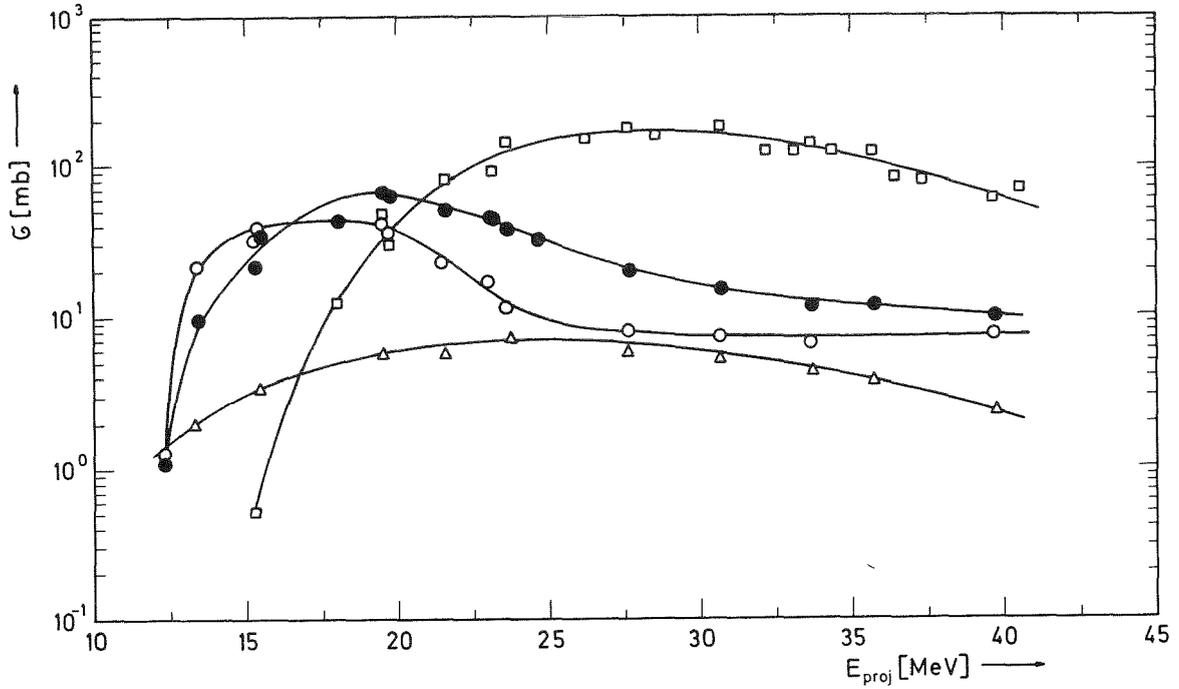


Abb. 4: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\Delta$ — $\Delta$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, n)^{109m+g}\text{In}$ ;  $\circ$ — $\circ$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108g}\text{In}$ ;  
 $\bullet$ — $\bullet$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108m}\text{In}$ ;  $\square$ — $\square$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n)^{107m+g}\text{In}$

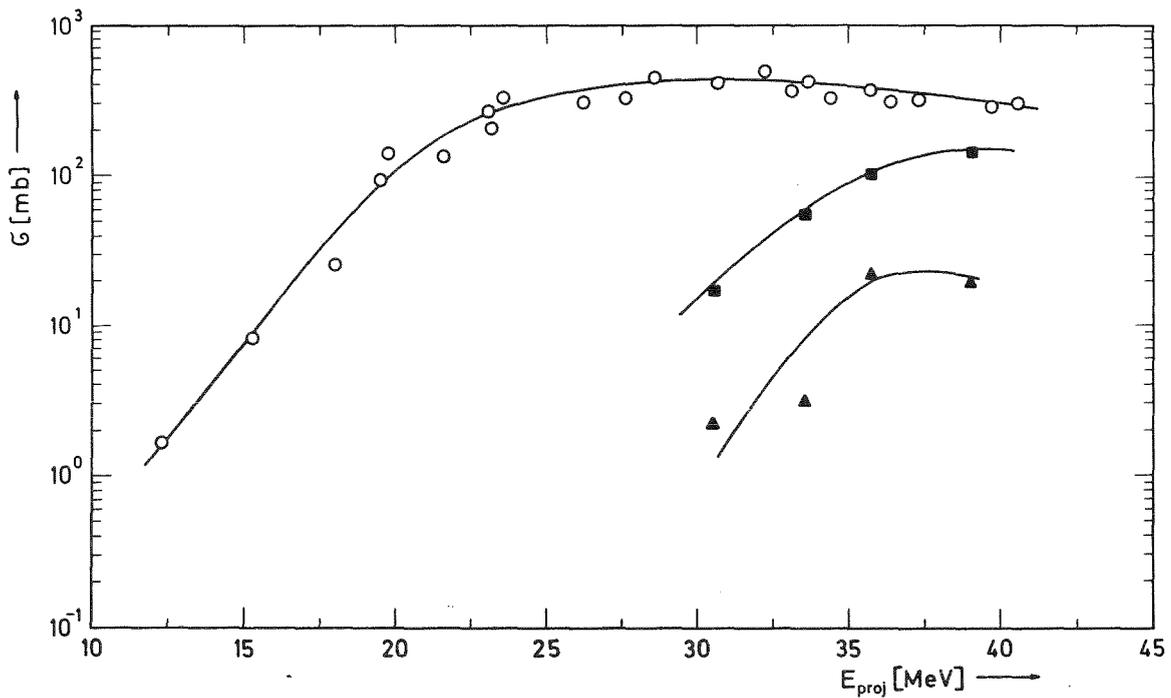


Abb. 5: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\blacksquare$ — $\blacksquare$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n)^{106m}\text{In}$ ;  $\blacktriangle$ — $\blacktriangle$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n)^{106g}\text{In}$ ;  
 $\circ$ — $\circ$   $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, p2n)^{107}\text{Cd}$

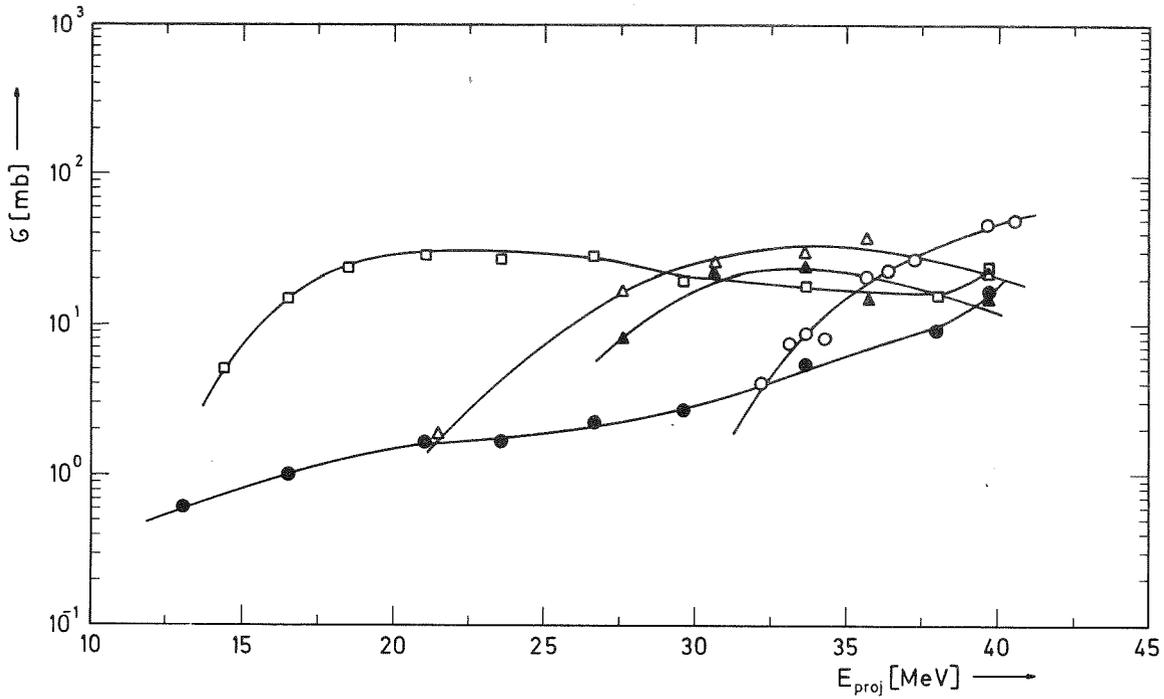


Abb. 6: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$  Reaktionen

- $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha) ^{106m}\text{Ag}$ ; □—□  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha n) ^{105m+g}\text{Ag}$
- ▲—▲  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 2n) ^{104m}\text{Ag}$ ; △—△  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 2n) ^{104g}\text{Ag}$
- $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 3n) ^{103m+g}\text{Ag}$

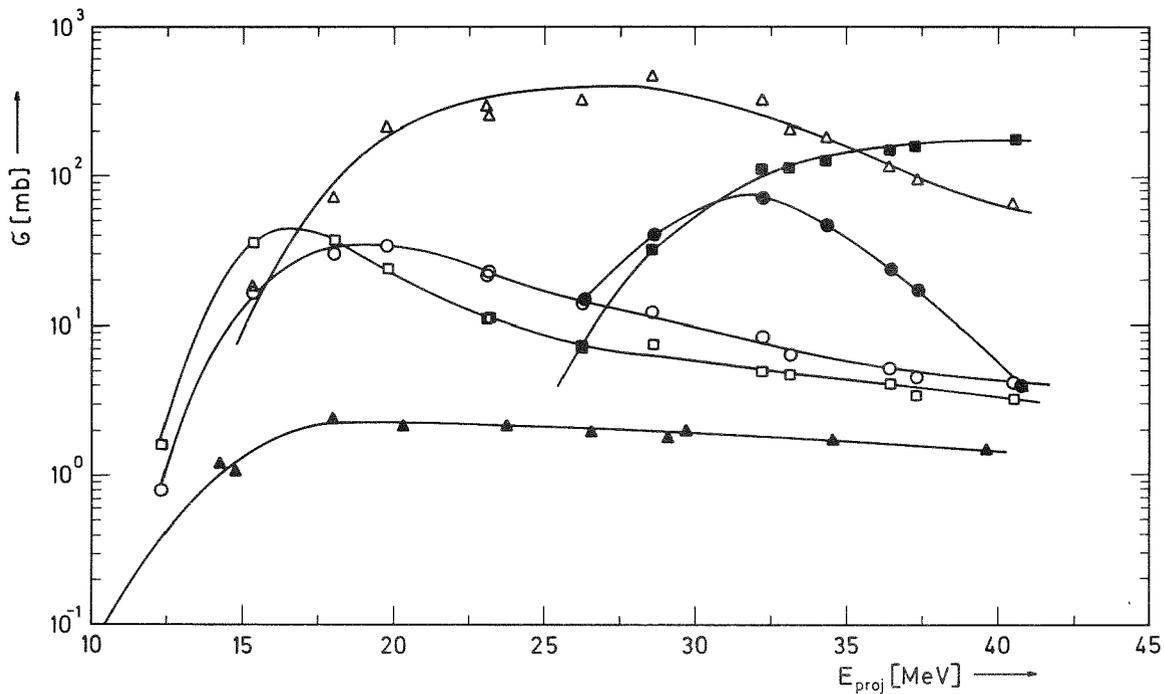


Abb. 7: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$  Reaktionen

- ▲—▲  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, n) ^{111m+g}\text{In}$ ; □—□  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n) ^{110g}\text{In}$
- $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n) ^{110m}\text{In}$ ; △—△  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n) ^{109m+g}\text{In}$
- $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n) ^{108g}\text{In}$ ; ■—■  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n) ^{108m}\text{In}$

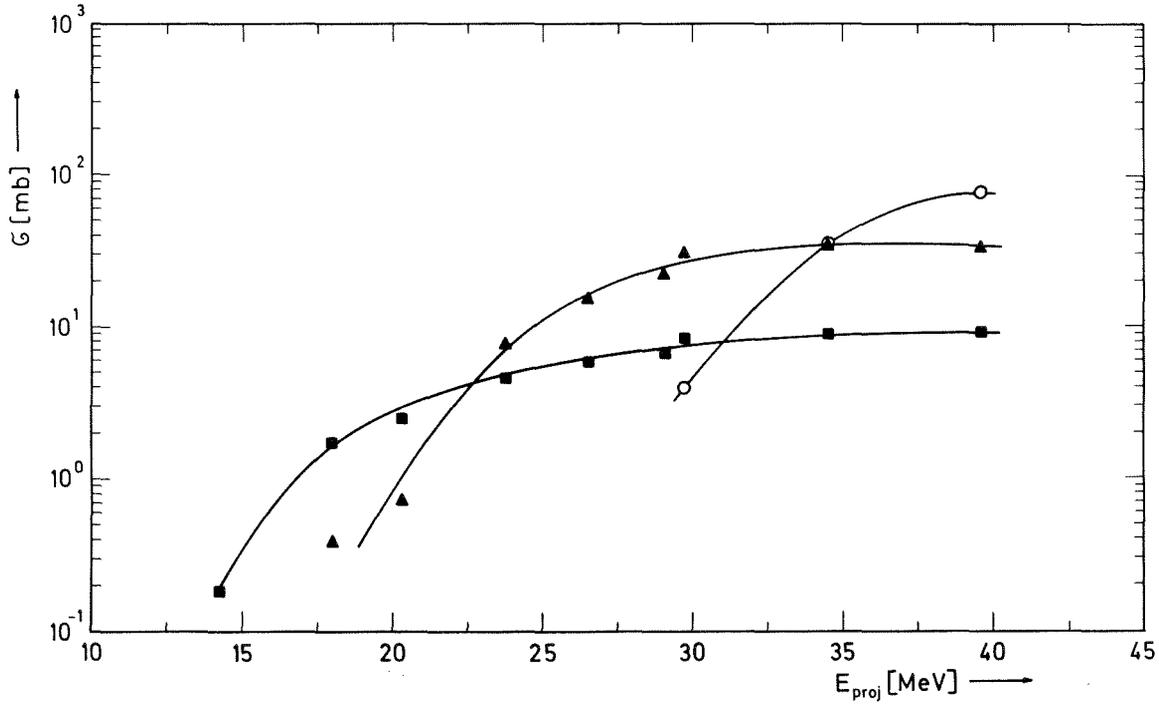


Abb. 8: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für

$^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen

■ — ■  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2p)^{110\text{m}}\text{Ag}$ ; ▲ — ▲  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{106\text{m}}\text{Ag}$ ;  
 ○ — ○  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 3n)^{105\text{m}+\text{g}}\text{Ag}$

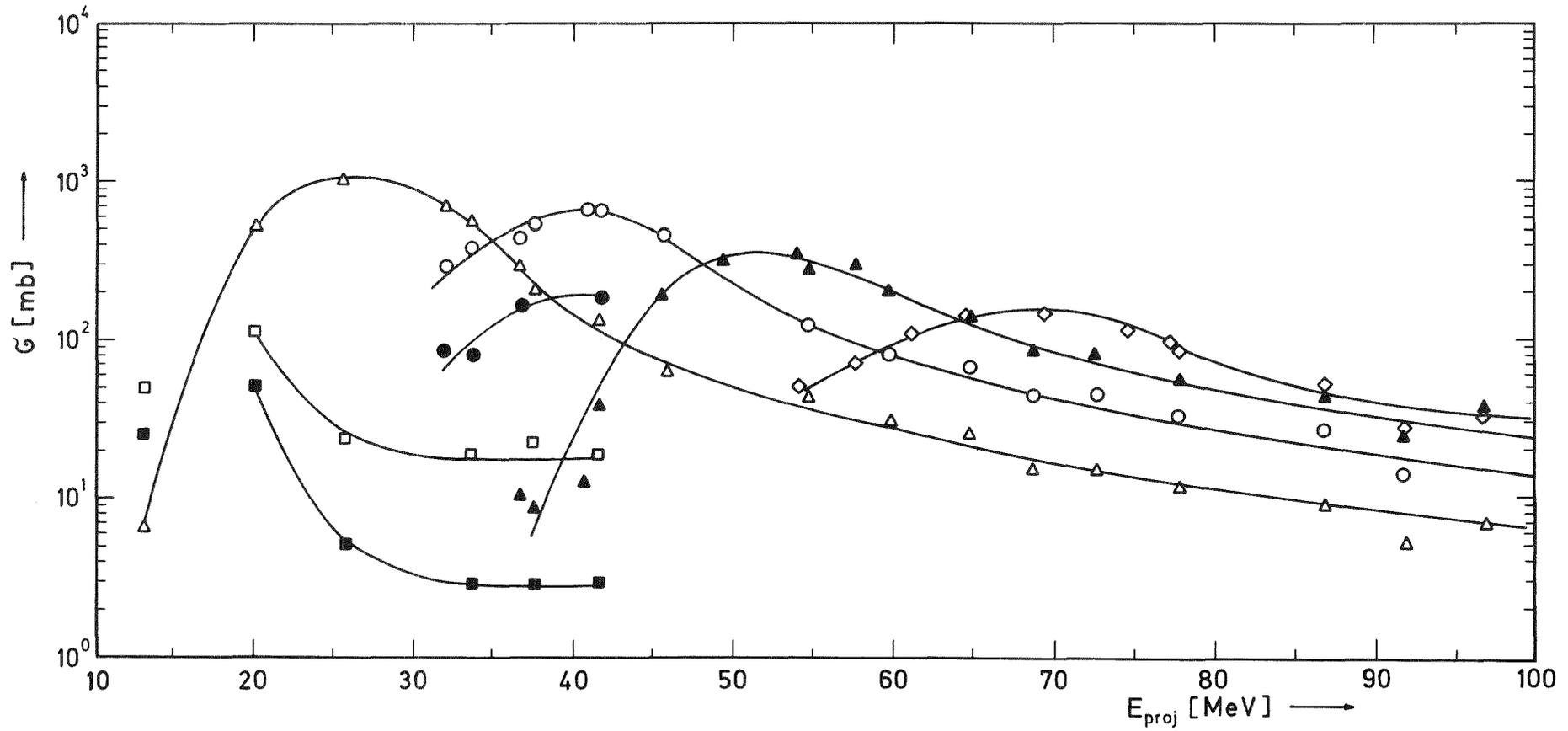


Abb 9: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \dots)$ Reaktionen  
 ■—■  $^{107}\text{Ag}(\alpha, n)^{110g}\text{In}$ ; □—□  $^{107}\text{Ag}(\alpha, n)^{110m}\text{In}$ ; Δ—Δ  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 2n)^{109m+g}\text{In}$ ;  
 ●—●  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{108g}\text{In}$ ; ○—○  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{108m}\text{In}$ ; ▲—▲  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 4n)^{107m+g}\text{In}$ ;  
 ◇—◇  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 5n)^{106m}\text{In}$

