

# Die $\beta$ -Stabilität schwerer Kerne

Von SVANTE NORDSTRÖM

Aus dem Nobelinstitut für Physik, Stockholm

(Z. Naturforsch. 5 a, 6–8 [1950]; eingegangen am 13. August 1949)

Mit Hilfe der Stabilitätsregeln wird eine Aussage darüber gemacht, welche Kerne im Gebiet der  $\alpha$ -Strahler reine  $\alpha$ -Strahler sein dürfen und welche Kerne dual zerfallen.

Die kürzlich veröffentlichten Daten für schwere Kerne<sup>1</sup> ermöglichen eine Aussage über die Lage der „Stabilitätslinie“ im Gebiet der  $\alpha$ -Strahler. Unter der „Stabilitätslinie“ soll die Verbindungsline der gegen  $\beta$ -Zerfall stabilen Kerne ungerader Massenzahl verstanden werden (vgl. Regel 2 unten).

Im folgenden werden die üblichen Bezeichnungen ( $Z$  = Protonenzahl,  $N$  = Neutronenzahl,  $A = N + Z$  = Massenzahl,  $I = N - Z$  = Isotopenzahl oder Neutronenüberschuß) und die gebräuchliche Einteilung der Kerne in solche vom g-g- oder u-u-Typ ( $Z-N$  beide gerade oder beide ungerade,  $A$  = gerade) und solche vom u-g- oder g-u-Typ ( $Z$  ungerade,  $N$  gerade oder umgekehrt,  $A$  = ungerade) verwendet. Damit lassen sich die bekannten, für die  $\beta$ -Stabilität gültigen Regeln<sup>2–5</sup> folgendermaßen aussprechen (die Formulierung ist dem jetzigen Problem angepaßt):

1. Alle u-u-Kerne sind instabil gegen  $\beta$ -Zerfall (Harkins).
2. Für jedes ungerade  $A$  (u-g- und g-u-Kerne) gibt es einen und nur einen  $\beta$ -stabilen Kern (Mattauch)<sup>4</sup>.
3. Wenn ein g-u-Kern der Stabilitätslinie die ungerade Neutronenzahl  $N$  hat, dann sind die g-g-Kerne mit  $N-1$  und  $N+1$  auch  $\beta$ -stabil (Mattauch-Wefelmeier)<sup>2</sup>.
4. Wenn ein u-g-Kern der Stabilitätslinie die ungerade Protonenzahl  $Z$  hat, dann sind die g-g-Kerne mit  $Z-1$  und  $Z+1$  auch  $\beta$ -stabil.
5. Die Stabilitätslinie macht im I-A-Diagramm nur solche Schritte, bei denen sich  $I$  um den Betrag  $\Delta I = 0, +2$  oder  $-2$  ändert; während die Änderung  $\Delta I = 0$  jedoch mehrmals hintereinander vor-

<sup>1</sup> Zusammenfassung: G. T. Seaborg u. J. Perlman, Rev. Mod. Physics 20, 585 [1948].

<sup>2</sup> H. Jensen, Naturwiss. 27, 793 [1939].

<sup>3</sup> J. Mattauch, Kernphysikal. Tabellen, Springer-Verlag [1942].

<sup>4</sup> J. Mattauch, Z. Physik 91, 361 [1934].

<sup>5</sup> J. Mattauch, Ergebnisse d. exakt. Naturwiss., Bd. XIX, S. 194 ff. [1940].

kommen kann, sind zwei Schritte von  $\Delta I = +2$  oder zwei Schritte von  $\Delta I = -2$  niemals benachbart<sup>5</sup>.

Da bei  $\Delta I = +2$  bzw.  $-2$  jeweils eine Neutronen- bzw. eine Protonenzahl übersprungen und eine Protonen- bzw. eine Neutronenzahl doppelt besetzt wird, folgt aus den Regeln (5) und (2):

6. Für jedes  $Z$  gibt es entweder einen, zwei oder gar keinen  $\beta$ -stabilen Kern von ungeradem  $A$  (Erweiterung der Astonischen Regel)<sup>5,6</sup>.
7. Für jedes  $N$  gibt es entweder einen, keinen oder zwei Kerne auf der Stabilitätslinie.

