

KFK-265

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1964

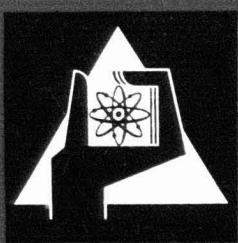
Gesellschaft für Kernforschung m. B. H.
Zentrum für Kernphysik

KFK 265
(EANDC-E-55)

Institut für Angewandte Kernphysik

Eine Messung des isomeren Aufspaltverhältnisses
bei Aktivierung in den ersten 3 Indium-Resonanzen

E. Albold, P. v. Blankenhagen



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1964

KFK 265

Institut für Angewandte
Kernphysik

Eine Messung des isomeren Aufspaltverhältnisses
bei Aktivierung in den ersten 3 Indium - Resonanzen

von

E. Albold

und

P. v. Blankenhagen

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Karlsruhe

Einführung

Der Prozeß ${}_{49}\text{In}^{115} (n, \gamma) {}_{49}\text{In}^{116}$, der bei 1,5 eV, 3,9 eV, 9,1 eV und höheren Energien Resonanzen zeigt, erzeugt 3 Isomere des ${}_{49}\text{In}^{116}$, bezeichnet mit g (β -aktiv, Halbwertszeit 14,1 sec), m1 (β -aktiv, Halbwertszeit 54,1 min) und m2 (γ -Übergang nach m1, Halbwertszeit 2,2 sec). Wegen des raschen γ -Übergangs von m2 nach m1 ist nach kurzer Zeit der ursprüngliche Anteil des Isomers m2 im Anteil des Isomers m1 enthalten, sodaß aus einer β -Messung das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma_{\text{act}}^{g} \cdot 14,1 \text{ sec}}{\sigma_{\text{act}}^{m1} \cdot 54,1 \text{ min}} = \frac{\sigma_{\text{act}}^{g}}{\sigma_{\text{act}}^{m1}}$$

ermittelt werden kann. Dieses Verhältnis ist bei Aktivierung mit thermischen Neutronen schon mehrfach bestimmt worden, die genauesten Werte von Pönitz [1] betragen:

$$R^{\text{th}} = 0,267 \pm 0,010$$

Man erwartet, daß die Isomerenverhältnisse bei Aktivierung mit thermischen Neutronen und bei Aktivierung in der 1. Resonanz gleich sind. Jedoch waren für R bei Aktivierung in der 1. oder 2. Resonanz keine exakten und bei der Aktivierung in der 3. Resonanz überhaupt keine Meßwerte bekannt. Die Kenntnis der Isomerenverhältnisse in den einzelnen Resonanzen ist aber nicht nur von theoretischem Interesse, sondern auch praktisch wichtig, da Indium vermittlems der Messung der 54,1 min- β -Aktivität zum Neutronennachweis verwendet wird.

Experimentelle Durchführung

Zur Messung wurden Indiumfolien von 24 mm Durchmesser und Dicken von 10,5 μ bis 370 μ verwendet, um durch Extrapolation auf unendlich dünne Folien die β -Selbstabschirmung eliminieren zu können. Den zur Aktivierung benötigten Fluß monoenergetischer Neutronen der jeweils erforderlichen Energie lieferte das Karlsruher Präzisionskristallspektrometer. Bei Verwendung des $11\bar{2}0$ Reflexes eines Monochromatorkristalls aus Beryllium und 12' Ge-

samtkollimation erhielt man am C3-Kanal des Karlsruher Reaktors FR 2 bei 12 MW-Reaktorleistung in den ersten 3 Resonanzen monoenergetische Neutronenflüsse von etwa $5000 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$, $1500 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$ und $750 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$. Die β -Messung wurde mit einem 4π β -Methandurchflußzähler durchgeführt, dessen Nulleffekt ungefähr 60 Impulse/min betrug. Die Folien wurden jeweils 211,2 sec aktiviert, damit sowohl die 14,1 sec- β -Aktivität gegenüber der 54,1 min- β -Aktivität als auch die 54,1 min- β -Aktivität gegenüber dem Nulleffekt gut meßbar war. Die β -Impulse wurden 96×6 sec gezählt mit 0,6 sec langen Pausen zum Ausdrucken der Meßwerte. Die beiden ersten Zählraten waren wegen des γ -Übergangs $m_2 \rightarrow m_1$ (Halbwertszeit 2,2 sec) nicht brauchbar. Zur Erzielung hinreichender Genauigkeit mußten für jeden Meßpunkt mehrere Aktivierungen und Messungen durchgeführt und zusammengefaßt werden. Außerdem war es erforderlich, nicht nur in den Resonanzen, sondern auch mindestens mit einer Foliendicke im ganzen untersuchten Energiebereich Aktivierungen durchzuführen, um den Neutronenuntergrund und die Auswirkungen benachbarter Resonanzen berücksichtigen zu können.

