

Undotierte AgCl-Kristalle zeigen nach der Bestrahlung bei 20 °K Leitwerterhöhungen, die auch nach langer Zeit nicht vollständig abgeklungen sind. Bestrahlt man einen solchen Kristall anschließend mit Rotlicht ($\lambda > 680 \text{ m}\mu$), so fällt nach anfänglicher Vergrößerung der Leitwert auf einen Wert ab, der meist unter dem Dunkelleitwert vor der Rotlichtbestrahlung liegt. Man erreicht schließlich einen stationären Zustand, in dem die Leitfähigkeit sich beim Wechsel von Rotlichtbestrahlung und Dunkelpausen reversibel ändert. Diesem Zustand entspricht ein Leitfähigkeitsmaximum beim Erwärmen der Probe, das deutlich kleiner ist als dasjenige, das ohne Rotlichtbestrahlung erhalten worden wäre (Tilgung mit Rotlicht, Abb. 3). Bei dotierten Kristallen ist die Tilgung stärker und führt meist zum völligen Abbau des Leitfähigkeitsmaximums.

Bei thermischer und optischer Tilgung wird der Zustand des unbestrahlten Kristalles nicht immer wiederhergestellt, sondern es bleiben vielfach, vor allem bei höheren Temperaturen, beträchtliche Leitfähigkeitsänderungen zurück.

Bestrahlt man einen undotierten Kristall bei ca. 20 °K und legt dann ein elektrisches Feld von 2 bis 4 kV/cm an, so beobachtet man ein Aufleuchten des Kristalls¹. Gleichzeitig wird das Leitfähigkeitsmaximum

allmählich getilgt (elektrische Tilgung, Abb. 1, Kurve II; Abb. 4). Der Grad der Tilgung hängt monoton, aber nicht linear von der Dauer der Einwirkung des elektrischen Feldes ab und ist für verschiedene Teile des Leitfähigkeitsmaximums unterschiedlich. Nach langen Zeiten wird die Tilgungsgeschwindigkeit sehr klein, so daß in den meisten Fällen beträchtliche Restleitfähigkeiten beobachtbar bleiben.

Der Grad der Tilgung in den verschiedenen Teilen des Leitfähigkeitsmaximums wird bei gleicher Tilgungsdauer vor allem durch die Feldstärke bestimmt. Bei kleinen Feldstärken werden vorwiegend die Teile betroffen, die zu niedrigen Temperaturen gehören; mit zunehmender Feldstärke werden auch die anderen Teile beeinflußt. Die Kurven zeigen nach der Tilgung außer dem Rest des ursprünglichen Maximums kleinere Maxima, die zu höheren Temperaturen verschoben sind. Von der elektrischen Tilgung wird vielfach auch der Dunkelstrom beeinflußt; er konnte aber in keinem Fall ganz zum Verschwinden gebracht werden, sondern stellte sich schließlich auf einen stationären Endwert ein (ähnlich bei Rotlichttilgung in undotierten Kristallen). Die Tilgung kann in gleicher Weise mit gleich- und niederfrequenten Wechselfeldern vorgenommen werden.

Herrn Prof. STASIW bin ich für wertvolle Anregungen und Diskussionen zu Dank verpflichtet.

¹ W. LEHFELDT, Gött. Nachr. 1, 171 [1935]; Gött. Nachr. 2, 263 [1933].

Lineare Beziehungen zwischen Energieniveaus von Atomkernen

Von F. EVERLING

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. 13 a, 900–902 [1958]; eingeg. am 17. September 1958)

Zur Zuordnung von Niveaus *isobarer* Nuklide ist es üblich, ihre Niveauschemata nach wachsendem Neutronenüberschuß nebeneinander aufzutragen. Hierbei werden die Grundzustände nicht auf gleicher Höhe, sondern gemäß ihrer auf die COULOMB-Energie korrigierten Bindungsenergie-Differenz eingetragen. Dann findet man bekanntlich auf etwa gleicher Höhe die Komponenten von Isotopenspin-Multipletts.

