

# Kerntemperaturen hochangeregter Kerne im Gebiet der magischer Nukleonenzahlen $Z=50$ und $N=82$

Autor(en): **Plattner, R. / Huber, P. / Poppelbaum, C.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft VIII

PDF erstellt am: **06.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113416>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Kerntemperaturen hochangeregter Kerne im Gebiet der magischer Nukleonenzahlen $Z = 50$ und $N = 82$

von **R. Plattner, P. Huber, C. Poppelbaum** und **R. Wagner** \*)

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

(9. VII. 63)

*Abstract.* For a number of elements, the energy spectra  $N(E) dE$  resulting from inelastic scattering of a 14 MeV incident neutron beam have been measured with a time-of-flight spectrometer. The Le Couteur formula was used to infer a nuclear temperature  $T$  of the residual nucleus:  $N(E) dE = \text{const. } E^{5/11} \exp(-12 E/11 T) dE$ . The measured elements and their temperatures  $T$  in MeV are: Mo (0.90), Ag (0.97), Cd (0.85), Sn (0.83), Sb (0.89), Te (0.96), I (0.89), Ba (1.01), Ce (0.90), Hg (0.98), Pb<sup>206</sup> (1.11), Pb (1.28), Bi (1.26). From these results the level density coefficients  $a = E_{eff}^*/T^2$  have been calculated, where  $E_{eff}^* = E_0 - 2 T + P(Z) + P(N)$  and the  $P$ 's are CAMERON's values for the pairing energy. The values of  $a$  are compared with the theoretical work of NEWTON and ROSENZWEIG. They show the decrease of the level density near the magic neutron numbers 82 and 126 predicted by NEWTON. No such effect was found near the magic proton number 50.

### 1. Einleitung

Auf Grund von Resonanzeinfangexperimenten mit thermischen Neutronen ist seit einiger Zeit bekannt, dass die Niveaudichte von Kernen bei einigen MeV Anregungsenergie magische Effekte aufweist: Kerne mit magischen Nukleonenzahlen haben gegenüber benachbarten Kernen um Größenordnungen kleinere Niveaudichten (vgl. den zusammenfassenden Artikel von ERICSON<sup>1)</sup>). Man nimmt an, dass dieser Effekt mit zunehmender Anregungsenergie allmählich verschwindet. In welchem Masse dies eintritt, ist allerdings bisher nicht abgeklärt. Dieser magische Effekt zeigt sich besonders deutlich bei den Kernen in der Gegend von  $A = 140$  und  $A = 207$ . Zur ersten Gruppe von Kernen gehört  $N = 82$ , zur zweiten  $N = 126$  sowie  $Z = 82$ . Wie sich der Effekt bei dieser letzten Gruppe auf das Protonen- bzw. Neutronensystem verteilt, ist ebenfalls unklar. Wir hoffen, mit unserer Arbeit einen Beitrag zur Abklärung dieser Fragen zu liefern.

Inelastische Streuung sowie Kernreaktionen ergeben im Rahmen des statistischen Modells ebenfalls Aussagen über die Niveaudichte. Dabei können Messungen bei beliebigen Anregungsenergien ausgeführt werden, wenn nur die Voraussetzungen des statistischen Modells erfüllt sind. Es ist somit möglich, die Variation der Niveaudichte mit der Anregungsenergie zu studieren. Wegen des Fehlens der Coulombabstossung erweist sich die inelastische Streuung von Neutronen als besonders geeignet. Seitdem Neutronenspektrometer mit guter Auflösung existieren, wurden solche Experimente,

\*) Zurzeit: Oak Ridge National Laboratory, Tenn., USA.

obwohl erst in kleiner Zahl, durchgeführt (zum Beispiel THOMSON<sup>2</sup>) mit 4, 5 und 7 MeV-Neutronen). Sie zeigen ebenfalls die oben beschriebenen magischen Effekte. In unserem Institut wurde seit einigen Jahren die inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen studiert, zuerst an Hg, Pb und Bi<sup>3</sup>), dann an U<sup>238</sup> 4). In der vorliegenden Arbeit haben wir versucht, den Einfluss einer magischen Protonenzahl auf die Niveaudichte gesondert zu betrachten. Dazu wählten wir einen Kern, der eine magische Protonenzahl aufweist, dessen Neutronenzahl aber möglichst weit von den nächsten magischen Zahlen entfernt liegt. In Anbetracht dessen, dass sich wegen der Voraussetzungen des statistischen Modells leichte Kerne nicht eignen, und da  $Z = 82$  mit  $N = 126$  zusammenfällt, kam nur das Gebiet von  $Z = 50$  in Frage. Wir erweiterten die Auswahl der zu messenden Elemente nach steigendem  $A$ , damit auch das Gebiet von  $N = 82$  darin enthalten war. Die von uns gewählten Elemente sind: Mo, Ag, Cd, Sn, Sb, I, Te, Ba und Ce (Mischmetall, bestehend aus 55% Ce, 25% La und weiteren seltenen Erden).

Die früheren Messungen an Hg, Pb und Bi<sup>3</sup>) wurden wiederholt, weil wegen fehlender Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors die damaligen Ergebnisse nur relativ zu einer Messung von ROSEN und STEWART<sup>5</sup>) an Bi angegeben werden konnten.

## 2. Das Neutronenspektrometer

Das Neutronenspektrometer ist eine verbesserte Ausführung der schon früher beschriebenen Apparatur<sup>6)7)8</sup>). Wir verweisen für Details auf diese Arbeiten und beschreiben hier lediglich das Prinzip, sowie die Neuerungen am Spektrometer.

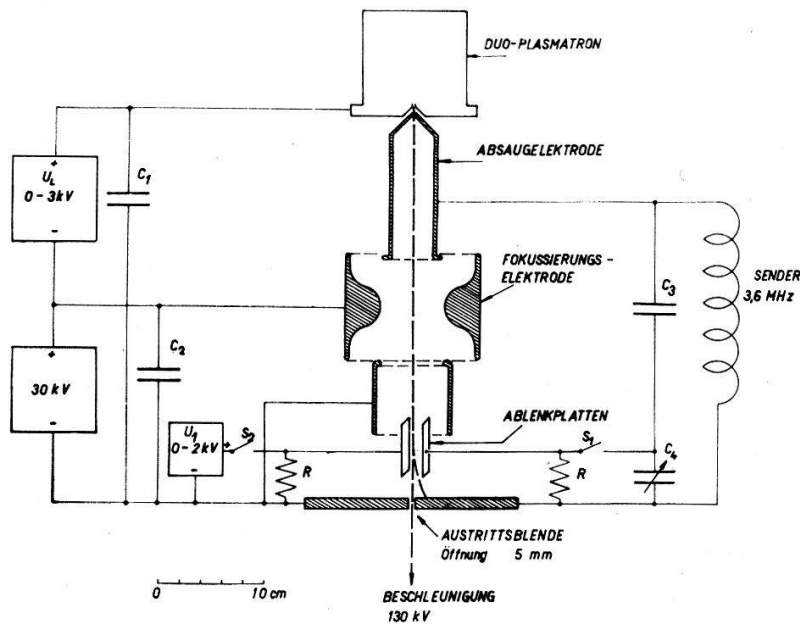
### 2.1. Prinzip

Zur Bestimmung der Energieverteilung der gestreuten Neutronen dient die Flugzeitmethode mit einer gepulsten Neutronenquelle. Der Neutronendetektor am Ende der Flugstrecke liefert die Startimpulse für einen Zeit-Amplituden-Wandler. Die Stoppimpulse wurden durch die Ionenpakete in einem Influenzring direkt über dem Target (vgl. Figur 5) erzeugt («Referenzsignal»). Die Ausgangssignale des Zeit-Amplituden-Wandlers werden mit einem Vielkanalspektrographen analysiert.