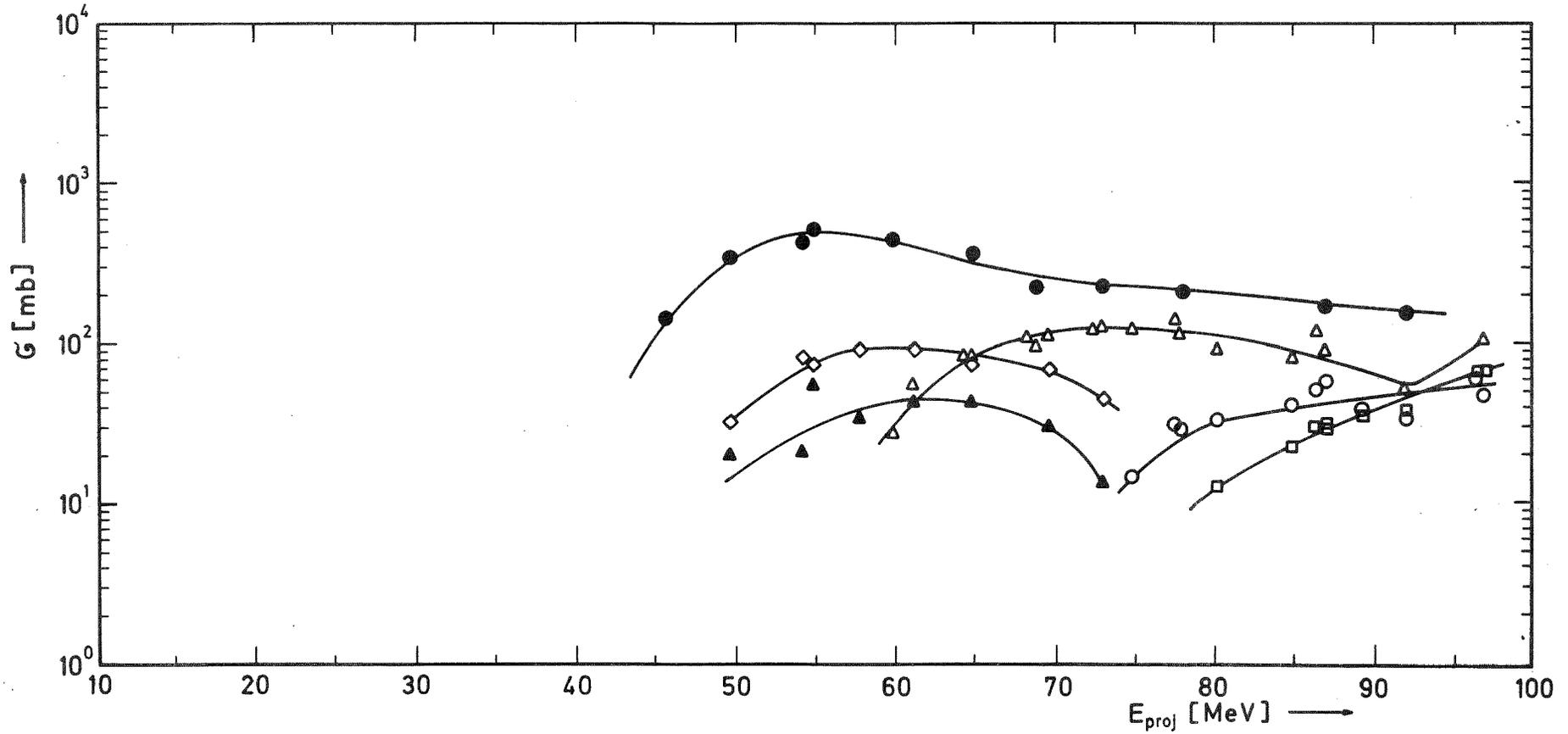


Abb. 10: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \dots)$ -Reaktionen  
 ●—●  $^{107}\text{Ag}(\alpha, p3n)^{107}\text{Cd}$ ; □—□  $^{107}\text{Ag}(\alpha, p6n)^{104}\text{Cd}$ ; ◇—◇  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha3n)^{104g}\text{Ag}$ ;  
 ▲—▲  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha3n)^{104m}\text{Ag}$ ; △—△  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha4n)^{103m+g}\text{Ag}$ ; ○—○  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha5n)^{102g}\text{Ag}$

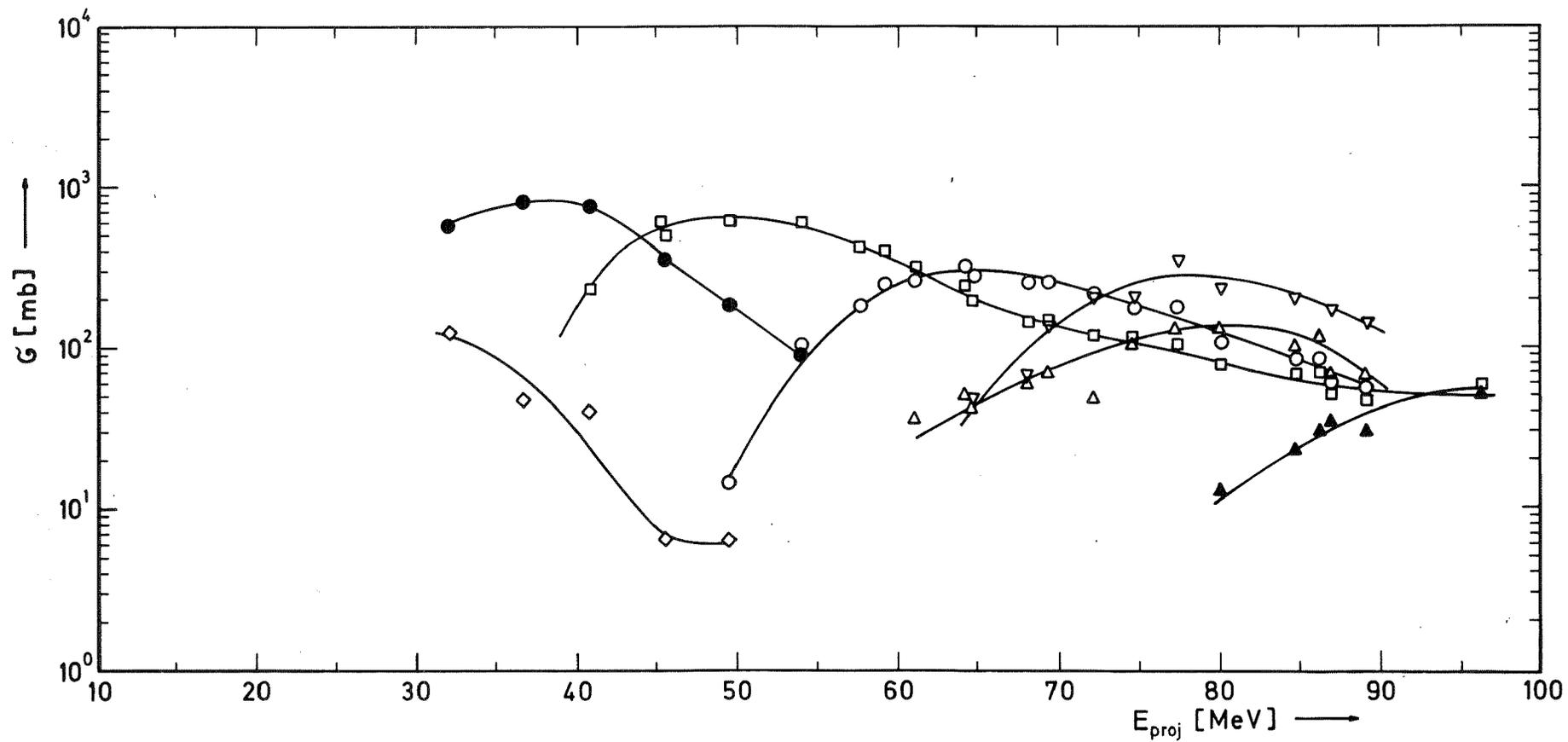


Abb. 11: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{109}\text{Ag}(\alpha, \dots)$ -Reaktionen

$\diamond$ — $\diamond$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{110g}\text{In}$ ;  $\bullet$ — $\bullet$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{110m}\text{In}$ ;  $\square$ — $\square$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 4n)^{109m+g}\text{In}$ ;  
 $\circ$ — $\circ$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 5n)^{108m}\text{In}$ ;  $\triangle$ — $\triangle$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 6n)^{107m+g}\text{In}$ ;  $\blacktriangle$ — $\blacktriangle$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, 7n)^{106m}\text{In}$ ;  
 $\nabla$ — $\nabla$   $^{109}\text{Ag}(\alpha, p5n)^{107}\text{Cd}$

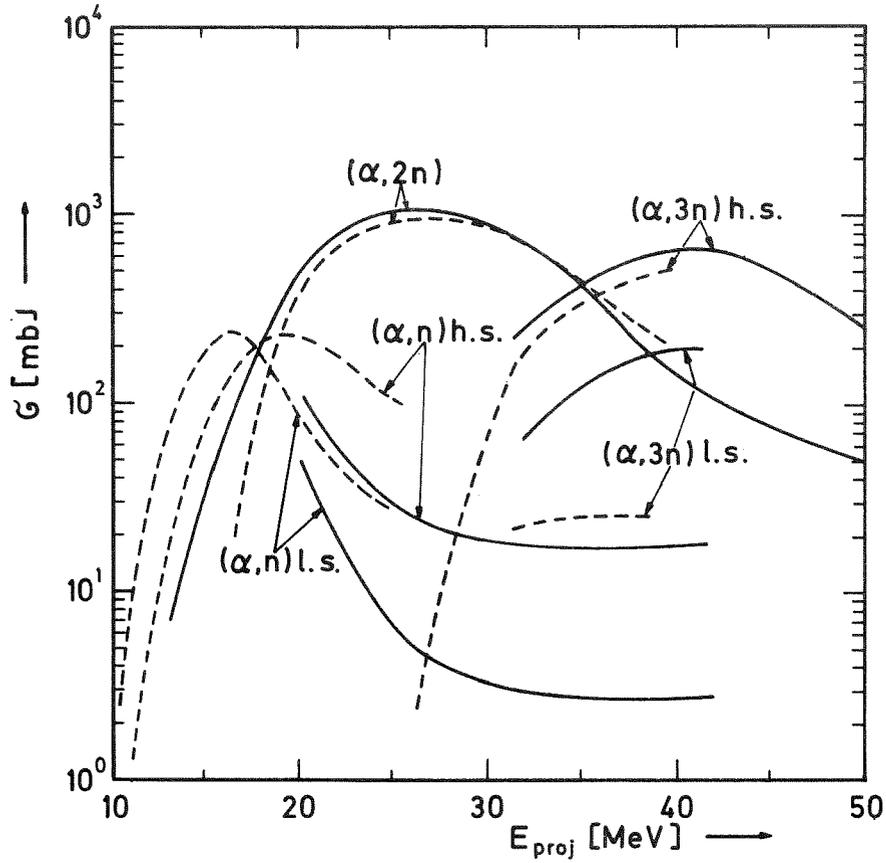


Abb 12: Vergleich einiger Anregungsfunktionen des  $^{107}\text{Ag}$  mit  $\alpha$ -Teilchen  
----- [63FU]; ——— diese Arbeit

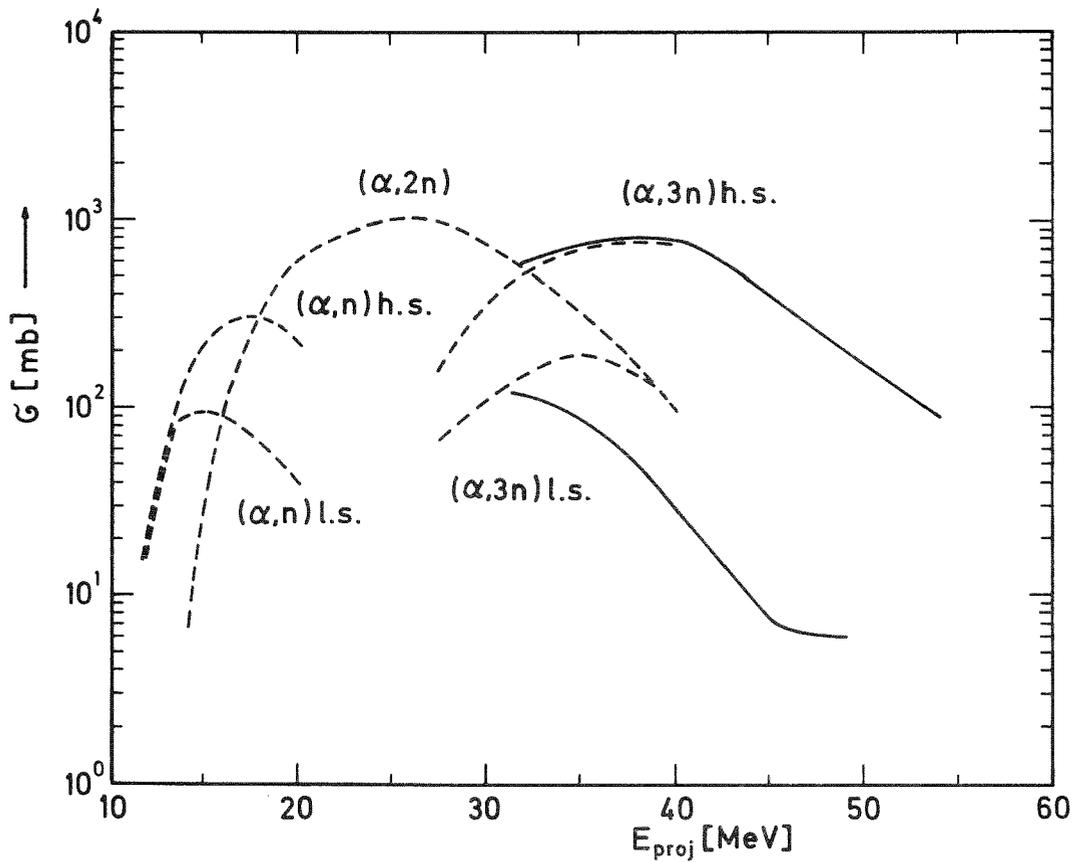


Abb. 13: Vergleich einiger Anregungsfunktionen des  $^{109}\text{Ag}$  mit  $\alpha$ -Teilchen  
----- [65FU]; ——— diese Arbeit

### 3. Diskussion der Ergebnisse

#### 3.1 Theorie

Bei der mikroskopischen Betrachtung einer Kernreaktion wird angenommen, daß die Wechselwirkung des Projektils durch Stöße mit den Nukleonen des Targetkerns zustande kommt. Im ersten Schritt der Reaktion wird demnach im einfachsten Fall durch ein Proton als Projektil eines der Target-Nukleonen angeregt, d.h. ein 3-Excitonen-Zustand mit insgesamt zwei angeregten Teilchen und einem "Loch" gebildet. Im nächsten Schritt der Reaktion kann sich durch die Wechselwirkung der  $n$  Excitonen mit den restlichen Nukleonen die Zahl der Excitonen verringern, konstant bleiben oder erhöhen. Die Wahrscheinlichkeit dieser Vorgänge ist proportional zur Zustandsdichte der jeweils neu gebildeten Konfigurationen. Solange  $n$  klein ist, wird die Reaktion in Richtung auf größere Excitonzahlen fortschreiten bis schließlich ein dynamisches Gleichgewicht mit  $\bar{n}$  Excitonen erreicht wird. Als konkurrierende Reaktion kommt noch die Emission von Nukleonen hinzu.

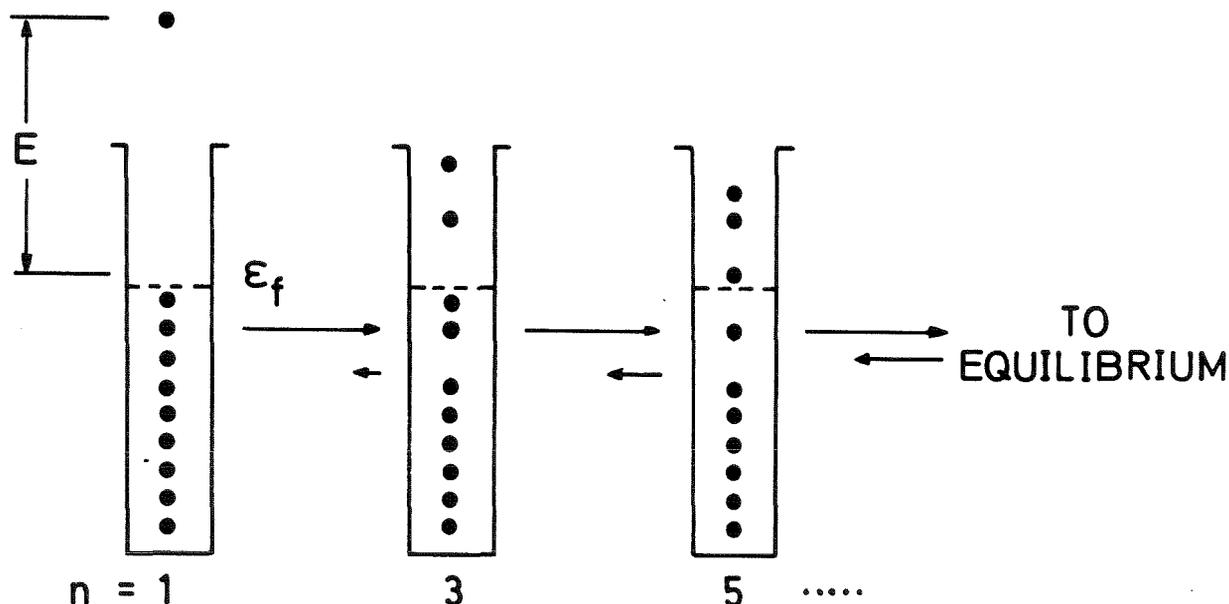


Abb. 14: Aufbau verschiedener Excitonenkonfigurationen [74BL]

Nach der von Bohr bereits 1936 vorgeschlagenen Compoundkerntheorie findet diese Emission erst nach der Erreichung des Gleichgewichts statt. Von Griffin [66GR] wurde 1966 das Pre-compound-Modell entwickelt, wonach Nukleonen zu jeder Zeit im

Verlauf der Reaktion den Kern verlassen können. Die Kombination beider Modelle läßt eine realistischere Beschreibung des Reaktionsablaufes zu.

### 3.1.1 Compoundkern-Modell

Nach der Hypothese von Bohr ist der Zerfall des Compoundkerns von dessen Bildung unabhängig, da danach die Teilchenemission erst nach erfolgter Verteilung der Anregungsenergie auf die Nukleonen möglich sein soll. Somit gilt Gl. 6 für die Reaktion  $Y(y,x)X$  [67SA]

$$(6) \quad \sigma(y,x) = \sum_{J_c} \sigma_c^y(U_c, J_c) \cdot \frac{\Gamma_x(U_c, J_c)}{\sum_i \Gamma_i(U_c, J_c)}$$

$\sigma(y,x)$  = totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $Y(y,x)X$

$\sigma_c^y$  = Bildungsquerschnitt für den Compoundkern

$U_c$  = Anregungsenergie des Compoundkerns =  $E_{CM} + B$

$E_{CM}$  = Kinetische Energie des Projektils im Schwerpunktsystem

$B$  = Bindungsenergie des Projektils an den Compoundkern

$J_c$  = Spin des Compoundkerns

$\Gamma_x$  = Wahrscheinlichkeit für die Emission des Teilchens  $x$

Der Bildungsquerschnitt des Compoundkerns kann unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Kopplung nach Gl. 7 berechnet werden.

$$(7) \quad \sigma_c^y(U_c, J_c) = \pi \lambda^2 \frac{(2J_c + 1)}{(2s_y + 1)(2J_t + 1)} \left[ \sum_{I=|J_t - s_y|}^{J_t + s_y} \sum_{l=|J_c - I|}^{J_c + I} T_1(\epsilon_y) \right]$$

$\epsilon_y$  = kinetische Energie des Projektils

$s_y$  = Spin des Projektils

$J_t$  = Spin des Targets

$J_c$  = Spin des Compoundkerns

$I$  = Kanal Spin

$T_1(\epsilon_y)$  = Transmissionskoeffizient für die Partialwelle mit dem Bahndrehimpuls  $l$

Der angeregte Compoundkern wird Teilchen und/oder Photonen emittieren. Für jeden Schritt dieser Kaskade gilt nach der statistischen Theorie für die Zerfallswahrscheinlichkeit:

$$(8) \quad \Gamma_x(U_c, J_c) = \sum_{J_f} \int_0^{\epsilon_x(\max)} P_x(U_c, J_c, U_f, J_f) d\epsilon_x$$

mit

$$(9) \quad P_x(U_c, J_c, U_f, J_f) dU_f = \frac{(2s_x + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu \epsilon_x \sigma_{inv}(U_f, J_f, \epsilon_x, s_x, U_c, J_c) \cdot \frac{(2J_f + 1) \Omega(U_f, J_f)}{(2J_c + 1) \Omega(U_c, J_c)} dU_f$$

wobei der Index f den Endkern,  $\mu$  die reduzierte Masse,  $\Omega(U, J)$  die Niveaudichte,  $\epsilon_x$  die kinetische Energie des emittierten Teilchens und  $\sigma_{inv}(U_f, J_f, \epsilon_x, s_x, U_c, J_c)$  den Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion bezeichnen.