Um auch Beziehungen zwischen Niveauschemata von Kernen *gleichen Neutronenüberschusses* ($T_z = \text{const}$) aufzuzeigen, haben wir $C \cdot A - B$ in Abhängigkeit von der Massenzahl A aufgetragen. C ist eine willkürliche Konstante und $B = B_0 - E_i$ die Bindungsenergie des jeweiligen Nuklids im Grund- bzw. i -ten Anregungszustand, wenn $B_0 = Z \cdot {}^1H + N \cdot {}^1n - M$ die (positive)

Bindungsenergie im Grundzustand und E_i die jeweilige Anregungsenergie bedeuten, wobei $E_0 = 0$ sei. Diese Art der Darstellung hat als erster CAPPELLER¹ benutzt, um den Verlauf der Bindungsenergie der Grundzustände (für $A < 100$) und einiger erster Anregungsenergien zu untersuchen. Sie hat gegenüber der Auftragung des Bindungsanteils B/A den Vorteil, daß lineare Zusammenhänge zwischen den B erhalten bleiben. Die Konstante C wird so gewählt, daß die Gerade $C \cdot A$ das Ansteigen der Bindungsenergie B mit der Massenzahl ungefähr kompensiert.

Abb. 1 zeigt als Beispiel ein derartiges Niveau-Diagramm für die Selbstspiegelkerne ($T_z = 0$) im Bereich $A = 10$ bis 30 mit $C = 9 \text{ MeV}$. Die Bindungsenergien der Grundzustände sind als Kreise mit ihren Fehlergrenzen gezeichnet. Die Werte entstammen dem Ergebnis eines Ausgleichs der Q -Werte und β -Energien von MATTAUCH et al.^{2,3}. In Abb. 1 wurden die Anregungsenergien über den Grundzuständen mit ihren *eigenen* Fehlergrenzen eingezeichnet. Sie sind Berichten von AJZENBERG und LAURITSEN⁴ sowie ENDT und BRAAMS⁵ entnommen, ergänzt durch neue Nuclear Data Cards⁶ und ein von PHILLIPPS⁷ mitgeteiltes Niveau-

¹ U. CAPPELLER, „Nuclear Masses and their Determination“, herausgeg. v. H. HINTENBERGER, Pergamon Press, London 1957, S. 23–38.

² J. MATTAUCH, L. WALDMANN, R. BIERI u. F. EVERLING, Ann. Rev. Nucl. Sci. 6, 179 [1956]; Z. Naturforsch. 11 a, 525 [1956].

³ J. MATTAUCH u. F. EVERLING, Progr. Nucl. Phys. 6, 233 [1957].

⁴ F. AJZENBERG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. 27, 77 [1955].

⁵ P. M. ENDT u. C. M. BRAAMS, Rev. Mod. Phys. 29, 683 [1957].

⁶ G. ANDERSSON, G. H. FULLER, C. L. MCGINNIS, D. N. KUNDU, J. B. MARION, M. K. RAMASWAMY, K. WAY u. M. YAMADA, Nuclear Data Cards resp. Sheets, National Research Council, Washington D. C. 1956, 1957 und 1958.

⁷ W. R. PHILLIPPS, Phys. Rev. 110, 1408 [1958].