### 2.2. Erzeugung des gepulsten Deuteronenstrahls

Die Apparatur zur Erzeugung der Ionenpakete hatte bisher die Eigenschaft, pro Periode  $T$  des  $HF$ -Senders ausser einem gewünschten komprimierten Ionenpaket noch im Abstand  $T/2$  ein auseinandergezogenes Ionenpaket zu liefern. Dadurch wurde das für Zeitspektren verfügbare Zeitintervall auf maximal  $T/2$  beschränkt und zudem der Beschleuniger unnötig belastet. Wir erreichten durch eine zusätzliche periodische Ablenkung des Strahls die vollständige Unterdrückung des unerwünschten Ionenpakets und damit eine Erweiterung des verfügbaren Zeitintervalls auf maximal  $T$ . Figur 1 zeigt die abgeänderte Apparatur. Neu eingebaut wurden die beiden Ablenkplatten. Durch Öffnen der beiden Schalter  $S_1$  und  $S_2$  kann das System in der bisherigen Weise betrieben werden, was nötig ist, um die  $HF$ -Amplitude und die Linsenspannung  $U_g$  auf optimale Auflösung und maximalen Deuteronenstrom zu justieren. Das ist wie folgt zu verstehen:

1. Die Linsenspannung  $U_g$  bestimmt, in welchen Phasen der  $HF$ -Spannung der Deuteronenstrahl fokussiert ist. Im richtigen Betriebszustand ist dies stets dann der



Figur 1

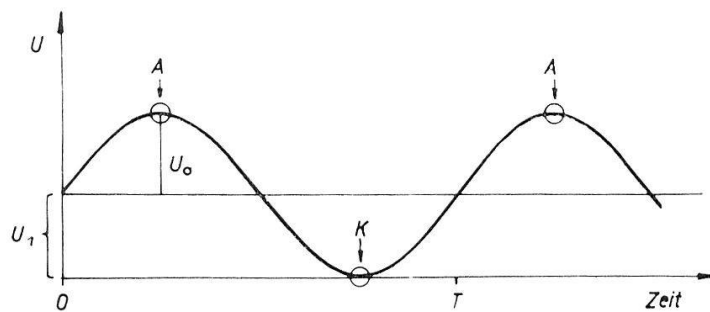
Apparatur zur Erzeugung von Ionenimpulsen.

$$C_1 = 2000 \text{ pF}, C_2 = 200 \text{ pF}, C_3 = 60 \text{ pF}, C_4 = 100 \text{ pF}, R = 1 \text{ M}\Omega$$

Fall, wenn die  $HF$ -Spannung durch Null geht. Die Kontrolle darüber erfolgt am besten anhand des Referenzsignals ohne zusätzliche Ablenkung (Figur 3a): bei richtiger Einstellung von  $U_Q$  folgen sich das komprimierte und das auseinandergezogene Ionenpaket in gleichen Zeitabständen von  $T/2$ .

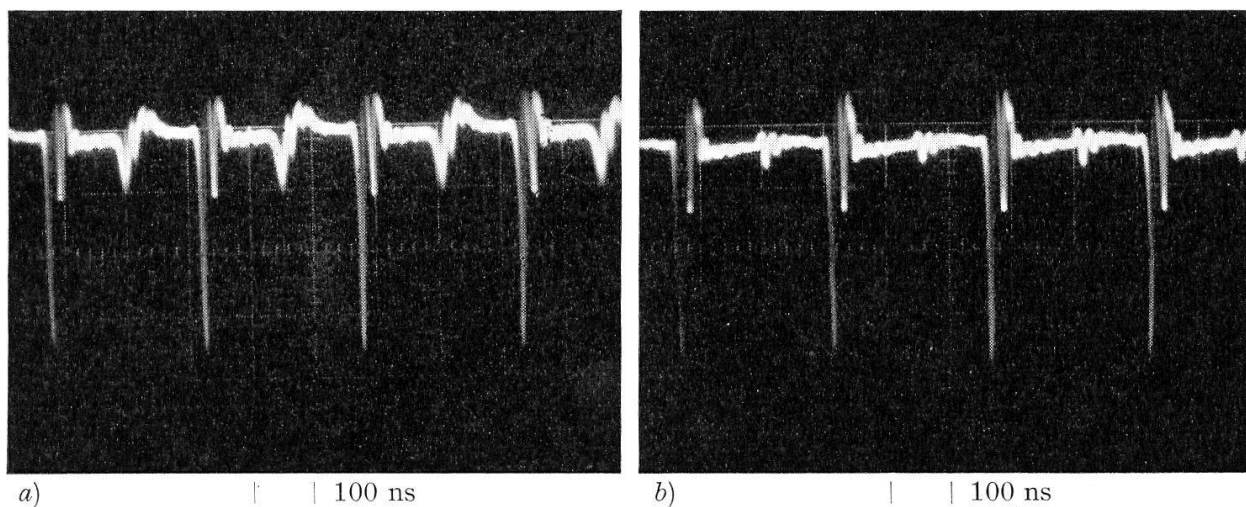
2. Die  $HF$ -Amplitude bestimmt die Breite des komprimierten Ionenimpulses. Bei optimaler Einstellung hat dessen Referenzsignal ein Maximum, welches vor Einschalten der zusätzlichen Ablenkung aufgesucht werden muss, da sonst bei Änderung der  $HF$ -Amplitude stets der Deuteronenstrahl von der Austrittsblende weggeschoben wird.

Früher wurde die Linsenspannung als Spannungsabfall über einem Vorwiderstand erzeugt. Sie war deshalb abhängig vom jeweiligen Betriebszustand des Plasmatrons und vom Vakuum und somit nur schwer justierbar. Wir entschlossen uns aus diesem Grunde, die genannte Methode zu verlassen und  $U_Q$  mit Hilfe eines speziellen Netzgeräts für maximal 3 kV zu erzeugen. Durch Schliessen von  $S_1$  kann ein mit dem kapazitiven Spannungsteiler  $C_3, C_4$  einstellbarer Bruchteil der  $HF$ -Spannung auf die Ablenkplatten gegeben werden. Die Lage der Ablenkplatten längs des Strahls ist so gewählt, dass die Ionenpakete sie dann erreichen, wenn die  $HF$ -Spannung ihre Extremalwerte durchläuft. Überlagert man durch Schliessen von  $S_2$  der  $HF$ -Spannung (Amplitude  $U_0$ ) eine Gleichspannung  $U_1$  vom Betrag  $U_0$  (Figur 2), so erfährt das auseinandergezogene Ionenpaket (A) gerade maximale Ablenkung, während das komprimierte Paket (K) unabgelenkt bleibt. Die Spannung  $U_0$  betrug 1,5 kV bei einem Plattenabstand von 1 cm und einer Plattenlänge von 5 cm. Figur 3 zeigt das Referenzsignal am Eingang des Zeit-Amplituden-Wandlers ohne und mit zusätzlicher Ablenkung, Figur 4 die entsprechenden Flugzeitspektren der 14 MeV-Neutronen. Es ergibt sich neben dem komprimierten Impuls (K) ein homogener Untergrund von etwa 0,5% der Höhe von (K). Wir arbeiteten mit einem mittleren Deuteronenstrom von 20  $\mu\text{A}$ ; ohne zusätzliche Ablenkung betrug er 50  $\mu\text{A}$ .