Zur Berechnung der Niveaudichte wird angenommen, daß die N Neutronen und P Protonen im Kern ein Fermigas bilden und die Niveaus äquidistant und unabhängig von der Besetzung der anderen Zustände sind. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich für die Abhängigkeit der Niveaudichte von der Anregungsenergie folgende Gleichung (s. Gl. 10).

$$(10) \quad \Omega(U, J) = \frac{1}{12} \pi^{1/2} a^{-1/4} (U+t)^{-5/4} \exp(2\sqrt{aU}) f(J)$$

t ist die thermodynamische Temperatur des Kerns ( $U=at^2-t$ ), f(J) eine Funktion, welche die Spinabhängigkeit beschreibt [6OER] und a der Niveaudichteparameter [54LA]. Für a gilt:

$$(11) \quad a = 2 \left(\frac{1}{3}\pi\right)^{4/3} \frac{m r_o^2}{\hbar^2} A \frac{Z^{1/3} + N^{1/3}}{2^{2/3} A^{1/3}} = r_o^2 \frac{A^{2/3} (Z^{1/3} + N^{1/3})}{29,2} [\text{MeV}^{-1}]$$

In den Gleichungen 10 und 11 sind Einflüsse der Paarungsenergie und der Schaleneffekte noch nicht enthalten. Wenn diese Effekte bei den Berechnungen überhaupt berücksichtigt werden, so erfolgt dies im allgemeinen durch additive Korrekturgrößen für a und U.

Besitzt der nach der Teilchen-Emission verbleibende Kern noch eine ausreichend hohe Anregungsenergie, so können gegebenenfalls noch weitere Teilchen den Kern verlassen. Die angegebenen Gleichungen sind dann sinngemäß anzuwenden.

### 3.1.2 Excitonen-Modell

Im Gegensatz zum Compoundkern-Modell wird bei dem Excitonen-Modell [66GR] angenommen, daß eine Teilchen-Emission bereits vor dem Erreichen des Gleichgewichtes möglich ist. Für die Zustandsdichte eines angeregten Kerns gilt unter der Annahme, daß dieser sich wie ein Fermi-Gas mit äquidistanten Niveaus verhält, folgende Gleichung:

$$(12) \quad \rho_n(U) = \rho_{p+h}(U) = \frac{g(gU)^{n-1}}{p!h!(n-1)!}$$

$n = p + h$  Zahl der Excitonen, d.h. Summe von  $p$  angeregten Teilchen und  $h$  "Löchern"

$U$  = Anregungsenergie in MeV

$1/g$  = Niveau-Abstand in MeV

Aus dieser Gleichung ergibt sich für die Zahl  $\bar{n}$  der im Gleichgewicht vorhandenen Excitonen

$$(13) \quad \bar{n} = \sqrt{2gU_c}$$

Blann [74BL] hat für die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Zustandes mit  $n$  Excitonen die folgende Beziehung formuliert:

$$(14) \quad P_n(\epsilon)d\epsilon = (2s+1) \left[ \rho_n(U_c, \epsilon+B) / \rho_n(U_c) \right] \frac{V4\pi I^2 dI}{h^3} \frac{\sigma_{inv}^v}{V} \tau_n$$

$s$  = Spin des emittierten Teilchens

$\rho_n(U_c, \epsilon+B)$  = Zustandsdichte für das Auftreten eines Teilchens mit der Energie  $\epsilon+B$  in einer  $n$ -Excitonen-Konfiguration mit der Anregungsenergie  $U_c$ .

$\rho(U_c)$  = Zustandsdichte für eine  $n$ -Excitonen-Konfiguration mit der Anregungsenergie  $U_c$

$\frac{V4\pi I^2 dI}{h^3}$  = Phasenraum für das emittierte Teilchen

$V$  = Reaktionsvolumen

$\frac{\sigma_{inv} V}{V}$  = Wahrscheinlichkeit für die inverse Reaktion

$\sigma_{inv}$  = Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion

$v, l, \epsilon, B$  = Geschwindigkeit, Impuls und kinetische Energie des emittierten Teilchens und dessen Bindungsenergie an den Ausgangskern

$\tau_n$  = Lebensdauer der  $n$ -Excitonen-Konfiguration

Durch Summation über alle Excitonen-Konfigurationen erhält man Gl.15, welche die Gesamt-Emissionswahrscheinlichkeit für ein Teilchen mit der kinetischen Energie  $\epsilon$  angibt. Bei der Ableitung wurde vorausgesetzt, daß in jedem Zeitintervall die Teilchen-Emission vernachlässigbar klein ist gegenüber den Wechselwirkungen, bei denen die Zahl der Excitonen sich verändert.

$$(15) \quad P(\epsilon) d\epsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} P_n(\epsilon) d\epsilon \propto \frac{(2s+1)}{(g U_c)} \sigma_{inv} \epsilon \mu \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left(\frac{U_f}{U_c}\right)^{n-2} p(n-1) \tau_n d\epsilon$$

$\mu$  = Reduzierte Masse

$U_f = U_c - B - \epsilon$

$p$  = Zahl der Partikel

Bei der Ableitung dieser Gleichung wird als Näherung  $p = n/2$  gesetzt. Die Lebensdauer  $\tau_n$  hängt u.a. von der Übergangswahrscheinlichkeit  $\lambda_{n,n'}$  vom  $n$ - in den  $n'$ -Excitonen-Zustand ab. Nach der "goldenen Regel von Fermi" gilt:

$$(16) \quad \lambda_{n,n'} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_{n'}(U_c)$$

$\rho_{n'}(U_c)$  ist die Niveaudichte im  $n'$ -Zustand und  $M$  eine Matrix, die die Kerneigenschaften beinhaltet. Da Werte für  $M$  nicht bekannt sind, ist eine Berechnung von  $\tau_n$  und somit des absoluten Anteils  $\alpha$  der Precompound-Reaktionen nicht möglich. Für die Rechnungen wird angenommen, daß  $\tau_n$  konstant ist.  $\alpha$  wird dann aus dem Experiment abgeleitet.

Um diese Schwierigkeit des Excitonenmodells zu umgehen, wurde von Blann [71BL] eine Modifikation vorgeschlagen: In diesem "Hybrid-Modell" wird  $\tau_n$  aus den mittleren freien Weglängen  $\langle l \rangle$  der Neutronen und Protonen ermittelt. Werte für  $\langle l \rangle$  wurden von Kikuchi und Kawai [68KI] aus den Nukleonenstreuquerschnitten abgeleitet. Unter Verwendung dieser Analyse erhielt Blann den folgenden Ausdruck für  $\lambda_{n,n'}$ ,

$$(17) \quad \lambda_{n,n'}(U_c) = 1,4 \cdot 10^{21} U_c - 6 \cdot 10^{18} U_c^2 \quad [\text{sec}^{-1}]$$

$U_c$  ist die Anregungsenergie des Kernes (in MeV).

Eine weitere Modifikation im Hybrid-Modell ist, daß zwischen Neutronen-Excitonen  $p_n$  und Protonen-Excitonen  $p_p$  unterschieden wird. Die primäre Excitonzahl  $n_0$  im ersten Schritt der Reaktion ist somit gegeben durch die Beziehung

$$(18) \quad n_0 = p_n^0 + p_p^0 + h$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit wird durch Gleichung (19) gegeben:

$$(19) \quad P_x(\epsilon) d\epsilon = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} n P_x \left[ \frac{\rho_n(U_c, \epsilon + B_x)}{\rho_n(U_c)} \right] \cdot \left[ \frac{\lambda_k(\epsilon)}{\lambda_k(\epsilon) + \lambda_{n+2}(\epsilon)} \right] \cdot [D_{n'}]$$

$$= \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} n P_x(\epsilon) d\epsilon$$

$n P_x$  Zahl der Teilchen eines Typs x in einem n-Excitonzustand.

$n P_x \left[ \frac{\rho(U_c, \epsilon + B_x)}{\rho(U_c)} \right]$  Zahl der Teilchen eines Typs x in einem Niveau mit einer Energie zwischen  $(\epsilon + B_x)$  und  $(B_x + \epsilon + d\epsilon)$ .

$\left[ \frac{\lambda_k(\epsilon)}{\lambda_k(\epsilon) + \lambda_{n+2}(\epsilon)} \right]$  Relative Übergangswahrscheinlichkeit zum Kontinuum.  
Für  $\lambda_k(\epsilon)$  gilt:

$$\lambda_k(\epsilon) = \sigma_{\text{inv}} \cdot (2\epsilon/\mu)^{1/2} \rho_k(\epsilon) / g V$$

$\mu$  ist die reduzierte Masse des Nukleons und

$\rho_k(\epsilon)$  die Zustandsdichte für das emittierte Teilchen.

$$D_{n'} = 1 - \sum_{n < n'} \sum_{x=n,p} \int_{\epsilon=0}^{\epsilon_{\max}} n P_x(\epsilon) d\epsilon$$

$D_{n'}$  ist ein Maß für die Verminderung der Precompoundkerne durch Zerfall bei kleineren Excitonenzahlen.

Für die Berechnungen wird eine Einteilchen-Niveaudichte verwendet, die von der Fermi-Energie ( $E_F$ ) abhängig ist:

$$(20) \quad g_x(\epsilon_x) = \left[ \frac{\epsilon_x + B_x + E_F}{E_F} \right]^{1/2}$$

Blann benutzt in seinen Rechenprogrammen für  $E_F$  den Wert 40 MeV. Durch Ersetzen der verschiedenen Parameter wird für die Emissionswahrscheinlichkeit die folgende Gleichung (21) formuliert:

$$(21) \quad P_x(\epsilon) d\epsilon = \frac{1}{U_c} \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=2}} \left[ n P_x \left( \frac{U_f}{U_c} \right)^{n-2} (n-1) \right] \left[ \frac{\lambda'_k}{\lambda'_k + \lambda'_t} \right] [D_{n'}]$$

wobei  $\lambda'_k = \frac{\sigma_{inv} \cdot \epsilon}{g_x}$  ( $\sigma_{inv}$  in mb,  $\epsilon$  in MeV und  $g_x$  in  $\text{MeV}^{-1}$ )

und  $\lambda'_t = 1890 (\epsilon + B_x) - 8 (\epsilon + B_x)^2$

### 3.1.3 Systematik der Anregungsfunktionen

Die Anwendung der in den vorhergehenden Abschnitten zusammengestellten Gleichungen ist sehr aufwendig, da neben den Rechenprogrammen die entsprechenden Eingabe-Werte benötigt werden. Es wurde deshalb verschiedentlich der Versuch unternommen, in die Rechenprogramme Subroutinen einzubauen, welche die Eingabedaten aus geeigneten Näherungsverfahren ableiten. Einen Schritt weiter gingen Münzel et al. [z.B. 73RÖ], die nach einem geeigneten Näherungsverfahren suchten, welches auch ohne Computer anwendbar sein sollte. Sie zeigten, daß näherungsweise gilt:

$$(22) \quad \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} = \exp \kappa$$

wobei  $\kappa$  gegeben ist durch:

$$(23) \quad \kappa = \sqrt{\frac{a}{U_c}} \cdot (B_p + C_p - B_n - \delta)$$

$a$  = Niveaudichteparameter

$B_p, B_n$  = Bindungsenergie des letzten Protons bzw. Neutrons

$U_c$  = Anregungsenergie des Compoundkerns

$C_p$  = Coulombschwelle für die Protonenemission

$\delta$  = Korrektur für die Paarungsenergie

Aus den Gleichungen ist zu erkennen, daß die Emissionswahrscheinlichkeiten von der Größe  $\kappa$ , d.h. von der Bindungsenergie des letzten Protons bzw. Neutrons, der Coulombschwelle und der Anregungsenergie abhängen. Bei der Ableitung der Gleichung 22 wurden verschiedene Annahmen eingeführt, u.a. daß die Reaktion vollständig über die Bildung des Compoundkerns abläuft. Da diese Annahme sicher nur zum Teil zutrifft, wurden bei der Entwicklung der Systematik die anderen Reaktionsmechanismen durch Anpassung an experimentelle Werte berücksichtigt. Die erhaltenen Abschätzungen für p-, d-,  $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Reaktionen sind in einer umfangreichen Kompilation publiziert [74MÜ]. Für den Bereich der maximalen Wirkungsquerschnitte erwarten die Autoren normalerweise für die abgeschätzten Anregungsfunktionen eine Standardabweichung von ca. 30 %. Im Falle  $^3\text{He}$ -Reaktionen ist mit größeren Unsicherheiten zu rechnen, da die Zahl der für die Anpassung verfügbaren experimentell bestimmten Anregungsfunktionen klein war.

### 3.2 Reichweiten der Reaktionsprodukte

Die kinetische Energie des Produktkerns hängt vom Ablauf der Reaktion ab:

- A) Bei Oberflächenreaktionen, z.B. "stripping"- oder "pick-up"-Reaktionen, wird nur ein Teil des Projektilimpulses auf den angeregten Zwischenkern übertragen. Die Geschwindigkeit  $v_z$  dieses Kernes ist deshalb erheblich kleiner als die Geschwindigkeit  $v_s$  des Schwerpunktes des Systems. Durch die nahezu isotrope Verdampfung von Nukleonen vom angeregten Zwischenkern gilt näherungsweise, daß die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}_p$  des Produktkerns gleich  $v_z$  ist:

$$\bar{v}_p \approx v_z < v_s$$

- B) Bei der Kombination Precompoundkern-Compoundkern-Reaktionen wird das gesamte Projektil zunächst im Potentialtopf des Targetkerns eingefangen. Von dem entstandenen angeregten Zwischenkern werden Nukleonen emittiert, wobei eine der beiden folgenden extremen Situationen überwiegt:
- B1) In der Anfangsphase der Precompoundkern-Reaktion können Nukleonen mit relativ hoher Energie in die Vorwärtsrichtung emittiert werden.  $\bar{v}_P$  ist dann erheblich kleiner als  $v_S$ .
  - B2) Werden die Nukleonen dagegen bei der Precompoundkern-Compoundkern-Reaktion isotrop emittiert, so ist  $\bar{v}_P$  näherungsweise gleich  $v_S$ .

Durch die Bestimmung der Geschwindigkeit  $\bar{v}_P$  bzw. der mittleren kinetischen Energie  $\bar{E}_P$  der Produktkerne ist es somit möglich zu entscheiden, ob die Reaktionen bevorzugt über den Mechanismus B2 oder A bzw. B1 ablaufen.

Radiochemisch kann die kinetische Energie  $\bar{E}_P$  über die mittlere Reichweite  $\bar{R}$  der Produktkerne ermittelt werden, da  $\bar{R}$  eine eindeutige Funktion von  $\bar{E}_P$  ist. Es gibt verschiedene Methoden der radiochemischen Reichweitebestimmung [67MÜ]. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Dicke-Target-Dicke-Fänger-Methode wird die Reichweite  $\bar{R}$  aus den Aktivitäten des Produktnuklids in der Silberfolie ( $A_T$ ) und in der Al-Fängerfolie in Strahlrichtung ( $A_F$ ) berechnet:

$$(24) \quad \bar{R} [\text{mg Ag/cm}^2] = \frac{A_F}{A_F + A_T} D_T$$

$D_T$  ist die Dicke der Silberfolie (in mg Ag/cm<sup>2</sup>). Die Aktivität in der Fängerfolie in Rückwärtsrichtung war stets vernachlässigbar klein gegenüber  $A_F$ .

In den Abbildungen 15 bis 17 sind die gefundenen Werte für die Reichweiten in Abhängigkeit von der Energie der <sup>3</sup>He-Teilchen aufgetragen. Durch die Schwierigkeiten bei der Targetherstellung, insbesondere bei der Ausrichtung der Folienkanten, konnten für alle <sup>3</sup>He-Reaktionen mit angereichertem <sup>107</sup>Ag keine Reichweiten bestimmt werden. Eine weitere Einschränkung ergab sich durch die relativ kleinen Aktivitäten in der Fängerfolie, wodurch der

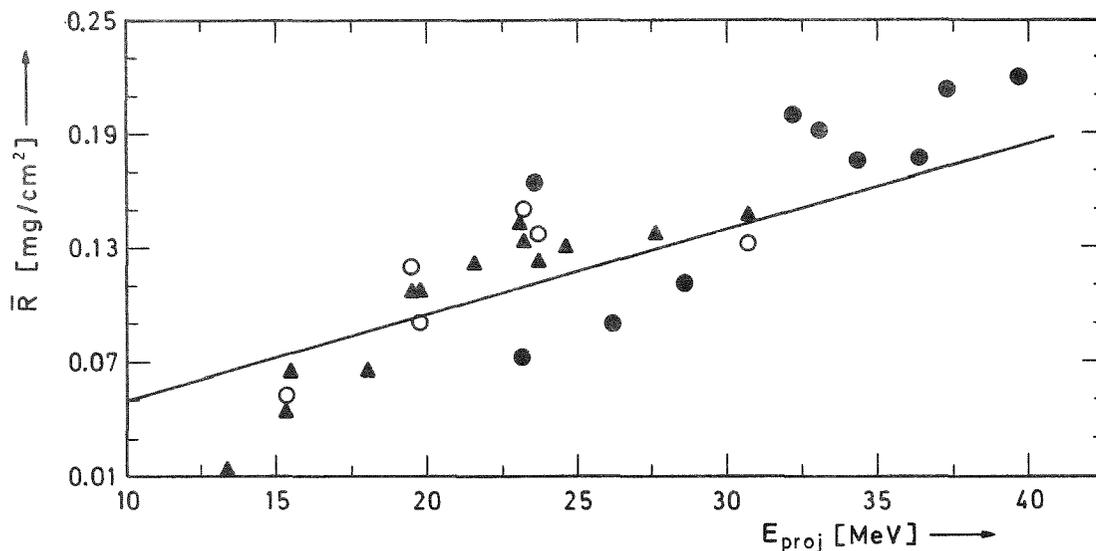


Abb. 15: Mittlere Reichweiten der Reaktionsprodukte in Abhängigkeit von der Projektilenergie.