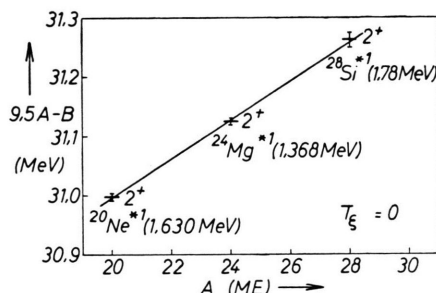
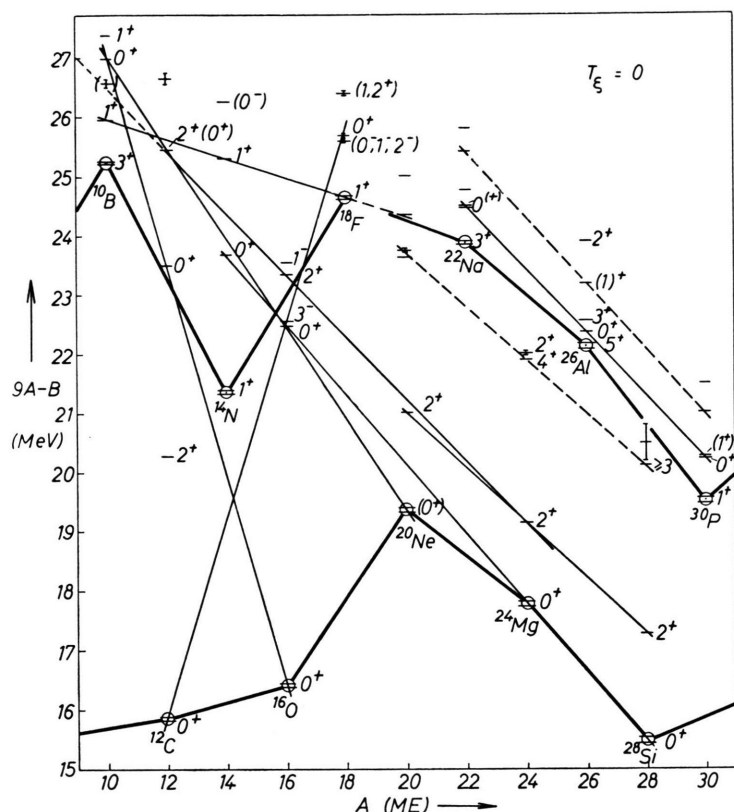


Abb. 2. Beispiel eines vergrößert dargestellten linearen Zusammenhanges. Die verwendeten Bindungsenergien B_0 sind aus Massen von QUISENBERRY und JOHNSON¹⁰ berechnet. Der Anstieg hat sich gegenüber Abb. 1 geändert, weil hier $C=9,5$ MeV gewählt wurde.

Abb. 1. Niveau-Diagramm der Selbstspiegelkerne von $A=10$ bis 30 mit Bindungsenergien B_0 nach MATTAUCH et al.^{2, 3} und $C=9$ MeV in der Ordinate $C \cdot A - B$.

schema. Bei den Anregungsstufen ohne sichtbare Fehlergrenzen ist der Fehler ≤ 10 keV, d. h. kleiner als die Dicke des Striches. Die Fehler der Bindungsenergien

$$B = B_0 - E_i$$

ergeben sich aus den Einzelfehlern zu

$$b = \sqrt{b_0^2 + e_i^2}.$$

Die Niveauschemata sind der Übersichtlichkeit halber nur so weit gezeichnet, wie es hier notwendig ist. Drehimpulsquantenzahl („Spin“) und Parität sind in der Form J^π angegeben.

Abb. 1 zeigt, daß in 8 Fällen drei oder mehr Punkte auf einer Geraden liegen, die gleiche Drehimpulsquantenzahl und Parität haben. Das ist bedeutend öfter, als man es durch Zufall erwarten könnte. Diese Geraden sind dünn ausgezogen, während die dickeren Linien nur die um 4 Masseneinheiten verschiedenen Grundzustände verbinden. Vier weitere Geraden sind gestrichelt gezeichnet, da hier J und π noch unvollständig sind, zwei davon bilden die Verlängerung ausgezogener Geraden. Beim $^{12}\text{C}^* 9,61$ -Zustand ist nach einer Messung von FREGEAU⁸ $J^\pi = 2^+$ oder 0^+ . Wir haben hier von der entsprechenden Nuclear Data Card⁹ die Bezeichnung 2^+ , (0^+) übernommen und daher dieses Niveau, bei dem sich eine 2^+ - mit einer 0^+ -Geraden schneidet, der 2^+ -Geraden zugeordnet.

In der folgenden Zusammenstellung der 8 linearen

Beziehungen, die in Abb. 1 durch ausgezogene Geraden dargestellt sind, bedeutet der Stern, daß der betreffende Kern angeregt ist; die Zahl dahinter besagt, um den wievielten Anregungszustand es sich handelt.