Figur 2

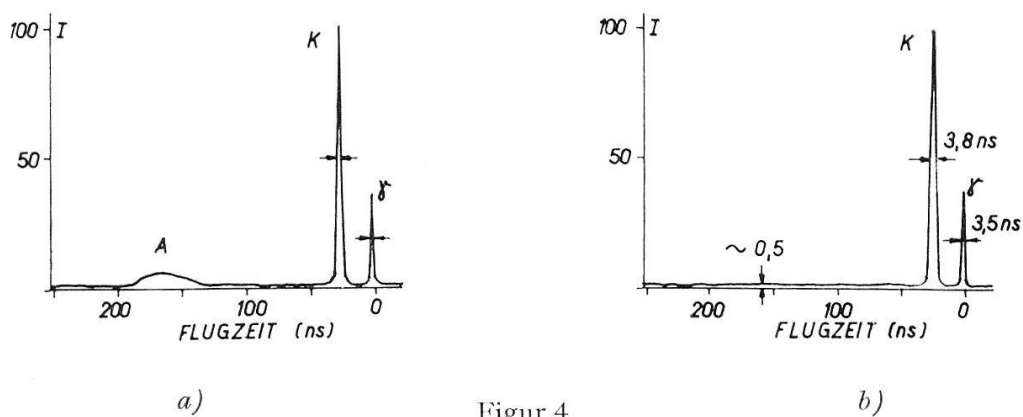
Spannung zwischen den Ablenkplatten



Figur 3

Referenzsignal am Eingang des Zeit-Amplituden-Wandlers.

a) ohne, b) mit periodischer Ablenkung des Deuteronenstrahls. (Tektronix-Oszillograph Typ 581, 3,5 ns Anstiegszeit.)

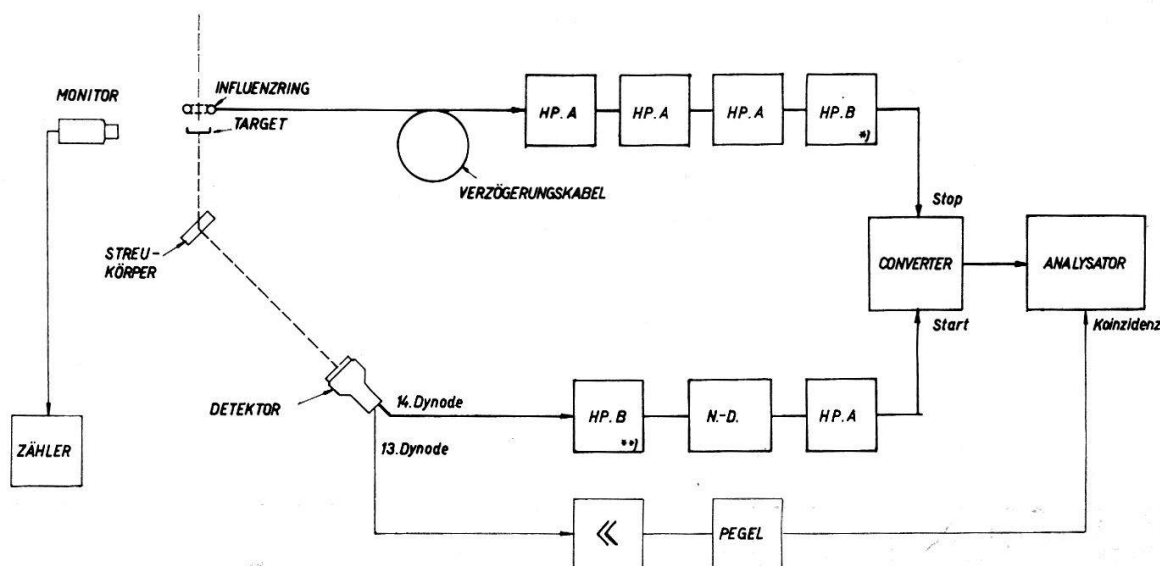


Figur 4

Flugzeitspektrum der 14 MeV-Neutronen.

a) ohne, b) mit zusätzlicher Ablenkung

Neutronenlinie (K) und  $\gamma$ -Linie ( $\gamma$ ) vom komprimierten Deuteronenpaket.  
Neutronen- und  $\gamma$ -Impulse (A) vom auseinandergezogenen Deuteronenpaket



Figur 5

Messanordnung und Elektronik.

DETEKTOR: Photomultiplier PHILIPS XP 1040, 2530 V. progressiver Spannungsteiler.

HP. A und B: HEWLETT PACKARD Distributed Amplifier Typ A resp. B,

\* Stellung LINEAR, \*\* Stellung PULSE.

N.-D.: Nulldurchgangsdetektor.

CONVERTER: Zeit-Amplituden-Wandler ELDORADO ELECTRONICS.

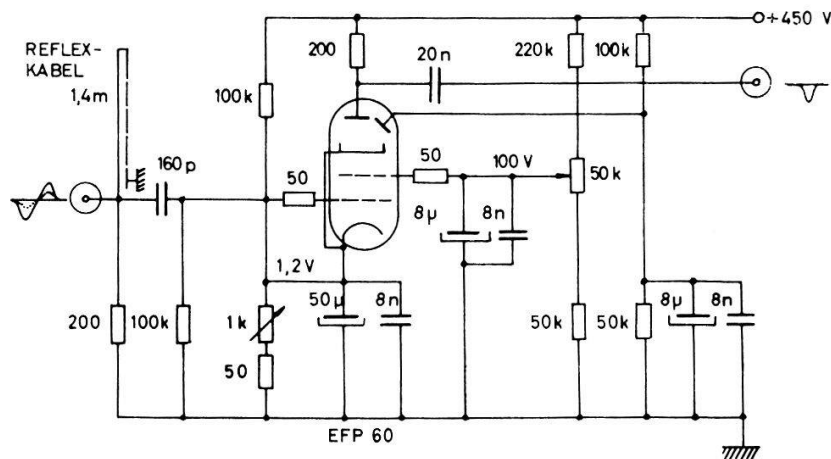
ANALYSATOR: RCL 256, transistorisiert.