Erwartungswerte für die Compoundkern-Reaktion nach Gl. 25 —————  
 Experimentelle Werte:  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108\text{m}}\text{In}$  ▲  
 $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108\text{g}}\text{In}$  ○  
 $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n)^{107\text{m}+\text{g}}\text{In}$  ●

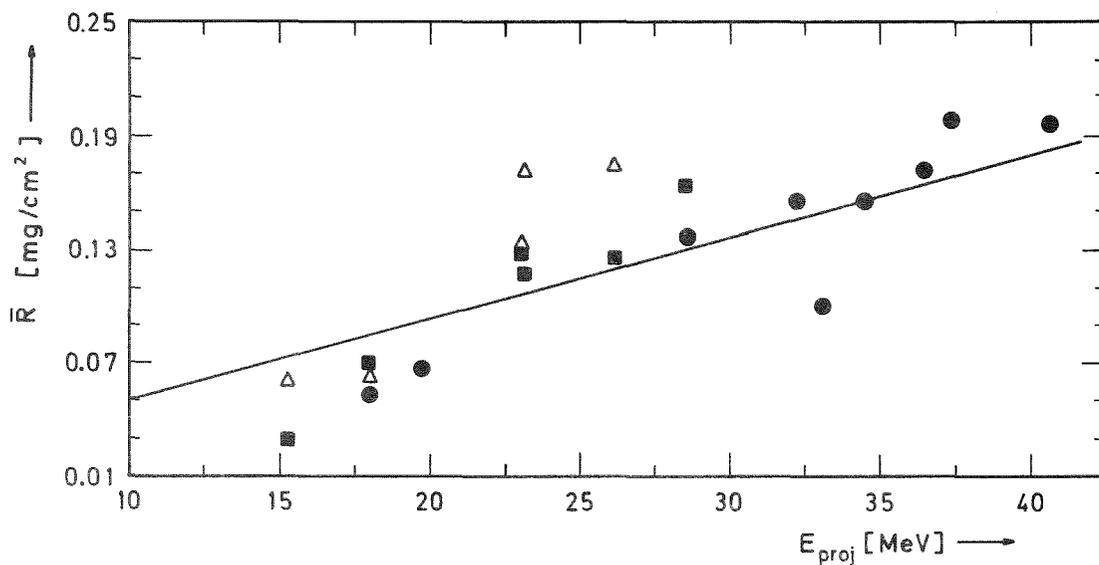


Abb. 16: Mittlere Reichweiten der Reaktionsprodukte in Abhängigkeit von der Projektilenergie.

Erwartungswerte für die Compoundkern-Reaktion nach Gl.25 —————  
 Experimentelle Werte:  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{110\text{m}}\text{In}$  ■  
 $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{110\text{g}}\text{In}$  △  
 $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n)^{109\text{m}+\text{g}}\text{In}$  ●

Fehler der Reichweite bei einigen Reaktionen zu groß für eine sinnvolle Auswertung wurde.

Für die Beschreibung der Abhängigkeit der Reichweite von  $\bar{E}_p$  wurde von Münzel [67MÜ] folgende Beziehung vorgeschlagen:

$$(25) \quad \bar{R} = \alpha \bar{E}_p^\beta \quad \text{für } 0,02 \text{ MeV} < \bar{E}_p \leq 2 \text{ MeV}$$

Numerische Werte für die Konstanten  $\alpha$  und  $\beta$ , welche durch eine Anpassung dieser Funktion an berechnete Reichweiten erhalten wurden, sind in einer umfangreichen Tabelle [67MÜ] enthalten.

In den Abbildungen 15 bis 17 sind neben den experimentellen Werten auch die für Compoundkern-Reaktionen ( $\bar{v}_p = v_s$ ) unter Verwendung von Gleichung 25 berechneten Reichweiten als Kurve eingezeichnet. Man erkennt, daß für alle untersuchten Reaktionen im gesamten Energiebereich die experimentellen Werte dem erwarteten Trend folgen. Somit verlaufen diese Reaktionen vorwiegend über den Mechanismus B2.

Besonders zu beachten ist, daß diese Übereinstimmung auch bei der Reaktion  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, p2n)^{107}\text{Cd}$  gefunden wird. Somit muß der Anteil der vorwiegend an der Kernoberfläche ablaufenden Ladungstransfer-Reaktionen, bei denen nur ein Proton des Projektils gegen ein Neutron ausgetauscht wird, relativ klein sein.

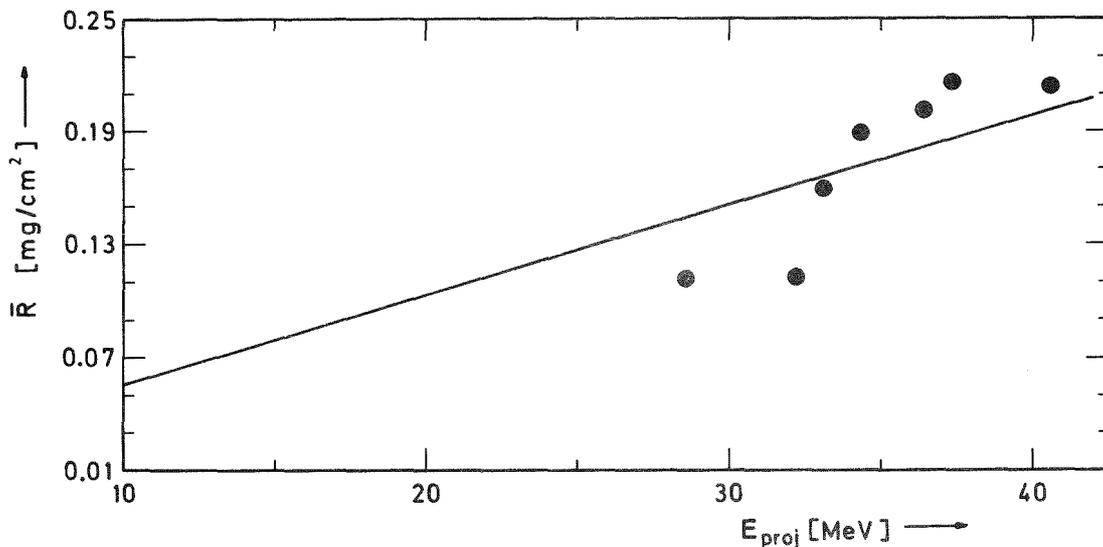


Abb. 17: Mittlere Reichweiten der Reaktionsprodukte in Abhängigkeit von der Projektilenergie.

Erwartungswerte für die Compoundkern-Reaktion nach Gl.25 —

Experimentelle Werte:  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, p2n)^{107}\text{Cd}$  ●

### 3.3 Relative Bildungswahrscheinlichkeit von Isomeren

Unter Verwendung der in den Tabellen 5 bis 10 gegebenen Werte wurden die relativen Bildungswahrscheinlichkeiten  $\sigma_h/(\sigma_h + \sigma_l)$  des Hochspinzustandes (s. Tab.12) berechnet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 19 bis 21 dargestellt. Man erkennt, daß dieses Verhältnis für eine Reaktion im allgemeinen mit der Projektilenergie zunächst ansteigt und dann etwa einen konstanten Wert annimmt. Unter Berücksichtigung aller Reaktionen ergibt sich jedoch die Tendenz, daß die relative Bildungswahrscheinlichkeit der Hochspinzustände mit  $E_{proj}$  zunimmt.

Tab. 12: Drehimpuls der gemessenen isomeren Zustände

Nuklid	$^{107}_{Ag}$	$^{109}_{Ag}$	$^{106}_{In}$	$^{108}_{In}$	$^{110}_{In}$	$^{104}_{Ag}$
Spin des Grundzustandes	- 1/2	- 1/2	+ 2,3	+ 3	+ 2	+ 5
Spin des metastabilen Zustandes			+ 5,6,7	+ 5,6	+ 7	+ 2

Bei der Emission von Nukleonen oder  $\gamma$ -Quanten ändert sich der Drehimpuls  $I$  des angeregten Kernes im allgemeinen nur dann wesentlich, wenn entweder  $I$  sehr groß oder die Anregungsenergie klein ist. Die Bildungswahrscheinlichkeit für Hoch- und Niederspin-Isomer ( $\sigma_h$  und  $\sigma_l$ ) eines Kernes hängt zunächst von der Drehimpulsverteilung des nach der Nukleonenverdampfung verbleibenden Restkernes ( $H_R(I)$ ) ab, welche ihrerseits näherungsweise mit der Drehimpulsverteilung des zuerst gebildeten Zwischenkerns ( $H_Z(I)$ ) übereinstimmt. Huizenga und Vandenbosch [60HU,60VA] haben die Annahme eingeführt, daß  $W_l$  bzw.  $W_h$  proportional zum Integral über die Häufigkeitsverteilung der Drehimpulse von 0 bis  $\hat{I}$  bzw.  $\hat{I}$  bis  $\infty$  ist.  $\hat{I}$  ist das arithmetische Mittel aus den Drehimpulsen des Hochspin- und Niederspinzustandes  $I_h$  und  $I_l$  des Produktkernes. Alle bislang vorgeschlagenen Rechenmodelle [u.a. 67SA2, 67SP, 71LI] beruhen letztlich auf dieser Annahme.

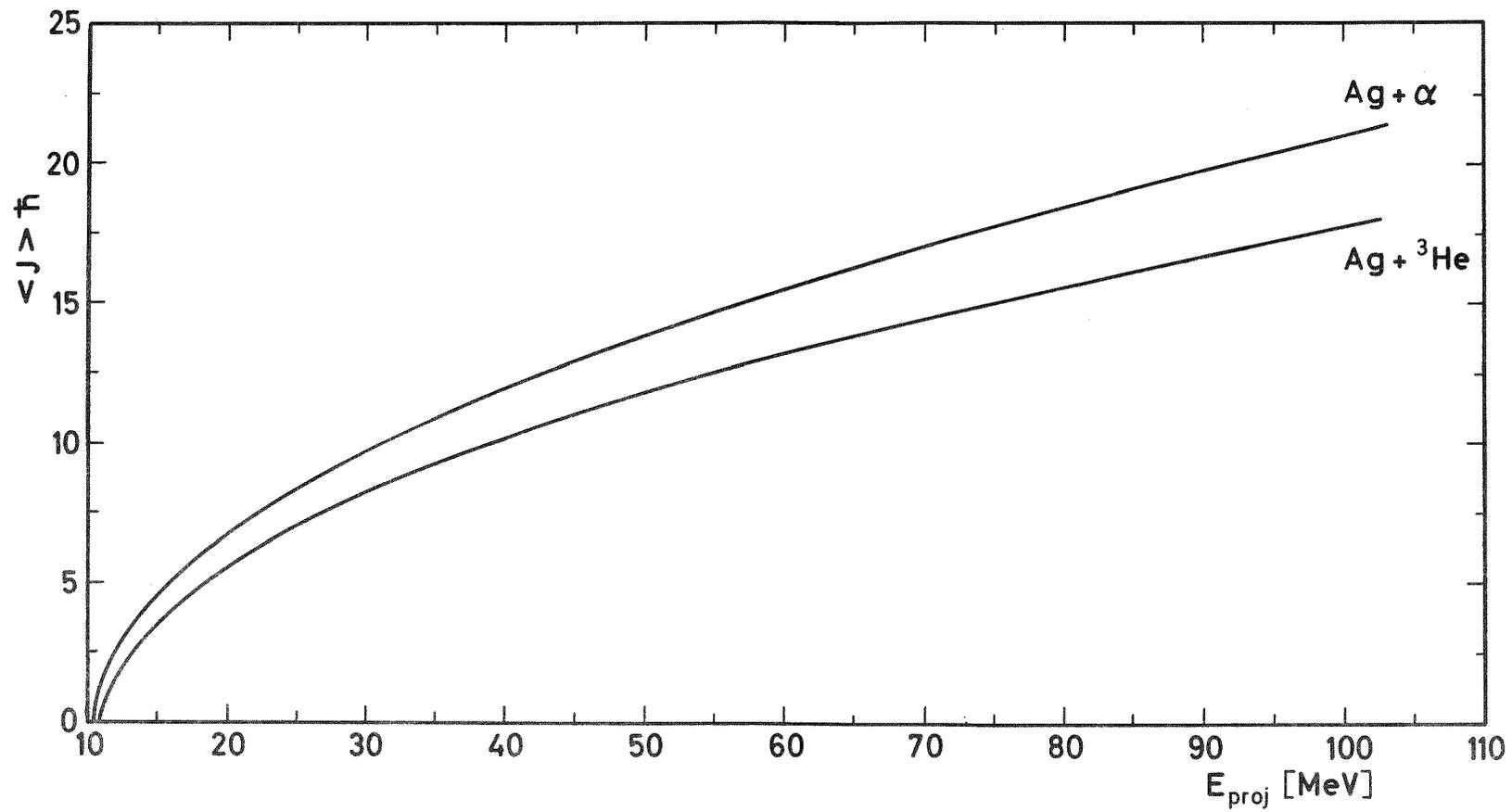


Abb. 18: Abhängigkeit des übertragenen mittleren Bahndrehimpulses von der Projektilenergie für die betrachteten Reaktionspartner

Bei Compoundkern-Reaktionen steigt bei klassischer Betrachtung des Kernes die Häufigkeit  $H(J)$  des übertragenen Bahndrehimpulses linear bis zum maximalen Wert von  $J$  an. Für den mittleren übertragenen Bahndrehimpuls  $\langle J \rangle$  erhält man daraus die Beziehung (26)

$$(26) \quad \langle J \rangle = \frac{(8 \mu)^{1/2} R (E_{CM} - V)^{1/2}}{3 \hbar}$$

$\mu$  = reduzierte Masse

$R$  = Summe der Radien der Reaktionspartner

$E_{CM}$  = Projektilenergie im Schwerpunktssystem

$V$  = Coulombschwelle

In Bild 18 ist die Abhängigkeit des mittleren Bahndrehimpulses von  $E_{proj}$  für die in dieser Arbeit betrachteten Projektil-Target-Kombinationen aufgetragen. Für diese Rechnung wurde eine Coulombschwelle von 11 bzw. 10,5 MeV für die  ${}^3\text{He}$ - bzw.  $\alpha$ -Reaktionen angenommen und der Radiusparameter  $r_o = 1,2$  bzw.  $1,4$  fm für die Ag-Isotope bzw. die Projektile gesetzt.

Der Gesamtdrehimpuls des zuerst gebildeten Zwischenkerns setzt sich aus dem Drehimpuls des Targetkerns  $I_T$ , dem des Projektils  $I_P$  und dem Bahndrehimpuls  $J$  zusammen. Wenn  $I_T$  und  $I_P$  klein sind, hängt die Häufigkeitsverteilung  $H_Z(I)$  nur vom Bahndrehimpuls ab. In einem solchen Fall kann man grob vereinfachend annehmen, daß die folgende Energieabhängigkeit für das Verhältnis  $\sigma_h / \sigma_h + \sigma_l$  zu erwarten ist.

$$(27) \quad \frac{\sigma_h}{\sigma_h + \sigma_l} = 1 - \frac{\hat{I}^2}{2 \mu R^2 (E_{CM} - V)} \quad \text{mit} \quad \hat{I} = \frac{I_h + I_l}{2}$$

Die nach dieser Gleichung unter Verwendung der oben aufgeführten Werte für  $V$  und  $r_o$  berechnete relative Bildungswahrscheinlichkeit für  ${}^{110m}\text{In}$  ist ebenfalls in den Abb. 19 bis 21 eingezeichnet. Diese Berechnung gilt näherungsweise auch für die relative Bildungswahrscheinlichkeit von  ${}^{108m}\text{In}$  und  ${}^{106m}\text{In}$ . Die Werte für die Bildung des  ${}^{104}\text{Ag}$  liegen erwartungsgemäß, wegen des kleineren mittleren Drehimpulses der  ${}^{104}\text{Ag}$ -Isomere, tiefer. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten ist im unteren Energiebereich bei den ( ${}^3\text{He}, 2n$ )-Reaktionen mit  ${}^{107}\text{Ag}$

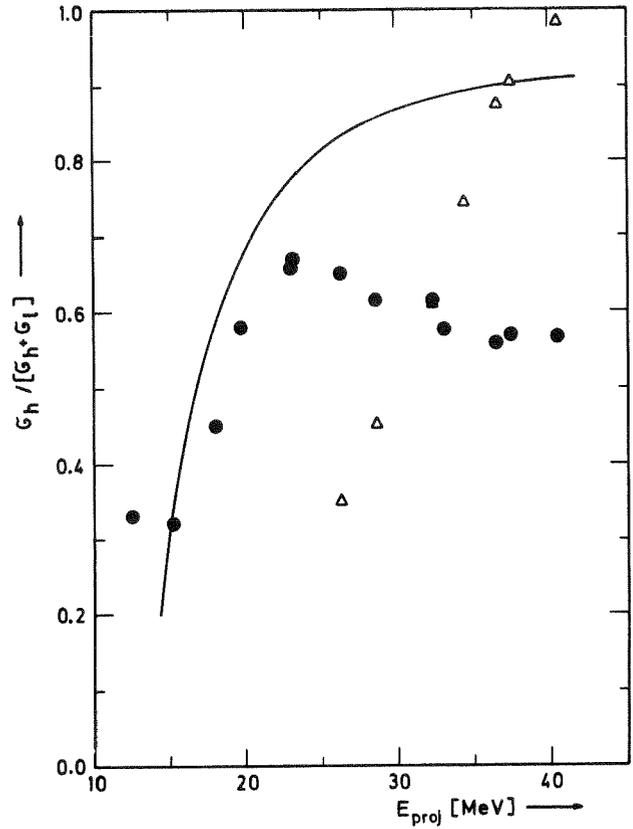
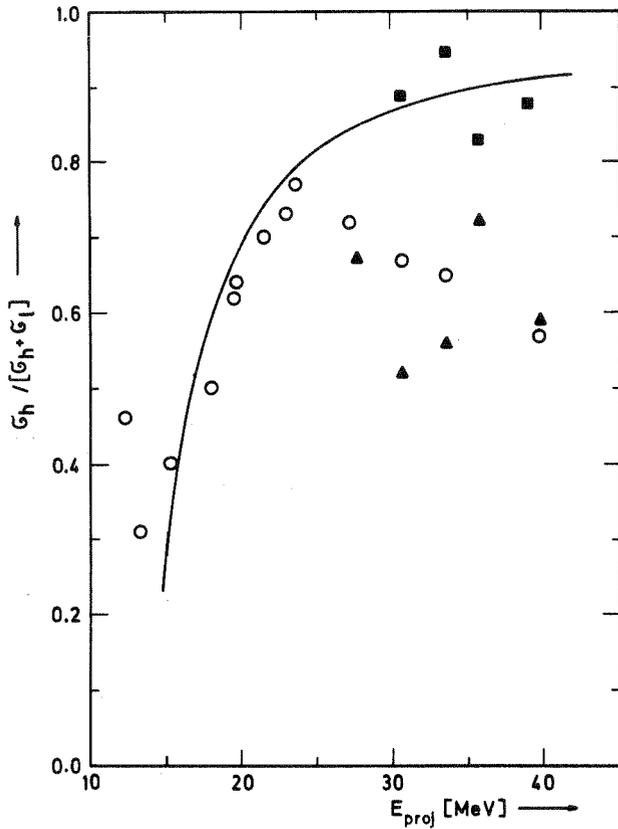


