

## Kernchemie\*)

Von Dozent Dr. R. FLEISCHMANN

Universität Heidelberg

und Institut für Physik am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg

### 1. Allgemeines.

Das Gebiet der künstlichen und natürlichen Umwandlung von Atomkernen wird heute allgemein als Kernphysik bezeichnet. Diese Benennung ist durchaus berechtigt, da alle Untersuchungen über Atomkerne in erster Linie mit den experimentellen Methoden und Hilfsmitteln der Physik, nicht der Chemie, durchgeführt werden. Wenn der vorliegende Aufsatz dennoch den Titel „Kernchemie“ trägt, so bedarf das einer Begründung. Die Kernphysik hat sich in den letzten Jahren so sprunghaft und stürmisch entwickelt, daß ein Bericht darüber Gefahr läuft, durch die Überfülle des Tatsachenmaterials an Übersichtlichkeit und für den Nichtkernphysiker auch an Verständlichkeit einzubüßen. Es soll daher im folgenden aus den Fortschritten der Kernphysik nur eine Auswahl besprochen werden, die in Parallele zu gewissen chemischen Tatsachen gestellt werden kann. Dazu rechnen wir besonders die qualitative und teilweise auch die quantitative Behandlung der Umwandlungsreaktionen, die dabei auftretenden Energietönungen und ihren Zusammenhang mit den genauen Massen der Kerne, die künstliche Radioaktivität und schließlich die Systematik der stabilen und der radioaktiven Kerne. Die den Physiker besonders stark interessierenden Fragen der „Spektroskopie der Kerne“, also die Frage nach den möglichen Energiezuständen und den Spektrallinien, die bei der Anregung der Kerne ausgesandt werden können, sollen beiseite gelassen werden.

Nach der im Jahre 1919 erfolgten Entdeckung der ersten künstlichen Umwandlung einer Atomart in eine andere durch E. Rutherford, nämlich der Umwandlung  $N^{14} + He^4 \rightarrow O^{17} + H^1$  folgte zunächst eine sehr langsame Entwicklung dieses Gebietes. Seit dem Jahre 1930 und besonders nach der Entdeckung des Neutrons 1932 hat sich das Tempo der Entwicklung riesig gesteigert. Heute ist es fast bei allen Elementen möglich, Atome künstlich umzuwandeln und künstlich radioaktive Kerne zu erzeugen; man kennt zurzeit rund 500 Umwandlungsprozesse und etwa 250 künstlich radioaktive Kernarten, neben 42 natürlichen radioaktiven und 285 stabilen. Zugleich hat das Gebiet auch qualitativ eine Vielgestaltigkeit erreicht, die man vor etwa fünf Jahren noch nicht ahnen konnte.

Vorbemerkung: Um auch für Leser verständlich zu sein, die den behandelten Fragen ferner stehen, sollen einige Tatsachen und Definitionen zusammengestellt werden, die der Kernphysiker heute als selbstverständliche Voraussetzungen betrachtet.

Jedes Atom besitzt einen Kern, der die gesamte Masse enthält und gleichzeitig die gesamte positive Ladung trägt, sowie eine Hülle aus negativ geladenen Elektronen, die den Kern umgibt. In der Elektronenhülle unterscheidet man verschiedene „Schalen“. Die innerste Schale heißt K-Schale, die nächste L-Schale, dann folgt die M-, N-, O-Schale. Die Struktur des Periodischen Systems der Elemente hängt mit der Schalenstruktur der Elektronenhülle zusammen. Uns interessieren hier nur die Atomkerne.

Die Kerne sind zusammengesetzt aus Protonen und Neutronen, enthalten aber keine Elektronen oder Positronen. Sie sind gekennzeichnet durch Ordnungszahl und Atomgewicht. Die Ordnungszahl im Periodischen System der Elemente ist gleich der Anzahl der positiven Elementarladungen, die der Kern trägt, und ist gleich der Anzahl der Protonen, die sich im Kern befinden. Das runde Atomgewicht (ohne Berücksichtigung der Abweichungen von der Ganzzahligkeit), die sog. „Massenzahl“, ist gleich der Zahl der Protonen + Zahl der Neutronen. Beispiel:  $^{63}_{29}Cu$  (Ordnungszahl 29, Atomgewicht 63) enthält 29 Protonen. Die positive Kernladung beträgt  $29 \cdot 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} = 46,4 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$ . Die Anzahl der Neutronen im Kern ist  $63 - 29 = 34$ .

Inhalt: 1. Allgemeines. 2. Erzeugung energiereicher Teilchen. 3. Umwandlungsreaktionen. 4. Energieabhängigkeit der Umwandlung. 5. Langsame Neutronen. 6. Künstlich radioaktive Kerne. 7. Kernisomerie. 8. Genaue Massen, Kernkräfte. 9. Energietönung. 10. Systematik der Kerne. 11. Ausblick auf Anwendungen.

Isotope sind Atomarten, die gleiche Ordnungszahl, aber verschiedene Massenzahl haben. Ihre chemischen Eigenschaften sind nicht merklich verschieden. Beispiel:  $^{63}_{29}Cu$  und  $^{65}_{29}Cu$ .

Isobare sind Atomarten, die gleiches Atomgewicht, aber verschiedene Kernladung haben. Beispiel:  $^{40}_{18}Ar$  und  $^{40}_{20}Ca$ .

Protonen und Neutronen sind als Elementarteilchen zu betrachten. Das Proton ist genau das gleiche wie der Kern des gewöhnlichen Wasserstoffs mit dem Atomgewicht 1,008 und der positiven Kernladung 1. Das Neutron ist ein Teilchen mit dem Atomgewicht 1,009, also mit fast dem gleichen Atomgewicht wie der Wasserstoff, jedoch ohne elektrische Ladung, d. h. mit der Ordnungszahl Null. Neutronen erleiden nur mit den Atomkernen, nicht aber mit der Elektronenhülle Wechselwirkung. Sie verraten ihre Anwesenheit entweder durch elastische Zusammenstöße mit Atomkernen, bei denen der gestoßene Kern in Bewegung gesetzt wird, oder aber durch Umwandlungsprozesse. Von diesen ist am leichtesten die Erzeugung künstlich radioaktiver Kerne nachzuweisen.

Man kennt heute außer dem Elektron mit negativer Ladung von  $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ CGS-E}$  und einer Masse von  $\frac{1}{1836}$  Atomgewichtseinheiten (Sauerstoff = 16) auch das Positron mit ebenso großer Ladung und ebenso großer Masse, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen der Ladung. Die Benennung „Positron“ stammt von seinem Entdecker Anderson und ist eine Zusammenziehung aus „positive electron“. Elektron und Positron sind ebenfalls als Elementarteilchen anzusprechen.

Das Elektron besitzt einen mechanischen Drehimpuls, einen sogenannten „Spin“. Es verhält sich also wie ein kleiner Kreis. Wegen seiner elektrischen Ladung ist damit ein magnetisches Moment verknüpft. Auch Atomkerne besitzen teilweise einen mechanischen Drehimpuls („Kernspin“) und auch ein magnetisches Moment.

Das Neutrino ist ein hypothetisches Teilchen, das keine Ladung und wahrscheinlich keine Ruhemasse, jedoch einen Spin gleicher Größe wie das Elektron besitzt. Es soll ausgestrahlt werden, wenn ein radioaktiver Stoff unter Aussendung eines kontinuierlichen Elektronenspektrums zerfällt. Dabei soll mit jedem Elektron gleichzeitig ein Neutrino ausgesandt werden, so daß die Summe aus der kinetischen Energie des Elektrons und aus der Energie des Neutrino eine konstante Energietönung ergibt. Die obere Grenze des Elektronenspektrums stimmt dann mit dieser Energietönung überein. Ohne Annahme des Neutrino wäre die Existenz eines kontinuierlichen Geschwindigkeitsspektrums der Elektronen mit der Energieerhaltung nicht vereinbar. Das Neutrino hat sich bisher dem direkten Nachweis entzogen, da seine Wechselwirkung mit Materie außerordentlich gering sein muß.

Auch das Licht hat atomare Struktur. Die Atome des Lichtes heißen Lichtquanten. Die in einem Lichtquant vereinigte Energiemenge ist  $E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$ , wo  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des Lichtes,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes bedeutet.

Energien von Teilchen oder von Lichtquanten werden häufig in der Energieeinheit eV (Elektron-Volt) angegeben. 1 eV ist die Energie, die ein Elektron erhält, wenn es die Spannungsdifferenz 1 V durchfällt.  $1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} \cdot 1 \text{ V} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ W} \cdot \text{s} = 1,60 \cdot 10^{-18} \text{ erg}$ . Ferner sind  $1000 \text{ eV} = 1 \text{ ekV}$ ;  $1000000 \text{ eV} = 1 \text{ MeV}$ . Beispiele: Die Lichtquanten der Quecksilberlinie  $\lambda = 2537 \text{ Å}$  besitzen eine Quantenenergie von 4,9 eV, die Lichtquanten der Röntgen- $K_{\alpha}$ -Linie von Kupfer  $\lambda = 1,54 \text{ Å}$  haben eine Quantenenergie von 8,0 ekV, die Lichtquanten der kurzwelligsten starken Linie der natürlichen  $\gamma$ -Strahlung von ThC'  $\lambda = 0,0047 \text{ Å}$  haben eine Quantenenergie von 2,62 MeV.

Energie kann in Masse verwandelt werden und umgekehrt. Ein Lichtquant von 1 MeV, also strahlende Energie, kann in 1 Elektron + 1 Positron verwandelt werden. Ein Positron kann sich mit einem Elektron zu 2 Quanten von 0,5 MeV umsetzen. Auch kinetische Energie kann aus Masse erzeugt werden oder Masse aus kinetischer Energie. Das tritt häufig bei Umwandlungsreaktionen ein. Beim radioaktiven  $\beta$ -Zerfall wird das Elektron im Augenblick der Aussendung aus Energie erschaffen.

\*) Im Anschluß an einen Vortrag vor der Chemischen und der Physikalisch-Medizinischen Gesellschaft in Würzburg.

Wirken zwischen Teilchen Bindungskräfte und treten die Teilchen zusammen, wobei Bindungsenergie frei wird, so ist die Masse des zusammengefügteten Kerns kleiner als die Summe der Massen der Bestandteile.

Die Abweichung des genauen Atomgewichts von der Ganzzahligkeit wird Massendefekt genannt. Daher ist für  $O^{16}$  der Massendefekt gleich Null. Für Atome mit kleinerer Masse ist er positiv, für Atome mit größerer Masse negativ.

Bevor wir zu einzelnen Fragen übergehen, wollen wir uns die Größenordnungen der einerseits bei chemischen Umsetzungen, andererseits bei kernphysikalischen Umwandlungsreaktionen auftretenden Energietönungen vergegenwärtigen. Die chemischen Umsetzungen spielen sich in der Elektronenhülle ab, die Atomumwandlungsprozesse im Atomkern. Umsetzungen in der Hülle sind verknüpft mit Energietönungen von 10000 bis 100000 cal/Mol, das sind rund 0,5–5 eV/Atom. Bei Kernumwandlungen werden dagegen 100000 bis 10000000 eV/Atom umgesetzt. Mit den Hilfsmitteln des Chemikers wird man daher niemals Kerne umwandeln können. Andererseits ist es aber auch klar, daß für die Kernphysik, in der Teilchen von mehreren Millionen eV Energie verwendet werden, der chemische Bindungszustand zwischen den Atomen in einem Molekül oder die Temperatur keine Rolle spielen. Eine geringe Einschränkung wird weiter unten bei den langsamen Neutronen zu machen sein.

Das Auftreten so großer Energien bei der Umwandlung eines einzelnen Atoms hat aber eine wichtige Folgerung, die dem Chemiker ungewohnt ist. Bei gewöhnlichen chemischen Reaktionen gilt stets das Gesetz von der Erhaltung der Masse, d. h., die Gesamtmasse aller Reaktionsteilnehmer wird durch die Reaktion nicht merklich verändert. Ganz anders ist es bei Kernreaktionen, weil dabei  $10^5$  bis  $10^6$ mal größere Energien umgesetzt werden. Bekanntlich ist eine Energie  $E$  äquivalent einer Masse  $\frac{E}{c^2}$ , wo  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Gibt man die Energie in eMV und die Massen in Atomgewichtseinheiten an (1 Atomgewichtseinheit =  $\frac{1}{16}O^{16}$ ), dann entsprechen 0,93 eMV der Masse 0,001 Atomgewichtseinheiten. Werden daher bei einer Kernreaktion z. B. 9,3 eMV Energie je Atom in irgendeiner Form (kinetische Energie oder Strahlung) frei, so besitzen die an der Reaktion beteiligten Kerne nach der Reaktion um 0,01 Atomgewichtseinheiten weniger Masse als vor der Reaktion.

Nach diesen Feststellungen fragen wir, welche Atomkerne als Reaktionspartner für Kernumsetzungen zur Verfügung stehen. Es ist uns geläufig, daß für gewöhnliche chemische Reaktionen 92 Elemente verwendet werden können, zwischen denen die verschiedenartigsten Verbindungen möglich sind. Genau genommen müssen wir auch noch berücksichtigen, daß viele chemische Elemente Isotopengemische sind und daß diese verschiedenen Isotope in ihren chemischen Eigenschaften Unterschiede zeigen, die allerdings meist sehr gering, bei schwerem Wasserstoff jedoch erheblich sind. Der Kernphysiker hat an sich natürlich die gleichen Atomarten wie der Chemiker zur Verfügung, doch sind für ihn stets schon zwei Isotope ein und desselben chemischen Elements genau so verschieden, wie zwei Atomarten, die zu verschiedenen Elementen gehören. Bis heute besteht noch nicht die Möglichkeit, willkürlich irgend zwei Atomarten aus dem Periodischen System der Elemente auszuwählen und sie miteinander zu einer Kernreaktion zu bringen. Zwar kann der eine Reaktionspartner fast willkürlich aus den Atomarten zwischen  $^1H^1$  bis  $^{238}U^{238}$  gewählt werden, der andere Partner kann jedoch im gegenwärtigen Stand der Entwicklung nur sein: 1. ein Neutron ( $n$ ), Atomgewicht 1, Kernladung 0, oder 2. ein Proton ( $p$ ), d. h. ein Kern des gewöhnlichen leichten Wasserstoffs, Atomgewicht 1, Kernladung 1, oder 3. ein Deuteron ( $d$ ), d. h. ein Kern des schweren Wasserstoffs mit dem Atomgewicht 2 und der Kernladung 1, oder 4. ein  $\alpha$ -Teilchen ( $\alpha$ ), d. h. ein Kern des gewöhnlichen Heliums mit dem Atomgewicht 4 und der Kernladung 2. Schließlich gelang es 5. vor einigen Monaten zum erstenmal, den Kern des seltenen, kürzlich entdeckten Isotops des Elements Helium mit dem Atomgewicht 3 und der Kernladung 2 ( $He^3$ ) zu Kernreaktionen zu verwenden. Daneben gibt es 6. noch die Möglichkeit, durch sog. „Kernphotoeffekt“, d. h. durch Absorption energiereicher Quanten der  $\gamma$ -Strahlung (Bezeichnung  $\gamma$ ) im Kern diesen umzuwandeln. Für die zur Umwandlung geeigneten Teilchen schreiben wir stets kurz  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ,  $He^3$  und bei der  $\gamma$ -Strahlung  $\gamma$ .

## 2. Das Zustandekommen von Kernreaktionen und die Erzeugung energiereicher Teilchen.

Alle Kerne, die umgewandelt werden sollen, sind positiv geladen. Daher werden Protonen, Deuteronen,  $\alpha$ -Teilchen und  $He^3$ -Teilchen wegen ihrer positiven Ladung bei der Annäherung an den Kern stark abgestoßen, Neutronen dagegen nicht, da sie selbst keine elektrische Ladung besitzen. Geladene und ungeladene Teilchen werden sich also verschieden verhalten.