### 2.3. Messanordnung und Elektronik

Die Anordnung von Tritiumtarget, Streukörper und Neutronendetektor geht aus Figur 5 hervor. Die Distanz Target–Streukörper betrug 16 cm, diejenige Streukörper–Detektor 160 cm; der Streuwinkel war  $45^\circ$ . Die Abschirmung des Neutronendetektors ist in unserer früheren Publikation<sup>4)</sup> beschrieben. Die Streukörper haben wir als Platten von  $8 \times 17 \times 2$  cm ausgebildet, um genügend grosse Masse mit kleiner Dicke in Richtung der gestreuten Neutronen verbinden zu können. Als Detektor verwendeten wir einen Plastic-Szintillator vom Typ NE 102 (10 cm Durchmesser, 1,25 cm Dicke), kombiniert mit einem Multiplier PHILIPS XP 1040. Die beschriebene Geometrie erwies sich als optimal in Bezug auf Intensität der gestreuten Neutronen und Zeitauflösung. Bei einem Deuteronenstrom von  $20 \mu\text{A}$  ergibt das Target etwa  $10^9$  Neutronen pro Sekunde. Davon wurden rund  $10^3$  Neutronen pro Sekunde inelastisch in den Detektor gestreut. Die Flugzeitunschärfe wegen Flugstreckenunterschieden sowie Energiebreite des Primärneutronenspektrums beträgt 1,5 ns bei 1 MeV Energie der gestreuten Neutronen.

Figur 5 zeigt auch das Blockscha der Elektronik. Zur Behebung des Amplitudeneffekts verwendeten wir eine andere Methode als in unserer früheren Publikation<sup>6)</sup>. Wir wandten das Prinzip des «Nulldurchgangsdetektors» nach LEFEVRE und RUSSELL<sup>9)</sup> an. Das Schaltschema ist in Figur 6 dargestellt. Durch ein Reflexkabel im Gitterkreis der Sekundäremissions-Pentode EFP 60 werden die ursprünglich negativen Impulse in Doppelimpulse umgeformt, die aus einem negativen und anschliessend einem positiven Teil bestehen. Der Zeitpunkt des Durchgangs durch die Nulllinie erweist sich als sehr wenig abhängig von der Höhe des ursprünglichen Signals und ist

deshalb als Zeitreferenz geeignet. Im Moment des Nulldurchgangs wird die EFP 60, welche im Ruhezustand gesperrt ist, geöffnet und liefert an der Anode ein sehr schnelles negatives Signal. Der genaue Einsatzzpunkt kann am Kathodenpotentiometer eingestellt werden. Die EFP 60 sättigt infolge Raumladungseffekten zwischen Steuer- und Schirmgitter sehr rasch (einstellbar durch Wahl der Schirmgitterspannung), sodass durch geeignete Vorverstärkung der Detektorimpulse erreicht werden kann, dass alle Impulse des benötigten Spektrums die EFP 60 aussteuern und somit uniforme Ausgangsimpulse liefern. Der Pegel wird durch einen Diskriminator in einem Seitenkanal festgelegt. Er wurde auf 35 keV Elektronenenergie eingestellt (1/5 der Comptonkante der  $\text{Cr}^{51}$   $\gamma$ -Strahlung), was einer Protonenenergie von 300 keV entspricht.



Figur 6

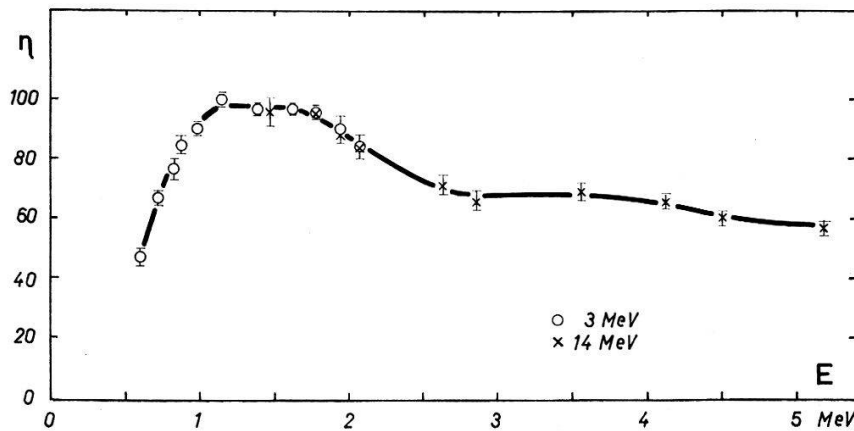
Schaltschema des Nulldurchgang-Detektors

Der Einfluss des Nulldurchgangsdetektors wurde mit Hilfe der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade von  $\text{Co}^{60}$  geprüft. Dazu wurde der Stoppeingang des Zeit-Amplituden-Wandlers an einen zweiten Szintillationszähler angeschlossen, beide Detektoren auf das  $\text{Co}^{60}$ -Präparat gerichtet und ein Flugzeitspektrum aufgenommen. Damit im Stopppkanal kein Amplitudeneffekt auftreten konnte, wurden dort nur die höchsten Impulse des Compton-Spektrums zugelassen. Die Breite der Koinzidenzlinie ist ein Mass für die Auflösung der Elektronik. Wir erhielten durch den Einbau des Nulldurchgangsdetektors eine Verbesserung der Halbwertsbreite von 3,5 ns auf 1,5 ns. Die Gesamtauflösung des Neutronenspektrometers geht aus Figur 4 hervor, welche einer Aufnahmezeit von 10 min. entspricht. Die Halbwertsbreite der 14 MeV-Neutronenlinie beträgt 3,8 ns.

### 3. Messung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors

Wir haben die relative Ansprechwahrscheinlichkeit eines ähnlichen Detektors schon früher gemessen<sup>4)</sup>. Wir führten die Messung für den neuen Detektor in einem grösseren Energieintervall aus (0,6–5,2 MeV statt 0,5–2 MeV), um die Streuspektren auch oberhalb 2 MeV auswerten zu können. Zur Erzeugung von Neutronen in diesem Energiegebiet wendeten wir die elastische Streuung von 3 MeV- und 14 MeV-Neutronen an Wasserstoff an. Die gegenseitige Anpassung dieser beiden Serien von Mess-

punkten geschah nach der Methode der kleinsten Quadrate im gemeinsamen Energiegebiet von 1,5–2,1 MeV. Die Einzelheiten der Auswertungsmethode finden sich in einer früheren Publikation<sup>4)</sup>. Das Resultat ist in Figur 7 dargestellt. Es stimmt im überlappenden Energiebereich mit der früheren Messung praktisch überein.



Figur 7

Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors in relativen Einheiten

#### 4. Die theoretischen Grundlagen

##### 4.1. Das FERMIGAS-Modell

Allen Theorien über die Niveaudichte angeregter Kerne liegt das Fermigas-Modell zu Grunde, wie es von BETHE<sup>10)</sup> vorgeschlagen wurde. Das Fermigas hat eine Zustandsgleichung

$$E^* = a(A) T^2. \quad (1)$$

$E^*$  Anregungsenergie des Kerns

$T$  Kerntemperatur

$a$  Niveaudichtekoeffizient

Die Kerntemperatur wächst für einen bestimmten Kern proportional zur Wurzel aus der Anregungsenergie.  $T$  ist definiert durch

$$\frac{1}{T(E^*)} = \frac{d}{dE^*} (\ln \rho(E^*)), \quad (2)$$

wo  $\rho(E^*)$  die Niveaudichte des Kerns ist. Für sie gilt

$$\rho(E^*, A) = \text{const. exp.} \left( 2 \sqrt{a(A) E^*} \right). \quad (3)$$

Ferner zeigt das Fermigas-Modell die Beziehung

$$a(A) = \frac{\pi^2}{6} g_0 = \text{const. } A, \quad (4)$$

mit  $g_0$  = Einteilchen-Niveaudichte bei der Fermienergie.