Auswertung

Wegen des umfangreichen Datenmaterials war es erforderlich, die Rechnungen mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine durchzuführen. Zur Ermittlung der beiden β -aktiven Isomere des ${}_{49}\text{In}^{116}$ wurde den Meßreihen jeweils die Summe von 2 e-Funktionen

$$\frac{dZ}{dt} = A^{\beta} \cdot 2^{-\frac{t}{T^{\beta}}} + A^{m1} \cdot 2^{-\frac{t}{T^{m1}}}$$

nach der Methode der kleinsten Summe der Fehlerquadrate

$$F_N^2 = (Z_N^* - Z_N)^2 = \left[Z_N^* - \int_{t_N}^{t_N + \Delta t} \left(A^{\beta} \cdot 2^{-\frac{t}{T^{\beta}}} + A^{m1} \cdot 2^{-\frac{t}{T^{m1}}} \right) dt \right]^2$$

angepaßt. Da die Zählraten Z_N^* der einzelnen Meßreihen nicht genügend groß waren, um aus jeder Meßreihe alle 4 Parameter, die beiden Halbwertszeiten T^{β} und T^{m1} und die beiden Amplituden A^{β} und A^{m1} mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, wurden die beiden Halbwertszeiten vorgegeben. T^{m1} war aus der Literatur genügend

bekannt. Die Bestimmung von T^{G} erfolgte nach oben beschriebener Methode aus der Summe aller unserer MeBreihen. Die Auswertung der einzelnen MeBreihen lieferte dann die beiden Amplituden und somit auch den Quotienten

$$\rho = \frac{A^{\text{G}} \left(1 - 2^{-\frac{t_a}{T^{\text{M1}}}} \right)}{A^{\text{M1}} \left(1 - 2^{-\frac{t_a}{T^{\text{G}}}} \right)},$$

in dem t_a die Aktivierungszeit darstellt. Bei Aktivierung in der 2. und 3. Resonanz muß ρ noch korrigiert werden für den Aktivierungsanteil, den benachbarte Resonanzen und Untergrundneutronen hervorrufen. ρ_{corr} würde direkt das Isomerenverhältnis angeben und unabhängig von der Foliendicke sein, wenn die β -Selbstabschirmung vernachlässigbar oder mindestens für beide β -Strahlungen gleich und die Foliendicke klein gegenüber der Eindringtiefe der Neutronen wäre. Da man beide störende Effekte durch Extrapolation auf unendlich dünne Folien eliminieren kann, gilt:

$$R = \lim_{d \rightarrow 0} \rho_{\text{corr}}$$

Bei dieser Bestimmung des Isomerenverhältnisses kommt zu den Meßfehlern noch die Unsicherheit der Extrapolation hinzu.

In den Ausdrücken

$$\left(\frac{\rho^{\text{I}}}{\rho^{\text{th}}} \right)_d, \left(\frac{\rho_{\text{corr}}^{\text{II}}}{\rho^{\text{th}}} \right)_d \text{ und } \left(\frac{\rho_{\text{corr}}^{\text{III}}}{\rho^{\text{th}}} \right)_d$$

eliminiert sich die β -Selbstabschirmung, wenn die Foliendicken klein gegenüber der Eindringtiefe der Neutronen ($d^{\text{th}} = 2500 \mu$, $d^{\text{I}} = 8,7 \mu$, $d^{\text{II}} = 310 \mu$, $d^{\text{III}} = 270 \mu$) sind. Da sich diese Bedingung bei thermischen Neutronen und in der II. und III. Resonanz von den dünneren der untersuchten Folien erfüllen läßt, werden bei ihnen schon die Funktionen konstant und ergeben ohne Extrapolationsschwierigkeiten die Grenzwerte

$$\frac{R^{\text{II}}}{R^{\text{th}}} = \lim_{d \rightarrow 0} \left(\frac{\rho_{\text{corr}}^{\text{II}}}{\rho^{\text{th}}} \right)_d \quad \text{und} \quad \frac{R^{\text{III}}}{R^{\text{th}}} = \lim_{d \rightarrow 0} \left(\frac{\rho_{\text{corr}}^{\text{III}}}{\rho^{\text{th}}} \right)_d$$