Kernumwandlungen durch geladene Teilchen treten nur ein, wenn die Teilchen kinetische Energien von einigen 10000 bis vielen Millionen eV besitzen. Damit eine solche Umwandlung wirklich zustande kommt, muß das umzuwandelnde Teilchen 1. auf eine genügende kinetische Energie gebracht werden, 2. durch die Elektronenhülle hindurch bis in Kernnähe befördert werden. Erst dann kann die Reaktion ablaufen.

Wir wollen zuerst auf den zweiten Punkt eingehen. Teilchen, die einige Millionen eV besitzen, durchdringen die Elektronenhülle leicht, selbst wenn sie auf dem Weg durch die Hülle Anregungsprozesse in dieser hervorrufen. Die am festesten gebundenen K-Elektronen besitzen ja nur Bindungsenergien, die bei den leichtesten Elementen wenige 100 eV und bei den schwersten Atomen (Uran) höchstens 115000 eV betragen.

Die Wechselwirkung der umzuwandelnden Teilchen mit der Elektronenhülle der umzuwandelnden Substanz hat gleichwohl eine sehr große Bedeutung, denn die Bremsung geladener Teilchen — das sind alle außer den Neutronen — geschieht fast ausschließlich in der Elektronenhülle durch Energieabgabe in kleinen Stufen. Daher rührt es, daß beim Durchgang durch die umzuwandelnde Substanz oft nur eines unter 10 Millionen Teilchen überhaupt einen Kern trifft, während alle übrigen in den Elektronenhüllen der Atome, die durchsetzt wurden, vollständig abgebremst werden, ohne jemals in Kernnähe gekommen zu sein. Die Bremsvorgänge in der Hülle sind also die Ursache für die meist so kleinen Absolutausbeuten.

Ob durch ein Teilchen, das mit genügender Energie ins Innere der K-Schale eingedrungen ist, schließlich eine Umwandlung ausgelöst wird, hängt vom Wirkungsquerschnitt des Kerns ab, der heute noch nicht auf andere Kerneigenschaften zurückgeführt werden kann, oder anschaulicher ausgedrückt, wenn auch ungenauer, vom Kernradius und von der Wahrscheinlichkeit des Eindringens in den Kern. Der Kernradius ist von der Größenordnung  $10^{-12}$  cm, also etwa um 4 Zehnerpotenzen kleiner als der Atomradius, der von der Größenordnung  $10^{-8}$  cm ist.

Wenn ein Teilchen den Wechselwirkungsbereich eines Kerns erreicht, kann statt einer Umwandlung auch nur eine elastische Streuung eintreten ohne innere Änderung im Kern, oder aber eine unelastische Streuung unter Anregung des getroffenen Kerns. Das stoßende Teilchen verliert dabei einen Teil seiner kinetischen Energie und der angeregte Kern sendet anschließend  $\gamma$ -Strahlen aus.

Für ungeladene Teilchen, d. h. für Neutronen, sind die Verhältnisse etwas anders. Neutronen erleiden keine Wechselwirkung mit Elektronen, können also, gleichgültig, ob ihre kinetische Energie 10 Millionen eV oder 0,01 eV beträgt, die Elektronenhülle ungehindert durchdringen. Schnelle Neutronen verlieren ihre Geschwindigkeit ausschließlich durch Zusammenstöße mit Kernen, u. zw. meist durch elastische, teils auch durch unelastische. Wenn die Neutronen nur mehr die Geschwindigkeit der thermischen Temperaturbewegung besitzen, können sie von der Mehrzahl aller Kerne eingefangen werden. (Vgl. Ziff. 5).

Energereiche Quanten der  $\gamma$ -Strahlung werden größtenteils in der Elektronenhülle und nur zu einem geringen Bruchteil im Kern absorbiert.

Die Erzeugung energiereicher Protonen, Deuteronen,  $\alpha$ -Teilchen kann nur ganz kurz besprochen werden. Wie im Anfang der Kernforschung, so sind auch heute noch die natürlichen  $\alpha$ -Teilchen aus radioaktiven Präparaten wichtige Hilfsmittel zur Erzielung künstlicher Umwandlungen. Besonders häufig verwendet man  $\alpha$ -Teilchen von Po (kinetische Energie des einzelnen  $\alpha$ -Teilchens 5,30 eMV), RaC' (7,68 eMV) oder ThC' (8,78 eMV). Ein Gramm Radium sendet eine solche Zahl von  $\alpha$ -Teilchen, d. h.  $He^{++}$ -Teilchen, aus, daß sie einer Stromstärke von  $He^{++}$ -Teilchen von  $\frac{1}{90} \mu A$  entsprechen.

Die Erzeugung schneller Protonen, Deuteronen und  $\alpha$ -Teilchen kann geschehen mit einem Kanalstrahlrohr, hinter das eine oder mehrere Nachbeschleunigungsstufen geschaltet werden<sup>1)</sup>. Mit 1 000 000 V Spannung erhält man Protonen oder Deuteronen von 1 eMV Energie. Die Nachbeschleunigungsspannung kann entweder mit einem Kaskadengenerator<sup>1)</sup>, d. h. mit gleichgerichteter Wechselspannung, vorgenommen werden (im Gebrauch mit Spannungen bis etwa 2 000 000 V) oder mit einem elektrostatischen Bandgenerator<sup>1)</sup> nach *van de Graaff*, der nach einem der Influenzmaschine ähnlichen Prinzip arbeitet und unmittelbar Gleichspannung liefert (in Gebrauch ebenfalls für Spannungen bis etwa 2 000 000 V). Die Erzeugung schneller Protonen und Deuteronen in großer Intensität gelingt auf diese Weise ziemlich leicht.

He<sup>++</sup>-Teilchen, d. h.  $\alpha$ -Teilchen, können nur stark untermischt mit He<sup>+</sup>-Teilchen erzeugt werden. Die einfach geladenen Teilchen erhalten nur die halbe Energie der doppelt geladenen.

Die weitaus größten Teilchenenergien lassen sich mit dem Zyklotron<sup>2)</sup> erzielen. In diesem zuerst von *E. O. Lawrence* erbaute Apparat laufen die zu beschleunigenden Teilchen zwischen den Polstücken eines riesigen Elektromagneten auf Kreisen und werden innerhalb von zwei halbdosenförmigen Elektroden, an denen ein hochfrequentes Wechselfeld liegt, mehrfach beschleunigt. Zwischen der Frequenz des Umlaufs und der Frequenz des Wechselfeldes besteht Resonanz. Man hat damit bis jetzt schnellbewegte Teilchen mit folgenden Energien erzeugt: Protonen mit 8 eMV, Deuteronen mit 16 eMV,  $\alpha$ -Teilchen mit 32 eMV und schließlich neuerdings He<sup>3</sup>-Teilchen von 24 eMV, jedoch mit geringer Stromstärke<sup>3)</sup>. Die angegebene Teilchenenergie ist jeweils die Energie des einzelnen Teilchens. Die Stromstärken bewegen sich je nach Teilchenart, Höchstenergie und Apparatchen zwischen 1 und 100  $\mu$ A. Die Zahl der Teilchen je Sekunde errechnet sich leicht, wenn man bedenkt, daß einer Stromstärke von  $1,60 \cdot 10^{-19}$  A ein einfach geladenes Teilchen je Sekunde entspricht. ( $1 \mu\text{A} = 10^{-6}$  A.) Zum Vergleich sei erwähnt, daß die von 1 g Ra ausgesandten doppelt positiv geladenen  $\alpha$ -Teilchen ( $3,6 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -Teilchen je Sekunde) einer Stromstärke von nur  $\frac{1}{90}$   $\mu$ A entsprechen.

Energiereiche Neutronen erhält man durch Umwandlungsprozesse. Besonders häufig verwendet man als Neutronenquelle eine Mischung von Beryllium mit RaEm. Dabei wird Be durch die  $\alpha$ -Strahlen der Radiumemanation und ihrer Folgeprodukte RaA und RaC' unter Aussendung von Neutronen umgewandelt. Die Neutronenenergien liegen dann meist zwischen 3 und 7 eMV, zu einem beträchtlichen Teil betragen sie nur einige Zehntel eMV und in geringer Menge gibt es solche bis etwa 14 eMV. Von Be+1 mC RaEm erhält man pro Sekunde 25 000 Neutronen. (1 mC=1 „Milli-Curie“ ist diejenige Menge, die mit 1 mg Radium im radioaktiven Gleichgewicht steht.)

Neutronen in großer Zahl und dabei noch mit einheitlicher Energie von etwa 2,5 eMV entstehen bei der Beschließung von schwerem Wasserstoff mit Deuteronen von etwa 0,3 eMV Energie. Die Neutronenenergie steigt, wenn man energiereichere Deuteronen verwendet, bleibt aber auch dann einheitlich.

Die schnellsten Neutronen erhält man bei Beschließung von Lithium mit Deuteronen. Bei einer Deuteronenenergie von 0,3 eMV besitzen die Neutronen bis 16 eMV Energie.

$\gamma$ -Strahlung mit 17 eMV Quantenenergie zur Erzielung von Kernphotoeffekt wird durch Beschießen von Lithium mit Protonen erhalten.

Die Intensität, d. h. die Teilchenzahl pro Zeiteinheit, und außerdem auch die kinetische Energie (Geschwindigkeit) der Teilchen, die man heute mit künstlichen Hilfsmitteln, insbes. mit dem Zyklotron, erzeugen kann, ist also weitaus größer als bei natürlichen Quellen. Mit dem Zyklotron können Neutronenintensitäten erzeugt werden, die einer Mischung von über 200 kg (in Wort n: 200 Kilogramm) Radium mit Beryllium entsprechen würden.

<sup>1)</sup> Zusammenfassende Darstellung: *A. Bouwers*: Elektrische Höchstspannungen, Springer, Berlin 1939.

<sup>2)</sup> *E. O. Lawrence, D. Cooksey*, Physic. Rev. **50**, 1131 [1936].

<sup>3)</sup> *E. O. Lawrence u. Mitarb.*, ebenda **56**, 124 [1939].

### 3. Umwandlungsreaktionen.

Wie erwähnt, treten bei Umwandlungen nur wenige Teilchenarten auf, nämlich n, p, d, He<sup>3</sup> und  $\alpha$ . Man führt daher zur Erzielung besserer Übersichtlichkeit eine abgekürzte Bezeichnung ein. Statt ausführlich zu schreiben  ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$  wird geschrieben:  ${}^{14}_7\text{N} (\alpha, p) {}^{17}_8\text{O}$ . Dabei steht das umzuwandelnde Atom an erster, das entstehende Atom an letzter Stelle; in der Klammer wird an erster Stelle das in den Kern eintretende, an zweiter Stelle das austretende Teilchen geschrieben. Eine u. U. auftretende  $\gamma$ -Strahlung wird ganz am Schluß beigefügt, z. B.  ${}^{10}_5\text{B} (\alpha, p) {}^{13}_4\text{C} + \gamma$ , jedoch schreibt man bei gewissen Reaktionen  $\gamma$  an den Platz des Teilchens, wenn nämlich das  $\gamma$ -Quant die Stelle eines solchen vertritt, d. h. bei Einfangprozessen wie z. B.  ${}^1_1\text{H} (n, \gamma) {}^2_1\text{H}$  und beim Kernphotoeffekt z. B.  ${}^1_1\text{H} (\gamma, n) {}^1_1\text{H}$ . Das  $\gamma$ -Quant hat zwar eine Sonderstellung, verhält sich in vieler Hinsicht aber wie ein materielles Teilchen. Die entstehenden Kerne können stabil oder radioaktiv sein. Radioaktive Kerne werden meist mit einem Stern bezeichnet, z. B.  ${}^{24}_{11}\text{Na}^*$ .

Man kennt gegenwärtig<sup>4)</sup> folgende Typen der Umwandlung: 1. Austauschreaktionen, bei denen eines der Teilchen n, p, d, He<sup>3</sup>,  $\alpha$  in einen Kern eintritt und dafür ein anderes den Kern verläßt. Beispiele sind die Reaktionstypen  $(\alpha, p)$ ,  $(p, n)$ ,  $(d, p)$  usw.; 2. Einfangreaktionen, bei denen ein Teilchen in den Kern eintritt und darin steckenbleibt. Die frei werdende Bindungsenergie wird als  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt, z. B.  $(n, \gamma)$ ,  $(p, \gamma)$ ; 3. unelastischen Stoß unter Herausschlagen eines Neutrons durch ein sehr energiereiches Neutron oder zweier Neutronen durch ein Deuteron,  $(n, 2n)$ ,  $(d, 2n)$ -Prozeß; 4. Kernphotoeffekt, d. h. die Abspaltung eines Neutrons, infolge der Absorption eines genügend energiereichen  $\gamma$ -Quants im Kern,  $(\gamma, n)$ -Prozeß, und 5. Spaltungsreaktionen, bei denen durch ein eintretendes Teilchen ein Kern in zwei Bruchstücke ähnlicher Größenordnung zerplatzt. Man kennt Spaltungsreaktionen durch Neutronen bei Uran, Protaktinium und Thorium.

Den radioaktiven Zerfall betrachten wir als eine Erscheinung für sich, da er nicht künstlich beeinflusst werden kann.

Tabelle 1. Übersicht über die Umwandlungsreaktionen.

aus ein	$\gamma$	n	p	d	$\alpha$	2n
$\gamma$	(1)	21	—	—	—	—
n	84	(5)	35	—	33	56
p	11	32	(1)	1	10	—
d	—	43	59	—	34	4
$\alpha$	—	32	26	—	(1)	—

Einen Überblick über die bekannten Umwandlungstypen soll Tab. 1 geben. Senkrecht sind die eintretenden, waagrecht die austretenden Teilchen eingetragen. Jedem Umwandlungstyp entspricht dann ein Feld, in dem die Anzahl der bekannten Prozesse dieses Typs vermerkt ist. He<sup>3</sup> ist weggelassen, da man bis jetzt erst einen einzigen (He<sup>3</sup>, p)-Prozeß kennt. Besonders zahlreich sind die Prozesse (d, p) und vor allem (n,  $\gamma$ ). Dieser letztere Prozeß wird durch langsame Neutronen erzeugt und ist bei den meisten Elementen möglich. Bei Betrachtung der Abbildung fällt auf, daß nur in einem einzigen Fall Deuteronen ausgesandt werden, nämlich bei  ${}^9_4\text{Be}$  (p, d)  ${}^9_4\text{Be}$ . Wahrscheinlich hängt das mit der verhältnismäßig lockeren Bindung des Deuterons zusammen.

Hervorzuheben ist noch der Kernphotoeffekt ( $\gamma, n$ ). Bei  ${}^1_1\text{H}$  und  ${}^9_4\text{Be}$  kann er schon durch  $\gamma$ -Strahlen von RaC und ThC' ausgelöst werden. Bei 12 anderen Elementen gelang er durch Anwendung der oben erwähnten viel härteren  $\gamma$ -Strahlen von  ${}^7_3\text{Li}$  (p,  $\gamma$ )  ${}^7_3\text{Li}$  mit 17 eMV.