Abb. 19 und 20: Relative Bildungswahrscheinlichkeiten der Hochspinisomere

O:  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108}\text{In}$

●:  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{110}\text{In}$

■:  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n)^{106}\text{In}$

Δ:  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 4n)^{108}\text{In}$

▲:  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{104}\text{Ag}$

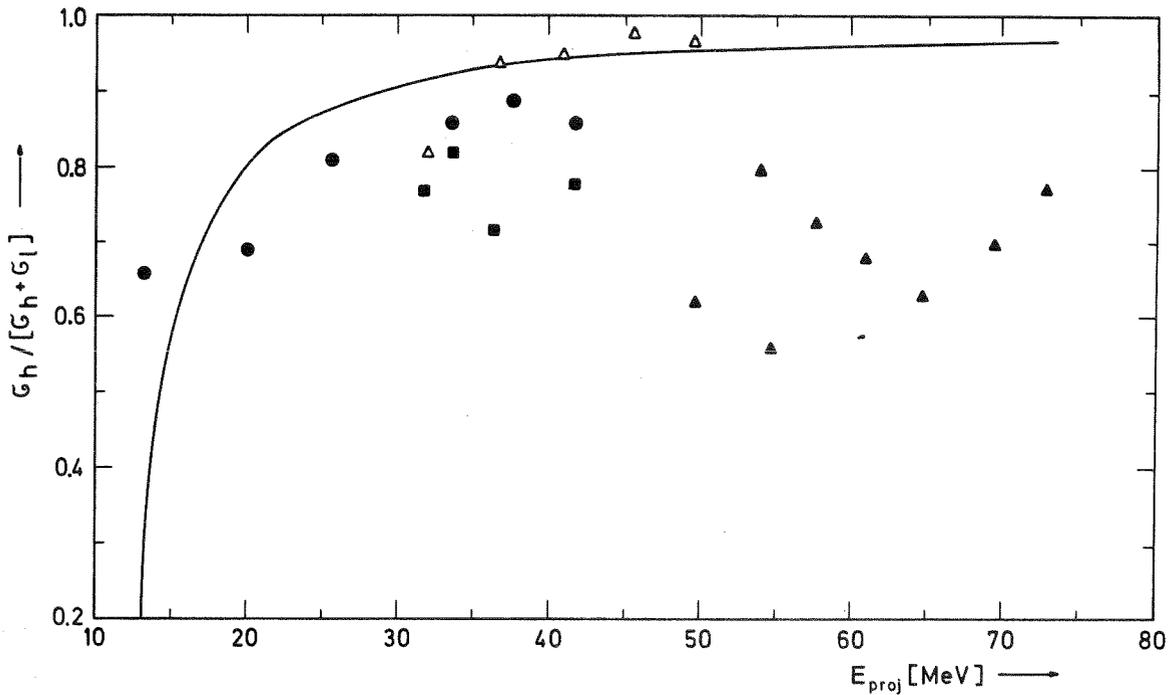


Abb. 21: Relative Bildungswahrscheinlichkeiten der Hochspinisomere

●:  $^{107}\text{Ag}(\alpha, n)^{110}\text{In}$ ; ■:  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{108}\text{In}$ ;

▲:  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha 3n)^{104}\text{Ag}$ ; Δ:  $^{109}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{110}\text{In}$

und  $^{109}\text{Ag}$  befriedigend. Die Abweichungen in dem Bereich höherer Projektilenergien haben mehrere Gründe:

- Durch den diffusen Kernrand ist die Häufigkeit der höheren Bahndrehimpulse kleiner als sich nach der klassischen Betrachtung ergibt.
- Mit steigender Projektilenergie wird der Precompoundanteil an der Reaktion größer, wodurch ebenfalls die Häufigkeit hoher Drehimpulse kleiner wird.
- Bei der Emission der Nukleonen, d.h. beim Übergang  $H_Z(I) \rightarrow H_R(I)$ , nimmt die relative Häufigkeit der Hochspinzustände ab.

Diese drei Effekte bewirken, daß die breite Drehimpulsverteilung nahezu konstant ist. Das Verhältnis  $\sigma_h/\sigma_1$  sollte dann näherungsweise gleich dem Verhältnis der statistischen Gewichte  $(2I_h+1)/(2I_1+1)$  sein. Für die drei In-Isomerenpaare würde man danach für die relative Bildungswahrscheinlichkeit des Hochspin-Isomers einen Wert von etwa 0,75 erwarten. Die Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit diesem Wert ist ebenfalls befriedigend. Aus dem Kurvenverlauf kann man somit schließen, daß die  $(^3\text{He}, 2n)$ -Reaktionen ab etwa 25 MeV bevorzugt über Precompoundkern-Reaktionen ablaufen. Dies trifft auch für die Reaktion  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{104}\text{Ag}$  zu.

Wie von Alexander et al. [64AL] gezeigt wurde, ist für die Verdampfung von Nukleonen aus Hochspinzuständen im Mittel mehr Energie erforderlich, da zur Verminderung des Drehimpulses im angeregten Kern neben den Nukleonen noch  $\gamma$ -Quanten emittiert werden. Dies hat zur Folge, daß z.B. bei der  $(^3\text{He}, 4n)$ -Reaktion, kurz über der Schwellenenergie nur von Compoundkernzuständen mit kleinem Drehimpuls die gewünschte Anzahl an Neutronen emittiert wird. Demnach sollte  $\sigma_h/(\sigma_h + \sigma_1)$  bei diesen Projektilenergien klein sein, mit  $E_{\text{proj}}$  jedoch steil bis zum Erwartungswert anwachsen. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen diese Überlegungen in überzeugender Weise.

Die mit  $\alpha$ -Teilchen untersuchten Reaktionen stimmen ebenfalls sehr gut mit den Erwartungen überein. Die Reaktionen  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 3n)^{108}\text{In}$  und  $^{107}\text{Ag}(\alpha, \alpha 3n)^{104}\text{Ag}$  laufen dagegen im betrachteten Bereich bevorzugt über Direktreaktionen ab.

### 3.4 Berechnung der Anregungsfunktionen

In der vorliegenden Arbeit wurde - wie im Abschnitt 3.1 beschrieben - angenommen, daß die Reaktionen über die Precompoundkern- und Compoundkern-Bildung ablaufen. Die Anregungsfunktionen können dann unter Verwendung der dort gegebenen Gleichungen berechnet werden. Von Blann et al. wurde ausgehend von diesen Ansätzen ein Computerprogramm "ALICE + HYBRID" [73BL, 75BL] entwickelt.

Neben den Routinen für die Berechnung der Teilchenemission vom Precompound- sowie Compoundkern und der relativen Häufigkeit beider Mechanismen enthält das Programm noch Subroutinen für die Ermittlung des inversen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{inv}$ , der Reaktionsquerschnitte  $\sigma_c^y$  und der Bindungsenergie für Protonen, Neutronen und  $\alpha$ -Teilchen. Die vom Programm für  $\sigma_{inv}$  und  $\sigma_c^y$  berechneten Werte stimmen recht gut mit den aus den experimentellen Daten erhaltenen überein. Dagegen traten bei den Bindungsenergien z.T. erhebliche Differenzen auf, so daß hierfür die experimentellen Werte aus den Tabellen von Wapstra und Gove [71WA] bei den Rechnungen eingegeben wurden.

Weitere Eingabedaten sind der Niveaudichteparameter  $a$  und die primäre Excitonenzahl  $n_o$ , deren Werte für die verschiedenen Reaktionen nicht a priori angegeben werden können. Es war deshalb erforderlich, diese Größen durch eine Anpassung der berechneten Anregungsfunktionen an die experimentellen Daten zu ermitteln. In den Abschnitten 3.4.1 bis 3.4.4 wird über die Beurteilung der Anpassung und über die Ergebnisse dieser Analyse berichtet.

#### 3.4.1 Vergleich von Anregungsfunktionen

Um das Reaktionsmodell überprüfen und um die adjustierbaren Eingabedaten ermitteln zu können, ist es erforderlich, die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentell bestimmten Anregungsfunktionen quantitativ zu erfassen. Es gibt sicherlich viele verschiedene Möglichkeiten für diese Quantifizierung, welche jedoch alle das gewünschte Ziel nur unvollkommen erreichen. Nach eingehender Diskussion wurde das folgende Ver-

fahren ausgewählt, welches die in Abb. 22 eingezeichneten charakteristischen Größen zur Beschreibung von Lage, Höhe und Form der Anregungsfunktionen benutzt.

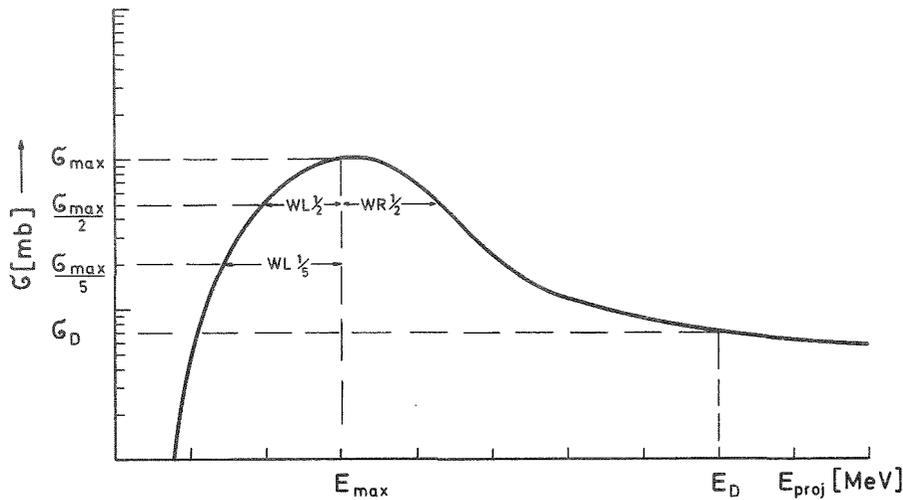


Abb. 22: Schematische Darstellung der charakteristischen Größen einer Anregungsfunktion

Form

Zur Festlegung der Anregungsfunktionen dienen folgende Größen:

- Asymmetrie der Kurve, d.h. das Verhältnis der "linken" Breite  $WL_{1/2}$  zur "rechten" Breite  $WR_{1/2}$  bei der Hälfte des maximalen Wirkungsquerschnittes.
- Die "linke" Breite der Kurve bei  $1/5$  des maximalen Wirkungsquerschnittes  $WL_{1/5}$ .
- Der Wirkungsquerschnitt für eine Projektilenergie  $E_D$ , bei der die Reaktion vorwiegend über den Precompoundkern-Mechanismus verläuft. Unter Berücksichtigung der bei den Rechnungen erhaltenen Ergebnisse wurde für die Festlegung von  $E_D$  die folgende Gleichung benutzt:

$$(28) \quad E_D = [E_{max}]_{Exp} + 3 \cdot [WL_{1/2}]_{Exp}$$

$[E_{max}]_{Exp}$  ist die aus den experimentellen Daten ermittelte Lage des Maximums der Kurve.

Als Maß für die Güte der Anpassung der Form der Kurve dienten die in den Gleichungen 29 bis 33 definierten Größen. Die Indizes Exp bzw. Calc bezeichnen experimentelle bzw. berechnete Daten.

$$(29) \quad A_S = \frac{\left[ \frac{WL1/2}{WR1/2} \right]_{Exp} - \left[ \frac{WL1/2}{WR1/2} \right]_{Calc}}{\left[ \frac{WL1/2}{WR1/2} \right]_{Exp}}$$

$$(30) \quad A_A = \frac{[WL1/5]_{Exp} - [WL1/5]_{Calc}}{[WL1/5]_{Exp}}$$

$$(31) \quad A_D = \frac{[\sigma_D]_{Exp} - [\sigma_D]_{Calc}}{[\sigma_D]_{Exp}}$$

$A_A$  hängt vorwiegend von der Compoundkern-Bildung,  $A_D$  praktisch von der Bildung von Precompoundkernen und  $A_S$  von beiden Reaktions-Mechanismen ab.

Höhe

Der maximale Wirkungsquerschnitt  $E_{max}$  der Reaktion wurde zur Charakterisierung der Höhe der Anregungsfunktionen benutzt und die relative Abweichung als Maß für die Übereinstimmung eingeführt:

$$(32) \quad A_H = \frac{[\sigma_{max}]_{Exp} - [\sigma_{max}]_{Calc}}{[\sigma_{max}]_{Exp}}$$

Lage

Die Position des Maximums diente zur Beschreibung der Lage der Anregungsfunktionen. Die Abweichungen wurden wie folgt berechnet:

$$(33) \quad A_L = \frac{[E_{max}]_{Exp} - [E_{max}]_{Calc}}{[WL1/2]_{Exp}}$$

Es waren im wesentlichen zwei Gründe dafür maßgebend, warum die Abweichungen auf die Größe der "linken" Breite  $[WL1/2]_{Exp}$  bezogen wurden:

- Die Abweichungen sollte man relativ zum Abstand  $\Delta E$  der Maxima "benachbarter" Reaktionen, bei denen  $x-1$  bzw.  $x+1$  Nukleonen emittiert werden, betrachten. Näherungsweise kann  $WL1/2$  als Maß für  $\Delta E$  dienen.
- Die möglichen Fehler der aus den experimentellen Daten ermittelten Werte für  $E_{max}$  sind umso kleiner je steiler der Anstieg der Kurve und damit je kleiner  $WL1/2$  ist.

#### Gesamtkurve

Für die Bewertung der Gesamtkurve wurden die mittleren Abweichungen  $A_T$  berechnet:

$$(34) \quad A_T = \frac{1}{3} \left\{ \frac{|A_A| + |A_S| + |A_D|}{3} + A_H + A_L \right\}$$

(Form)                      (Höhe) (Lage)

Sollte einer oder mehrere der Werte fehlen, so wurde dies durch die Zahlen im Nenner entsprechend berücksichtigt.

#### Ergebnisse

In den Tabelle 13 und 14 sind die Ergebnisse für die verschiedenen Projektil-Target-Kombinationen zusammengestellt. Angegeben sind jeweils die arithmetischen Mittelwerte aus den Abweichungen für die in der ersten Spalte genannten Reaktionen. In diese Auswertung konnte nur ein Teil der experimentell untersuchten Reaktionen einbezogen werden, da z.B. von einigen nur die Anregungsfunktion für eines der Isomere bestimmt wurde. Die Tabellen 13 und 14 dienten als Grundlage für die Auswahl des Niveaudichteparameters  $a$  und der primären Excitonenzahl  $n_0$ .

Tab. 13: Zusammenstellung der mittleren Abweichungen der charakteristischen Größen der nach dem "ALICE + HYBRID" Programm unter Verwendung verschiedener Parametersätze berechneten Anregungsfunktionen der  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen

Primäre Exci- tonenzahl	$n_o = 3$ $p_p^o = 2; p_n^o = 1; h = 0$			$n_o = 4$ $p_p^o = 2,25; p_n^o = 1,25; h = 0,50$			$n_o = 5$ $p_p^o = 2,50; p_n^o = 1,50; h = 1,0$			$n_o = 7$ $p_p^o = 3; p_n^o = 2; h = 2,0$			
	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	
Target + Proj. Reaktionstyp	$\bar{A}$												
${}^{107}\text{Ag} + {}^3\text{He}$	$\bar{A}_H$	-0,27	-0,56	-0,42	-0,53	-1,06	-0,66	-0,68	-1,37	-0,83	-0,79	-1,74	-0,97
$({}^3\text{He}, 2n)$	$\bar{A}_L$	0,35	0,36	0,69	0,45	0,20	0,68	0,47	0,27	0,64	0,44	0,31	0,70
$({}^3\text{He}, 3n)$	$\bar{A}_A$	0,07	0,01	0,28	0,15	0,05	0,27	0,17	0,13	0,26	0,15	0,15	0,28
$({}^3\text{He}, p2n)$	$\bar{A}_S$	0,31	0,69	0,54	0,22	0,58	0,41	0,24	0,52	0,36	0,19	0,45	0,27
$({}^3\text{He}, \alpha n)$	$\bar{A}_D$	-2,00	-4,00	-4,39	-0,78	-2,17	-2,33	-0,06	-0,94	-0,89	0,70	0,33	0,53
${}^{109}\text{Ag} + {}^3\text{He}$	$\bar{A}_H$	-0,71	-1,15	-0,87	-0,91	-1,38	-0,91	-0,82	-1,47	-0,94	-0,89	-1,56	-0,94
$({}^3\text{He}, 2n)$	$\bar{A}_L$	0,20	-0,09	0,23	0,32	-0,04	0,60	0,38	-0,04	0,60	0,43	-0,04	0,60
$({}^3\text{He}, 3n)$	$\bar{A}_A$	-0,26	-0,31	-0,17	-0,15	-0,30	0,01	-0,18	-0,28	-0,01	-0,15	-0,27	-0,01
	$\bar{A}_S$	0,43	0,50	0,22	0,03	0,13	0,20	-0,20	-0,16	-0,08	-0,48	-0,49	-0,41
	$\bar{A}_D$	-2,67	-4,67	-2,07	-1,93	-4,00	-1,40	-1,17	-3,33	-0,67	-0,17	-2,17	0,23

CA: Rechnungen unter Verwendung des Parametersatzes von Gilbert und Cameron [65GI]

Tabelle 14: Zusammenstellung der mittleren Abweichungen der charakteristischen Größen der nach dem "ALICE + HYBRID" Programm unter Verwendung verschiedener Parametersätze berechneten Anregungsfunktionen der  $\alpha$ -Reaktionen

Primäre Exci- tonenzahl	$n_o = 4$			$n_o = 5$			$n_o = 6$			$n_o = 8$			
	$p_p^o = 2; p_n^o = 2; h = 0$			$p_p^o = 2,25; p_n^o = 2,25; h = 0,5$			$p_p^o = 2,5; p_n^o = 2,5; h = 1,0$			$p_p^o = 3,0; p_n^o = 3,0; h = 2,0$			
Niveaudichte- parameter	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	A/8	A/15	CA	
Target + Proj. Reaktionstyp	$\bar{A}$												
$^{107}\text{Ag} + \alpha$	$\bar{A}_H$	0,04	0,20	0,04	-0,07	0,08	-0,06	-0,15	-0,02	-0,13	-0,29	-0,18	-0,25
$(\alpha, 2n)$	$\bar{A}_L$	0,51	-0,08	0,67	0,53	-0,06	0,68	0,52	0,07	0,71	0,56	0,12	0,71
$(\alpha, 4n)$	$\bar{A}_A$	0,15	-0,05	0,30	0,17	-0,04	0,30	0,16	0,03	0,32	0,19	0,05	0,32
$(\alpha, p3n)$	$\bar{A}_S$	-0,11	0,08	-0,04	-0,29	-0,06	-0,19	0,44	0,04	-0,16	-0,50	-0,17	-0,28
$(\alpha, \alpha 2n)$	$\bar{A}_D$	0,20	-0,20	0,27	0,44	0,08	0,50	0,60	0,28	0,66	0,81	0,56	0,85
$^{109}\text{Ag} + \alpha$	$\bar{A}_H$	-0,25	0,32	-0,26	-0,41	0,21	-0,42	-0,56	0,12	-0,62	-0,77	0,04	-0,87
$(\alpha, 4n)$	$\bar{A}_L$	0,36	-0,68	0,44	0,33	-0,66	0,42	0,37	-0,40	0,63	0,45	-0,27	0,75
$(\alpha, 6n)$	$\bar{A}_A$	0,21	-0,12	0,23	0,18	-0,13	0,21	0,22	-0,003	0,33	0,24	0,03	0,39
$(\alpha, p5n)$	$\bar{A}_S$	0,35	0,41	0,27	-0,18	0,38	0,05	-0,11	0,25	0,07	-0,21	0,11	0,26
	$\bar{A}_D$	0,21	-0,13	0,25	0,38	0,08	0,44	0,57	0,25	0,63	0,83	0,58	0,85

CA: Rechnungen unter Verwendung des Parametersatzes von Gilbert und Cameron [65GI]

### 3.4.2 Niveaudichteparameter

Der Niveaudichteparameter  $a$  beeinflusst nach den Gleichungen 8, 9 und 10 die Zustandsdichte der bei der Nukleonenemission miteinander konkurrierenden Reaktionskanäle. Die Auswirkungen, die durch die Variation von  $a$  auftreten, sind am Beispiel der Reaktion  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)$  in Abb. 23 dargestellt. Danach wird mit