Dieses einfache Modell vermag die in der Einleitung genannten magischen Effekte nicht wiederzugeben. Es wurde durch T. D. NEWTON verbessert, indem er  $a$  als Funktion von  $N$  und  $Z$  annahm.



#### 4.2. Das NEWTON-Modell

T. D. NEWTON<sup>11)</sup> schreibt für den Niveaudichtekoeffizienten unter Zuhilfenahme des Schalenmodells

$$a(Z, N) = 2 \alpha A^{2/3} (\bar{j}_Z + \bar{j}_N + 1). \quad (5)$$

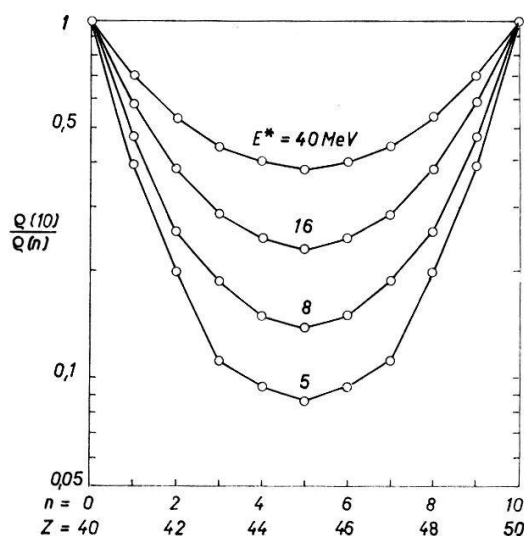
$\bar{j}_Z$  und  $\bar{j}_N$  sind Mittelwerte der Spins der Protonen- bzw. Neutronensysteme des Kerns  $(Z, N)$ , genommen über ein Intervall der Grössenordnung  $T$  um das Fermineau.  $\alpha$  ist eine Konstante, die für die Anpassung von  $a(Z, N)$  an experimentelle Daten verfügbar ist. Der Verlauf von  $a$  als Funktion von  $A$  ist in dem uns interessierenden Teil in Figur 12 eingetragen. Nach NEWTON hat man für die Anregungsenergie des Kerns eine Paarkorrektur anzubringen, welche den experimentell gefundenen grad-ungrad-Effekt kompensiert:

$$E_{eff}^* = E^* + P(Z) + P(N) \quad (6)$$

$P(N)$  und  $P(Z)$  sind die Paarkorrekturen nach CAMERON<sup>12)</sup>.

#### 4.3. Der ROSENZWEIG-Effekt

Ausgehend von einer Idee von MARGENAU<sup>13)</sup> hat ROSENZWEIG<sup>14)15)</sup> unter Annahme des Fermigasmodells postuliert, dass die Niveaudichte eines Kerns davon abhängen muss, wie stark das Fermineau des Protonen- bzw. Neutronengases im Grundzustand des Kerns aufgefüllt ist. Der Effekt ist umso grösser, je höher der Entartungsgrad  $2j + 1$  des Fermineaus ist. Das  $g_{9/2}$ -Protonenniveau, welches bei den Elementen zwischen  $Z = 40$  und  $50$  aufgefüllt wird, ist deshalb für das Auffinden des Effektes besonders günstig. Figur 8 zeigt das Verhältnis der Niveaudichte  $\rho(10)$  bei leerem bzw. gefülltem  $g_{9/2}$ -Niveau zu der Niveaudichte  $\rho(n)$  bei teilweise gefülltem Niveau. Der Effekt nimmt mit steigender Anregungsenergie  $E^*$  ab. Für unsere Experimente ( $E^* \approx 10$  MeV) ist bei halbgefüllter Schale ( $Z = 45$ ) ein 6 mal grösserer Wert der Niveaudichte zu erwarten als bei gefüllter Schale ( $Z = 50$ ). Der in Figur 8 dargestellte Verlauf der Niveaudichte  $\rho$  kann auch durch den Niveaudichtekoeffizienten  $a$  (Gleichung (3)) ausgedrückt werden. Wir haben dies zum Vergleich mit unseren experimentellen Werten von  $a$  durch Kurve (2) von Figur 12 getan.



Figur 8

Variation der Niveaudichte  $\rho(n)$  mit der Besetzungszahl  $n$  des Fermineaus für den Fall 10facher Entartung

#### 4.4. Das Spektrum der inelastisch gestreuten Neutronen

Wir nahmen für den Prozess der inelastischen Streuung Compoundkernbildung an, das heisst, wir setzten die Gültigkeit des statistischen Modells voraus. Dies führt für das Energiespektrum der gestreuten Neutronen zu einer Maxwell-Verteilung (Verdampfungsspektrum). Voraussetzung ist allerdings, dass die Einschussenergie  $E_0$  nicht grösser ist als die Bindungsenergie des letzten Neutrons im Targetkern, dass also der Compoundkern nur ein Neutron aussendet. Für unsern Fall ( $E_0 = 14,7$  MeV) können pro Compoundkern 2 Neutronen verdampft werden. LE COUTEUR<sup>16)</sup> hat für den Fall einer Neutronenkaskade das Spektrum wie folgt angegeben:

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E^{5/11} \exp\left(-\frac{12}{11} \frac{E}{T}\right) dE, \quad (7)$$

wobei  $T$  die Temperatur des Restkerns nach Emmission des ersten Neutrons ist, das heisst bei der Anregungsenergie

$$E^* = E_0 - 2 T. \quad (8)$$

Durch Logarithmierung folgt aus (7)

$$P(E) \equiv \log N(E) - \frac{5}{11} \log E + \text{const.}' = -\frac{12}{11} \frac{E}{T} \log e. \quad (9)$$

Trägt man also  $P(E)$  gegen  $E$  auf, so erhält man eine Gerade, aus deren Steigung sich  $T$  bestimmt.

### 5. Resultate

Die Streuspektren ergaben sich als Differenz aus einer Messung mit und ohne Streukörper. Die Übereinstimmung der Primärneutronenzahl für die beiden Messungen wurde mit einem Monitor (Figur 5) festgestellt. Zur Akkumulierung von 2000 Impulsen pro Kanal (Kanalbreite 2 ns) im Maximum des inelastischen Spektrums war je nach Streukörper eine Aufnahmezeit von 30–60 min. nötig. Figur 9 zeigt ein Beispiel eines solchen Flugzeitspektrums. Die Bestimmung des inelastisch gestreuten Anteils geschah in folgenden Schritten:

1. Subtraktion eines im Zeitspektrum homogenen Untergrundes, herrührend vom kontinuierlichen Anteil des Deuteronenstromes.