Bei der I. Resonanz erreicht wegen der sehr geringen Eindringtiefe der Neutronen die Funktion auch bei den dünnsten Folien noch nicht ganz den Grenzwert und daher ist eine Extrapolation nötig, um

$$\frac{R^I}{R^{th}} = \lim_{d \rightarrow 0} \left(\frac{\rho^I}{\rho^{th}} \right)_d \quad \text{zu bestimmen.}$$

Außer den Extrapolationsfehlern sind die statistischen Fehler die wichtigsten, aber auch die Zeitungenauigkeit beim Aktivieren und die Einflüsse des 2,2 sec- γ -Übergangs müssen berücksichtigt werden.

Ergebnisse

Mit Hilfe der von Pönitz [1] gemessenen Halbwertszeit

$$T^{m1} = (54,12 \pm 0,05) \text{ min}$$

wurde zunächst aus der Summe aller Meßreihen unter Berücksichtigung des 2,2 sec- γ -Übergangs die 2. Halbwertszeit zu

$$T^{\xi} = (14,05 \pm 0,03) \text{ sec}$$

bestimmt. Dieser Wert ist in hinreichender Übereinstimmung mit dem von Pönitz angegebenen Wert von $(14,10 \pm 0,03)\text{sec}$. Mit diesen beiden Halbwertszeiten wurden dann die Quotienten berechnet, die anschließend noch korrigiert werden mußten. Die Korrekturfaktoren, die mit einer Foliendicke von $d = 76 \mu$ ermittelt wurden, betragen für die 2. und 3. Resonanz:

$$K^{II} = 1,045 \quad \text{und} \quad K^{III} = 0,985.$$

Die Korrekturfaktoren sind selbst wieder abhängig von der Foliendicke. Dieser Effekt wurde wegen der experimentellen Schwierigkeiten nicht weiter untersucht, zumal er auf die Endergebnisse als Fehler 2. Ordnung keinen wesentlichen Einfluß haben würde. Die korrigierten Werte sind in Abb. 1 dargestellt. Graphische Extrapolation liefert die Isomerenverhältnisse $R^{th} = 0,27 \pm 0,01$, $R^I = 0,27 \pm 0,01$, $R^{II} = 0,52 \pm 0,02$ und $R^{III} = 0,27 \pm 0,01$.

Weiterhin sind in Abb. 1 die Meßwerte von Sailor [2] eingetragen. Sie zeigen recht gute Übereinstimmung mit unseren Messungen, ihre Deutung ohne Berücksichtigung des Einflusses von Foliendicke und β -Selbstabschirmung führt aber zu gänzlich abweichenden Ergebnissen. In Abb. 2 sind die Quotienten

$$\frac{\rho^I}{\rho_{th}^I}, \frac{\rho_{corr}^{II}}{\rho_{th}^{II}} \text{ und } \frac{\rho_{corr}^{III}}{\rho_{th}^{III}} \text{ aufgetragen.}$$

Erwartungsgemäß sind

$$\frac{\rho_{corr}^{II}}{\rho_{th}^{II}} \text{ und } \frac{\rho_{corr}^{III}}{\rho_{th}^{III}}$$

bei kleinen Foliendicken nahezu konstant und nehmen erst bei dicken Folien ab. Der Abbildung können daher leicht und genau die Werte

$$\frac{R^{II}}{R_{th}^{II}} = 1,92 \pm 0,05 \text{ und } \frac{R^{III}}{R_{th}^{III}} = 1,00 \pm 0,02$$

entnommen werden. Dagegen ist $\frac{\rho^I}{\rho_{th}^I}$ selbst bei den dünnsten Folien noch nicht konstant und liefert erst bei Extrapolation den Wert