Besonders zu besprechen sind die (n, n)-, (p, p)-, ( $\alpha, \alpha$ )- und ( $\gamma, \gamma$ )-Prozesse. Es handelt sich in diesem Fall um Anregung, nicht Umwandlung des getroffenen Kerns durch unelastischen Stoß der Teilchen. Das stoßende Teilchen fliegt nachher mit verminderter kinetischer Energie weiter. Bei ( $\gamma, \gamma$ )-Prozessen handelt es sich um Anregung des Kerns unter gleichzeitiger Verminderung der Quantenenergie des  $\gamma$ -Strahls. Der Anregungszustand kann entweder sehr rasch, d. h. in unmeßbar kleiner Zeit unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlen in den Grund-

<sup>4)</sup> Näheres findet sich bei *R. Fleischmann*, Die Physik in regelmäßigen Berichten **8**, Heft 1 [1940].

zustand übergehen, oder es kann ein metastabiler Zustand entstehen, d. h. ein Anregungszustand mit einer gewissen Lebensdauer, die nach Minuten und Stunden zählen kann. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt dann mit einer gewissen Halbwertszeit unter Erscheinungen, die denen der Radioaktivität entsprechen (vgl. Ziff. 7). Die Anregungsprozesse sind in Tab. 1 eingeklammert.

Außerdem sind noch einige Sonderfälle zu erwähnen. Bei den leichtesten Elementen, insbes.  ${}^3\text{Li}$ ,  ${}^4\text{Be}$ ,  ${}^5\text{B}$  und  ${}^6\text{C}$ , sind Umwandlungen möglich, bei denen als Endprodukt mehrere  $\alpha$ -Teilchen und Neutronen entstehen. Als Beispiele seien genannt die Prozesse:  ${}^3\text{Li} + d \rightarrow 2\alpha + n$ ;  ${}^6\text{B} + p \rightarrow 3\alpha$ ;  ${}^6\text{C} + d \rightarrow 3\alpha$ ;  ${}^9\text{B} + d \rightarrow 3\alpha + n$ ;  ${}^{12}\text{C} + n \rightarrow 3\alpha + n$ .

In der Tabelle haben weiter keinen Platz die Spaltungsprozesse, die von O. Hahn u. F. Straßmann<sup>6)</sup> im Januar 1939 in Fortsetzung von Untersuchungen von Meitner, Hahn u. Straßmann bei Uran unter der Einwirkung von Neutronen entdeckt wurden und dann auch bei Th und Pa festgestellt werden konnten. Es entstehen dabei aus  ${}^{235}\text{U}$  zwei Bruchstücke, die z. B. Isotope von  ${}_{56}\text{Ba}$  und  ${}_{36}\text{Kr}$  oder — innerhalb gewisser Grenzen — von zwei anderen Elementen sein können, deren Kernladungssumme 92 ist. Diese Isotope erleiden dann einen fortlaufenden Weiterzerfall unter Aussendung von Elektronen, der schließlich zu stabilen Kernen führt. Die bei Bestrahlung mit Neutronen aus Uran oder Thorium entstehenden Bruchstücke besitzen beim Auseinanderfliegen eine kinetische Energie von zusammen etwa 150 eMV. Bis zur völligen Abbremsung können sie in Luft 2 cm zurücklegen. Welche Bruchstücke primär entstehen und mit welcher Häufigkeitsverteilung, läßt sich heute noch nicht genau angeben. Jedenfalls kennt man als Bruchstücke oder Folgeprodukte eines Spaltungsprozesses Isotope aller Elemente mit den Ordnungszahlen 35–42 und 51–57. Die früher beobachteten und seinerzeit Transurane zugeordneten Halbwertszeiten gehören den genannten Elementen an. Der einzige Fall, bei dem ein Transuran entsteht, ist der Zerfall von  ${}^{238}\text{U}$ , das durch den Einfangprozeß  ${}^{238}\text{U}^{238}$  ( $n, \gamma$ ) gebildet wird und mit der Halbwertszeit  $T = 23$  min zerfällt. Da Elektronen ausgesandt werden, muß man schließen, daß dabei ein  ${}^{93}\text{Transuran}^{239}$  entsteht. Dieses besitzt eine Halbwertszeit  $T = 2,3$  d und zerfällt auch wieder unter Aussendung von Elektronen. Es muß dabei ein Isotop des Elementes 94 mit der Massenzahl 239 gebildet werden; über seine Eigenschaften ist aber noch nichts bekannt. Bemerkenswert ist, daß sich das Element 93 nicht wie ein Eka-Rhenium verhält, sondern ähnliche Eigenschaften zeigt wie Uran.

Soweit bei einer Umwandlung künstlich radioaktive Kerne entstehen, läßt sich durch chemische Abtrennung<sup>6,7)</sup> feststellen, welchem chemischen Element der gebildete Kern angehört, d. h. welche Ordnungszahl er besitzt. Diese Untersuchung ist in den meisten Fällen durchgeführt und liefert oft eine eindeutige Aussage über den Entstehungsprozeß. Die erzeugten Mengen künstlich radioaktiver Stoffe sind stets so gering, daß sie nur durch ihre radioaktive Strahlung, nicht aber gewichtsmäßig nachgewiesen werden können.

Die bei den Umwandlungsreaktionen ausgesandten Teilchen haben manchmal durchweg einheitliche Geschwindigkeit. Oft besitzen sie aber, trotz einheitlicher kinetischer Energie der umwandelnden Teilchen, ein diskretes Geschwindigkeitsspektrum. Das ist der Fall, wenn der entstehende Endkern in einem angeregten Zustand zurückbleibt. Die unter Bildung eines bestimmten angeregten Zustandes ausgesandte Geschwindigkeitsgruppe besitzt kleinere kinetische Energie als eine Geschwindigkeitsgruppe, die den Endkern unangeregt zurückläßt. Der Energieunterschied beider Geschwindigkeitsgruppen entspricht der Anregungsenergie des Endkerns. Meist gibt es mehrere Anregungszustände und damit mehrere Geschwindigkeitsgruppen. Auch bei ( $n, n$ )-, ( $p, p$ )- und ähnlichen Reaktionen werden Anregungszustände des getroffenen Kerns erreicht. Aus der Beobachtung solcher Anregungszustände in Verbindung mit der Untersuchung der von angeregten Kernen ausgesandten  $\gamma$ -Strahlen erhält man Aussagen über die dem Kern eigenen Energierterme.

Die Erscheinungen lassen sich in Parallele setzen zur Anregung von Spektrallinien in der Elektronenhülle durch Elektronenstoß und zur Erzeugung metastabiler Atome. Während jedoch Spektrallinien aus der Elektronenhülle sehr leicht mit großer Genauigkeit ausgemessen werden können und die Schwierigkeit seinerzeit vor allem in der Entwirrung der Spektren bestand, macht bei den

Kernspektren die genügend genaue Ausmessung der Spektrallinien und der Energierterme außerordentlich große experimentelle Schwierigkeiten. Der Physiker wird gerade diesen Erscheinungen und allen anderen, die damit in Beziehung stehen, sein Hauptaugenmerk zuwenden. Wir wollen in diesem Aufsatz nicht näher darauf eingehen, da wir uns auf die der Chemie näher stehenden Fragen beschränken wollen.

#### 4. Energieabhängigkeit der Umwandlung.

Unter Anregungsfunktion versteht man diejenige Funktion, welche die Abhängigkeit der Reaktionsausbeute von der Energie der stoßenden Teilchen angibt. Sie kann in zweierlei Formen angegeben werden, nämlich entweder als integrale oder als differentielle Funktion. Die differentielle Funktion bezieht sich auf die Ausbeute, die man erhält, wenn sehr dünne Schichten aus der umzuwandelnden Substanz mit Teilchen beschossen werden. Unter sehr „dünn“ sind hierbei Schichten zu verstehen, die nicht ausreichen, um die umwandelnden Teilchen beim Durchgang merklich abzubremsten.

Die integrale Anregungsfunktion erhält man, wenn dicke Schichten bestrahlt werden. „Dick“ sind Schichten, in denen die umwandelnden Teilchen vollständig abgebremst werden. Um einen Anhalt zu geben, sei erwähnt, daß  $\alpha$ -Teilchen von 5 eMV durch 3,5 cm Luft, Protonen von 5 eMV durch 34 cm Luft eben abgebremst werden. Die integrale Funktion entsteht aus der differentiellen durch Integration. Abb. 1 gibt schematisch die typischen Formen der Anregungsfunktionen ohne und mit „Resonanz“ wieder.

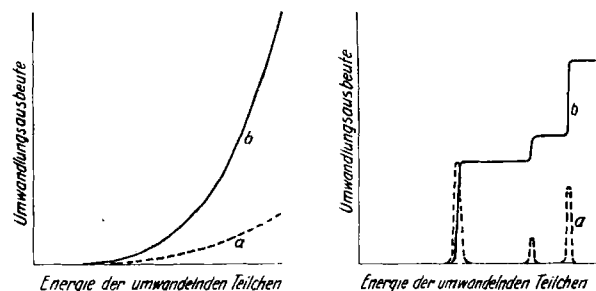


Abb. 1. Schematische Anregungsfunktionen: a differentiell (dünne Schicht), b integral (dicke Schicht); linkes Bild für Umwandlung ohne Resonanz, rechtes Bild für Umwandlung ausschließlich an Resonanzstellen.

Unter Resonanz versteht man bei Teilchen das Auftreten eines selektiven Maximums der Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. Beim Beschießen einer dünnen Schicht der umzuwandelnden Substanz ergibt sich dann nur für ein ganz enges Geschwindigkeitsgebiet der umwandelnden Teilchen ein Maximum der Umwandlungsausbeute. Bei Beschießung einer dicken Schicht beobachtet man an der gleichen Stelle das Auftreten einer Stufe. Das ist leicht verständlich. Denn wenn die Teilchen schneller sind, werden sie in der Schicht — ohne eine Umwandlung zu erregen — zunächst abgebremst, bis ihre Energie einem Resonanzgebiet entspricht. Dann besitzen sie eine gewisse Wahrscheinlichkeit, den Prozeß auszulösen. Diese Auslösung geschieht also, wenn man dicke Schichten mit Teilchen zunehmender Energie beschießt, schließlich in immer tieferen Schichten, aber stets erst dann, wenn die Teilchen die Resonanzenergie besitzen.

Die Umwandlungsausbeute ist — mit oder ohne Resonanz — erst oberhalb einer gewissen „Einsatzgrenze“ verschieden von Null. Diese ist allerdings i. allg. nicht ganz scharf definiert.

Wir behandeln zunächst die Anregungsfunktionen ohne Resonanz, dann diejenigen mit Resonanz und schließlich die Einsatzgrenzen für einige Sonderfälle, für die der Verlauf der Anregungsfunktion noch nicht bekannt ist.

Für die Austauschreaktionen ohne Resonanz mit Ausnahme der ( $d, p$ )-Reaktion stimmt die Anregungsfunktion, abgesehen von Konstanten, der allgemeinen Form nach überein. Man beobachtet einen monotonen Anstieg mit der Energie, der i. allg. durch eine von Gamow angegebene Funktion beschrieben werden kann.

Da die Erklärung dieses Verlaufes auf der heute völlig gesicherten Tatsache beruht, daß bewegte Teilchen gleichzeitig Wellennatur besitzen, wollen wir zuerst eine analoge Erscheinung besprechen, die bei Lichtwellen zu beobachten ist. Läßt man Licht aus Glas (1) durch eine dünne Luftschicht hin-

<sup>6)</sup> Naturwiss. 27, 11, 89 [1939]; ferner zusammenfassend Physik. Z. 40, 673 [1939].

<sup>7)</sup> I. Curie, F. Joliot, C. R. heb. Séances Acad. Sci. 198, 559 [1934].

<sup>8)</sup> E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti u. E. Segrè, Proc. Roy. Soc. 146, 483 [1934] u. viele andere.

durch wieder in Glas (2) hindurchtreten, so tritt bekanntlich Totalreflexion des Lichtes an der Luftschicht ein, wenn der Einfallswinkel genügend groß gewählt wurde. Auch unter einem solchen Einfallswinkel vermag jedoch ein Bruchteil des Lichts die total reflektierende Schicht zu durchdringen, falls diese nur eine Dicke von der Größenordnung der Lichtwellenlänge besitzt.

Genau das Analoge tritt nun bei „Teilchenwellen“ ein. Ein Teilchen kann einen Potentialwall durchdringen, wenn der eigentlich undurchdringbare Wall nur eine Dicke von der Größenordnung der Wellenlänge des Teilchens besitzt. Wellenlänge, Masse und Geschwindigkeit des Teilchens hängen nach der Beziehung  $\lambda = \frac{h}{mv}$  zusammen.

Die Gamow-Funktion wird erhalten, wenn man folgende speziellen Voraussetzungen macht (vgl. Abb. 2): Der Kern

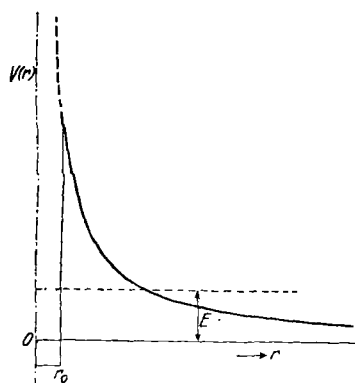


Abb. 2. In der Gamowschen Theorie angenommener Potentialverlauf in Kernnähe als Funktion des Kernabstandes. Die Potentialverteilung ist kugelsymmetrisch zum Kernmittelpunkt.

besitzt einen gewissen Radius  $r_0$ , außerhalb dessen das elektrische Potential, das zwischen dem Kern und dem stoßenden Teilchen wirksam ist, durch das Coulombsche Abstoßungsgesetz für positive Ladungen beschrieben werden kann, während für Abstände  $< r_0$  konstantes Potential herrscht. Zwischen dem Kerninneren und dem Außenraum besteht also ein Potentialwall, oder wie man auch sagt, eine Potentialschwelle. Für ein Teilchen, dessen kinetische Energie nicht ausreicht, um den Wall zu überschreiten, besteht wegen der Wellennatur der Teilchen, genau wie in obigem Beispiel für das Licht, eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß die „Welle“ von der Energie E (Abb. 2) nicht vollständig reflektiert wird, sondern den Potentialwall durchdringt, falls dieser eine so geringe Dicke besitzt, daß sie mit der Wellenlänge des Teilchens vergleichbar ist. Die Durchtrittswahrscheinlichkeit ist um so größer, je kleiner die Dicke des Walles und je größer die Energie E der Teilchen ist.

Die unter diesen Voraussetzungen abgeleitete Gamowsche Funktion stimmt bis zu ziemlich hohen Energien bei fast allen Austauschreaktionen recht genau mit der Erfahrung überein. Sie ist in Abb. 3 gestrichelt eingetragen und ist als integrale Funktion angegeben.