Wenn man annimmt, daß  $I$  auf der Stabilitätslinie im I-A-Diagramm im Gebiet der  $\alpha$ -Strahler mit steigendem  $A$  nicht abnimmt (es gibt nur vier solche Fälle mit  $\Delta I = -2$  im Gebiet der  $\alpha$ -stabilen Kerne), dann ist ihre Lage bis zu  $A = 245$  ziemlich genau festgelegt (Abb. 1). Der letzte  $\alpha$ -stabile Kern ist  $^{209}_{83}\text{Bi}$ ; der nächste Kern auf der Stabilitätslinie ist  $^{211}_{84}\text{Po}(\text{AcC})$ , da  $^{211}_{83}\text{Bi}(\text{AcC})\beta^-$ - und  $^{211}_{85}\text{At}$  K-aktiv ist. Für  $A = 213$  kommt entweder  $^{213}_{84}\text{Po}$  oder  $^{213}_{85}\text{At}$  in Frage, ohne daß die Wahl zwischen diesen beiden jetzt schon möglich wäre, was auch für  $A = 215$  der Fall ist, wo zwischen  $^{215}_{85}\text{At}$  und  $^{215}_{86}\text{Rn}$  noch nicht entschieden werden kann. Dagegen ist  $^{215}_{84}\text{Po}(\text{AcA})$ , dessen  $\beta$ -Aktivität auch nachgewiesen worden ist<sup>7</sup>, wegen der Regel (5) ausgeschlossen.

Etwaige  $\beta$ -Stabilität von  $^{217}_{85}\text{At}$  würde Regel (4) verletzen, da Feathers Einwände<sup>8</sup> gegen die Messungen von Karlik und Bernert<sup>7</sup> über den dualen Zerfall von  $^{216}_{84}\text{Po}(\text{ThA})$  seit den Versuchen

<sup>6</sup> J. Mattauch, Naturwiss. 25, 738 [1937].

<sup>7</sup> B. Karlik u. T. Bernert, Naturwiss. 32, 44 [1944]; 31, 492 [1943]; Z. Physik 123, 51 [1944].

<sup>8</sup> N. Feather, Rep. Progr. Physics 11, 19 [1947]. Auch: S. Flügge u. A. Krebs, Naturwiss. 32, 71 [1944].



von Ghiorso und Mitarbb.<sup>9</sup> kaum aufrecht erhalten werden können. Also sollte entweder  $^{217}_{86}\text{Rn}$  oder  $^{217}_{87}\text{Fr}$   $\beta$ -stabil sein.  $A = 219$  gibt nur die Möglichkeiten  $^{219}_{86}\text{Rn}$  und  $^{219}_{87}\text{Fr}$ , da Regel (5) die Möglichkeit  $^{219}_{88}\text{Ra}$  wegen der  $\beta$ -Stabilität von  $^{223}_{88}\text{Ra}(\text{AcX})$  ausschließt; für  $A = 221$  bleiben  $^{221}_{87}\text{Fr}$  und  $^{221}_{88}\text{Ra}$ .

Von  $A = 223$  an sind die Kerne auf der Stabilitätslinie von  $\beta$ -aktiven Kernen eingeschlossen, welche ihre Lage eindeutig bestimmen:  $^{223}_{88}\text{Ra}(\text{AcX})$ ,  $^{225}_{89}\text{Ac}$ ,  $^{227}_{90}\text{Th}(\text{RdAc})$ ,  $^{229}_{90}\text{Th}$ ,  $^{231}_{91}\text{Pa}$ ,  $^{233}_{92}\text{U}$ ,  $^{235}_{92}\text{U}$ ,  $^{237}_{93}\text{Np}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$  und  $^{241}_{95}\text{Am}$ . Die einzigen fehlenden einschließenden Kerne sind  $^{229}_{89}\text{Ac}$ ,  $^{233}_{93}\text{Np}$  und  $^{235}_{91}\text{Pa}$ ; aus kernsystematischen Gründen geht jedoch deren  $\beta^-$ -, K- bzw.  $\beta^+$ -Aktivität unmittelbar hervor.

Die Regel (5) und die Annahme, daß die Stabilitätslinie keine Schritte nach abwärts macht, ergeben für die Massenzahlen 243 und 245 die Möglichkeiten  $^{243}_{95}\text{Am}$  oder  $^{243}_{96}\text{Cm}$  bzw.  $^{245}_{96}\text{Cm}$  oder  $^{245}_{97}\text{EkaTb}$ ; eine weitere Extrapolation ist bei dem heutigen Stand unseres Wissens wertlos.

Insoweit die  $\beta$ -Stabilität der Kerne von ungeradem  $A$  sicher ist, erhalten wir mit Hilfe der Regeln (3) und (4) eine Anzahl  $\beta$ -stabiler g-g-Kerne. Diese sind

\* A. Ghiorso, W. W. Meinke u. G. T. Seaborg, Physic. Rev. 74, 695 [1948].