$$\frac{R^I}{R_{th}^I} = 1,00 \pm 0,05$$

Vergleich mit der Theorie von Huizenga und Vandenbosch

Die Isomerenverhältnisse lassen sich mit Hilfe der statistischen Kaskadentheorie von Huizenga und Vandenbosch [3] aus dem Spin des Zwischenkerns I_c , den Multiplizitäten N_γ , dem Spinabschneideparameter \mathfrak{G} und den Spinzuständen der Isomeren I^S , I^{m1} und I^{m2} berechnen. Nach Stolovy [4] beträgt I_c in der 1. Resonanz 5, in der 2. Resonanz 4 und in der 3. Resonanz wieder 5. Draper und Springer [5] haben für N_γ in den ersten 3 Resonanzen 4,4, 5,6 und 4,2 erhalten. Mit $I^S = 1$, $I^{m1} = 5$ und $I^{m2} = 5$ und einem Spinabschneideparameter \mathfrak{G} von etwa 3 sowie bei Beschränkung auf reine Dipolstrahlung sind alle für die Rechnung notwendigen Daten bekannt.

Die Auswertung dieser Theorie zeigt recht gute Übereinstimmung mit

den experimentellen Ergebnissen. Aus den in Abb. 3 dargestellten berechneten Werten läßt sich das gemessene Isomerenverhältnis $R^I = 0,27$ mit einem $\sigma = 2,85$ ableiten. Wie man wegen des gleichen Spins des Zwischenkerns in der 1. und 3. Resonanz ($I_c^I = I_c^{II} = 5$) erwartet, erhält man auch experimentell für die Isomerenverhältnisse beider Resonanzen denselben Wert. Aus dieser sehr guten Übereinstimmung beider Isomerenverhältnisse (Meßgenauigkeit $< 2\%$) kann man folgern, daß sich auch die Multiplizitäten N_γ^I und N_γ^{II} nur wenig von einander unterscheiden können, was mit den Ergebnissen der Multiplizitätsmessung von Draper und Springer ($N_\gamma^I = 4,4 \pm 0,2$ und $N_\gamma^{III} = 4,2 \pm 0,4$) wegen ihrer großen Fehlerbereiche gut vereinbar ist.