Abweichendes Verhalten zeigen, wie schon erwähnt, alle (d, p)-Reaktionen. Um das zu verstehen, ist zu berücksichtigen, daß das Deuteron aus einem Proton und einem Neutron zusammengesetzt ist. Bei der (d, p)-Reaktion tritt

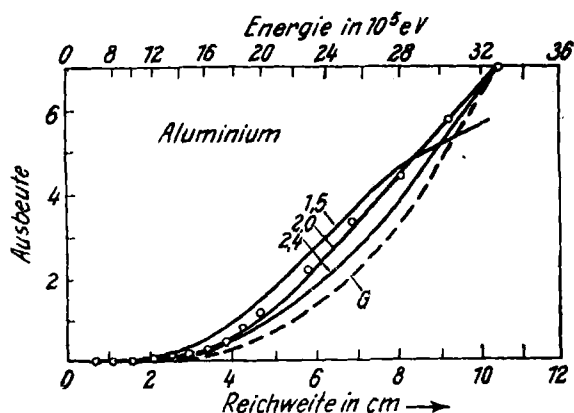


Abb. 3. Ausbeute der Reaktion  $^{13}\text{Al}^{27}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{Al}^{28}$  in Abhängigkeit von der Energie der Deuteronen<sup>9)</sup>. Die gestrichelte Kurve G zeigt den Verlauf nach der Gamow-Funktion, die ausgezogenen Kurven nach der Theorie von Oppenheimer-Phillips<sup>8)</sup> unter Voraussetzung verschiedener an die Kurven geschriebener Bindungsenergien für das Deuteron. Die wirkliche Bindungsenergie ist 2,35 eMV.

das Deuteron überhaupt nicht als Ganzes in den Kern ein, sondern nur die eine Hälfte davon, nämlich das Neutron. Die andere Hälfte, das Proton, bleibt außerhalb. Die bisherige Bindung der beiden Hälften im Deuteron wird beim Umwandlungsprozeß gesprengt, und das Proton entfernt sich allein mit kinetischer Energie. Die Umwandlungsfunktion hat einen flacheren Verlauf und wurde dem geschilderten Vorgang entsprechend von J. R. Oppenheimer u. M. Phillips<sup>8)</sup> theoretisch ausgerechnet. Wie Abb. 3 zeigt, stimmen Theorie und Erfahrung<sup>9)</sup> gut überein. Die an den Kurven stehenden Zahlen geben an, welcher Wert für die Bindungsenergie des Deuterons bei der Berechnung vorausgesetzt wurde. Als die Theorie aufgestellt wurde, war die Bindungsenergie noch nicht genau bekannt; wie man heute weiß, beträgt sie 2,35 eMV.

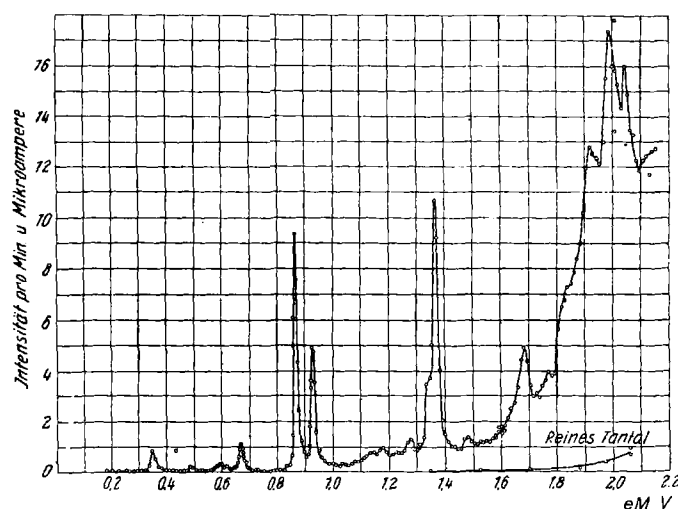


Abb. 4. Anregungskurve der  $\gamma$ -Strahlen aus  $^9\text{F}^{19}(\text{p}, \alpha)^8\text{O}^{16} + \gamma$  als Beispiel für ausgeprägte Resonanzanregung, gemessen bei Beschließung einer dünnen Fluorschicht. (Nach Bernet, Herb, Parkinson<sup>10)</sup>.)

Wir wenden uns jetzt zu denjenigen Prozessen, bei denen ausgesprochene Resonanzen zu beobachten sind. Ein besonders gut untersuchtes Beispiel ist  $^9\text{F}^{19}(\text{p}, \alpha)^8\text{O}^{16} + \gamma$ . Die Anregungsfunktion der  $\gamma$ -Strahlung für dünne Schicht (differentielle Funktion) ist in Abb. 4 wiedergegeben<sup>10)</sup>. Man erkennt viele schmale selektive Maxima bei verschiedenen Protonenenergien. Beobachtet man an dicken Schichten, so erhält man einen anderen Verlauf, der das Integral über die Kurve von Abb. 4 darstellt. In diesem Fall beobachtet man, ähnlich wie es in Abb. 2 schematisch wiedergegeben ist, Stufen an den Stellen der Maxima und dazwischen einen näherungsweise konstanten Verlauf.

Bei der Reaktion  $^7\text{Li}^7(\text{p}, \gamma)^8\text{Be}^8$  entsteht, wie schon erwähnt, die härteste  $\gamma$ -Strahlung, die heute überhaupt erzeugt werden kann. Sie hat eine Quantenenergie von 17 eMV, also viel mehr als die härteste natürliche  $\gamma$ -Strahlung von ThC' mit 2,62 eMV.  $^7\text{Li}^7(\text{p}, \gamma)$  besitzt eine starke Resonanzstelle bei 0,440 eMV.

Ausgeprägte Resonanzstellen sind eine kennzeichnende Eigenschaft der Einfangprozesse, vor allem (p,  $\gamma$ ), treten jedoch auch bei anderen Prozessen, z. B. (p,  $\alpha$ ), auf. Die Resonanzen der (n,  $\gamma$ )-Prozesse werden in Ziffer 5 behandelt. In vielen Fällen, besonders bei ( $\alpha$ , p)- und ( $\alpha$ , n)-Prozessen sind Resonanzen, allerdings von viel geringerer Höhe, in den allgemeinen Anstieg der Gamow-Funktion eingelagert.

Bei (n, 2n)-Prozessen liegt die Einsatzgrenze, d. h. die Mindestenergie der Neutronen, mit der der Prozeß ausgelöst werden kann, ziemlich hoch. Sie beträgt bei manchen Prozessen etwa 7, bei anderen etwa 10 eMV.

Beim Photoeffekt erfordert die Umwandlung eine mindeste Quantenenergie. Für die Abspaltung eines Neutrons von schwerem Wasserstoff, d. h. für den Prozeß  $^2\text{H}^2(\gamma, \text{n})^1\text{H}^1$ , beträgt sie z. B. 1,5 eMV. Mit zunehmender Quantenenergie steigt die Ausbeute zunächst, fällt dann aber wieder ab. Sie ist für Quanten mit 2,62 eMV (ThC') geringer als für  $\gamma$ -Strahlung von RaC, die zu 80% aus Quanten mit 1,77 und zu 20% aus Quanten mit 2,2 eMV besteht.

<sup>9)</sup> Physic. Rev. **48**, 500 [1935].

<sup>10)</sup> E. O. Lawrence, E. McMillan, R. L. Thornton, ebenda **48**, 496 [1935].

<sup>11)</sup> E. J. Bernet, R. G. Herb, D. B. Parkinson, ebenda **54**, 400 [1938].



Spaltungsprozesse werden bei U schon durch thermische Neutronen ausgelöst. Sie gehen aber auch vor sich durch Neutronen mit mehr als 2 eMV Energie. Bei Pa müssen die Neutronen mindestens 1 eMV, bei Th 1,5 eMV besitzen.

### 5. Langsame Neutronen.

Langsame Neutronen sind solche, die beim Durchgang durch Paraffin oder andere wasserstoffhaltige Substanzen den größten Teil ihrer kinetischen Energie verloren haben. Ihr besonderes Verhalten wurde zuerst von *Fermi* u. Mitarb.<sup>11)</sup> erkannt. Die Energieverminderung erfolgt durch elastische Zusammenstöße mit den Wasserstoffkernen. Da Neutron und Proton fast die gleiche Masse besitzen, würde beim zentralen elastischen Stoß die gesamte kinetische Energie auf das Proton übertragen und das Neutron befände sich dann in Ruhe. Die Zusammenstöße sind aber meist nicht zentral. Wie genaue Überlegungen zeigen, wird im Mittel bei jedem Stoß die Hälfte der Energie übertragen. Ein Neutron mit 2,5 eMV Anfangsenergie hat also nach 20 Zusammenstößen im Mittel noch etwa 2,5 eV. Mit der Zeit kommen die Neutronen größtenteils ins thermische Gleichgewicht mit dem Paraffin, das sie durchsetzt haben. Die mittlere Energie hängt dann von der Temperatur des Paraffins ab. Ein genügend großer Paraffinklotz, der mit Neutronen bestrahlt wird, verhält sich wie ein Gefäß mit undichten Wänden, das mit thermischen Neutronen gefüllt ist. Mit der Zeit werden die langsamen Neutronen von den Wasserstoffkernen des Paraffins unter Bildung von schwerem Wasserstoff mit der Masse 2 eingefangen. Die mittlere Energie thermischer Neutronen von Zimmertemperatur beträgt etwa 0,025 eV. Paraffinschichten von 20–30 cm Dicke genügen, um die Neutronen zum weit überwiegenden Teil in thermische Neutronen zu verwandeln. Die größte Intensität langsamer Neutronen erhält man hinter 5 bis 7 cm Paraffin. Durch langsame Neutronen werden vor allem (n,  $\gamma$ )-Prozesse (Einfangprozesse) hervorgerufen.

Thermische Neutronen werden von Cadmium mit außerordentlich großem Wirkungsquerschnitt absorbiert (eingefangen); um sie quantitativ zu absorbieren, genügen etwa 0,3–0,4 mm Cd. Man bezeichnet die durch Cd absorbierbaren Neutronen als Neutronengruppe C und kann sie mit den thermischen Neutronen praktisch gleichsetzen. Thermische Neutronen werden von allen Stoffen absorbiert, die überhaupt langsame Neutronen absorbieren. Cadmium besitzt kein Absorptionsvermögen für andere als thermische Neutronen. Anders verhalten sich z. B. Rh, In, Ag, Ir, Au und mehrere andere Elemente. Diese Stoffe besitzen, abgesehen von einem Absorptionsgebiet für thermische Neutronen, noch selektive Resonanzabsorptionsgebiete für Neutronen bei einigen eV Energie. Solche Neutronen befinden sich auch unter den in Paraffin verlangsamten Neutronen. Der Hauptunterschied gegenüber den Resonanzen der (p,  $\gamma$ )-Prozesse liegt nur in ihrer Lage schon bei sehr kleinen Energien. Neutronen können auch bei kleinsten Energien in den Kern eintreten, weil sie ungeladen sind und es daher für sie keinen Potentialwall gibt. Resonanzabsorptionsgebiete für den Einfang liegen z. B. für Rh<sup>103</sup> bei 1,2 eV, für Ag<sup>107</sup> bei 2,5 eV (unter Entstehung eines radioaktiven Kerns mit der Halbwertszeit 22 s), für Ag<sup>108</sup> (unter Entstehung eines Kerns mit 2,3 min Halbwertszeit) bei etwa 70 eV, usw. Die in Rh absorbierbaren Neutronen bezeichnet man als Gruppe D, die in Ag<sup>107</sup> absorbierbaren als Gruppe A, die in J absorbierbaren als Gruppe J. Die Resonanzgebiete von Rh und In und die von Ag<sup>107</sup>, Au und Ir überdecken sich zum großen Teil.

Durch den Einfang entstehen manchmal bekannte stabile Kerne, häufig aber neue künstlich radioaktive Kerne (vgl. Ziff. 6). Radioaktive Kerne senden mit exponentiell abklingender Intensität Elektronen oder Positronen aus. Dadurch lassen sich viele Einfangprozesse leicht nachweisen. Beim Einfang entsteht aber außerdem noch  $\gamma$ -Strahlung — entsprechend der frei werdenden Bindungsenergie — unabhängig davon, ob der durch den Einfang entstehende Kern stabil oder radioaktiv ist. Mit Hilfe dieser  $\gamma$ -Strahlung lassen sich alle Einfangprozesse nachweisen. Die  $\gamma$ -Strahlung dient ausschließlich zum Nachweis, wenn der bei der Anlagerung entstehende Kern stabil ist, z. B. bei  ${}^1_0\text{H}^1$  (n,  $\gamma$ )  ${}^1_0\text{H}^2$ .

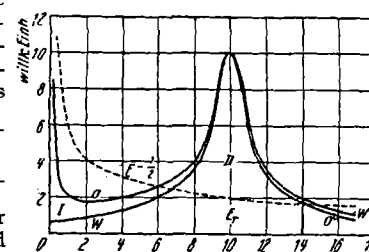
Die bisher behandelten Vorgänge beziehen sich auf Einfangprozesse, die den Hauptteil der durch langsame Neutronen auslösbaren Prozesse ausmachen. Wir müssen jetzt noch die wenigen Austauschprozesse erwähnen, die durch langsame Neutronen erzeugt werden können. Es sind vor allem zwei, nämlich  ${}^6_3\text{Li}^6$  (n,  $\alpha$ )  ${}^3_2\text{He}^3$  und  ${}^{10}_5\text{B}^{10}$  (n,  $\alpha$ )  ${}^7_3\text{Li}^7$ . In diesen Fällen weist man die dabei entstehenden  $\alpha$ -Teilchen nach.

Für solche Austauschprozesse ist die Umwandlungswahrscheinlichkeit und damit auch der Wirkungsquerschnitt proportional  $1/v$ , wo  $v$  die Geschwindigkeit des stoßenden Teilchens ist, oder proportional  $1/\sqrt{E}$ , da die kinetische Energie  $E = \frac{1}{2}mv^2$  ist. Die Zeitdauer, während deren sich das Neutron in einem gewissen nahen Bereich befindet, in dem überhaupt Wechselwirkung mit dem Kern und Umwandlung des Kerns eintreten kann, ist ebenfalls proportional  $1/v$ . Man kann daher  $1/v$  als „Zeitfaktor“ bezeichnen. Man erkennt daraus, daß die Wahrscheinlichkeit der Umwandlung für diese Austauschprozesse nur von der Aufenthaltsdauer des Neutrons in einer gewissen Kernnähe abhängt. Auf gleiche Aufenthaltsdauer bezogen, ist die Einfangswahrscheinlichkeit somit unabhängig von der kinetischen Energie des Teilchens.

Wir wenden uns wieder zu den Einfangprozessen. Für Stoffe, die für Neutronen mit einigen eV ein Resonanzgebiet besitzen, ist im Gebiet thermischer Neutronenenergien (um 0,025 eV), also für sehr kleine, vom Resonanzgebiet entfernte Energien, ebenfalls der Umwandlungs- (hier Einfang-) Querschnitt proportional  $1/v$ . An den Resonanzstellen selbst besitzt die Einfangwahrscheinlichkeit jedoch ein Maximum. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Umwandlung von der Neutronenenergie wird beschrieben durch das Produkt aus Zeitfaktor  $1/v$  mal einer theoretisch ableitbaren Resonanz-

Abb. 5. Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist das Produkt aus dem „Zeitfaktor“  $E^{-1/2}$  (pro-

portional  $\frac{1}{v}$ ) und dem „Resonanzverlauf“  $W$ .  $\sigma$  wird groß für thermische Neutronen (I) und für das Resonanzgebiet (II).



abhängigkeit  $W$ . In Abb. 5 ist getrennt der Zeitfaktor  $1/v$ , die Resonanzabhängigkeit  $W$  und das Produkt aus beiden, nämlich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der bei der experimentellen Beobachtung direkt eingeht, in Abhängigkeit von der Neutronenenergie eingetragen.

Es kommt auch vor, daß das Resonanzmaximum zufällig ins thermische Energiegebiet fällt; so ist es bei Cadmium.

Auch bei der Spaltung von Uran ist die Umwandlungswahrscheinlichkeit, soweit die Spaltung durch thermische Neutronen hervorgerufen wird, proportional  $1/v$ . Für diesen Prozeß existiert kein Resonanzgebiet, im Unterschied zu dem schon erwähnten Neutroneneinfangprozeß  ${}^{92}_{44}\text{U}^{238}$  (n,  $\gamma$ )  ${}^{92}_{44}\text{U}^{239}$ .