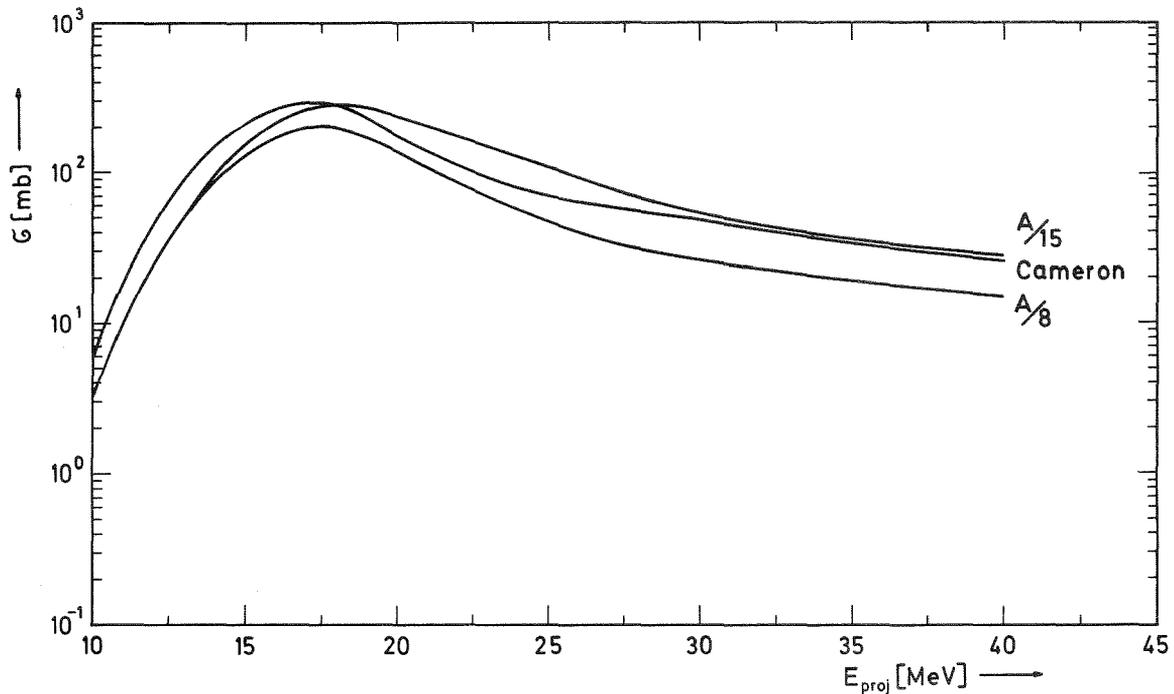


Abb. 23: Einfluß des Niveaudichteparameters auf die Form einer berechneten Anregungsfunktion am Beispiel der Reaktion  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, 2n)^{108}\text{In}$ . Cameron: Niveaudichte nach [65GI] berechnet

steigendem  $a$  die Halbwertsbreite kleiner und das Maximum zu kleineren Projektilenergien verschoben. Die Veränderung des Niveaudichteparameters beeinflusst ebenfalls die Höhe des Maximums. Für  $a$  wurde von Lang und de Couteur [54LA] die Gleichung 11 abgeleitet, welche durch die vereinfachte Beziehung

$$(35) \quad a = \frac{A}{k}$$

angenähert werden kann. Je nach dem benutzten Radiusparameter  $r_0$  erhält man für  $k$  Werte um 10. Es ist jedoch üblich,  $a$  durch Anpassung zwischen berechneten und experimentellen Anregungsfunktionen zu ermitteln. In der Literatur sind viele solcher An-

passungen beschrieben worden, [z.B. 63FU, 63TH, 64HU, 64BI, 65ES, 67SA, 67SA1] wobei sich für  $k$  Werte zwischen 6 [63TH] und 56 [64HU] mit einer deutlichen Häufung zwischen 8 und 15 ergaben. Im allgemeinen wurde dabei der Einfluß von Paarungsenergien und magischen Schalen entweder gar nicht oder durch additive Korrekturgrößen berücksichtigt. Nur in wenigen Analysen wurden diese Effekte in die Auswertung direkt integriert. Eine solche ausführliche Analyse wurde von Gilbert und Cameron [65GI] durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wurden zur Ermittlung des Niveaudichteparameters  $a$  Rechnungen sowohl mit  $k = 8$  und  $k = 15$ , als auch mit dem Parametersatz von Gilbert und Cameron durchgeführt. Für die letztgenannten Rechnungen wurden die für das Hybridmodell benötigten Niveaudichteparameter graphisch aus den Kurven der Energieabhängigkeit der Niveaudichte abgeschätzt. Der Wert  $k = 8$  scheint für diesen Zweck eine gute Näherung zu sein. Für den Vergleich der experimentellen und berechneten Werte wurden die Höhe und die Lage des Maximums sowie die "linke" Breite bei  $\frac{1}{5}$  des maximalen Wirkungsquerschnittes der Anregungsfunktionen gewählt. In Abb. 24 sind die im Abschnitt 3.4.1 definierten mittleren Abweichungen  $A_H$ ,  $A_L$  und  $A_A$  für die verschiedenen untersuchten Target-Projektil-Kombinationen als Funktion des Niveaudichteparameters eingezeichnet. Danach sind die Abweichungen der mit dem Parametersatz von Gilbert und Cameron erhaltenen Werte auf keinen Fall kleiner als die Abweichungen mit dem Niveaudichteparameter  $A/8$ . Aus den allgemeinen Tendenzen ist zu erkennen, daß ein Niveaudichteparameter zwischen  $A/15$  und  $A/8$  die experimentellen Ergebnisse am besten reproduzieren würde. Für die weiteren Rechnungen wurde deshalb als Kompromiß  $k = 12,5$  ausgewählt.

### 3.4.3 Primäre Excitonenzahl

Die Emissionswahrscheinlichkeit für Nukleonen vom Precompoundkern steigt nach Gl. 21 mit abnehmender primärer Excitonenzahl  $n_0$  an. Bei  $\alpha$ -Reaktionen kommen für die Anfangsphase der Reaktion folgende Situationen in Frage:

$R_1$  : Nur die 4 Nukleonen des  $\alpha$ -Teilchens befinden sich im ersten Schritt der Reaktion in angeregten Zuständen, d.h.  $n_0 = 4$ .

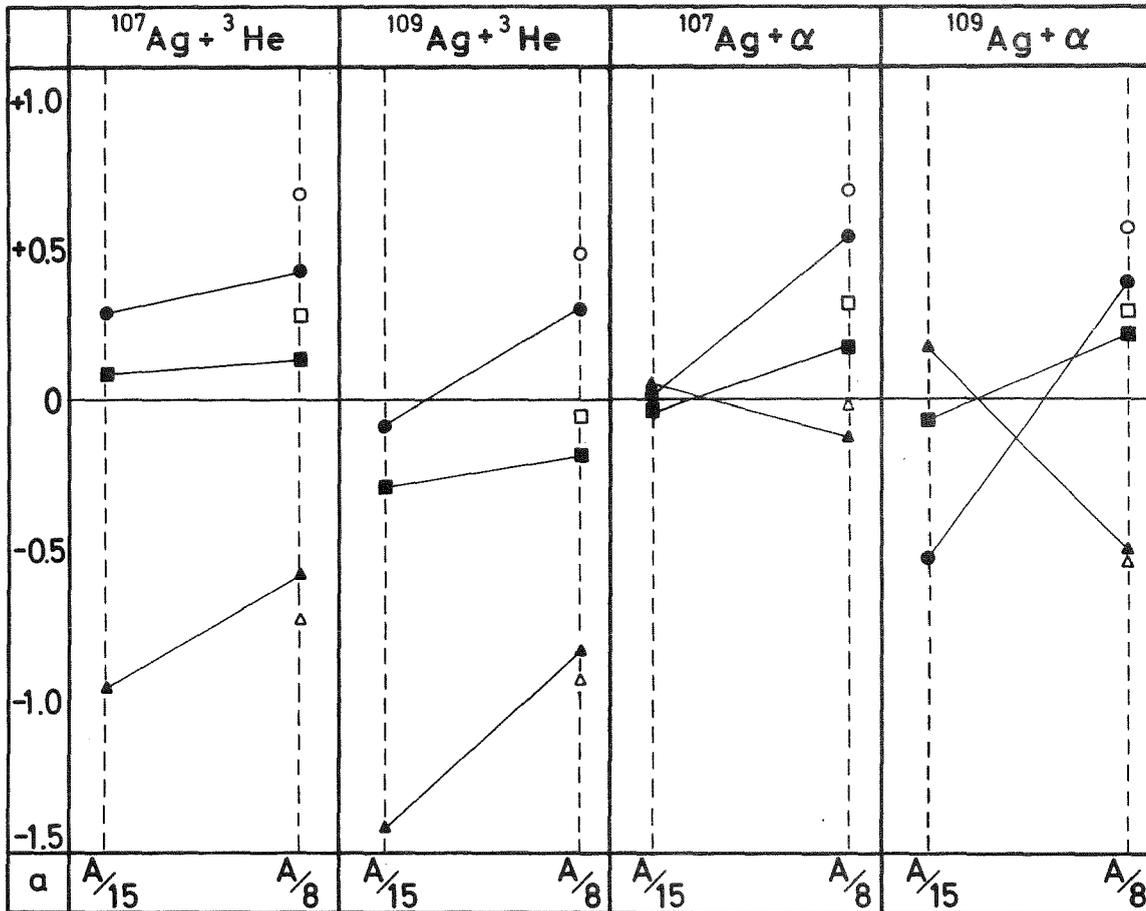


Abb. 24: Mittlere Abweichungen einiger charakteristischer Größen der berechneten Anregungsfunktionen in Abhängigkeit von dem Niveaudichteparameter.

● : Mittlere Abweichung der Lage des Maximums  $\bar{A}_L$   
 ▲ : Mittlere Abweichung der Höhe des Maximums  $\bar{A}_H$   
 ■ : Mittlere Abweichung der Breite der Kurve bei  $\sigma_{\max}/5 \bar{A}_A$   
 Die Symbole ○, △ und □ gelten für die entsprechenden mittleren Abweichungen berechnet mit dem Parametersatz von Gilbert und Cameron [65GI]

$R_2$  : Im ersten Schritt der Reaktion findet eine Wechselwirkung mit einem Nukleon des Targetkerns statt, so daß ein (5p+1h)-Zustand entsteht, d.h.  $n_o = 6$ .

Die Analyse experimenteller Daten, z.B. der Energiespektren emittierter Teilchen, ergab  $n_o$ -Werte 4 und 5 [z.B. 72BL, 70BL, 72LE, 71CL].

Analog sollte man bei  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen für  $n_0$  Werte von 3 oder 5 erwarten. Die Auswertung experimenteller Werte führte zu Ergebnissen mit  $3 \leq n_0 \leq 7$  [u.a. 76FL, 74HO, 74CH]. Chevarier et al. [74CH] hat für den Fall der  $({}^3\text{He}, \alpha)$ -Reaktion an  ${}^{57}\text{Fe}$ ,  ${}^{61}\text{Ni}$ ,  ${}^{62}\text{Ni}$  und  ${}^{63}\text{Cu}$  eine primäre Excitonenzahl  $n_0 = 2$  vorgeschlagen.

In dem verwendeten Programm von Blann et al. kann bei den Partikelzuständen zwischen angeregten Neutronen  $p_n^0$  und Protonen  $p_p^0$  unterschieden werden. In Abb. 25 ist anhand der Reaktion

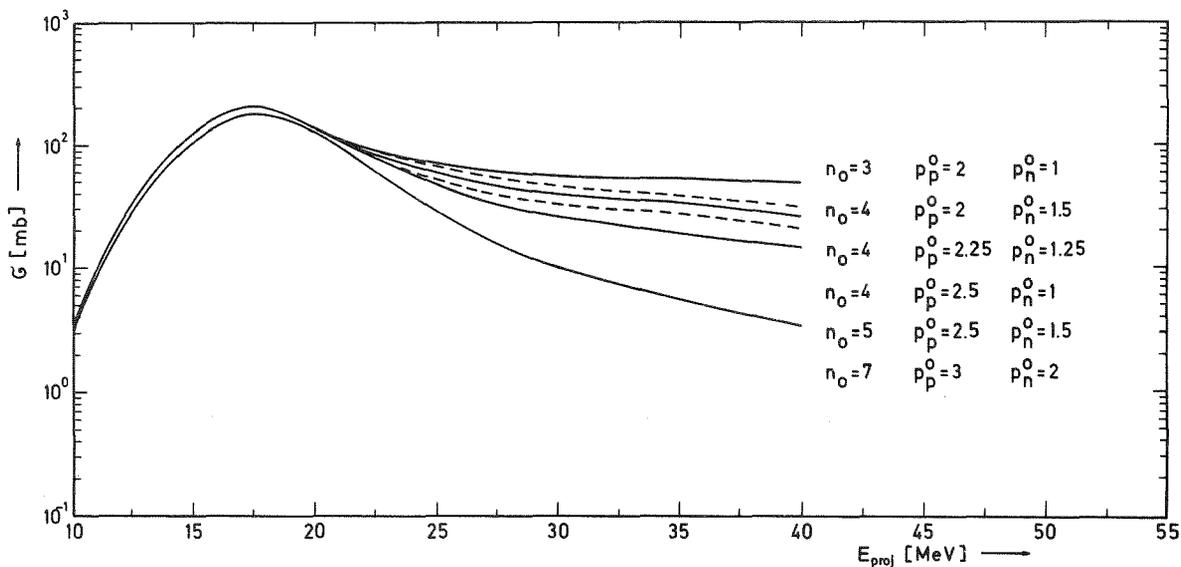


Abb. 25: Einfluß der primären Excitonenzahl auf die Form einer berechneten Anregungsfunktion am Beispiel der Reaktion  ${}^{107}\text{Ag}({}^3\text{He}, 2n){}^{108}\text{In}$

${}^{107}\text{Ag}({}^3\text{He}, 2n){}^{108}\text{In}$  beispielhaft der Einfluß von  $n_0$ ,  $p_n^0$  und  $p_p^0$  gezeigt. Man erkennt, daß der Precompoundkern-Mechanismus mit steigendem  $n_0$  an Bedeutung verliert. Eine Erhöhung von  $p_n^0$  führt erwartungsgemäß zu einer größeren Emissionswahrscheinlichkeit für Neutronen.

Weiterhin ist aus Abb. 25 zu entnehmen, daß für die Auswahl der primären Excitonenzahl von den in 3.4.1 aufgeführten Größen  $A_D$  und  $A_S$  herangezogen werden können. Anhand der in der Tabelle 14 aufgeführten Werte ergibt sich für die  $\alpha$ -Reaktionen  $n_0 = 4$ .

Für die  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen (Tab. 13) wurde  $n_0 = 5$  ausgewählt, obwohl eine eindeutige Entscheidung zwischen  $n_0 = 5$  und  $n_0 = 7$  aufgrund dieser Werte nicht möglich ist. Somit verläuft der erste Teilschritt der  $\alpha$ -Reaktionen über den Mechanismus  $R_1$ . Dagegen ist für  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen der Mechanismus  $R_2$  entscheidend. Das unterschiedliche Verhalten dieser beiden Projektilarten ist möglicherweise auf deren Bindungsenergie an den Targetkern zurückzuführen, welche bei dem  ${}^3\text{He}$  um etwa 11 MeV größer ist. Bei  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen und  $n_0 = 3$  sind somit im ersten Teilschritt 3 hoch angeregte Nukleonen vorhanden, welche mit großer Wahrscheinlichkeit den Zwischenkern wieder verlassen können. Nur wenn diese schnell die Anregungsenergie teilweise an ein zusätzliches Teilchen-Loch-Paar abgeben, wird eine der in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen ablaufen, so daß sich für diese ein  $n_0 = 5$  zwangsläufig ergibt. Bei den  $\alpha$ -Reaktionen dagegen wird für die "Auflösung" des Projektils beim Eindringen in das Kernpotential soviel Energie verbraucht, daß die Nukleonen mit hoher Wahrscheinlichkeit beim ersten Reaktionsschritt im Kern verbleiben.

#### 3.4.4 Genauigkeit berechneter Anregungsfunktionen

Aufgrund der in den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 beschriebenen Ergebnisse wurden die Anregungsfunktionen für die  ${}^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Reaktionen mit  $a = A/12,5$  und  $n_0({}^3\text{He}) = 5$  und  $n_0(\alpha) = 4$  berechnet. Die erhaltenen Werte sind zusammen mit den experimentell bestimmten Anregungsfunktionen in den Abb. 26 bis 31 eingezeichnet.

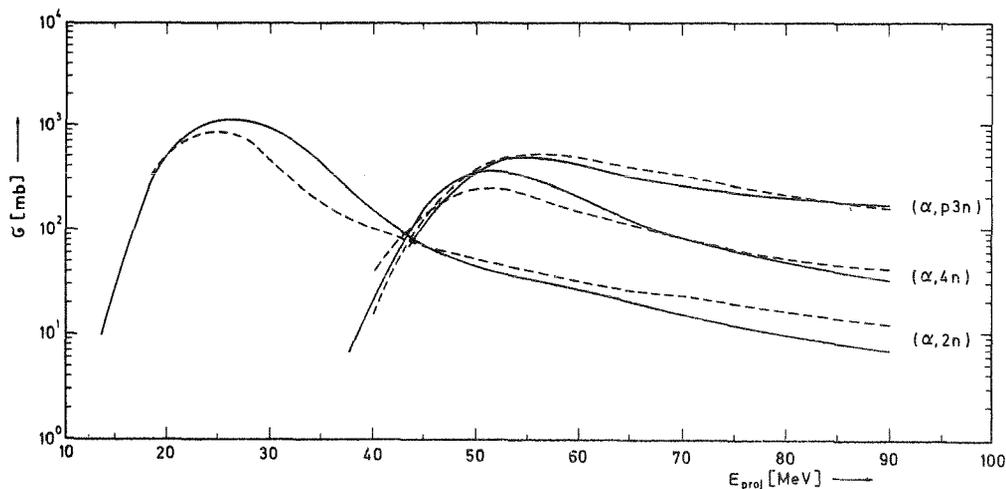


Abb. 26: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $\alpha$ -Reaktionen des  ${}^{107}\text{Ag}$  ( $a=A/12,5$ ;  $n_0 = 4$ ;  $p_p^0 = 2$ ;  $p_n^0 = 2$ )

Tabelle 15: Abweichungen der unter Verwendung des Niveaudichteparameters  $a = A/12,5$  berechneten Anregungsfunktionen  $[n_o(^3\text{He}) = 5; n_o(\alpha) = 4]$