	J			
1	0^+	$^{10}\text{B}^*3$	$^{12}\text{C}^*2$	^{16}O
2	0^+	$^{10}\text{B}^*3$	$^{16}\text{O}^*1$	^{20}Ne
3	0^+	^{12}C	$^{16}\text{O}^*1$	$^{18}\text{F}^*2$
4	0^+	$^{14}\text{N}^*1$	$^{16}\text{O}^*1$	^{24}Mg
5	0^+	$^{22}\text{Na}^*2$	$^{26}\text{Al}^*1$	$^{30}\text{P}^*1$
6	1^+	$^{10}\text{B}^*1$	$^{14}\text{N}^*2$	^{18}F
7	2^+	$^{12}\text{C}^*3$	$^{16}\text{O}^*3$	$^{24}\text{Mg}^*1$
8	2^+	$^{20}\text{Ne}^*1$	$^{24}\text{Mg}^*1$	$^{28}\text{Si}^*1$

Um zu prüfen, ob es sich innerhalb der Meßgenauigkeit um Geraden handelt, haben wir die Beziehungen 1 bis 8 jeweils mit einer geeigneteren Konstanten ($C=10,7; 9,75; 7,4; 9,6; 9,5; 9,15; 9,5; 9,5$ MeV) in zehnfach vergrößertem Ordinatenmaßstab aufgetragen, so daß die Fehler deutlich sichtbar wurden. Dabei hat sich gezeigt, daß in allen Fällen innerhalb der mittleren Fehler eine Gerade gezeichnet werden kann. 7 von den 8 Fällen wurden außerdem durch neuere Nuklidmassen von QUISENBERRY und JOHNSON¹⁰ geprüft. Diese entstammen zwar nicht einer Ausgleichsrechnung, basieren aber auf sehr genauen massenspektroskopischen

⁸ J. H. FREGEAU, Phys. Rev. **104**, 225 [1956].

⁹ G. H. FULLER, C. L. MCGINNIS, D. N. KUNDU, K. WAY u. M.

YAMADA, Nuclear Data Card 57-1-11, National Research Council, Washington D. C.

Messungen der stabilen Nuklide. Abb. 2 zeigt als Beispiel die Beziehung 8. In diesem und zwei weiteren Fällen liegt die Gerade innerhalb der mittleren Fehler, in 3 Fällen ist die Abweichung der Punkte kleiner bzw. gleich dem 2,2-fachen Fehler und in einem Fall gleich dem 3,5-fachen Fehler.

Hierbei sowie zuvor bei der Benutzung der Werte von MATTAUCH et al.^{2,3} wurde jede einzelne Gerade unabhängig von den übrigen geprüft. Die Tatsache, daß ein Teil der experimentellen Werte $B_0 \pm b_0$ und $E_i \pm e_i$ zugleich in mehreren Beziehungen vorkommt, verschlechtert wahrscheinlich das Resultat etwas, so daß mit den Werten von MATTAUCH et al.^{2,3} in einigen Fällen die Geraden leicht außerhalb der mittleren Fehler verlaufen werden und mit den Werten von QUISENBERRY und JOHNSON¹⁰ sich die Abweichungen ebenfalls z. Tl. etwas vergrößern. Es können aber dadurch keine zusätzlichen Abweichungen auftreten, die größer als ein kleines Vielfaches des mittleren Fehlers sind. Deshalb kann man im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit nichts anderes feststellen, als daß in den genannten 8 Fällen lineare Beziehungen zwischen den Bindungsenergien von Nukliden bestehen, die sich im Grund- oder Anregungszustand befinden.

Auch bei anderen Werten von T_z , d. h. auch bei schwereren Massen, ließen sich zahlreiche lineare Zusammenhänge finden, deren Veröffentlichung geplant ist.

Die Interpretation der angegebenen 8 Zusammenhänge soll ebenfalls einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Messung des Righi-Leduc-Effekts an einigen Kupfer- und Silber-Legierungen

VON HANS-EBERHARD SCHMIDT

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart

(Z. Naturforschg. 13 a, 902—903 [1958]; eingegangen am 18. August 1958)

Im Zusammenhang mit dem in einer früheren Arbeit¹ beschriebenen Versuch, Dichte und Beweglichkeit von negativen und positiven Ladungsträgern im Falle gemischter metallischer Leitung getrennt zu bestimmen, wurde an den dabei untersuchten Metallen und Legierungen unter anderem der RIGHI-LEDUC-Effekt gemessen. Da die Ergebnisse dieser Messungen für die Lösung des Problems nicht benötigt wurden, werden sie erst hier mitgeteilt.