### 6. Künstliche radioaktive Kerne.

Viele Umwandlungsprozesse führen zu radioaktiven Kernen. Man bezeichnet diese meist als „künstlich radioaktiv“, weil sie in der Natur mangels geeigneter Entstehungsprozesse nicht vorkommen. Ein solcher Kern ist ebenso wie ein stabiler zunächst durch seine Kernladung, d. h. Ordnungszahl, und sein Atomgewicht, weiter durch seine Halbwertszeit  $T$  zu kennzeichnen. Er besitzt gleiche Eigenschaften, unabhängig von dem Weg, auf dem er erzeugt worden ist. Die Halbwertszeit ist bekanntlich diejenige Zeit, nach der jeweils die Hälfte der vorhandenen Atome zerfallen ist. Man kennt künstlich radioaktive Kerne mit Halbwertszeiten von  $\frac{1}{60}$  s bis zu 10 Jahren.

Man kann radioaktive Atomarten, soweit sie nicht durch langsame Neutronen in einem (n,  $\gamma$ )-Prozeß entstehen, also Isotope des Ausgangselementes sind, auf chemischem Weg von der Ausgangssubstanz abtrennen. In gewissen Fällen läßt sich auch das beim (n,  $\gamma$ )-Prozeß entstehende radioaktive Isotop von den stabilen Isotopen des gleichen Elements abtrennen. Das ist möglich, wenn der umzuwandelnde Stoff in Form einer Verbindung vorliegt, die nicht die typischen Ionenreaktionen zeigt. Bei (n,  $\gamma$ )-Prozessen durch langsame

<sup>11)</sup> E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti, E. Segrè, Proc. Roy. Soc. **140**, 522 [1935]; Zusammenfassung über langsame Neutronen: R. Fleischmann u. W. Bothe, Erg. d. exakt. Naturwiss. **16**, 1 [1937].

Neutronen erhält der entstehende radioaktive Kern bei der Aussendung eines  $\gamma$ -Quants von mehreren eMV Energie einen Rückstoß, durch den er aus dem Molekülverband herausgeworfen wird. Er läßt sich dann durch eine der üblichen Ionenreaktionen abtrennen. So wurde zuerst Jod nach der Bestrahlung mit langsamen Neutronen aus Äthyljodid und Brom aus Äthylbromid abgetrennt. In ähnlicher Weise ließ sich z. B. radioaktives Arsen aus Kakodylsäure abtrennen.

Vor Entdeckung der künstlichen Radioaktivität kannte man zwei Typen des radioaktiven Zerfalls, den Zerfall unter Aussendung von  $\alpha$ -Strahlen und den  $\beta$ -Zerfall, also die Aussendung negativer Elektronen ohne Änderung der Massenzahl. Künstliche  $\alpha$ -Strahler sind bisher noch kaum bekannt. Wir wollen daher die Voraussetzungen für  $\alpha$ -Zerfall und ähnliche Fragen nicht näher besprechen.

Bei künstlich radioaktiven Stoffen kennt man heute folgende Arten des Zerfalls: 1. Die Aussendung von Elektronen<sup>1)</sup> ( $-e$ -Strahler), eine Erscheinung, die sich in gar keiner Weise vom Zerfall der natürlichen  $\beta$ -Strahler wie RaB oder RaE unterscheidet; Beispiele:  $^{24}_{11}\text{Na}$  ( $T = 15$  h),  $^{32}_{15}\text{P}$  ( $T = 17,5$  Tage). 2a. Aussendung von Positronen ( $+e$ -Strahler). Dieser Prozeß wurde von Curie-Joliot<sup>2)</sup> 1934 entdeckt. Sie beobachteten als erstes Beispiel  $^{30}_{13}\text{P}$  ( $T = 3,1$  min). 2b. Das Einfangen eines Elektrons, vorwiegend aus der K-Schale, also der innersten Schale der Elektronenhülle des Atoms. Das ist ein neuartiger Prozeß. Er beweist, daß zwischen dem Atomkern und der Elektronenhülle eine Wechselwirkung existiert. Anschließend an diesen Vorgang, der nicht direkt zu beobachten ist, wird die K-Schale durch ein anderes Elektron aus der Hülle ergänzt und dabei Röntgen-K-Strahlung ausgesandt (K-Strahler); Beispiel:  $^{47}_{23}\text{V}$  ( $T = 600$  Tage). Diese Erscheinung wurde von L. W. Alvarez<sup>3)</sup> nachgewiesen. Die Aussendung eines Positrons oder der Einfang eines Elektrons liefert einen gleichartigen Übergang, nämlich Verminderung der Ordnungszahl um 1. Ob Positronen ausgesandt oder Elektronen eingefangen werden, hängt hauptsächlich von der beim Zerfall frei werdenden Energie ab, die der Energiedifferenz zwischen Ausgangskern und Endkern entspricht. Falls diese  $\gg 1$  eMV ist, werden nur Positronen ausgesandt, ist sie  $< 1$  eMV, so tritt Elektroneneinfang ein. Für Energien oberhalb 1 eMV können beide Umwandlungsarten nebeneinander stattfinden, also teils Positronenaussendung, teils Elektroneneinfang; Beispiel:  $^{48}_{23}\text{V}$  ( $T = 16$  Tage), Verhältnis von K-Quanten zu Positronen = 0,4 : 1. Auf beiden Wegen wird aus dem gleichen Ausgangskern auch derselbe Endkern gebildet.

Bevor wir auf die Erklärung dieses Sachverhalts eingehen, erwähnen wir noch 3. den „verzweigten Zerfall“<sup>4)</sup>. Er kann nur bei Kernen mit gerader Masse und ungerader Ordnungszahl („doppelt ungeraden Kernen“, vgl. Ziff. 10) auftreten und besteht in einer Umwandlung teils unter Aussendung von Elektronen, teils unter Aussendung von Positronen (oder Elektroneneinfang). In diesem Fall entstehen bei gleichem Ausgangskern verschiedene Endkerne; Beispiel:  $^{64}_{28}\text{Cu}$  ( $T = 12,8$  h) sendet 62% Elektronen und 38% Positronen aus<sup>5)</sup>; es entsteht daraus  $^{64}_{30}\text{Zn}$  oder  $^{64}_{26}\text{Ni}$ . Die Halbwertszeit stimmt für beide Zerfallswege überein. Die Verzweigung wird nur beobachtet, wenn die frei werdende Energie für beide Wege nahezu gleich ist. Bei Verschiedenheit wird der Weg mit größerer frei werdender Energie mehr oder minder ausschließlich eingeschlagen. Eine andersartige Verzweigung ist bei der natürlichen Radioaktivität bei den Körpern RaC, ThC, AcC bekannt. Dort erfolgt im Unterschied zum eben besprochenen Fall der radioaktive Zerfall teils unter Aussendung von  $\alpha$ -Teilchen, teils unter Aussendung von Elektronen.

Tabelle 2.

	Stabil	Natürl. radioaktiv			Künstl. radioaktiv		
Ausgesandte Teilchen .....	—	$\alpha$	$-e$	$\alpha, -e$	$-e$	$+e$ od. Einf.	$-e, +e$
Anzahl der bekannten Kerne...	285	22	17	3	164	84	7

Tabelle 2 gibt einen Überblick über die im Frühjahr 1940 bekannten radioaktiven Kerne (vgl. auch Abb. 7).

Bei den künstlich radioaktiven Kernen sind Halbwertszeiten von  $1/50$  s bis 10 Jahre festgestellt.

<sup>1)</sup> Physic. Rev. **54**, 486 [1938].

<sup>2)</sup> S. N. van Voorhis, ebenda **50**, 895 [1936].

Wir fragen uns jetzt, wie die Radioaktivität und insbes. die Aussendung von Elektronen und Positronen aus dem Kern zu verstehen ist. Bekanntlich zwingen uns viele Tatsachen zu der Annahme, daß die Kerne nur aus Protonen und Neutronen aufgebaut sind. Elektronen und Positronen sind vor ihrer Aussendung nicht im Kern vorhanden. Da sich Materie in Energie und Energie in Materie verwandeln kann, werden die Elektronen oder Positronen erst im Augenblick ihrer Aussendung durch gewisse Elementarvorgänge aus Energie erschaffen. Sie sind vor ihrer Aussendung nicht im Kern als Positron oder Elektron vorhanden, genau so wie etwa das von einem Streichholz nach dessen Entzünden ausgesandte Licht vorher nicht im Streichholz als Licht enthalten war. Die Masse des Kerns nimmt bei der Aussendung ab, u. zw. um die Masse des ausgesandten Teilchens und um das Äquivalent der außerdem ausgesandten Energie (vgl. Ziff. 8). Wird statt Aussendung eines Positrons ein Elektron eingefangen, so wird die Erzeugung der Masse eines Positrons gespart und außerdem die Masse eines Elektrons vernichtet, d. h. in Energie umgewandelt. Das Energieäquivalent der Masse von einem Elektron + einem Positron macht aber gerade 1 eMV aus. Daher rührt die oben erwähnte Grenze 1 eMV für das ausschließliche Eintreten des Zerfalls durch Einfangen (Fall 2b).

Die zur Aussendung von Positronen und Elektronen führenden Elementarvorgänge, die sich im Kerninneren abspielen, sind nach unserer heutigen Kenntnis die beiden Umwandlungen  $n \rightarrow p + -e + \nu$  und  $p \rightarrow n + +e + \nu$ . Mit  $\nu$  wird das Neutrino (vgl. Vorbemerkung) bezeichnet. Im Augenblick dieser Umwandlung erfolgt auch die Aussendung des Elektrons oder Positrons. Die dazu erforderliche Energie wird dem gesamten Kern entnommen. Beim Einfangprozeß (Fall 2b) ist der Vorgang  $p + -e \rightarrow n + \nu$ . In diesem Fall wird die Energie, die der Masse eines Elektrons entspricht, im Kern in Energie überführt. Die Umwandlung durch Elektroneneinfang geht daher noch vor sich bei kleinstem Energieunterschied von Ausgangskern und Endkern.

Eine weitere Besonderheit ist noch die Kernisomerie. Isomer nennt man zwei Kerne, die trotz gleicher Kernladung und gleicher Massenzahl unterschiedliche Eigenschaften besitzen. Isomerie liegt vor, wenn von einer Kernart ein gewisser Bruchteil mit einer bestimmten Halbwertszeit, ein anderer mit einer anderen Halbwertszeit zerfällt. Näheres wird in Ziff. 7 mitgeteilt.

Für einen Kern kennzeichnend ist auch das von ihm ausgesandte Spektrum, u. zw. das kontinuierliche Geschwindigkeitsspektrum der  $\beta$ -Teilchen und das Linienspektrum der  $\gamma$ -Strahlen. Auf diese mehr physikalischen Fragen wollen wir in diesem Aufsatz nur so weit eingehen, als Energietönungen daraus abgeleitet werden können. Jeder  $\beta$ -Strahler sendet ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum (Elektronen oder Positronen) aus, das vor allem eine ziemlich scharfe obere Grenze besitzt. Falls keine  $\gamma$ -Strahlen ausgesandt werden, gibt diese obere Grenze direkt ein Maß für die Energietönung des Zerfalls.

Wird  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt, so kommt es vor, daß nach der Aussendung eines einheitlichen  $\beta$ -Spektrums noch  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt wird (Beispiel  $^{24}_{11}\text{Na}$ ). Es kann jedoch auch der Fall eintreten, daß es mehrere überlagerte Teil- $\beta$ -Spektren mit verschiedenen oberen Grenzen gibt (Beispiel RaC). Den Energieunterschied dieser Grenzen entspricht dann die als  $\gamma$ -Strahlung ausgesandte Energie. Dieser Zusammenhang ist durch Koinzidenzuntersuchungen in mehreren Fällen sichergestellt.

Zum Nachweis blendet man schmale Bereiche aus dem  $\beta$ -Spektrum aus und untersucht, mit welcher Häufigkeit gleichzeitig mit einem Elektron aus diesem Bereich ein  $\gamma$ -Quant ausgesandt wird, oder, wie man sagt, eine „Koinzidenz“ zwischen beiden eintritt. Verschiebt man den Bereich, so sinkt diese Häufigkeit ab, wenn die obere Grenze eines Teil- $\beta$ -Spektrums in der Richtung zu größeren Energien überschritten wird. Falls bei den energiereichsten Teilen des  $\beta$ -Spektrums überhaupt keine Koinzidenzen mit  $\gamma$ -Strahlen mehr auftreten, so wird dadurch bewiesen, daß durch deren Aussendung der Endkern im Grundzustand entsteht. Die obere Grenze des  $\beta$ -Spektrums ist dann der Energietönung gleichzusetzen.

Wir nennen drei Beispiele:  $^{32}_{15}\text{P}$  besitzt die Halbwertszeit  $T = 17,5$  Tage. Eine  $\gamma$ -Strahlung wird nicht ausgesandt. Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum ist einheitlich, also nicht aus überlagerten Teilspektren zusammengesetzt. Seine obere Grenze beträgt 1,6 eMV und gibt direkt die Energietönung an.

Bei  $^{11}\text{Na}^{24}$  ( $T = 15$  h) wird kontinuierliche  $\beta$ -Strahlung mit 1,5 eMV oberer Grenze ausgesandt, außerdem aber noch eine sehr intensive  $\gamma$ -Strahlung, bestehend aus Quanten von 3,0, 2,0 und 1,0 eMV. Es ist anzunehmen, daß wahlweise die Aussendung eines Quants von 3,0 eMV oder von zwei Quanten mit 2,0 + 1,0 eMV eintreten kann. Man findet, daß bei diesem Stoff die Häufigkeit von Koinzidenzen zwischen Elektronen und  $\gamma$ -Strahlen unabhängig davon ist, welcher Geschwindigkeitsbereich des  $\beta$ -Spektrums für die Messungen ausgewählt wird. Daraus ist zu folgern, daß bei jeder Umwandlung der Endkern in einem angeregten Zustand von wahrscheinlich 3,0 eMV entsteht. Die Energietönung ist dann gleich der Summe aus der Quantenenergie von 3,0 eMV und der  $\beta$ -Grenze von 1,5 eMV.

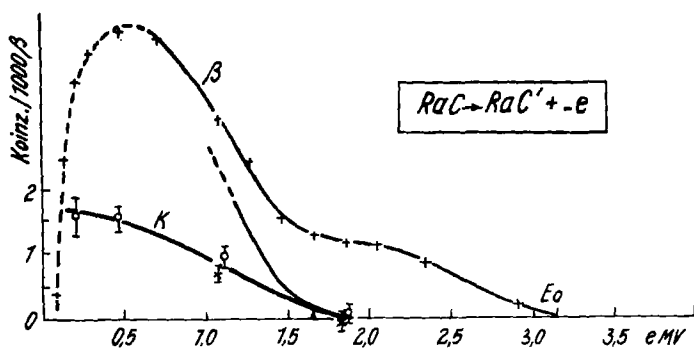


Abb. 6. Kurve K: Häufigkeit von Koinzidenzen bei RaC zwischen  $\gamma$ -Strahlen und ausgeblendetem Teil des Elektronenspektrums in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen; Kurve  $\beta$ : Verteilung des Elektronenspektrums von RaC. (Nach W. Bothe u. H. Meier-Leibnitz<sup>14)</sup>.)

Als drittes Beispiel behandeln wir RaC ( $T = 19,7$  min), bei dem derartige Untersuchungen von Bothe u. Meier-Leibnitz<sup>14)</sup> zum erstenmal ausgeführt wurden. In diesem Fall nimmt, wie in Abb. 6 dargestellt ist, die Koinzidenzhäufigkeit ab, wenn man Elektronen aus Energiebereichen mit höherer Energie zur Messung verwendet. Das bedeutet, daß mehrere Teilspektren überlagert sind und daß bei den höchsten Elektronenenergien überhaupt keine  $\gamma$ -Strahlen ausgesandt werden. Die Grenzenergie der  $\beta$ -Strahlen gibt also trotz der Aussendung von  $\gamma$ -Strahlen die Energietönung richtig wieder.