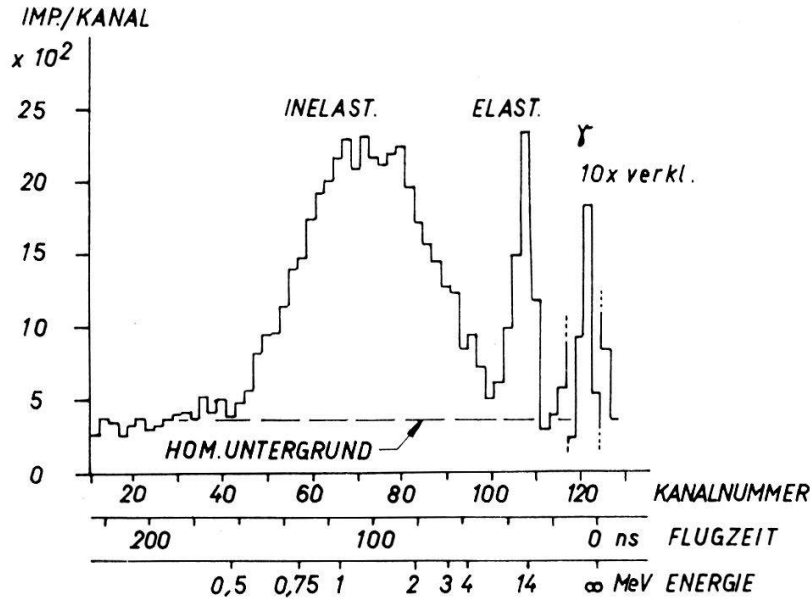
2. Korrektur des Flugzeitspektrums auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors.

3. Umrechnung in das Energiespektrum  $N(E) dE$  ( $dE = 0,2$  MeV).

4. Korrektur von  $N(E) dE$  auf Doppelstreuung. Es muss lediglich auf doppelte *inelastische* Streuung korrigiert werden. Das Spektrum der doppelt inelastisch gestreuten Neutronen ist insofern schwierig anzugeben, als die Einschussenergie  $E'_0$  für den zweiten Streuprozess nicht exakt bekannt ist. Für die Anforderungen, die an eine Korrektur gestellt werden müssen, genügt aber folgende Näherung:

Wir setzen  $E'_0$  gleich der mittleren Energie der Le Couteur-Verteilung (7) ( $E'_0 = 4 T/3$ ) und nehmen an, dass die doppelt inelastisch gestreuten Neutronen wieder eine

Le Couteur-Verteilung bilden. Dieser muss nach Gleichung (1) die Temperatur  $T' = \sqrt{E'_0/E_0} T$  zugeordnet werden. Für  $T \approx 1$  MeV führt dies auf  $T' \sim 0,3$  MeV. Das Flächenverhältnis der beiden Verteilungen berechnet sich aus dem Wirkungs-



Figur 9

Typisches Beispiel eines Flugzeitspektrums.  
(Sb, Differenz zweier Messungen von je 15 min mit und ohne Streukörper)

querschnitt für inelastische Streuung bei der Energie  $E'_0$  sowie einer mittleren Weglänge der Neutronen im Streukörper. Das so gefundene Korrekturspektrum muss vom ursprünglichen subtrahiert werden. Es wirkt sich nur auf die Punkte unterhalb 1,2 MeV merkbar aus und beträgt im schlimmsten Falle (Ag) bei 0,65 MeV 25%, bei 1 MeV 10% von  $N(E) dE$ .

5. Auftragen von  $P(E)$  (Gleichung (9)) als Funktion von  $E$ .

6. Berechnen der idealen Geraden zur Bestimmung von  $T$ .

Jedes Element wurde mehrmals gemessen und die Einzelmessungen addiert. Die ausgewerteten Summen sind in Figur 10 dargestellt. Die Fehler in der Energieskala gehen auf die Auflösung des Spektrometers zurück und sind also für jede Messung dieselben. Die Fehler von  $P(E)$  enthalten den statistischen Fehler sowie denjenigen der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Figur 10 lässt erkennen, dass die Messpunkte im allgemeinen gut einer Geraden folgen. Abweichungen systematischer Art treten allerdings bei einigen Elementen bei Energien oberhalb 3 MeV auf. Es ist aber zu beachten, dass zu jenem Energiegebiet nur ein kleiner Teil der aus dem Experiment stammenden Information gehört (vgl. Figur 9), und dass die statistischen Fehler entsprechend gross sind. Da für die Ausgleichsrechnung zur Bestimmung der idealen Geraden die Messpunkte entsprechend ihren Fehlern mit Gewichten versehen wurden, wirkten sich die hochenergetischen Punkte praktisch nicht aus. Die Resultate unserer Kerntemperaturmessungen sind mit ihren Fehlern in Tabelle 1 ausgeführt. Diese Fehlerschranken ergeben sich aus der Ausgleichsrechnung. Mit Hilfe der

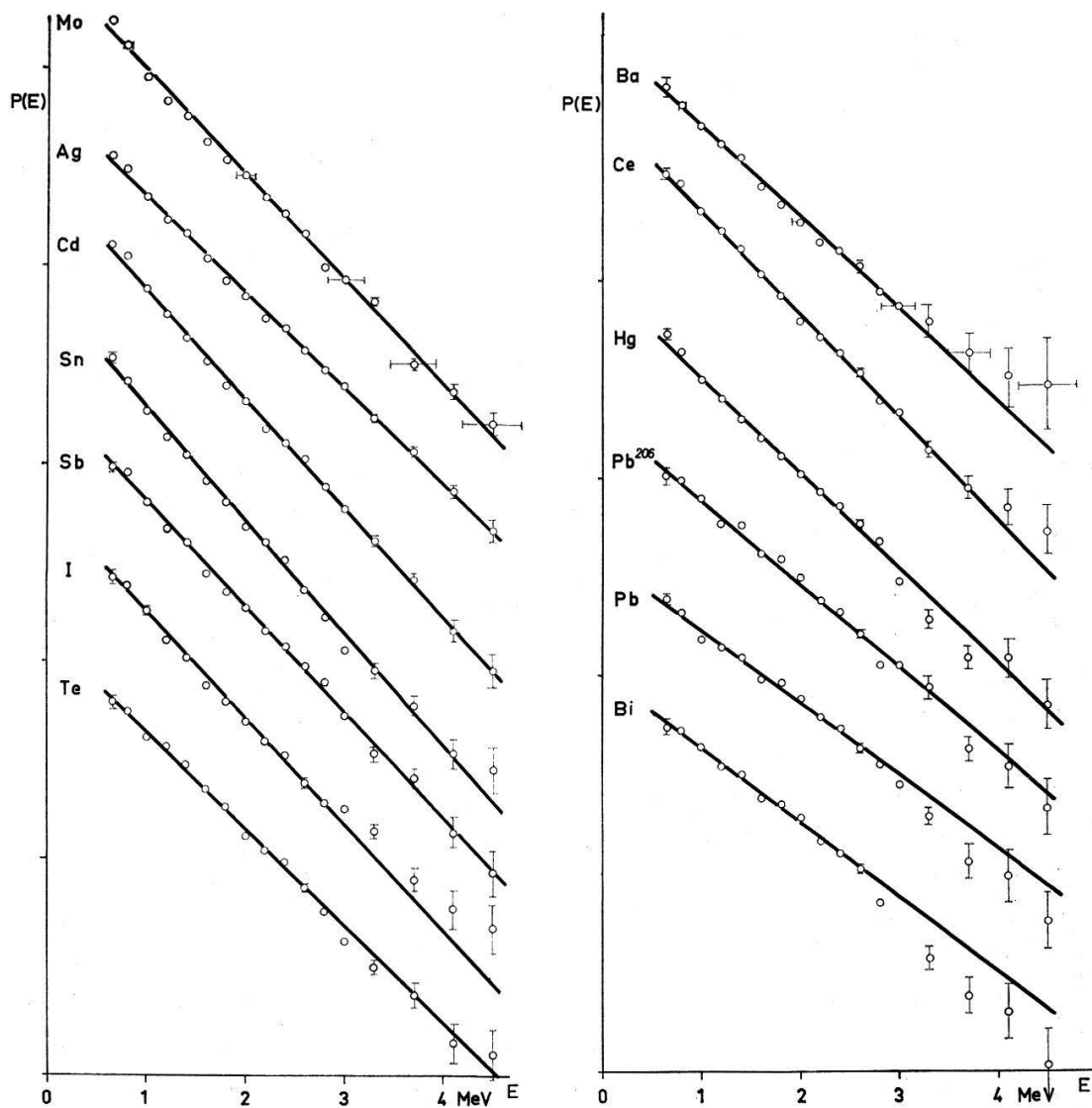
Gleichung (1) berechneten wir sodann die Niveaudichtekoeffizienten  $a$ , wobei für  $E^*$  nach den Gleichungen (6) und (9) die effektive Anregungsenergie