$^{210}_{84}\text{Po}(\text{RaF})$ ,  $^{212}_{84}\text{Po}(\text{ThC}')$ ,  $^{216}_{86}\text{Rn}$ ,  $^{222}_{88}\text{Ra}$ ,  $^{224}_{88}\text{Ra}(\text{ThX})$ ,  $^{226}_{90}\text{Th}$ ,  $^{228}_{90}\text{Th}(\text{RdTh})$ ,  $^{230}_{90}\text{Th}(\text{Io})$ ,  $^{232}_{92}\text{U}$ ,  $^{234}_{92}\text{U}$ ,  $^{236}_{92}\text{U}$ ,  $^{238}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{240}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{242}_{96}\text{Cm}$  und wenigstens jeweils einen der Kerne der Paare

$^{214}_{84}\text{Po}(\text{RaC}')$  —  $^{241}_{86}\text{Rn}$ ;  $^{218}_{86}\text{Rn}$  —  $^{218}_{88}\text{Ra}$  und  $^{220}_{86}\text{Rn}$  —  $^{220}_{88}\text{Ra}$ .

Da aber Kerne vom g-g-Typ innerhalb weiterer Grenzen stabil sein können, kann man erwarten, daß auch der zweite Kern jedes dieser Paare sich als  $\beta$ -stabil erweisen wird, wie auch die Kerne der zweiten Mattauchschen Besetzungszone<sup>3,2</sup>, einerseits  $^{226}_{88}\text{Ra}$ ,  $^{232}_{90}\text{Th}$ ,  $^{238}_{92}\text{U}$  und  $^{242}_{94}\text{Pu}$  mit überzähligen Neutronen, andererseits  $^{208}_{84}\text{Po}$ ,  $^{224}_{90}\text{Th}$ ,  $^{230}_{92}\text{U}$ ,  $^{236}_{94}\text{Pu}$  und  $^{240}_{96}\text{Cm}$  mit Neutronenmangel.

Für einige dieser Kerne ist der Stabilitätsbeweis dadurch erbracht, daß sie Zerfallsprodukte beider benachbarter isobarer u-u-Kerne sind; die übrigen darf man aber nicht ohne weiteres als  $\beta$ -stabil ansehen. Denn  $^{210}_{82}\text{Pb}(\text{RaD})$ , das wegen der  $\beta$ -Stabilität des  $^{207}_{82}\text{Pb}$  zur zweiten Besetzungszone gehört, ist  $\beta$ -aktiv. Würde dagegen ein Zerfall von Actiniumblei gemäß  $^{207}_{82}\text{Pb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{207}_{83}\text{Bi} \xrightarrow{\alpha} {}^{203}_{81}\text{Tl}$  stattfinden, so wäre dieser auch entdeckt worden, obwohl  $^{207}_{82}\text{Pb}$  in diesem Falle sehr langlebig wäre, da man bei  ${}^{207}_{83}\text{Bi}$  einen

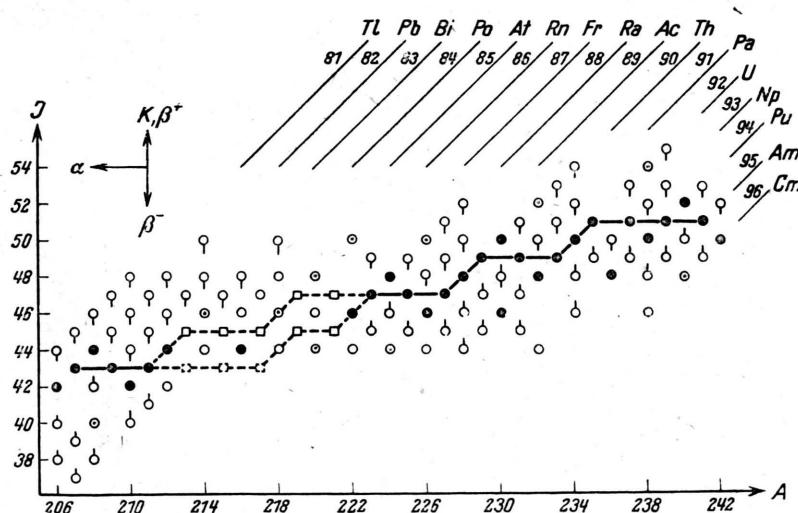


Abb. 1. I-A-Diagramm für die Kerne  $A > 206$ . Gefüllte Kreise:  $\beta$ -stabil. Kreise mit Punkt: vermutlich  $\beta$ -stabil. Offene Kreise:  $\beta$ -aktiv. Striche nach oben bezeichnen erwiesene Einfangs-, nach unten erwiesene  $\beta^-$ -Aktivität. Quadrate: Isbare Kernpaare, deren einer  $\beta$ -stabil, der andere  $\beta$ -aktiv ist. Zerbrochen: unbekannt. Ausgezogen: Stabilitätslinie. Punktiert: äußerste Lagen derselbe im unsicheren Gebiet.

großen Kernspin erwarten kann. Weiter würde eine  $\beta$ -Instabilität von  $^{207}_{82}\text{Pb}$  einen Schritt nach abwärts in der Stabilitätslinie bedeuten, was auch unwahrscheinlich ist.