Es ist noch hervorzuheben, daß bei  $^{11}\text{Na}^{24}$  Quanten auftreten mit Energien, die größer sind als die Energie der  $\beta$ -Grenze, bei RaC nur solche, die kleiner sind als die  $\beta$ -Grenze.

## 7. Isomerie.

Wie schon erwähnt, äußert sich die Isomerie im Auftreten mehrerer Halbwertszeiten beim Zerfall eines einzigen Isotops. Die Ursache der Isomerie dürfen wir heute nach C. F. v. Weizsäcker<sup>15)</sup> in der Existenz metastabiler Anregungszustände der Atomkerne sehen. Es gibt isomere Zustände zu radioaktiven Kernen und zu stabilen. Ein isomerer Zustand kann unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlen in den Grundzustand übergehen. In manchen Fällen werden die  $\gamma$ -Strahlen in der Hülle des aussendenden Kerns selbst sofort absorbiert („innere Umwandlung“) unter Aussendung von Elektronen, u. zw. eines Linienspektrums von  $\beta$ -Strahlen. Die Kernladung bleibt dabei unverändert, da die Elektronen aus der Atomhülle stammen. Die Quantenenergie der  $\gamma$ -Strahlen bzw. die Energie der „Elektronenlinien“ ist in vielen Fällen gemessen.

Der erste Fall einer Isomerie wurde beim radioaktiven  $^{80}\text{Br}^{80}$  sicher nachgewiesen (W. Bothe u. W. Gentner<sup>16)</sup>). Das Element  $^{80}\text{Br}$  besitzt die beiden stabilen Isotope  $^{79}\text{Br}$  und  $^{81}\text{Br}$ . Durch den (n,  $\gamma$ )-Prozeß, d. h. Addition eines Neutrons, ließen sich die Halbwertszeiten  $T = 18$  min ( $-e$ ), 4,2 h ( $-e$ ) und 36 h ( $-e$ ) erzeugen. Durch Kernphotoeffekt, also durch Subtraktion eines Neutrons, ergab sich  $T = 18$  min ( $-e$ ), 4,2 h ( $-e$ ) und 6,3 min ( $+e$ ). Da Positronen stets von Kernen mit kleineren Massen ausgesandt werden (vgl. Abb. 8), muß daher  $T = 6,3$  min zu  $^{80}\text{Br}^{78}$  gehören.  $T = 36$  h tritt nur beim (n,  $\gamma$ )-Prozeß auf, muß daher zu  $^{80}\text{Br}^{83}$  gehören. Die beiden übrigen Halbwertszeiten  $T = 18$  min und  $T = 4,2$  h können sowohl durch Addition als auch durch Subtraktion eines Neutrons erzeugt werden. Da nur zwei Isotope existieren und ein drittes trotz Suchens und empfindlicher Verfahren nicht nachweisbar ist, gehören beide Halbwertszeiten zu  $^{80}\text{Br}^{80}$ . Das Intensitätsverhältnis, in dem die beiden Isomeren entstehen, hängt von der Energie ab, die dem Kern bei der Umwandlung zugeführt wird. Dies

ist die einzige Erscheinung, bei der die Entstehungsgeschichte des Kerns einen Einfluß auf die Radioaktivität besitzt.

Inzwischen ist der genaue Sachverhalt näher aufgeklärt worden.  $^{80}\text{Br}^{80}$  (18 min) gehört zum Grundzustand und sendet  $\beta$ -Strahlen aus,  $^{80}\text{Br}^{80}$  (4,2 h) entspricht einem angeregten Zustand, der nur 0,045 eMV über dem Grundzustand liegt und ausschließlich unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlen dieser Energie zerfällt und dabei in den Grundzustand übergeht. Dann erst tritt  $\beta$ -Zerfall mit 18 min Halbwertszeit ein.

Der Nachweis dieses Mechanismus gelang E. Segrè, R. S. Halford u. G. T. Seaborg<sup>17)</sup> auf chemischem Wege. Wie schon in Ziff. 6 erwähnt, lassen sich künstliche radioaktive Isotope eines Elements chemisch abscheiden, wenn man von einer geeigneten, meist organischen Verbindung des Elements ausgeht. Durch den bei der Umwandlung auftretenden Rückstoß wird das Atom aus dem Molekülverband herausgeschleudert und läßt sich dann abtrennen. Infolge einer Sekundärerscheinung genügt auch der Rückstoß bei der Aussendung eines Lichtquants von nur 0,045 eMV. Wenn wirklich  $^{80}\text{Br}^{80}$  (4,2 h) unter Aussendung solcher  $\gamma$ -Quanten in  $^{80}\text{Br}^{80}$  (18 min) übergeht, muß sich dieses letztere aus einer geeigneten chemischen Verbindung, die  $^{80}\text{Br}^{80}$  (4,2 h) enthält, abtrennen lassen. Dies ist in der Tat durch Herstellung von  $^{80}\text{Br}^{80}$ -haltigem tert. Butylbromid möglich gewesen. Solange die Intensität ausreicht, läßt sich  $^{80}\text{Br}^{80}$  (18 min) immer wieder abtrennen. Die Stammlösung sendet nach der Abtrennung zunächst keine  $\beta$ -Strahlung mehr aus, diese tritt erst mit der Neubildung des 18-min-Körpers wieder auf.

Auch bei stabilen Kernen hat man isomere Zustände kennengelernt. Gut bekannt sind die Verhältnisse bei  $^{115}\text{In}$ . Hier existiert eine Halbwertszeit  $T = 4,5$  h, die vom Zerfall eines angeregten Zustandes herrührt. Sie läßt sich einerseits nicht mit langsamen Neutronen erzeugen, rührt also nicht von einem (n,  $\gamma$ )-Prozeß her, andererseits kann man sie schon mit Neutronen von 2,5 eMV erhalten, also mit Neutronen, die zu energiearm sind, um einen (n, 2n)-Prozeß zu erzeugen. Die gleiche Halbwertszeit läßt sich auch durch Bestrahlen mit Protonen von 6,7 eMV erhalten und auch durch schnelle  $\alpha$ -Teilchen von 16 eMV. Weiter ließ sie sich durch Bestrahlen von Indium mit Röntgenstrahlen von  $h\nu = 1,8$  eMV erzeugen, und schließlich entsteht sie beim Zerfall des radioaktiven  $^{115}\text{Cd}^{115}$  ( $T = 2,5$  h,  $-e$ ). Unter diesen Umständen kann man nicht mehr daran zweifeln, daß hier ein radioaktives Isomer eines stabilen Kernes vorliegt. Das angeregte („isomere“) In sendet Elektronen und  $\gamma$ -Strahlen aus. Es ist zu vermuten, daß nur die  $\gamma$ -Strahlen aus dem Kern stammen, die Elektronen dagegen in der Hülle des  $\gamma$ -strahlenden Atoms durch innere Umwandlung entstehen. Auch bei dem stabilen Kern  $^{87}\text{Sr}$  ist ein isomerer Zustand gut bekannt.

## 8. Genaue Massen, Kernkräfte.

Das abgerundete, ganzzahlige Atomgewicht wird als „Massenzahl“ bezeichnet. Der Unterschied zwischen genauem Atomgewicht und Massenzahl heißt „Massendefekt“. Er wird positiv gerechnet, wenn das genaue Atomgewicht kleiner ist als die Massenzahl.

Mit dem Massenspektrographen werden zwei Fragen untersucht, 1. die Frage nach der genauen Masse eines einzelnen Isotops, 2. die Frage nach dem prozentischen Anteil der Isotope in einem aus Isotopen gemischten Element.

Mit der Bestimmung der genauen Massenwerte<sup>18)</sup> haben sich zuerst Aston und in den letzten Jahren außerdem vor allem Bainbridge u. Mitarb. und Mattauch u. Mitarb. befaßt. Während der Chemiker als Bezugsmasse das durchschnittliche Atomgewicht des natürlichen Isotopengemisches von Sauerstoff verwendet, der zu 99,76% aus  $\text{O}^{16}$ , zu 0,04% aus  $\text{O}^{17}$  und zu 0,20% aus  $\text{O}^{18}$  besteht (chemische Skala  $\text{O} = 16$ ), bezieht der Physiker die Massenangaben auf das Einzelisotop  $\text{O}^{16}$  (physikalische Skala  $\text{O}^{16} = 16$ ). In der physikalischen Skala hat der natürliche Sauerstoff das Atomgewicht 16,0043. Alle genauen Massen werden für das neutrale Atom, nicht etwa für den Kern angegeben. Der Unterschied zwischen beiden Werten entspricht der Masse der Hüllenelektronen. Bei Uran macht er 0,050 aus, entsprechend 92 Elektronen. Die Massen der einzelnen Isotope mit Atomgewichten bis zu etwa 40 sind

<sup>14)</sup> Z. Physik **104**, 604 [1937].  
<sup>15)</sup> Z. Physik **106**, 296 [1937].

<sup>16)</sup> Naturwiss. **24**, 813 [1936].

<sup>17)</sup> Physic. Rev. **55**, 321 [1939].

<sup>18)</sup> O. Hahn, S. Flügge, J. Mattauch, Physik. Z. **41**, 1 [1940], oder Ber. dtsch. chem. Ges. **73**, 1 [1940].



heute sehr genau bekannt, von den höheren Atomgewichten nur einige. Auf Grund massenspektroskopischer Bestimmungen besitzt z. B. das neutrale Wasserstoffatom die Masse  $1,008131 \pm 0,000034$  oder  $N^{14}$  die Masse  $14,007526 \pm 0,000015$ . Auch von vielen künstlichen radioaktiven Kernen läßt sich die genaue Masse mit ziemlicher Sicherheit angeben. Dies ist auf Grund des  $\beta$ -Spektrums in vielen Fällen möglich, wie unten (Ziff. 9) für  $^{24}_{11}\text{Na}$  gezeigt wird.

Sorgfältige Bestimmungen des Häufigkeitsverhältnisses<sup>18)</sup> der Isotope jeweils eines Elements wurden in neuerer Zeit besonders von *Dempster* und von *Nier* ausgeführt. Der Nachweis der zerlegten Ionenstrahlen verschiedener Masse und die Intensitätsmessung geschah elektrisch, also nicht über die Schwärzung einer photographischen Platte. Die Versuchsgenauigkeit ist so groß, daß auch Isotope eines Elements, die nur etwa 0,001% ausmachen, noch mit Bestimmtheit nachgewiesen werden können.

Eine Zusammenstellung der genauen Massen und der Häufigkeitsverteilung der Isotope wurde kürzlich von *Hahn*, *Flügge* u. *Mattauch*<sup>19)</sup> veröffentlicht.

Die genauen Massenwerte geben Auskunft über die Bindungsfestigkeit der Kerne. Bekanntlich ist eine Energie  $E$  einer Masse  $E/c^2$  äquivalent, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist.

Wenn beim Aufbau eines Kerns viel Bindungsenergie frei geworden ist und abgegeben wurde, so ist damit auch die äquivalente Masse abgegeben worden. Bei besonders fester Bindung ist die Masse daher besonders klein. Sehr deutlich erkennt man das aus dem Ausschnitt eines Massenspektrums<sup>19)</sup> in Abb. 7. Für die meist verwendeten Einheiten, nämlich Energie in eMV und Masse in Atomgewichtseinheiten (Masseneinheit, 1 ME =  $1/16\text{O}^{16}$ ) besteht Äquivalenz für 0,93 eMV und 0,001 ME. Die Äquivalenz äußert sich auch in der Massenänderung schnell bewegter Teilchen; so ist z. B. die Masse eines Protons, dem eine kinetische Energie von 10 eMV erteilt worden ist, um 1,08% größer als die eines ruhenden Protons.

Als Beispiel betrachten wir noch  $^4_2\text{He}$ . Der Kern besteht aus zwei Neutronen und zwei Protonen, die Hülle aus zwei Elektronen. Die Summe davon beträgt 4,03416. Die Masse des neutralen Atoms  $^4_2\text{He}$  ist dagegen nur 4,00384, die Bindungsenergie ist daher  $0,03032 \text{ ME} = 28,2 \text{ eMV}$ .

Mit Hilfe der genauen Massen lassen sich Rückschlüsse auf die den Kern zusammenhaltenden Kräfte ziehen. Experimentell findet man, daß die Bindungsenergie (außer bei den leichtesten und schwersten Kernen) in guter Näherung proportional ist der Zahl der Teilchen im Kern (Massenzahl). Anders ausgedrückt kann man sagen: Die Bindungsenergie je Teilchen ist für mittlere Massenzahlen näherungsweise konstant, und zwar gleich 8,5 eMV. Diese Größe ist in der folgenden Tabelle für einige Kerne angegeben:

$^1_1\text{H}^1$	$^3_3\text{Li}^6$	$^8_8\text{O}^{16}$	$^{10}_{10}\text{Ne}^{20}$	$^{18}_{18}\text{Ar}^{36}$	$^{50}_{50}\text{Sn}^{118}$	$^{76}_{76}\text{Os}^{190}$	$^{92}_{92}\text{U}^{238}$
1,1	5,3	7,95	8,0	8,5	8,5	7,85	7,5

Bindungsenergie je Teilchen in eMV.

Konstanz der Werte bedeutet, daß jedes Teilchen ungefähr gleich viel zur Bindungsenergie beiträgt. Auf eine Verfeinerung, nach der die Bindungsenergie auch noch von der Geraden- oder Ungeradzahligkeit der Massenzahl beeinflusst wird, gehen wir in Ziff. 10 ein.

Wir wollen jetzt Schlüsse auf die Kernkräfte ziehen. Diese Kräfte können keine großen Reichweiten besitzen, also

insbes. nicht proportional  $1/r$  sein, wie die Kräfte des *Coulomb*-schen Gesetzes. Sonst müßte die beim Einbau eines Teilchens in den Kern freiwerdende Bindungsenergie proportional der schon vorhandenen Teilchenzahl sein, d. h. die in der Tabelle angegebene Größe müßte stark mit der Massenzahl ansteigen. Die experimentell beobachtete Abhängigkeit ist nur zu verstehen, wenn man annimmt, daß die Bindung im Innern des Kerns durch spezifische Kräfte von Sättigungscharakter mit sehr geringer Reichweite bewirkt wird. Die Kräfte müssen zwischen Protonen und Protonen, zwischen Neutronen und Neutronen und zwischen Protonen und Neutronen in ähnlicher Größenordnung wirken.

Bei den leichten und den schwersten Kernen ist die Bindungsenergie pro Teilchen kleiner als bei Kernen mit mittleren Massenzahlen. Bei den leichten liegt die Ursache darin, daß die Kräfte nicht vollständig abgesättigt werden können, da die Oberflächenteilchen nur auf der einen Seite Nachbarn besitzen; die Bindungsenergie ist daher kleiner. Bei den schwersten Kernen wiederum macht sich ein anderer Einfluß zunehmend geltend, nämlich die Abstoßung der positiv geladenen Protonen untereinander. Diese Abstoßung ist kleiner als die Anziehung infolge der spezifischen Kernkräfte, ist diesen gegenüber aber nicht zu vernachlässigen. Die beobachtete Abnahme der Bindungsenergie je Teilchen bei den schweren Kernen ist also verständlich.

## 9. Energietönung.

Bei einer Austauschreaktion ist genügende kinetische Energie des umwandelnden Teilchens Voraussetzung für das Eintreten einer Umwandlung. Nach der Umwandlung besitzen sowohl das austretende Teilchen als auch der Restkern kinetische Energie. Unter Energietönung versteht man die Änderung der kinetischen Energie bei der Umwandlung. Bei Vermehrung der kinetischen Energie ist sie positiv, bei Verminderung negativ. Die Energietönung ist eine für die Umwandlungsreaktion kennzeichnende Konstante. Sie ist z. B. für die Reaktion  $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + ^1_1\text{H}$  gleich  $-1,3 \text{ eMV}$ .