$$E_{eff}^* = E_0 - 2T + P(Z) + P(N)$$

eingesetzt wurde. Die Paarkorrekturen für die natürlichen Isotopengemische haben wir durch Mittelung aus den Paarkorrekturen für die darin enthaltenen Isotope gefunden:

$$\overline{P(N)} = \sum \beta_i P(N_i) .$$

$\beta_i$  bezeichnet den prozentualen Anteil des Isotops mit  $N_i$  Neutronen. Tabelle 1 enthält die Werte von  $P(Z)$ ,  $\overline{P(N)}$  und  $a$ .



Figur 10

Die nach LE COUTEUR analysierten Messungen.

Um ein Überschneiden der verschiedenen Geraden zu vermeiden, wurde der im Ausdruck für  $P(E)$  enthaltenen, für die Bestimmung von  $T$  belanglosen Konstanten (Gleichung (9)) bei jedem Element ein anderer Wert gegeben

Tabelle

Gemessene Werte von  $T$  und daraus berechnete  $a$ .

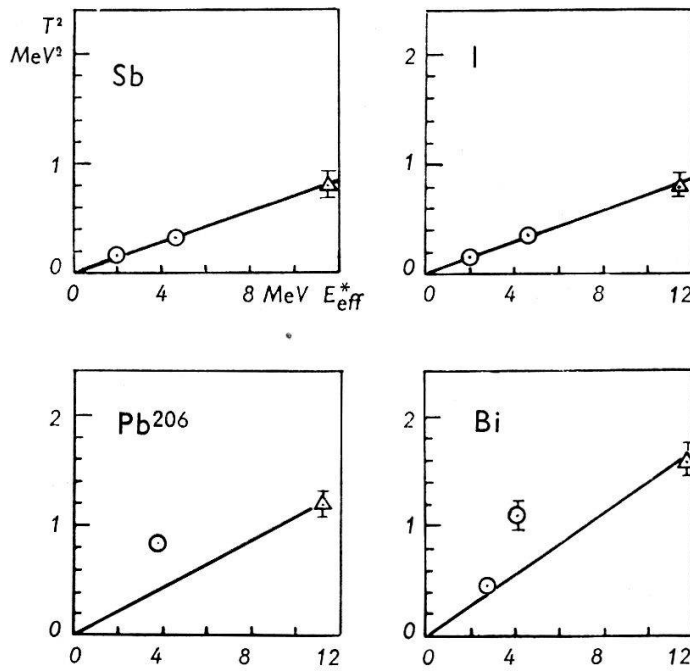
$Z$	$T$ (MeV)	$P(Z)$ (MeV)	$\overline{P(N)}$ (MeV)	$a$ (MeV <sup>-1</sup> )
42 Mo	0,90 ± 0,03	-1,16	-0,80	13,5 ± 0,8
47 Ag	0,97 ± 0,03	0	-1,38	12,1 ± 0,7
48 Cd	0,85 ± 0,03	-1,38	-0,95	14,9 ± 0,9
50 Sn	0,83 ± 0,03	-1,32	-1,03	15,5 ± 1,2
51 Sb	0,89 ± 0,03	0	-1,26	14,8 ± 0,9
52 Te	0,96 ± 0,03	-1,04	-0,98	11,7 ± 0,7
53 I	0,89 ± 0,04	0	-1,20	14,8 ± 1,5
56 Ba	1,01 ± 0,05	-1,13	-0,50	11,1 ± 1,1
58 Ce (Mischmetall)	0,90 ± 0,04	-0,90	-0,53	14,2 ± 1,1
80 Hg	0,98 ± 0,05	-0,72	-0,51	12,0 ± 1,2
82 Pb <sup>206</sup>	1,11 ± 0,06	-0,80	-0,52	9,2 ± 1,0
82 Pb	1,28 ± 0,06	-0,80	-0,54	6,6 ± 0,7
83 Bi	1,26 ± 0,06	0	-0,81	7,2 ± 0,8

## 6. Diskussion

### 6.1. Kerntemperaturen

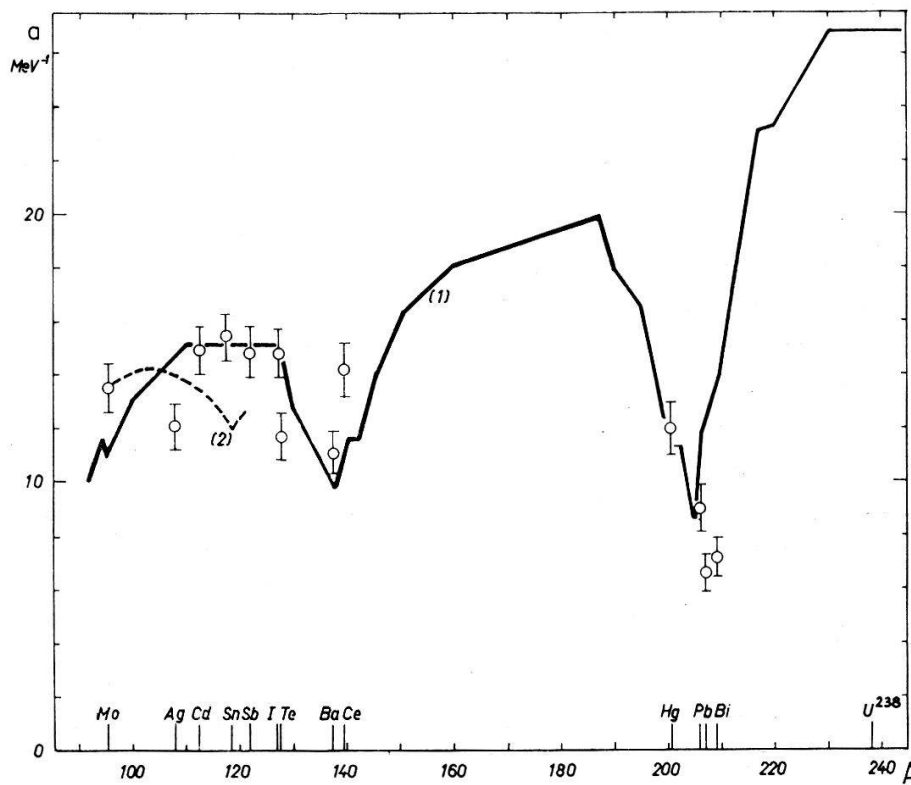
Die schon früher gemessenen schweren Kerne ergeben bei gleichem Relativverlauf der Kerntemperaturen rund 15% höhere Werte, da unser Resultat für Bi ebenfalls rund 15% höher liegt, als die seinerzeit zugrundgelegte Messung von ROSEN und STEWART<sup>5)</sup>.