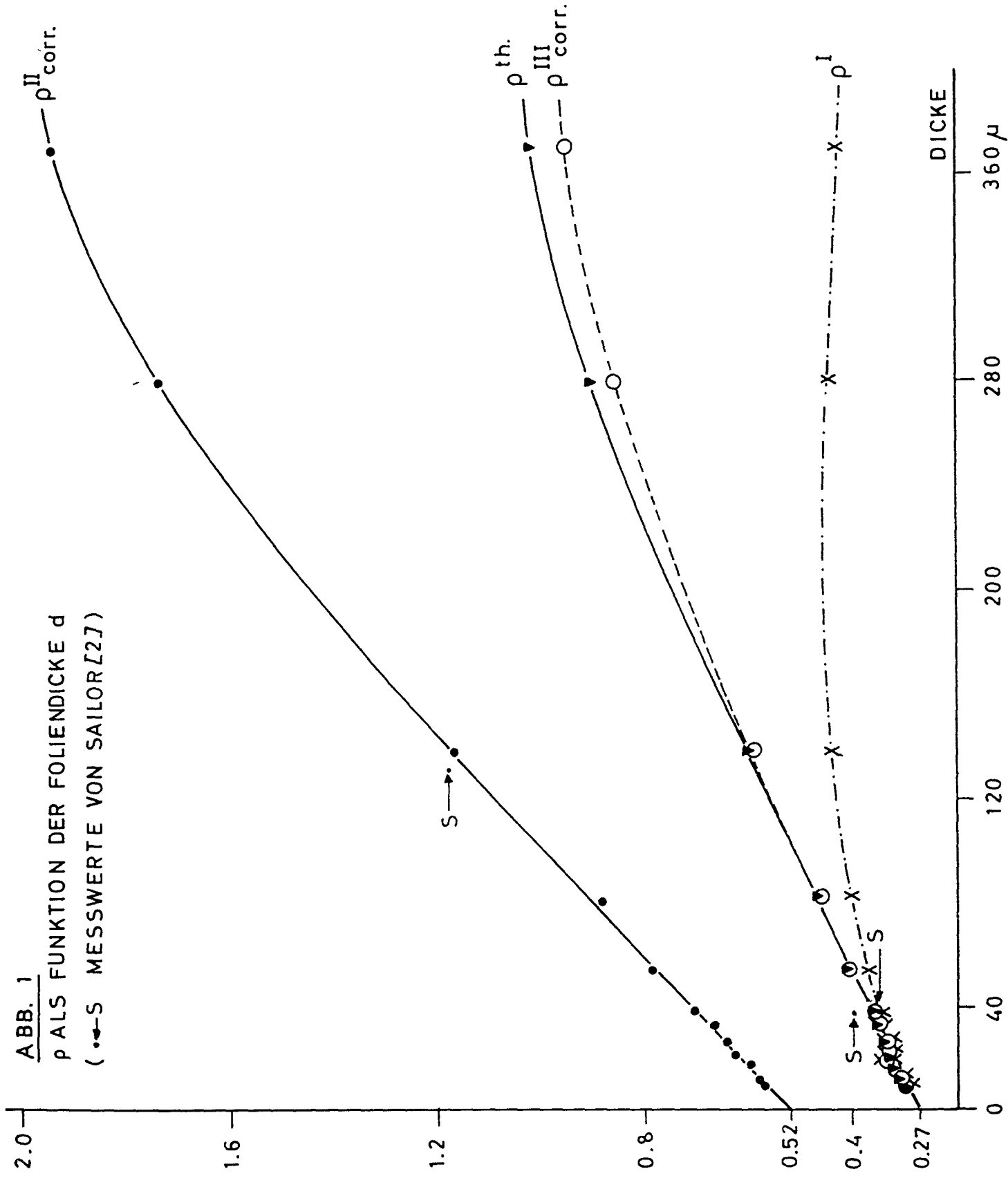
Wegen des kleineren Spins des Zwischenkerns in der 2. Resonanz sollte das Verhältnis $\frac{R^{II}}{R^I}$ wesentlich größer als 1 sein, was auch die Messung bestätigt. Jedoch ist hier die quantitative Übereinstimmung nicht so gut. Die Abb. 4 zeigt, liegen die für $\frac{R^{II}}{R^I}$ berechneten Werte, die stark abhängig von N_γ^{II} und weniger abhängig von σ sind, bei Verwendung der von Draper und Springer gemessenen N_γ -Werte ($N_\gamma^{II} > N_\gamma^I$) zu hoch.

Foliengewicht m_g	Dicke μ	ρ^{th}	ρ^I	ρ^{II}	ρ^{II}_{corr}	ρ^{III}	ρ^{III}_{corr}	$\frac{\rho^{II}}{\rho^{th}}$	$\frac{\rho^{III}_{corr}}{\rho^{th}}$	$\frac{\rho^{III}_{corr}}{\rho^{th}}$
34,5	10,5	0,299	0,294	0,547	0,572	0,305	0,300	0,985	1,911	1,003
39,2	11,9	0,309	0,298	0,553	0,578	0,311	0,306	0,962	1,868	0,998
58,3	17,7	0,318	0,308	0,573	0,599	0,332	0,327	0,968	1,882	1,027
70,2	21,3	0,328	0,317	0,596	0,623	0,332	0,327	0,967	1,902	0,998
90,2	27,3	0,336	0,325	0,618	0,646	0,342	0,337	0,969	1,924	1,003
108	32,7	0,358	0,337	0,638	0,667	0,351	0,345	0,941	1,865	0,965
124	37,6	0,365	0,346	0,674	0,704	0,363	0,358	0,947	1,929	0,980
179	54,2	0,402	0,374	0,751	0,785	0,411	0,405	0,922	1,953	1,007
270	81,8	0,470	0,406	0,846	0,884	0,466	0,459	0,864	1,881	0,976
455	138	0,605	0,441	1,117	1,167	0,602	0,593	0,728	1,929	0,980
920	279	0,897	0,446	1,659	1,733	0,878	0,865	0,497	1,931	0,963
1220	370	1,018	0,430	1,856	1,940	0,966	0,952	0,422	1,905	0,935