Die Energietönung wird bestimmt, indem man die kinetische Energie des bei der Umwandlung entstehenden Teilchens und die des entstehenden Kerns mißt und addiert und die kinetische Energie des umwandelnden Teilchens davon abzieht. Die kinetischen Energien werden meist aus den Reichweiten der Teilchen z. B. in Luft abgeleitet. Wenn die umwandelnden Teilchen einheitliche Energie besitzen, bilden daher auch die entstehenden Teilchen eine Gruppe einheitlicher kinetischer Energie. Bei Änderung der Energie der primären Teilchen ändert sich die Energie des entstehenden Teilchens + Restkern gleichsinnig.

Der Endkern einer Umwandlung kann auch in einem angeregten Zustand entstehen, ähnlich wie wir es in Ziffer 6 beim Endkern eines radioaktiven Zerfalls schon erwähnt haben. Im Fall einer Anregung des Endkerns wird weniger kinetische Energie erzeugt, die ausgesandten Teilchen bilden dann eine oder mehrere Geschwindigkeitsgruppen mit geringeren Reichweiten, also geringeren Energietönungen. Dafür entsteht beim Übergang des angeregten Endkerns in den Grundzustand anschließend  $\gamma$ -Strahlung. Diese wurde 1930 von *W. Bothe* u. *H. Becker*<sup>20)</sup> entdeckt. Ähnlich wie bei den in Ziffer 6 beschriebenen Fällen wurde durch Koinzidenzuntersuchungen<sup>21)</sup> gefunden, daß gleichzeitig mit den Teilchen kleinerer Reichweite  $\gamma$ -Strahlen ausgesandt werden, während im Fall der Aussendung von Teilchen mit der maximalen Reichweite keine  $\gamma$ -Ausstrahlung stattfindet. Der Unterschied der verschiedenen zu den Reichweitengruppen gehörigen Energietönungen ist gleich der Quantenenergie der  $\gamma$ -Strahlen. Wir wollen uns in diesem Zusammenhang aber nur mit dem Höchstwert der Energietönung befassen, der dem Entstehen des Endkerns im Grundzustand entspricht.

Die Summe der Massen, die in eine Kernreaktionsgleichung eingehen, ändert sich bei der Umwandlung wegen der Äquivalenz von Masse und Energie (vgl. Ziff. 8), falls die Energietönung verschieden von Null ist. Wird bei einer Umwandlung die kinetische Energie vermehrt (positive Energietönung), so nimmt die Gesamtmasse durch die Umwandlung um einen Betrag ab, der der Energietönung entspricht. Bei der oben erwähnten Umwandlung ist die Summe der Massen vor der Reaktion  $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{He} = 14,00753 + 4,00384 = 18,01137$ ,

<sup>18)</sup> Z. Physik **66**, 289 [1930].

<sup>19)</sup> *H. J. v. Baeyer*, *W. Bothe*, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. I, 195 [1935]; *H. J. v. Baeyer*, Z. Physik. **95**, 417 [1935].

dagegen nach der Reaktion  ${}_8\text{O}^{17} + {}_1\text{H}^1 = 17,00450 + 1,00813 = 18,01263$ . Die Verminderung beträgt 0,00126 und ist äquivalent mit einer Energie von 1,18 eMV. Die aus Beobachtungen der kinetischen Energie abgeleitete Energietönung war  $-1,3$  eMV, stimmt also in ausreichendem Maße damit überein. Die Masse der Hüllenelektronen braucht nicht berücksichtigt zu werden, da wegen der Erhaltung der Kernladung auch die Summe der auf beiden Seiten der Kernreaktionsgleichung eingehenden Elektronenzahlen übereinstimmt.

Sind in einer Reaktionsgleichung drei Massen bekannt, so läßt sich die vierte Masse berechnen, wenn die Energietönung der Reaktion mit Hilfe der Teilchenreichweiten gemessen ist. Auf diese Weise lassen sich z. B. auch die genauen Massen von künstlich radioaktiven Kernen mit Hilfe bekannter Massen stabiler Atomarten ableiten. Da oft der gleiche Kern auf verschiedenen Wegen erzeugt werden kann, erhöht sich die Genauigkeit und auch die Sicherheit solcher Massenbestimmungen. Bei radioaktiven Kernen führt der sicherste Weg zur Bestimmung der genauen Massen meist über die Masse des Endkerns und die frei werdende kinetische Energie der Elektronen oder Positronen.

Als Beispiel wollen wir die Ableitung der genauen Masse von  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  auf beiden Wegen durchführen:

1. Aus  ${}_{11}\text{Na}^{23} + {}_1\text{d}^2 = {}_1\text{p}^1 + {}_{11}\text{Na}^{24} + Q$ . Die Energietönung  $Q$  beträgt  $+4,75$  eMV  $= 0,0051$  ME.

$$\begin{array}{rcl} {}_{11}\text{Na}^{23} & = & 22,9963 \\ \text{d} & = & 2,0147 \\ \hline & & 25,0110 \\ & - & 1,0132 \\ \hline {}_{11}\text{Na}^{24} & = & 23,9978 \end{array} \quad \begin{array}{rcl} p & = & 1,0081 \\ Q & = & 0,0051 \\ \hline & & 1,0132 \end{array}$$

2. Aus dem Zerfall von  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  (vgl. Ziff. 6):  ${}_{11}\text{Na}^{24} \rightarrow {}_{12}\text{Mg}^{24} + {}_{-1}\text{e} + Q$ .  $Q$  enthält die kinetische Energie der  $\beta$ -Strahlen + die Energie des  $\gamma$ -Quants, das in diesem Fall stets nach der  $\beta$ -Umwandlung ausgesandt wird. Es ist also  ${}_{12}\text{Mg}^{24} + Q = {}_{11}\text{Na}^{24}$ . Experimentell wurde festgestellt,  $Q = 1,5$  eMV ( $\beta$ ) +  $3,0$  eMV ( $\gamma$ ), zusammen  $+4,5$  eMV  $= 0,0050$  ME. Die Masse des Elektrons ist nicht zu berücksichtigen (vgl. unten).

$$\begin{array}{rcl} {}_{12}\text{Mg}^{24} & = & 23,9926 \\ Q & = & 0,0049 \\ \hline {}_{11}\text{Na}^{24} & = & 23,9975 \end{array}$$

Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Man könnte auch den Prozeß  ${}_{12}\text{Mg}^{24}$  ( $n, p$ )  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  heranziehen. Hier ist jedoch die Energietönung nicht bekannt. Setzen wir die aus 1. und 2. abgeleitete Masse von  ${}_{11}\text{Na}^{24}$  als bekannt voraus, so können wir ausrechnen, daß die Mindestenergie für Neutronen, die diesen Prozeß auslösen können,  $4,0$  eMV sein muß. Experimentell ist bekannt, daß Neutronen mit  $2,5$  eMV Energie die Reaktion noch nicht auszulösen vermögen. Eine genaue Bestimmung der Mindestumwandlungsenergie fehlt noch.

${}_{11}\text{Na}^{24}$  entsteht außerdem noch bei folgenden Reaktionen:  ${}_{13}\text{Al}^{27}$  ( $n, \alpha$ );  ${}_{11}\text{Na}^{23}$  ( $n, \gamma$ );  ${}_{12}\text{Mg}^{26}$  ( $d, \alpha$ ). Leider können diese zur Massenbestimmung bis jetzt nicht herangezogen werden, weil die Energietönungen noch nicht gemessen sind.

Die Berechnung der Energietönung beim radioaktiven Zerfall ist gesondert zu besprechen. Wenn ein radioaktiver Kern Elektronen aussendet, leitet sich die Energietönung, d. h. der Energieunterschied der Kerne, aus der maximalen kinetischen Energie der Elektronen ab ohne Berücksichtigung des beim Zerfall erzeugten Elektrons bzw. seiner

Masse, wenn man wie üblich die Massen der neutralen Atome, nicht der Kerne zugrunde legt.

Um das zu verstehen, betrachten wir als Beispiel  ${}_{15}\text{P}^{32} \rightarrow {}_{16}\text{S}^{32} + ({}_{-1}\text{e}) + Q$ , wo  $Q$  die maximale kinetische Energie der Elektronen ist. Hier wird beim radioaktiven Zerfall ein Elektron aus Energie erschaffen. Die Masse von  ${}_{15}\text{P}^{32}$  bezieht sich aber auf Kern und 15 Elektronen, die Masse von  ${}_{16}\text{S}^{32}$  auf Kern und 16 Elektronen. Um die genaue Energieänderung des Kerns beim Zerfall zu bekommen, muß die Masse eines der 16 Elektronen abgezogen werden und die Masse des beim radioaktiven Zerfall gebildeten Elektrons addiert werden. Die beiden Korrekturen gleichen sich aus.

Anders ist es bei radioaktiven Zerfallsvorgängen, bei denen ein Positron ausgesandt oder ein Elektron eingefangen wird.

## Die Ende 1939 bekannten Kerne

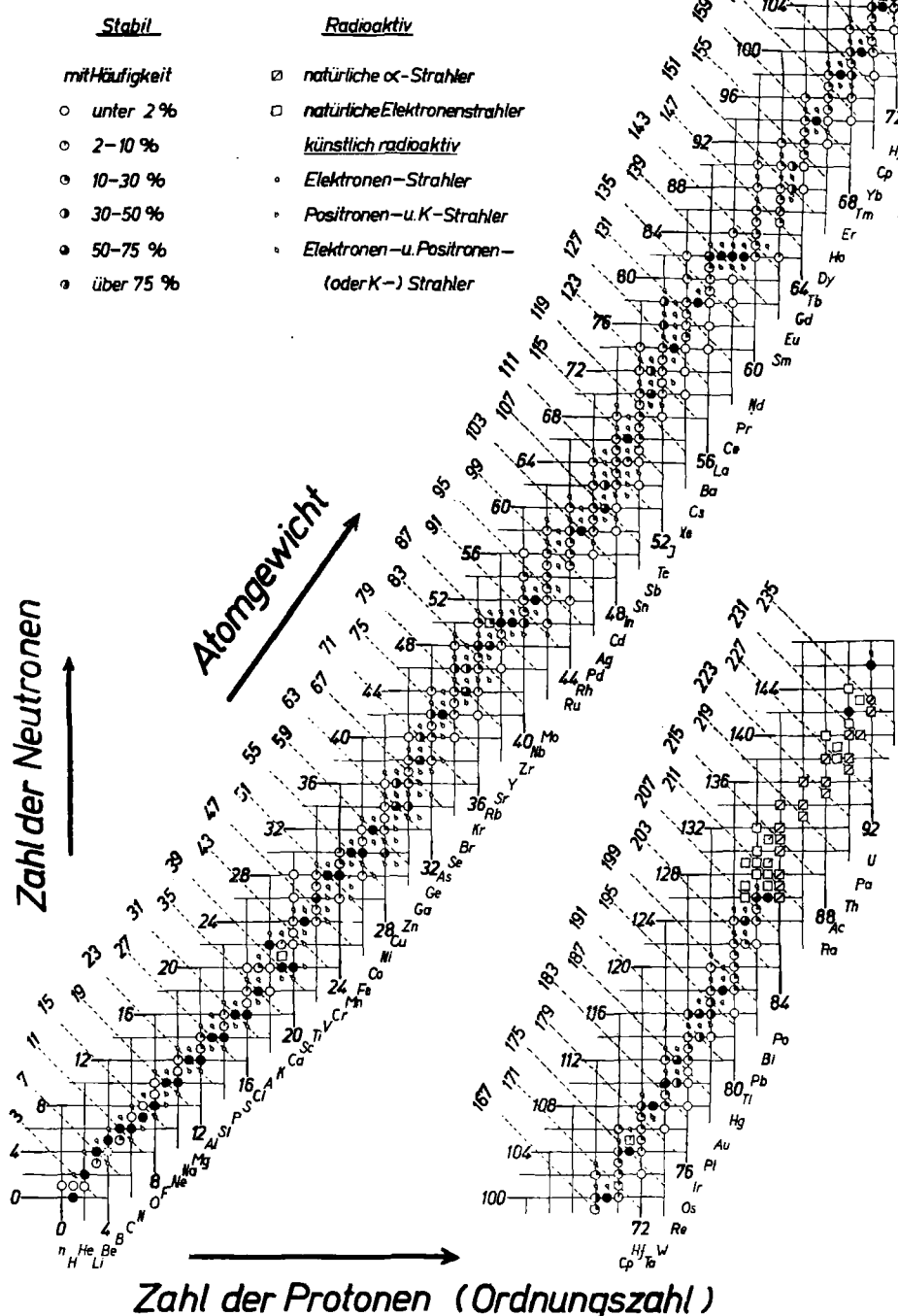


Abb. 8. Alle bekannten stabilen und radioaktiven Kerne<sup>4)</sup>. (Doppelt) gerade Kerne liegen auf den Schnittpunkten des Geradenetzes, ungerade zwischen den Schnittpunkten auf Netzlinien, doppelt ungerade in den Mittelpunkten der Netzfelder. — Radioaktive Elektronenstrahler liegen links oberhalb, Positronen- oder K-Strahler rechts unterhalb von stabilen Kernen gleicher Massenzahl. Nur doppelt ungerade radioaktive Kerne können zwischen stabilen liegen. Daher ist nur bei ihnen verzweigter Zerfall (gleichzeitige Aussendung von Elektronen und Positronen) möglich.

In diesem Fall wird, da man Massen der Atome, nicht Kerne zugrunde legt, die genaue Energieänderung (der Kerne) erhalten, indem man außer der kinetischen Energie auf der rechten Seite noch 1 eMV addiert.

Als Beispiel betrachten wir  ${}^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + ({}^0_{-1}\text{e}) + \bar{\nu}$  + 1 eMV. Die Masse von  ${}^{22}_{11}\text{Na}$  enthält die Masse von 11 Elektronen, die von  ${}^{22}_{10}\text{Ne}$  aber nur die von 10 Elektronen. In diesem Fall gleichen sich die Korrekturen nicht aus. Es ist also die Masse des fehlenden Hüllenelektrons und die Masse des aus Energie erschaffenen Positrons (zusammen 1 eMV) zu addieren.

### 10. Systematik der Kerne.

Wie W. Heisenberg<sup>22)</sup> erkannt hat, sind die Kerne nicht aus Protonen und Elektronen, sondern aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt. Die Ordnungszahl ist gleich der Zahl der Protonen im Kern, der Unterschied zwischen der Massenzahl, d. h. dem ganzzahligen Atomgewicht und der Ordnungszahl, ist gleich der Neutronenzahl.

Trägt man alle bekannten Kerne als Funktion der Protonenzahl und der Neutronenzahl auf, so erhält man Abb. 8. Sie enthält stabile und radioaktive Kerne. Kerne gleicher Masse (Isobare) liegen auf 45°-Linien. Die stabilen Kerne sind durch große Kreise, die künstlich radioaktiven durch kleine Kreise bezeichnet, die kleine Spitzen tragen. Diese Spitzen deuten auf den stabilen Kern hin, in den sich der radioaktive verwandelt.