Die Theorie sagt eine Variation der Kerntemperatur mit der Anregungsenergie von der Form  $T^2 = \text{const. } E^*$  voraus. Wir haben für die Elemente Sb, I, Pb<sup>206</sup> und Bi, die von THOMSON<sup>2)</sup> bei kleineren Energien gemessen wurden, obiges Gesetz geprüft. Das Ergebnis zeigt Figur 11, in der für die genannten Elemente die von THOMSON<sup>2)</sup> und von uns gemessenen Werte von  $T^2$  gegen  $E^*$  aufgetragen sind. Übereinstimmung mit der Theorie besteht, wenn alle Messpunkte auf einer Geraden durch den Nullpunkt liegen. Offenbar ist dies für die verwerteten Messungen bei Sb und I sehr gut erfüllt, während Pb<sup>206</sup> und Bi starke Abweichungen aufweisen. LANG<sup>17)</sup> zeigt noch an weiteren Elementen, dass das proportionale Anwachsen von  $T^2$  mit  $E^*$  in gewissen Fällen nicht erfüllt ist. Oft kann eine bessere Gerade durch die Messpunkte gelegt werden, wenn man sie nicht durch den Nullpunkt zieht. Dies deutet darauf hin, dass ein Zusatzterm zur Paarkorrektur nötig ist. Es erscheint uns hingegen verfrüht, die Abweichungen bei Pb<sup>206</sup> und Bi genauer zu diskutieren, solange nicht weitere Messungen von  $T$  bei verschiedenen Anregungsenergien zur Verfügung stehen.



Figur 11

Abhängigkeit der Kerntemperatur  $T$  von der effektiven Anregungsenergie  $E_{\text{eff}}^*$   
 ○ Experiment von THOMSON, △ Unsere Messungen



Figur 12

Niveaudichtekoeffizient  $a$  in Abhängigkeit des Atomgewichts  $A$ .

(1) Kurve nach der Theorie von NEWTON mit  $2\alpha = 0,065$ , (2) Kurve nach der Theorie von ROSENZWEIG, angepasst für Mo, ○ Messpunkte mit Fehlergrenzen

### 6.2. Niveaudichtkoeffizienten

In Figur 12 sind die von uns berechneten Werte von  $a$  zusammen mit den Kurven, welche aus den Theorien von NEWTON und ROSENZWEIG folgen, aufgetragen. Unsere Messpunkte geben den Verlauf einer Newton-Kurve gut wieder. Allerdings war für die von uns gemessenen Kerne für die Anpassung der Kurve ein etwas höherer Wert von  $a$  günstiger als der von NEWTON selbst vorgeschlagene. Die in Figur 12 eingezeichnete Kurve entspricht einem Wert der Konstanten  $2\alpha = 0,065$ , während NEWTON  $2\alpha = 0,056$  verwendet hatte. Eine gewisse Schwierigkeit der Interpretation liegt in der Verwendung natürlicher Isotopengemische als Streukörper. Solche Experimente führen zu Mitteilungen über Eigenschaften verschiedener Isotope, währenddem die Theorie stets nur Aussagen über einzelne Isotope macht. In unserer Arbeit enthalten vor allem Mo, Cd, Sn und Te eine grössere Anzahl von Isotopen.

Die Einbuchtungen der Newton-Kurve bei  $N = 82$  und  $N = 126$  sind deutlich sichtbar. Jedoch ist kein Absinken von  $a$  bei der magischen Protonenzahl  $Z = 50$  (Sn) zu finden, wie es gemäss der Rosenzweig-Theorie im Ausmass der eingezeichneten Kurve (2) erwartet werden müsste. Wir glauben daher, mindestens für unsere Anregungsenergien einen magischen Protoneneffekt ausschliessen zu können.

Wir verdanken den Herren H. WEYENETH, F. ABT und W. GÖTZ die Ausführung verschiedener Einrichtungen.

Der Schweiz. Bankverein stellte den Silber-Streukörper leihweise unentgeltlich zur Verfügung. Die Firma Balzers AG. besorgte gratis das Einschmelzen der luftempfindlichen Streukörpermaterialien im Vakuum. Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung gewährte die finanzielle Unterstützung.

### Literatur

- 1) T. ERICSON, Adv. in Phys. 9, 425 (1960).
- 2) D. B. THOMSON, Diss. Los Alamos (1960), Phys. Rev. 129, 1649 (1963).
- 3) P. NIKLAUS, P. HUBER und R. WAGNER, Helv. Phys. Acta 34, 520 (1961).
- 4) C. POPPELBAUM, P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER und R. WAGNER, Helv. Phys. Acta 35, 733 (1962).
- 5) L. ROSEN und L. STEWART, Phys. Rev. 107, 824 (1957).
- 6) R. WAGNER, P. HUBER und Z. LEWANDOWSKI, Helv. Phys. Acta 34, 440 (1961).
- 7) R. WAGNER, P. HUBER, R. PLATTNER und C. POPPELBAUM, Helv. Phys. Acta 34, 436 (1961).
- 8) P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM, and R. WAGNER, Nucl. Instr. and Meth. 14, 131 (1961).
- 9) H. W. LEFEVRE and J. T. RUSSELL, IRE Transactions on Nuclear Science Vol. NS-5, Nr. 3 (1958).
- 10) H. BETHE, Phys. Rev. 50, 332 (1936).
- 11) T. D. NEWTON, Can. Journ. Phys. 34, 804 (1956).
- 12) A. G. W. CAMERON, Can. Journ. Phys. 36, 1040 (1958).
- 13) H. MARGENAU, Phys. Rev. 59, 627 (1941).
- 14) N. ROSENZWEIG, Phys. Rev. 108, 817 (1957).
- 15) N. ROSENZWEIG, L. M. BOLLINGER, L. L. LEE, and J. P. SCHIFFER, Proc. of Sec. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 14, p. 58
- 16) K. J. LE COUTEUR and D. W. LANG, Nucl. Phys. 13, 32 (1959).
- 17) D. W. LANG, Nucl. Phys. 26, 434 (1961).