1
1

ABB. 1

ρ ALS FUNKTION DER FOLIENDICKE d
($\bullet \rightarrow S$ MESSWERTE VON SAILOR [27])



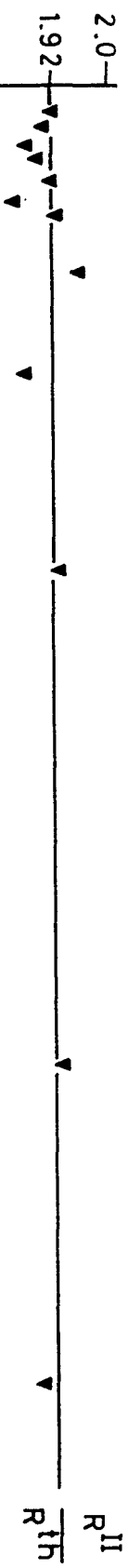
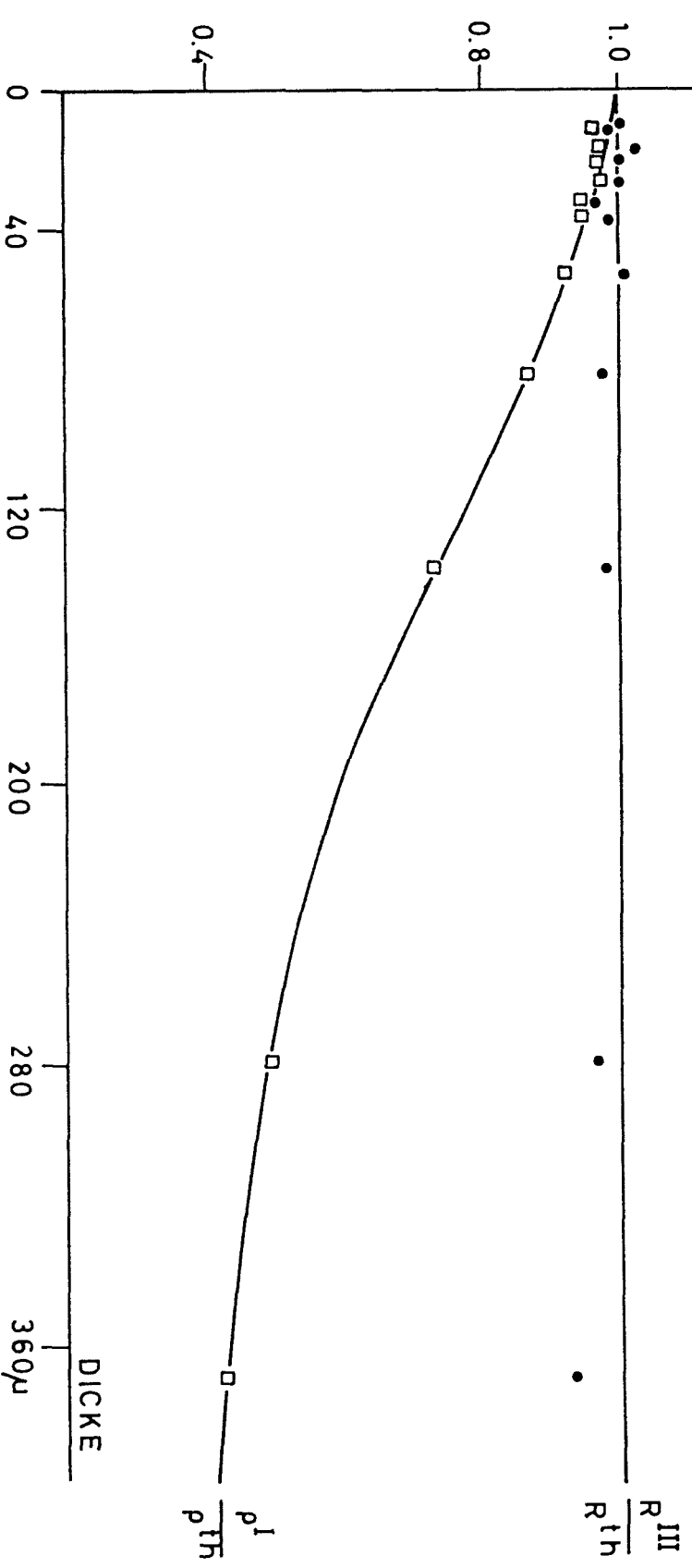
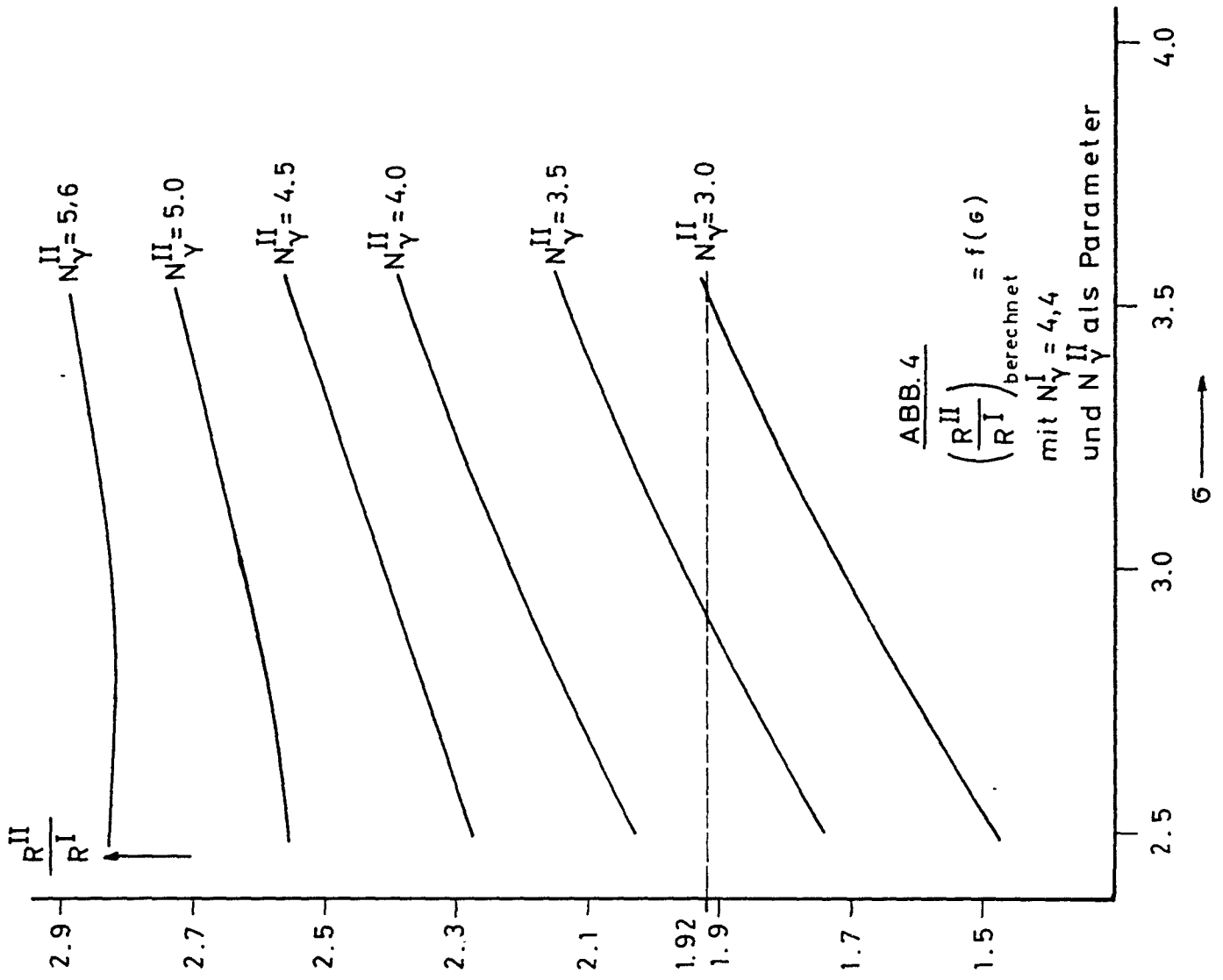