Bei einigen oben nicht genannten Kernen vom g-g-Typ ist  $\beta$ -Stabilität möglich, wie z. B. bei  $^{222}_{86}\text{Rn}$ ; alle anderen dagegen sollten dualen Zerfall unterliegen.

Der experimentelle Nachweis dieser Zerfallsverzweigung wird aber in manchen Fällen auch mit den heutigen Mitteln besonders schwierig, wenn nicht sogar unmöglich sein, insbesondere wegen der großen Seltenheit des weniger wahrscheinlichen Zerfalles.

Hrn. Prof. Dr. J. Mattauch danke ich herzlichst für die freundliche Hilfe bei der Abfassung des Manuskriptes.

## Eine Prüfung der Theorie der Kern-Einzelstreuung von Elektronen

Von WALTHER BOTHE

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Heidelberg  
und dem Institut für Physik im Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung

(Z. Naturforsch. 5a, 8–10 [1950]; eingegangen am 9. Dezember 1949)

Nach einer früher beschriebenen Methode wurden vergleichende Messungen der Einzelstreuung von Elektronen an dünnen Folien mit magnetischer Zerlegung der gestreuten Elektronen durchgeführt. Für Elektronen von 210 und 370 keV und einen effektiven Streuwinkel von  $106^\circ$  weicht die gemessene Z-Abhängigkeit erheblich von der theoretisch erwarteten ab.

### 1. Ziel der Untersuchung

Die Einzelstreuung schneller Elektronen an Kernen wird gewöhnlich als ein Prüfstein für die Diracsche Theorie des Elektrons angesehen. Die Theorie der Kernstreuung ist auf der Grundlage der Diracschen Theorie von Mott<sup>1</sup> entwickelt worden.

In einer früheren Arbeit<sup>2</sup> wurde eine Anordnung für die Untersuchung der Einzelstreuung schneller Elektronen beschrieben. Mit dieser Anordnung kann nicht nur die Intensität der gestreuten Elektronen, sondern auch ihre Impulsverteilung gemessen werden. Auf diese Weise kann eine der Hauptfehlerquellen derartiger Messungen ausgeschaltet werden, nämlich das Mitmessen energiefremder Elektronen, die entweder in der Streufolie oder in anderen Teilen der Apparatur entstehen könnten. Diese Methode ist besonders geeignet, die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Ordnungszahl  $Z$  der streuenden Substanz bei konstanter Primärenergie und konstantem Streuwinkel mit großer Sicherheit zu ermitteln. Einige vorläufige Ergebnisse hierüber wurden bereits mitgeteilt<sup>2</sup>. Ein genauer Vergleich mit der Theorie konnte damals schon deshalb nicht vorgenommen werden, weil hinsichtlich der theoretischen Werte eine erhebliche Unsicherheit bestand, die aus dem sehr komplizierten Bau der strengen Motschen Formel entsprang.

Inzwischen haben nun McKinley und Feshbach<sup>3</sup> eine sehr mühsame numerische Auswertung der Motschen Originalformel vorgenommen. Das Ergebnis ist eine Reihenentwicklung des Streuquerschnittes nach Potenzen von  $Z\alpha$  ( $\alpha$  = Feinstrukturkonstante) bis zur 4. Ordnung. Hierbei zeigte sich, daß sowohl die von Mott angegebene als auch die später von Sexl und Urban abgeleitete Näherungsformel, die beide bis  $\alpha^1$  gehen, inkorrekt sind. Die richtige Näherungsformel lautet:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}} = 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \pi \beta \alpha Z \sin \frac{\vartheta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\vartheta}{2} \right), \quad (1)$$

wo  $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$  das Verhältnis des wirklichen Streuquerschnittes zu seinem Rutherford-Wert,  $\beta c$  die Geschwindigkeit der Elektronen,  $\vartheta$  der Streuwinkel ist. Aber auch diese Näherung ist nur für die leichtesten Elemente brauchbar. Für die schwersten Elemente andererseits ist selbst die Reihe von McKinley und Feshbach nicht mehr ganz ausreichend. Jedoch haben Bartlett und Watson<sup>4</sup> für Quecksilber eine exakte numerische Auswertung der strengen Mott-Formel vorgenommen. Durch Interpolation können hieraus auch für die anderen Schwerelemente genaue

<sup>2</sup> W. Bothe, Z. Naturforsch. 4a, 88 [1949].

<sup>3</sup> W. A. McKinley u. H. Feshbach, Physic. Rev. 74, 1759 [1948].

<sup>4</sup> J. B. Bartlett u. R. E. Watson, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. 74, 53 [1940].