Reaktion	$A_H$	$A_L$	$A_A$	$A_S$	$A_D$	$A_T^{**}$
$^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, n)$	0,56	0,74	0,43	0,48	-	0,59
$(^3\text{He}, 2n)$	-1,60	0,28	0,22	0,49	-0,72	0,79
$(^3\text{He}, 3n)$	-1,24	0,55	0,28	0,38	-	0,71
$(^3\text{He}, p2n)$	-0,38	0,11	0,16	-	-	0,22
$(^3\text{He}, \alpha n)$	-1,59	0,46	0,32	-	-	0,79
$(^3\text{He}, \alpha 2n)$	-1,26	0,12	-0,40	-	-	0,59
Mittel <sup>+</sup>	1,11 (1,21)*	0,38 (0,30)*	0,30 (0,28)*	0,45 (0,43)*	0,72	0,62 (0,62)*
$^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, n)$	-0,38	-0,19	-0,21	-	0,29	0,27
$(^3\text{He}, 2n)$	-2,33	-0,45	-0,76	-1,53	-2,00	1,40
$(^3\text{He}, 3n)$	-0,57	0,38	0,10	0,26	-	0,38
Mittel <sup>+</sup>	1,09 (1,45)*	0,34 (0,42)*	0,36 (0,43)*	(0,90)*	1,15 (2,00)*	0,68 (0,89)*
$^{107}\text{Ag}(\alpha, 2n)$	0,20	0,46	0,20	0,17	0,11	0,27
$(\alpha, 4n)$	0,28	0,0	-0,04	-0,01	-0,06	0,11
$(\alpha, p3n)$	-0,08	-0,15	0,06	0,08	-0,27	0,12
$(\alpha, \alpha 3n)$	0,10	0,15	0,05	-0,30	-	0,14
$(\alpha, \alpha 4n)$	0,20	0,17	0,17	-	-	0,18
Mittel <sup>+</sup>	0,17	0,19	0,10	0,14	0,15	0,16
$^{109}\text{Ag}(\alpha, 4n)$	0,26	0,26	0,16	0,34	0,0	0,23
$(\alpha, 6n)$	0,52	0,0	0,25	-	-	0,26
$(\alpha, p5n)$	-0,18	-0,74	-0,18	-	-	0,37
Mittel <sup>+</sup>	0,32	0,33	0,20	0,34	0,0	0,29

<sup>+</sup> Mittel über die Absolutwerte  $\frac{1}{n} \sum_n A_n$ ; \* Mittel ohne die  $(^3\text{He}, n)$ -Reaktion; \*\* Siehe Kapitel 3.4.1

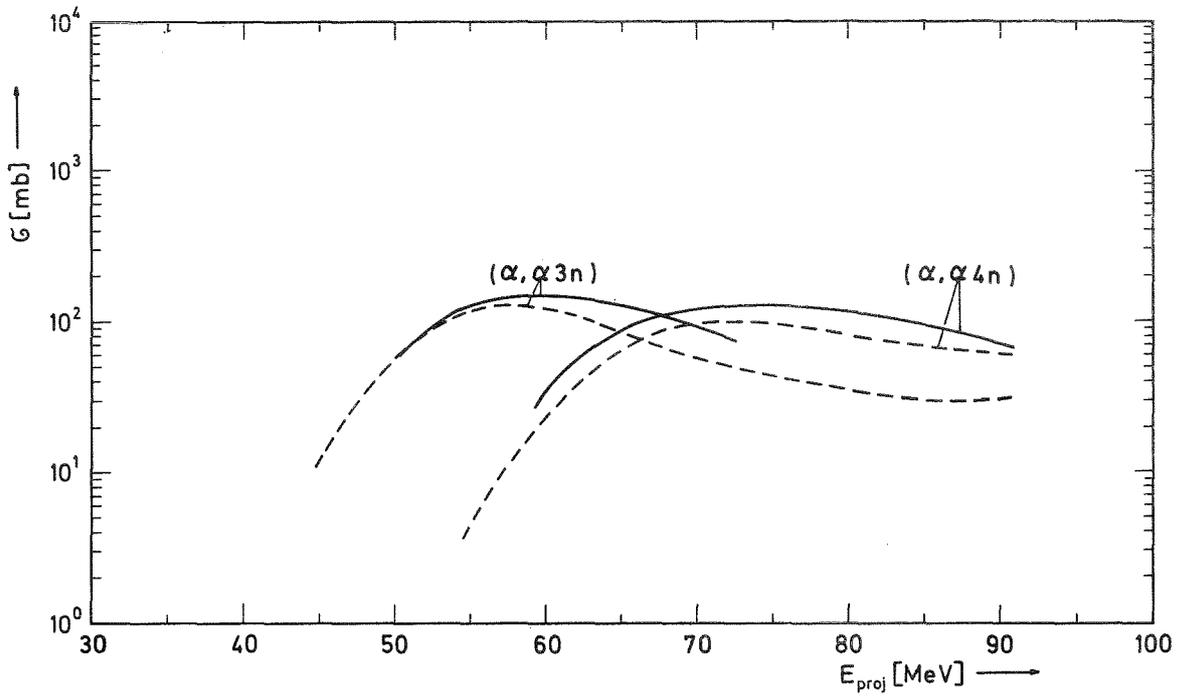


Abb. 27: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $\alpha$ -Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  ( $a = A/12,5$ ;  $n_o = 4$ ;  $p_p^o = 2$ ;  $p_n^o = 2$ )

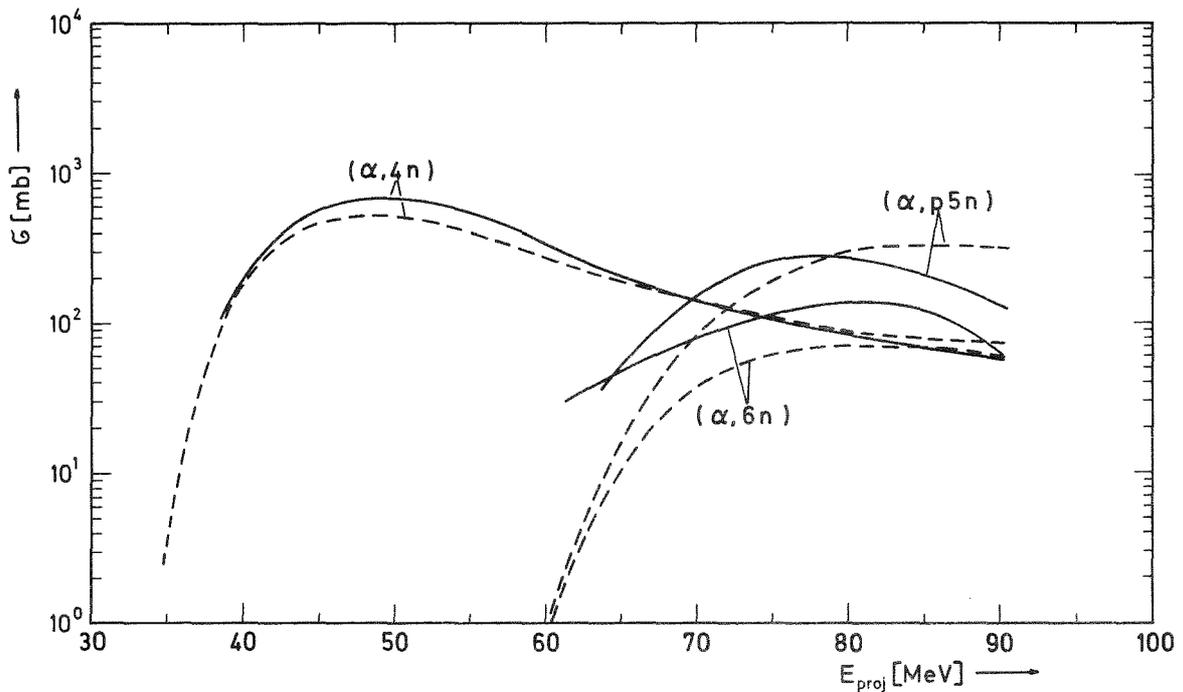


Abb 28: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $\alpha$ -Reaktionen des  $^{109}\text{Ag}$  ( $a = A/12,5$ ;  $n_o = 4$ ;  $p_p^o = 2$ ;  $p_n^o = 2$ )

Die für die Abweichungen (s. 3.4.1) erhaltenen Werte sind in Tabelle 15 zusammengestellt.

Die Übereinstimmung bei den  $\alpha$ -Reaktionen (s. Abb. 26, 27 und 28) ist im allgemeinen recht gut. Dies trifft bemerkenswerterweise auch bei höheren Projektilenergien zu, d.h. der dann besonders wichtige Precompoundkern-Mechanismus wird durch das Hybrid-Modell gut beschrieben. Nur bei den  $^{109}\text{Ag}$ -Reaktionen ( $\alpha, p5n$ ) und ( $\alpha, 6n$ ) treten erhebliche Abweichungen in der Form bzw. Höhe auf. Nach der Tabelle 15 liegen die mittleren Abweichungen der 5 charakteristischen Größen unter 20 %. Durch Verwendung eines kleineren Wertes für  $a$  (z.B.  $A/14$ ) könnte wahrscheinlich sogar noch eine geringfügige Verbesserung der Anpassung erreicht werden.

Generell kann man aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Werten schließen, daß das benutzte Reaktionsmodell für  $\alpha$ -Reaktionen mit Ag bis mindestens 60 MeV gut zur Beschreibung der Nukleonen-Emission geeignet ist.

Bei den  $^3\text{He}$ -Reaktionen sind dagegen im allgemeinen große Abweichungen in der Höhe und der Lage der Anregungsfunktionen zu erkennen (s. Abb. 29, 30 und 31). Nach Tabelle 15 sind die berechneten

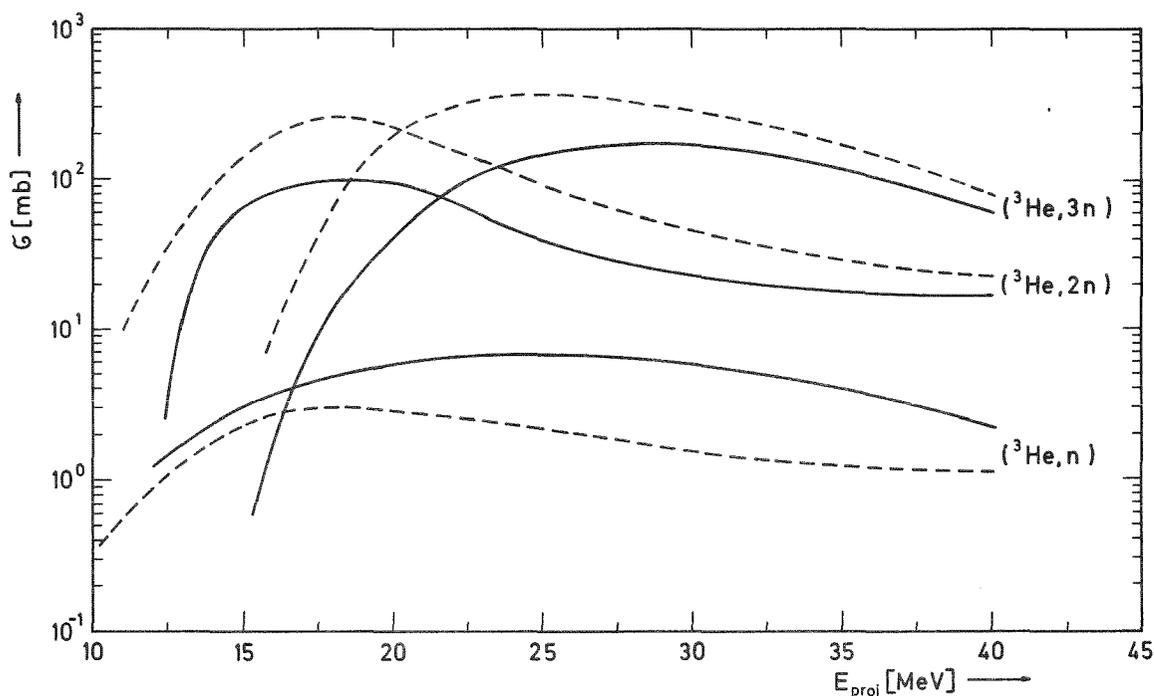


Abb. 29: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $^3\text{He}$ -Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  ( $a=A/12,5$ ;  $n_0 = 5$ ;  $p_p^0 = 2,5$ ;  $p_n^0 = 1,5$ ;  $h = 1$ )

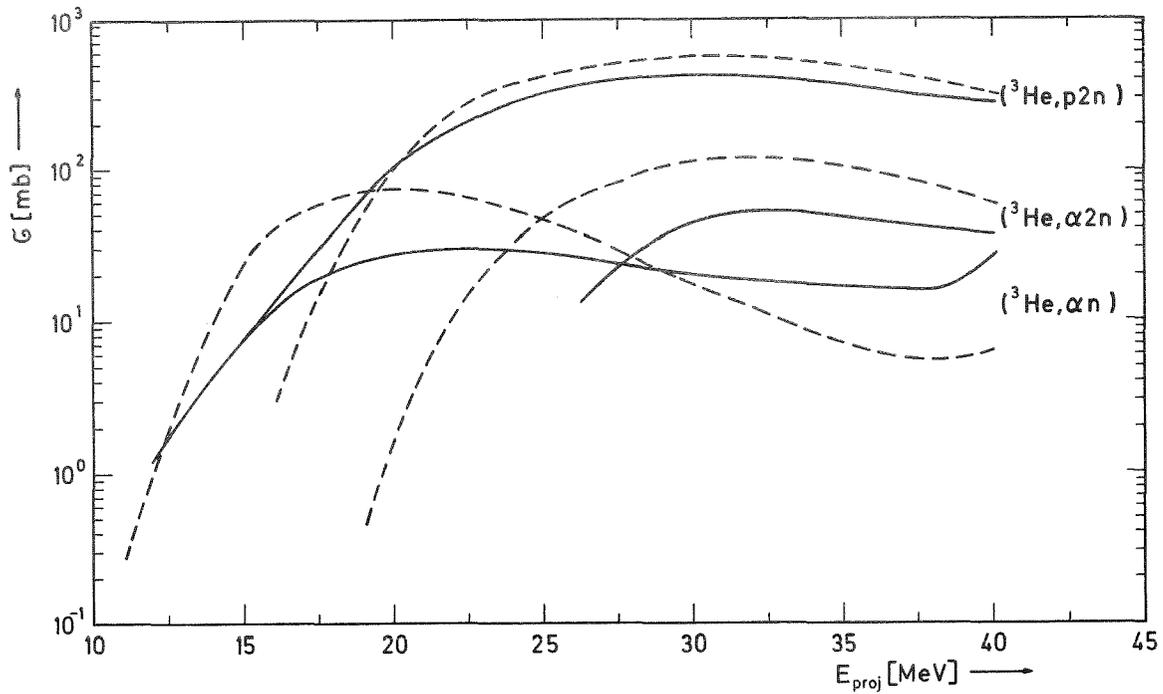


Abb. 30: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $^3\text{He}$ -Reaktionen des  $^{107}\text{Ag}$  ( $a = A/12,5$ ;  $n_0 = 5$ ;  $p_p^0 = 2,5$ ;  $p_n^0 = 1,5$ ;  $h = 1$ )

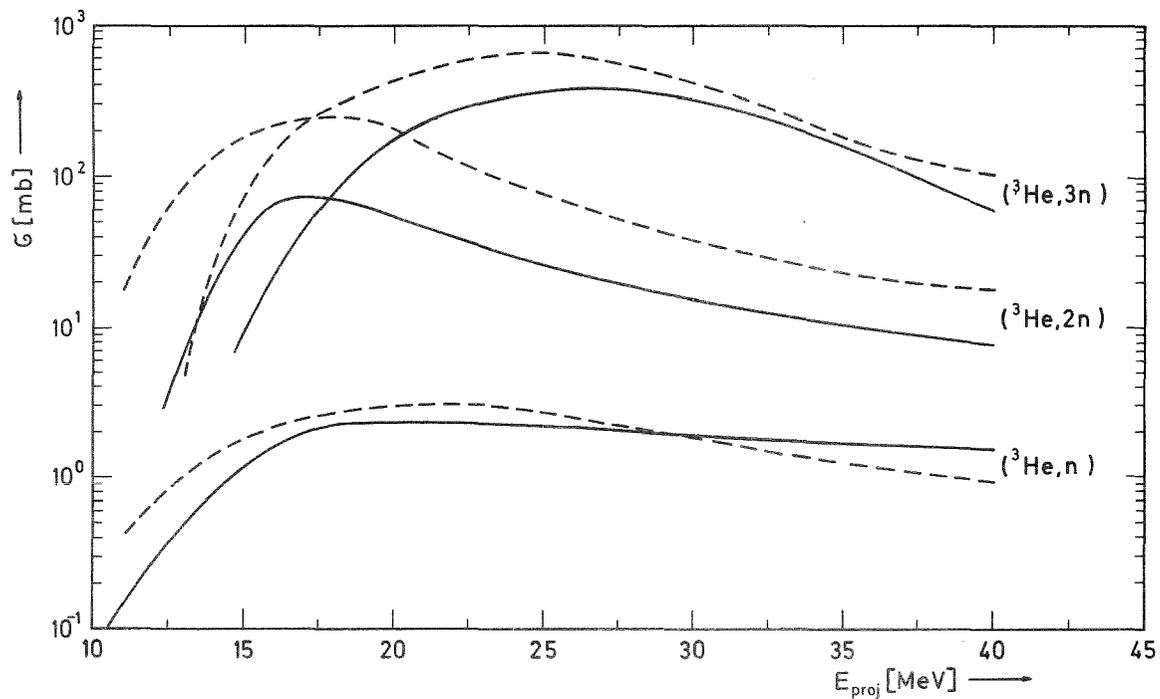


Abb. 31: Vergleich einiger experimenteller (—) und berechneter (-----) Anregungsfunktionen von  $^3\text{He}$ -Reaktionen des  $^{109}\text{Ag}$  ( $a = A/12,5$ ;  $n_0 = 5$ ;  $p_p^0 = 2,5$ ;  $p_n^0 = 1,5$ ;  $h = 1$ )

maximalen Wirkungsquerschnitte im Mittel um rund den Faktor 2 größer als die experimentellen Werte. Eine generelle Erniedrigung der berechneten Werte könnte durch die Einführung eines kleineren Reaktionsquerschnittes  $\sigma_R$  erreicht werden.

$\sigma_R$  wird im Programm ALICE in einer Subroutine unter Verwendung einer von Thomas [59TH] entwickelten Näherung erhalten. Es ist zunächst nicht einzusehen, warum diese Näherung zwar bei den Anregungsfunktionen der  $\alpha$ -Reaktionen gute Ergebnisse liefert, aber bei  $^3\text{He}$ -Reaktionen nicht anwendbar sein sollte. Es wurde deshalb  $\sigma_R$  auch nach dem Optischen Modell unter Verwendung des Parametersatzes von Becchetti [71BE] mit dem Programm ABACUS II [62AU] berechnet. In Abb. 32 sind die mit ALICE und ABACUS erhaltenen Werte für  $\sigma_R$  eingezeichnet. Bei höheren Projektilenergien ist die Übereinstimmung recht gut. Dagegen treten bei kleineren Projektilenergien z.T. erhebliche Abweichungen auf. Die sich aus der ABACUS-Rechnung ergebende effektive Coulombschwelle ist sicher um etwa 2 MeV zu hoch [76MÜ], so daß demnach der Anstieg der Kurve bei kleineren Projektilenergien erfolgen sollte. Die nach der Verschiebung verbleibenden Differenzen reichen allenfalls bei kleinen Projektilenergien aus, die Abweichungen in den Anregungsfunktionen zu erklären.