Grundlagen

Der RIGHI-LEDUC-Koeffizient B_{RL} ist dem Temperaturgefälle $\Delta T/\Delta y$ proportional, das sich unter dem Einfluß eines Magnetfeldes H_z in einem Leiter ausbildet, durch den primär ein Wärmestrom ($\sim \Delta T/\Delta x$) fließt:

$$-B_{RL} = \frac{\Delta T}{\Delta y} / H_z \frac{\Delta T}{\Delta x}.$$

Die Elektronentheorie fordert einen einfachen Zusammenhang zwischen RIGHI-LEDUC-Koeffizient, HALL-Kon-

stante A_H und elektrischer Leitfähigkeit² σ

$$B_{RL} = A_H \cdot \sigma. \quad (1)$$

Beziehung (1) gilt, sofern der Leiter isotrop ist und die Meßtemperatur hoch ist gegen die DEBYE-Temperatur des untersuchten Materials. Nach (1) ist B_{RL} in Betrag und Dimension also gleich der in früheren Arbeiten gelegentlich benutzten effektiven Beweglichkeit v^* . Im Rahmen des Einband-Modells gilt streng

$$B_{RL} = -v.$$

Bei gemischter Leitung läßt sich der RIGHI-LEDUC-Koeffizient mit den angegebenen Einschränkungen aus den Dichten und Beweglichkeiten der beiden Leitungsanteile zu

$$B_{RL} = - \frac{n_- v_-^2 - n_+ v_+^2}{(n_- v_- + n_+ v_+)}$$

berechnen.

Durch die Ergebnisse der RIGHI-LEDUC-Messungen ist demnach keine Bestätigung der früher¹ beschriebenen Resultate zu erwarten; das ist nur durch einen Effekt möglich, der von den dort benutzten Eigenschaften unabhängig ist.

Untersuchenswert erscheint der RIGHI-LEDUC-Effekt deshalb, weil mögliche Abweichungen von dem in Gl. (1) angegebenen Zusammenhang Schlüsse auf den Gültig-

¹ H.-E. SCHMIDT, Z. Metallkde 49, 113 [1958].

² E. H. SONNHEIMER, Proc. Roy. Soc., Lond. A 193, 484 [1948].

ben. Hier seien nur einige kurze Hinweise beigelegt. Die Geraden bedeuten, daß beim Fortschreiten vom ersten Punkt zum zweiten die gleiche (bzw. 2-, 1/2- oder 1/4-fache) Bindungsenergie frei wird wie vom zweiten zum dritten usw. Nach Abb. 1 kommen solche in ganzzahligen Verhältnissen stehenden Energiebeträge auch über Schalenabschlüsse hinweg zustande. Es muß allerdings damit gerechnet werden, daß manchmal die auf einer Geraden liegenden Punkte in der Kernstruktur keine entsprechend fortlaufende Beziehung zueinander haben, sondern solche Energiebeträge auf verschiedene Weise („durch Zufall“) zustandekommen.

Von den Anregungszuständen der Geraden 5 hat ²²Na^{*2} wahrscheinlich und ²⁶Al^{*1} sowie ³⁰P^{*1} nach experimenteller Bestimmung den Isotopenspin $T=1$. Diese Zustände sind also die $T_z=0$ -Komponenten von 3 Isotopenspin-Tripletts. Die drei $T_z=+1$ -Komponenten dazu sind die 0⁺-Grundzustände der Kerne ²²Ne, ²⁶Mg und ³⁰Si. Diese bilden ihrerseits innerhalb der mittleren Fehler eine Gerade.

Eine einfache Interpretation nach dem Schalenmodell ergibt sich, wenn z. B. der Einbau zweier Protonen und Neutronen in die gleiche Unterschale erfolgt, so wie es CAPPELLER¹ bei Grundzuständen höherer Massen zeigen konnte. Über die Schalenmodell-Konfigurationen der Anregungszustände weiß man jedoch so wenig, daß man eher geneigt ist, diese versuchsweise mit Hilfe der linearen Beziehungen zu erschließen.

¹⁰ K. S. QUISENBERRY u. W. H. JOHNSON, „Atomic Mass Table“, Juni 1957, private Mitteilung.