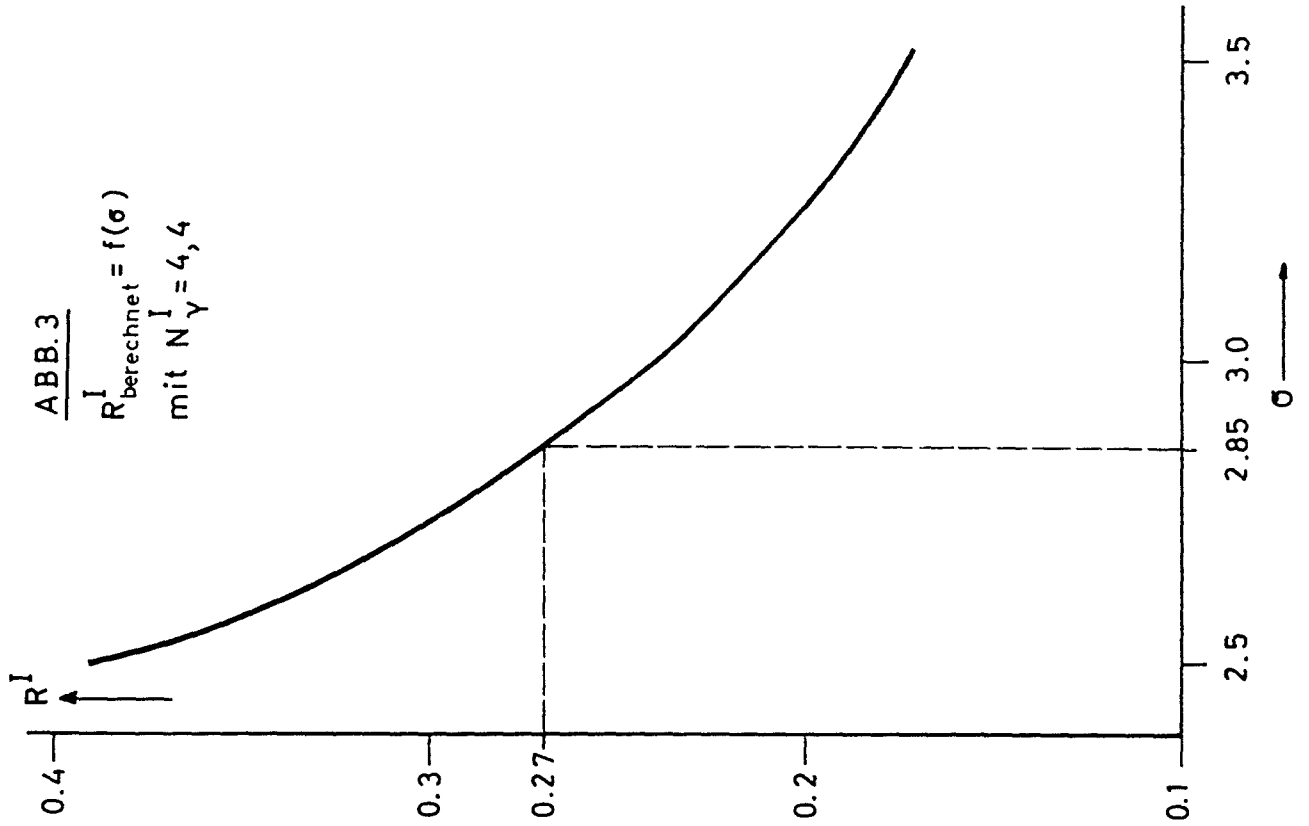


ABB. 2
 $\frac{\rho}{\rho^{Ih}}$ ALS FUNKTION DER FOLIENDICKE d





Literaturverzeichnis

- 1.) K.H. Beckurts, M. Brose, M. Knoche, G. Krüger, W. Fönitz
und H. Schmidt, Nucl. Sci. Eng. 17, 329 (1963)
- 2.) F. Domanic und V.L. Sailor,
Phys. Rev. 119, 208 (1960)
- 3.) J.R. Huizenga und R. Vandenbosch,
Phys. Rev. 120, 1305 (1960)
- 4.) A. Stolovy,
Phys. Rev. 118, 211 (1960)
- 5.) J.E. Draper und T.E. Springer,
Nucl. Phys. 16, 27 (1960)