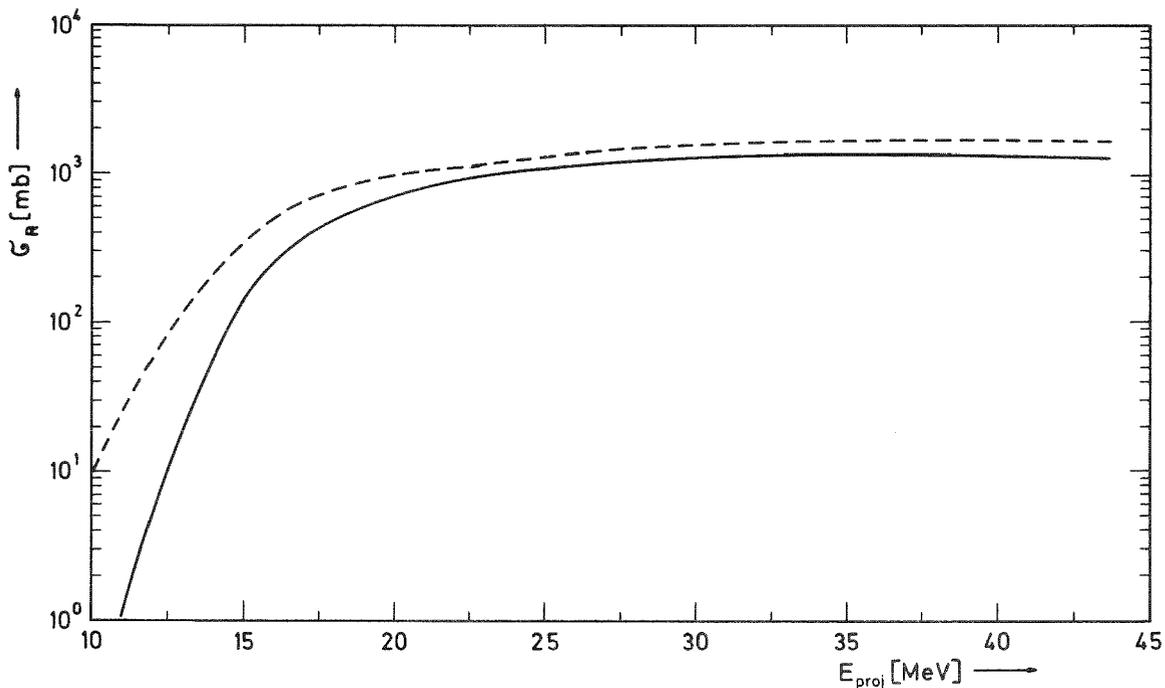


Abb. 32: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des Silbers mit  $^3\text{He}$  berechnet mit "ABACUS II" [62AU] (—) und mit "ALICE + HYBRID" [73BL, 75BL] (-----)

In Abschnitt 3.4.3 wurde bereits darauf hingewiesen, daß im Ablauf des ersten Teilschritts bei  $^3\text{He}$ - und  $\alpha$ -Reaktionen Unterschiede vorhanden sein müssen. Falls die dort gegebene, auf den verschiedenen Bindungsenergien der Projektile basierende Begründung richtig ist, dann muß dies auch Konsequenzen hinsichtlich des Reaktionsquerschnitts haben. Prinzipiell sollte auch bei  $^3\text{He}$ -Reaktionen der erste Schritt zu einem Zustand mit  $n_0 = 3$  führen, für den der z.B. nach dem Optischen Modell berechnete Reaktionsquerschnitt  $\sigma_R$  gilt. Werden durch die hohe verfügbare und örtlich konzentrierte Anregungsenergie sofort wieder 3 Nukleonen (unter denen aufgrund der Polarisierung des Projektils vor dem Stoß mit dem Targetkern mit hoher Wahrscheinlichkeit mindestens ein Proton ist) emittiert, so trägt diese an der Oberfläche stattfindende Reaktion nicht zur Precompoundkernbildung bei. Dieser wird nur dann entstehen, wenn unmittelbar ein Teil der Anregungsenergie zur Bildung eines weiteren Teilchen-Loch-Zustandes verbraucht wird. Demzufolge wird auch nur ein Teil des berechneten Reaktionsquerschnitts zu den erforderlichen  $n = 5$  Zuständen führen. Dagegen sollten Reaktionstypen, wie  $(^3\text{He}, 2p_n)$  oder  $(^3\text{He}, p2n)$  davon nicht oder nur wenig betroffen sein, da diese sowohl über  $n_0 = 3$  als auch über  $n_0 = 5$  Zustände ablaufen können. Wie aus Abb. 30 zu ersehen ist, wird diese Schlußfolgerung durch den experimentellen Befund bestätigt.

### 3.5 Vergleich mit der Systematik

In den Abbildungen 33 und 34 sind als Beispiele die nach der Systematik [74MÜ] zu erwartenden Anregungsfunktionen für die Reaktionen  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n)^{109}\text{In}$  und  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 2n)^{109}\text{In}$  dargestellt. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden experimentellen und berechneten Kurven eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Systematik kann sowohl hinsichtlich der Höhe und der Lage als auch in Bezug auf die Form als befriedigend bezeichnet werden.

In Tabelle 16 sind die maximalen Wirkungsquerschnitte und die Lage der Maxima für die Reaktionen, welche von der Systematik erfaßt werden, zusammengestellt. Für die nach der Systematik ermittelten maximalen Wirkungsquerschnitte wird eine Genauigkeit

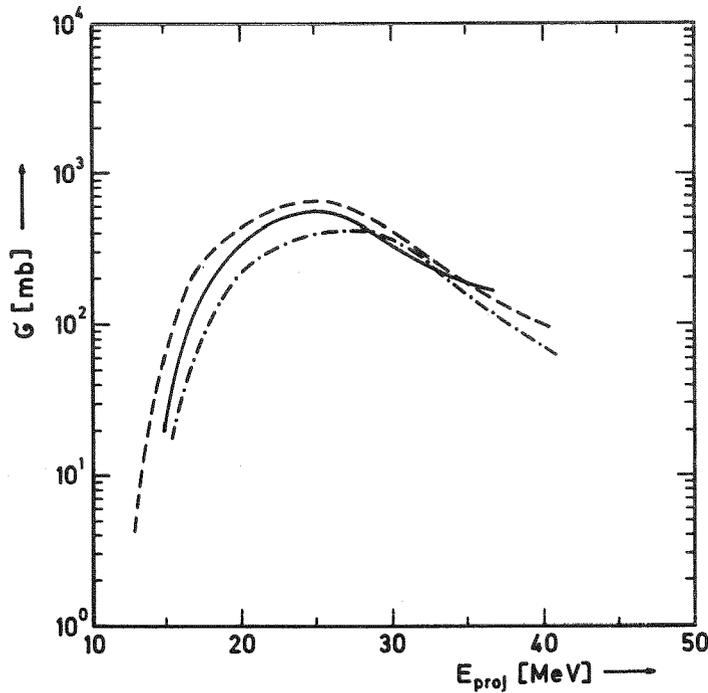


Abb. 33: Vergleich von Anregungsfunktionen für die Reaktion  $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, 3n)^{109}\text{In}$

- ..... experimentelle Kurve
- abgeschätzte Kurve nach der Systematik [74MÜ]
- berechnete Kurve nach dem "ALICE + HYBRID" Programm  
( $a = A/12,5$ ;  $n_o = 5$ ;  $p_p^o = 2,5$ ;  $p_n^o = 1,5$ ;  $h = 1$ )

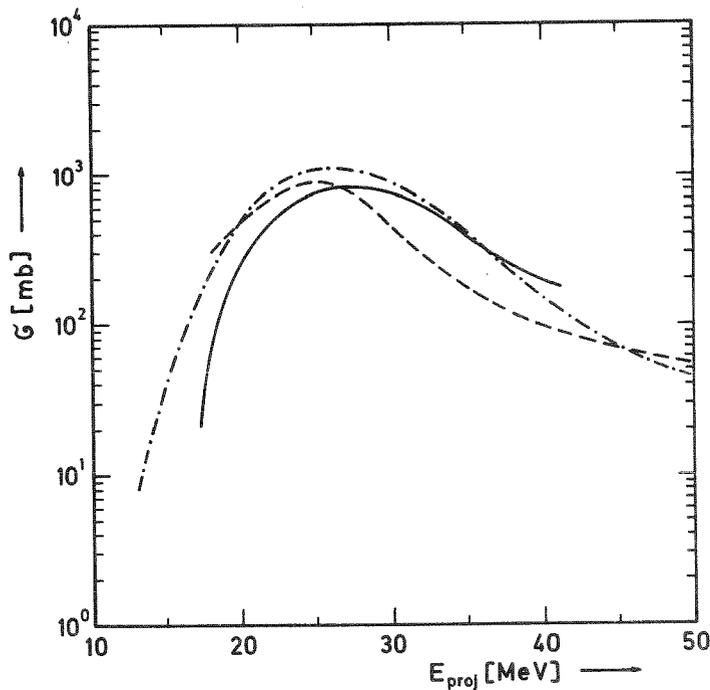


Abb. 34: Vergleich von Anregungsfunktionen für die Reaktion  $^{107}\text{Ag}(\alpha, 2n)^{109}\text{In}$

- ..... experimentelle Kurve
- abgeschätzte Kurve nach der Systematik [74MÜ]
- berechnete Kurve nach dem "ALICE + HYBRID" Programm  
( $a = A/12,5$ ;  $n_o = 4$ ;  $p_p^o = 2$ ;  $p_n^o = 2$ )

Tabelle 16: Vergleich der aus der Systematik [74MÜ] abgelesenen Werte mit den experimentellen und berechneten Werten für Höhe und Lage der Maxima der Anregungsfunktionen [a = A/12,5; n<sub>o</sub>(<sup>3</sup>He) = 5; n<sub>o</sub>(α) = 4]

Reaktion	σ <sub>max</sub>			E <sub>max</sub>		
	Syst.	Exp.	"ALICE + HYBRID"	Syst.	Exp.	"ALICE + HYBRID"
<sup>107</sup> Ag( <sup>3</sup> He, n)	9*	7	3	17,2*	24,5	18
( <sup>3</sup> He, 2n)	35	100	260	16,7	19,5	18
( <sup>3</sup> He, 3n)	370	170	380	29,6	29	25
( <sup>3</sup> He, p2n)	170*	420	580	32,7*	31	30
( <sup>3</sup> He, αn)	45*	29	75	36,5*	23	20
<sup>109</sup> Ag( <sup>3</sup> He, n)	8,5*	2,4	3,3	18,9*	20	21
( <sup>3</sup> He, 2n)	21	75	250	15,9	17	18
( <sup>3</sup> He, 3n)	540	410	642	25,5	28	25
<sup>107</sup> Ag(α, 2n)	850	1100	880	28,0	27	24
(α, 4n)	190*	360	260	54,7*	52	52
(α, p3n)	260*	520	560	60,1*	55	56
<sup>109</sup> Ag(α, 4n)	370	700	520	51,2	50	48

\* Weniger sichere Werte

von etwa einem Faktor 2 erwartet. Nur bei einigen Reaktionstypen ist die Unsicherheit aufgrund der geringen Zahl der zur Anpassung verfügbaren experimentellen Daten erheblich größer, es handelt sich dann nur noch um die Abschätzung der Größenordnung. Diese Werte sind in der Tabelle durch einen Stern gekennzeichnet. Der Vergleich der Spalten zeigt, daß die unter Verwendung der Systematik ermittelten Werte generell nur wenig schlechter sind als die mit "ALICE + HYBRID" berechneten Daten.

#### 4. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden insgesamt 32 Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ - bzw.  $\alpha$ -Reaktionen mit  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  im Energiebereich 10 bis 40 MeV bzw. 10 bis 100 MeV bestimmt.

Für einige Reaktionen wurden die mittleren Reichweiten der Endprodukte aus den im Al-Fänger gefundenen Aktivitäten ermittelt und mit den Erwartungswerten für Compoundkern-Reaktionen verglichen. Dabei zeigte es sich, daß selbst für die Reaktion  $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, p2n)^{107}\text{Cd}$  der Anteil der Oberflächenreaktionen klein ist.

Die Energieabhängigkeit der relativen Bildungswahrscheinlichkeit der untersuchten Hochspin-Isomere konnte mittels einer einfachen "klassischen" Modellvorstellung bemerkenswert gut reproduziert werden. Auch dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß die betreffenden Reaktionen bevorzugt über den Precompoundkern-Compoundkern-Mechanismus ablaufen.

Bei einem quantitativen Vergleich berechneter und experimenteller Anregungsfunktionen ergaben sich als optimale Werte für die primäre Excitonenzahl  $n_0(^3\text{He}) = 5$  und  $n_0(\alpha) = 4$  sowie für den Niveaudichteparameter  $a = A/12,5$ . Die mit der Niveaudichte von Gilbert und Cameron erreichte Übereinstimmung war dagegen deutlich schlechter.

Die unter Verwendung der genannten Werte für  $n_0$  und  $a$  für die  $\alpha$ -Reaktionen berechneten Anregungsfunktionen stimmen recht gut mit dem Experiment überein. Die mittleren Abweichungen betragen rund 20 %. Dagegen ist die Übereinstimmung bei den  $^3\text{He}$ -Reaktionen unbefriedigend. Vermutlich sind diese großen Abweichungen darauf zurückzuführen, daß ein Teil der Reaktionen nicht über den Precompoundkern-Compoundkern-Mechanismus abläuft. Die Vermutung wird noch durch den hohen Wert für die primäre Excitonenzahl gestützt.

Die Übereinstimmung der mit Hilfe der Systematik ermittelten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Werten ist generell nicht wesentlich schlechter als mit den berechneten Daten.

5. Literaturverzeichnis

- 36BO N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- 54LA J.M. Lang, K.J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. 67A (1954)586
- 59TH T.D. Thomas, Phys. Rev. 116 (1959) 703
- 60ER T. Ericson, Advan. Phys. 9 (1960) 425
- 60HU J.R. Huizenga, R. Vandenbosch, Phys. Rev. 120 (1960) 1305
- 60VA R. Vandenbosch, J.R. Huizenga, Phys. Rev. 120 (1960) 1313
- 62AU E.H. Auerbach, Programm ABACUS II, private Mitteilung
- 63FU S. Fukushima, S. Hayashi, S. Kume, H. Ikamura, K. Otozai, K. Sakamoto, Y. Yoshizawa, Nucl. Phys. 41 (1963) 275
- 63TH D.B. Thomson, Phys. Rev. 129 (1963) 1649
- 64AL J.M. Alexander, G.N. Simonoff, Phys. Rev. B133 (1964) 93
- 64BI C.T. Bishop, J.R. Huizenga, J.P. Hummel, Phys. Rev. B135 (1964) 401
- 64HU C. Hurwitz, S.J. Spencer, R.A. Esterlund, B.D. Pate, J.B. Reynolds, Nucl. Phys. 54 (1964) 65
- 65ES R.A. Esterlund, B.D. Pate, Nucl. Phys. 69 (1965) 401
- 65FU S. Fukushima, S. Kume, H. Okamura, K. Otozai, K. Sakamoto, Y. Yoshizawa, Y. Hayashi, Nucl. Phys. 69 (1965) 273
- 65GI A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- 66GR J.J. Griffin, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
- 66WI C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Rapport CEA-R-3042 (1966)
- 67MÜ H. Münzel, Habilitationsschrift Universität Karlsruhe (1967), KFK 693 (1967)
- 67MÜ1 H. Münzel, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 10/67-4
- 67SA D.G. Sarantites, B.G. Pate, Nucl. Phys. A93 (1967) 545

- 67SA1 D.G. Sarantites, Nucl. Phys. A93 (1967) 567
- 67SA2 D.G. Sarantites, Nucl. Phys. A93 (1967) 576
- 67SP D. Sperber, Nucl. Phys. A90 (1967) 665
- 68KI K. Kikuchi, M. Kawai, "Nuclear Matter and Nuclear Reactions", North Holland Publ. Co. (1968) 40
- 70BL M. Blann, F.M. Lanzafame, Nucl. Phys. A142 (1970) 559
- 70DI V.A. Didorenko, Y.A. Andreev, V.R. Burmistrov, Izvest. Akad. Nauk SSR, Ser. Fiz. 34 (1970) 1771; Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 34 (1971) 1575
- 70GO N.W. Golchert, J. Sedlet, D.G. Gardner, Nucl. Phys. A152 (1970) 419
- 71BE F.D. Becchetti, G.W. Greenless, "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions", ed. H.H. Barschall, W. Haeberli; The University of Wisconsin Press, Madison, 1971
- 71BL M. Blann, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 337
- 71CL C.K. Cline, M. Blann, Nucl. Phys. A172 (1971) 225
- 71HA G.D. Harp, J.M. Miller, Phys. Rev. C3 (1971) 1847
- 71LI G. Ligett, D. Sperber, Phys. Rev. C3 (1971) 447
- 71MU F. Muennich, A. Kjelberg, D.J. Hnatowich, Nucl. Phys. A178 (1971) 97
- 71WA A.H. Wapstra, N.B. Gove, Nuclear Data Tables A9 (1971) 303
- 72BL M. Blann, A. Mignerey, Nucl. Phys. A186 (1972) 245
- 72ER G. Erdtmann, W. Soyka, "Die  $\gamma$ -Linien der Radionuklide" Band 1, Jül-1003-AC (1973)
- 72LE Y. Le Beyec, M. Lefort, M. Sarda, Nucl. Phys. A192 (1972) 405
- 72ME V. Metag, R. Repnow, J.L. Durell, Physics Lett. 38B (1972) 19
- 73BL M. Blann, F. Plasil, Report COO-3494-10 (1973)
- 73LB K.A. Keller, H. Münzel, J. Lange, "Q-Values for nuclear reactions", Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, N.S. Gruppe 1 Bd. 5a, Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1973

- 73RÖ H.F. Röhm, H. Münzel, J. Lange, Nucl. Instr. Methods 113  
(1973) 101
- 74BL M. Blann, "Preequilibrium Models for Nuclear Reactions"  
Report C00-3494-13 (1974)
- 74BO W.W. Bowman, K.W. MacMurdo, Atomic Data and Nuclear  
Data Tables 13 (1974) 89
- 74CH A. Chevarier, N. Chevarier, A. Demeyer, A. Alevra,  
R. Dumitrescu, I.R. Lukas, M.T. Magda, M.E. Nistor,  
Nucl. Phys. A231 (1974) 64
- 74HO K.J. Hofstetter, J.D. Stickler, Phys. Rev. C9 (1974) 1072
- 74KO D.C. Kocher, Nuclear Data Sheets 13 (1974) 337
- 74LI W.A. Lingeman, F.W.N. De Boer, B.J. Meijer, Nucl. Instr.  
Methods 118 (1974) 609
- 74MÜ H. Münzel, J. Lange, K.A. Keller, "Estimation of unknown  
excitation functions and thick target yields for p, d,  
<sup>3</sup>He and  $\alpha$ -reactions", Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und  
Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik,  
N.S. Gruppe 1 Bd. 5c, Berlin, Heidelberg, New York:  
Springer 1974
- 74NK W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, Karlsruher  
Nuklidkarte, 4. Auflage 1974
- 75BL M. Blann, J. Bisplinghoff, Report C00-3494-27 (1975)
- 75FL S. Flanagan, R. Chapman, G.D. Dracoulis, J.L. Durell,  
W. Gelletly, A.J. Hartley, J.W. Mo, J. Physics G: Nuclear  
Physics 1 (1975) 77
- 75MÜ H. Münzel, Rechenprogramm SNØØPY, private Mitteilung 1975
- 75SA M. Sakai, Atomic Data and Nuclear Data Tables 15 (1975) 513
- 76FL S. Flach, Dissertation Universität Karlsruhe 1976;  
KFK 2279 (1976)
- 76MÜ H. Münzel, KFK 1955 (1976)

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit von 1973 bis 1976 am Institut für Radiochemie der Universität Karlsruhe durchgeführt.

Herrn Professor Dr. H. Münzel danke ich für die wertvollen Ratschläge und Diskussionen.

Besonders danke ich auch Herrn Professor Dr. W. Seelmann-Eggebert für die großzügige Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Für die wertvolle Hilfe bei der Herstellung des Manuskriptes ist Frl. G. Pfennig, Frau E. Kirste und Herrn K. Hemberle zu danken.