Man sieht, daß die stabilen Kerne auf einen schmalen Streifen beschränkt sind. Bei leichten Kernen ist die Zahl der Neutronen zunächst ungefähr gleich der Zahl der Protonen, bei schweren Kernen ist sie größer. Es ergibt sich also ein Neutronenüberschuß, der um so größer ist, je mehr Teilchen der Kern enthält. Der Zusammenhalt der Kernbausteine und die symmetrische Protonen-Neutronen-Zusammensetzung ist nur vorstellbar, wenn — wie in Ziff. 8 schon erwähnt wurde — außer der bekannten Abstoßungskraft der Protonen untereinander noch starke Bindungskräfte mit kleiner Reichweite sowohl zwischen Protonen und Protonen als auch zwischen Neutronen und Neutronen und außerdem zwischen Protonen und Neutronen wirksam sind. Die Verteilung der Kerne bei kleinen Massenzahlen deutet darauf hin, daß Kerne mit gleich vielen Protonen und Neutronen zunächst energetisch am günstigsten sind. Mit zunehmender Protonenzahl macht sich aber die Coulombsche Abstoßung ihrer positiven Ladungen geltend. Energetisch günstiger sind daher Kerne, bei denen Neutronen im Überschuß vorhanden sind. Damit ist die allgemeine Verteilung der Kerne in Abb. 8 qualitativ verständlich.

Wie seit langem bekannt (vgl. Ziff. 8), nimmt die Bindungsenergie der Kerne mit dem Atomgewicht erst schneller, dann fast proportional der Massenzahl zu. Vergleicht man dann noch Kerne mit jeweils gleichem Atomgewicht (Isobare), aber verschiedener Protonenzahl, so wird es eine energetisch günstigste Protonenzahl  $P_0$  (vgl. Abb. 13a, S. 497) geben, der die größte Bindungsenergie (kleinste Masse) zukommt. Für Isobare mit größerer oder kleinerer Protonenzahl und entsprechend kleinerer oder größerer Neutronenzahl würde die Bindungsenergie geringer sein. Würde man für jeden Kern im Schema der Abb. 8 seine Bindungsenergie nach unten auftragen, so ergäbe sich das Modell einer Potentialrinne, die in der Richtung des zunehmenden Atomgewichts nach unten führt und die nach links und rechts aufsteigende Wände besitzt. Ein Querschnitt dadurch entspricht etwa Abb. 13a.

Wir wenden uns jetzt einer sehr wichtigen Verfeinerung<sup>23)</sup> zu. Die Verteilung der stabilen Isotope in Abb. 8 läßt eine ausgeprägte Zweierstruktur erkennen. Die geraden Ordnungszahlen sind meist mit mehreren stabilen Isotopen besetzt (bei  ${}_{54}\text{Xe}$  sind es sogar 9), die ungeraden dagegen nur mit 1 oder manchmal 2. In gleicher Weise sind auch die geraden Neutronenzahlen durch mehrere stabile Kerne besetzt (z. B. die Neutronenzahl 82 durch 7 Kerne), während bei ungeraden Neutronenzahlen meist nur 1 oder selten 2 stabile Kerne existieren. Um diese Tatsachen zu betonen, sind in Abb. 8 die geraden Protonen- und die geraden Neutronenzahlen durch ein Liniennetz hervorgehoben. Dadurch entstehen drei Gruppen von Kernen. Kerne können entweder

a) auf den Schnittpunkten der Linien des Netzes liegen, z. B.  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{18}_8\text{O}$ , oder b) auf einer der ausgezogenen Linien, jedoch zwischen den Schnittpunkten, z. B.  ${}^{17}_8\text{O}$ ,  ${}^{19}_9\text{F}$ , und schließlich c) in den Mittelpunkten der Netzquadrate, z. B.  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$ . Für die Kerne unter a) ist sowohl die Protonenzahl als auch die Neutronenzahl gerade. Wir wollen sie als „(doppelt) gerade Kerne“ bezeichnen<sup>24)</sup>. Für die Kerne unter b) ist entweder die Protonen- oder die Neutronenzahl ungerade; man nennt sie „ungerade Kerne“. Für die Kerne unter c) sind beide Größen ungerade, wir nennen sie „doppelt ungerade Kerne“, und beachten, daß sie gerade Massenzahl besitzen bei ungerader Ordnungszahl.

Die drei Gruppen der Kerne unterscheiden sich auch sehr charakteristisch im Kernspin, d. h. im mechanischen Drehimpuls. Der Spin ist für (doppelt) gerade Kerne stets 0, für ungerade ist er halbzahlig mit Werten zwischen  $\frac{1}{2}$  und  $\frac{9}{2}$  und für doppelt ungerade ist er ganzzahlig  $\neq 0$ . Für die vier stabilen unter c) ist er 1 und für  ${}^{176}_{71}\text{Lu}$  wahrscheinlich 7. Einheit für den Spin ist  $\hbar/2\pi$ .

Zunächst wollen wir uns ausschließlich auf stabile Kerne beschränken. Durchmustern wir nochmals Abb. 8, so bemerken wir, daß es keine doppelt ungeraden stabilen Kerne außer den vier oben als Beispiel genannten gibt. Die beiden sonst noch in der Natur vorkommenden doppelt ungeraden Kerne  ${}^{40}_{19}\text{K}$  und  ${}^{176}_{71}\text{Lu}$  sind radioaktiv. Wir betrachten dann die Verteilung der (doppelt) geraden und der ungeraden Kerne. Man sieht, daß innerhalb des Streifens, der überhaupt von stabilen Kernen besetzt ist, alle Plätze, die (doppelt) geraden Kernen zugehören, ohne Lücken mit stabilen Kernen besetzt sind. Unter diesen Kernen gibt es öfter zwei oder auch drei stabile Isobare, z. B.  ${}^{124}_{50}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}_{52}\text{Te}$ ,  ${}^{124}_{54}\text{Xe}$ , die sich in der Kernladung jeweils um 2 unterscheiden. Ungerade stabile Kerne sind viel spärlicher verteilt, und man erkennt darüber hinaus, daß ungerade Kerne i. allg. keine stabilen Isobaren besitzen (Matlauchsche Regel<sup>25)</sup>). Eine scheinbare Ausnahme bildet die Massenzahl 87. In diesem Fall ist aber festgestellt, daß  ${}^{87}_{37}\text{Rb}$  radioaktiv ist und sich in  ${}^{87}_{38}\text{Sr}$  umwandelt. Es gibt noch einige Ausnahmen dieser Regel, nämlich  ${}^{48}_{28}\text{Ni}$ ,  ${}^{49}_{29}\text{In}$ ,  ${}^{115}_{49}\text{In}$ ,  ${}^{115}_{50}\text{Sn}$ ,  ${}^{123}_{51}\text{Sb}$  u.  ${}^{123}_{52}\text{Te}$ ,  ${}^{187}_{75}\text{Re}$  u.  ${}^{187}_{76}\text{Os}$ . In diesem Fall ist es möglich, daß jeweils der eine Kern eine sehr geringe Radioaktivität besitzt, die sich bisher dem Nachweis entzieht. Es kann aber auch sein, daß beide Kerne wirklich stabil sind, weil kein radioaktiver Zerfallsmechanismus existiert. Das ist praktisch der Fall, wenn sich der Energieinhalt beider Kerne um weniger unterscheidet, als der Ionisierungsarbeit der K-Schale der Elektronenhülle entspricht (vgl. unten und Ziff. 6, Fall 2b).

<sup>23)</sup> Es würde genügen, sie „gerade Kerne“ zu nennen. Verschiedentlich wurden früher jedoch alle Kerne mit gerader Massenzahl als „gerade Kerne“ bezeichnet, also sowohl die „(doppelt) geraden“ als auch die „doppelt ungeraden“ unserer Bezeichnungsweise. Zur Vermeidung von Mißverständnissen wollen wir daher „(doppelt) gerade Kerne“ schreiben.

<sup>24)</sup> J. Matlauch, Z. Physik. 81, 361 [1934].

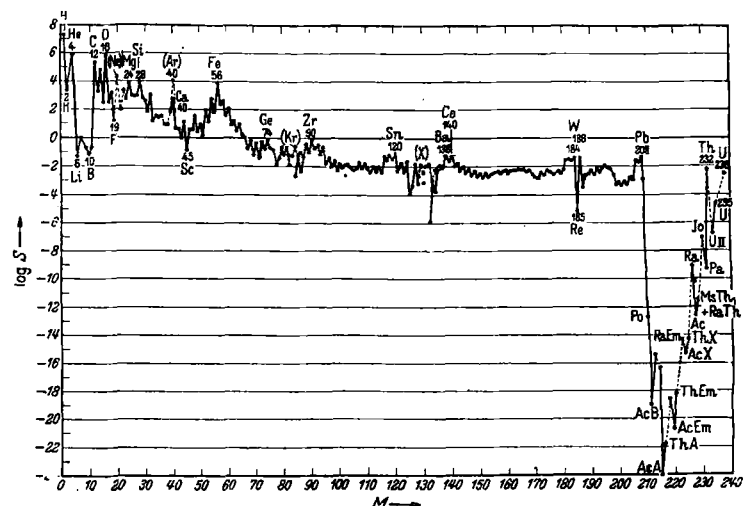


Abb. 9. Häufigkeit der Atomarten auf der Erde in Abhängigkeit von der Massenzahl M. Atome mit gerader Massenzahl (und gleichzeitig gerader Ordnungszahl) sind durchweg häufiger als solche mit ungerader Massenzahl. (Nach V. M. Goldschmidt<sup>24)</sup>.)

<sup>25)</sup> Z. Physik. 77, 1 [1932]; 78, 156 [1932]; 80, 587 [1933].

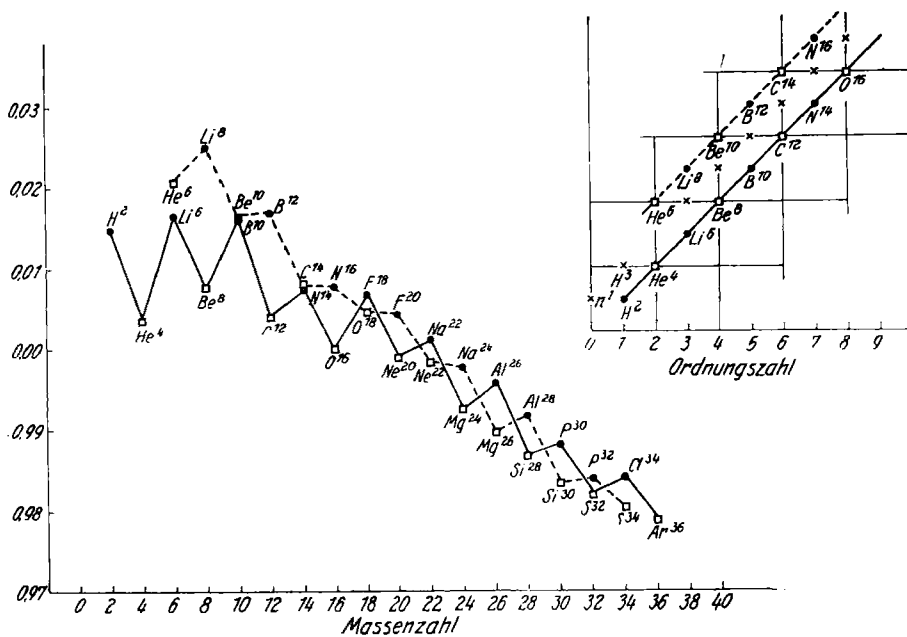


Abb. 10. Genaue Atomgewichte von Kernen mit gerader Massenzahl; aufgetragen sind nur die Dezimalen der genauen Massen. Viereckige Punkte ( $\square$ ) bezeichnen (doppelt) gerade Kerne, runde ausgefüllte Punkte ( $\bullet$ ) doppelt ungerade Kerne. (Doppelt) gerade Kerne liegen stets tiefer, sind also fester gebunden. Rechts oben ist angedeutet, in welcher Anordnung die Kerne in Abb. 8 liegen würden.

Wir wenden uns zur Häufigkeitsverteilung der Elemente und Atomarten. Bei den geraden Kernen beobachtet man nicht nur eine größere Anzahl von Vertretern dieser Gruppe, sondern sie sind gegenüber den ungeraden Kernen auf der Erde, auf der Sonne, in Meteoriten und auf Sternen, also im ganzen für uns chemisch oder spektroskopisch erreichbaren Weltenraum häufiger als ungerade Kerne. Besonders von V. M. Goldschmidt<sup>25)</sup> u. Mitarb. und von I. u. W. Noddack<sup>26)</sup> wurden eingehende Untersuchungen über die Häufigkeit der verschiedenen chemischen Elemente und darüber hinaus der verschiedenen Isotopenarten angestellt. In Abb. 9 (S. 495) sind die heute bekannten Tatsachen für Kerne gerader und ungerader Massenzahl zusammengestellt. Man erkennt, daß die Kerne mit gerader Massenzahl i. allg. größere Häufigkeit haben als die Kerne mit ungerader Masse. Auch wenn man zwei andere Auftragungen wählt und die Kerne entweder a) nach ihrer Protonen- oder b) nach ihrer Neutronenzahl ordnet, so findet man immer größere Häufigkeiten für die geraden Zahlen, seien es Protonen- oder Neutronenzahlen. In die Darstellung der Abb. 8 übertragen bedeutet das für Kerne mit Ordnungszahlen  $\geq 8$  größere Häufigkeit für Kerne, die auf den Schnittpunkten des Geradensystems liegen, im Fall a) für die Summe der Kerne entlang einer senkrecht ausgezogenen Linie, im Falle b) für die Summe der Kerne entlang einer waagrecht ausgezogenen Linie.

Wir untersuchen jetzt die genauen Massen von Kernen, weil sie mit dem Energieinhalt zusammenhängen. Wir beziehen auch die radioaktiven Kerne ein und betrachten die Reihen von Kernen, die sich jeweils um ein Proton und ein Neutron unterscheiden, u. zw. zunächst die Reihenfolge  ${}^1\text{H}^1$ ,  ${}^2\text{He}^4$ ,  ${}^3\text{Li}^6$ ,  ${}^4\text{Be}^8$ ,  ${}^5\text{B}^{10}$  usw. und die Reihenfolge  ${}^2\text{He}^6$ ,  ${}^3\text{Li}^8$ ,  ${}^4\text{Be}^{10}$ ,  ${}^5\text{B}^{12}$  usw. (Abb. 10). Auf der danebenstehenden Skizze ist die Anordnung der Reihen in Abb. 8 angedeutet. Es handelt sich abwechselnd um (doppelt) gerade und doppelt ungerade

Kerne, u. zw. teils um stabile, teils um radioaktive Kerne. Wir legen für die stabilen Atome die genauen Massen aus der neuen Zusammenstellung von Hahn, Flügge, Mattauch<sup>18)</sup> zugrunde und tragen als Abszisse die Massenzahl auf, als Ordinate die Abweichung von der Ganzzahligkeit, d. h. die Dezimalen hinter dem Komma. Die Massen der radioaktiven Atome sind abgeleitet, ähnlich wie es in Ziff. 9 für  ${}^{11}\text{Na}^{24}$  auseinander gesetzt wurde. Beim Verbinden der genauen Massen einer Reihe entstehen Zickzacklinien von großer Regelmäßigkeit. Wir sehen ab von dem Sinken der Werte mit zunehmender Ordnungszahl und betrachten nur den Zickzackverlauf. Es liegt offenbar eine Gesetzmäßigkeit zugrunde. Zu den hochliegenden Punkten gehören durchweg Kerne mit gerader Masse und ungerader Ordnungszahl, also „doppelt ungerade“ Kerne, zu den tiefliegenden Punkten dagegen nur „(doppelt) gerade“ Kerne. Kleine Masse bedeutet, daß der Kern bei der Bildung viel Energie abgegeben hat, es entspricht dem also große Bindungsfestigkeit; relativ große Masse bedeutet dagegen relativ geringe Bindungsfestigkeit. Der jeweils in der Abbildung oben liegende Kern gleicher

Masse ist radioaktiv. Wir entnehmen der Abbildung also die Feststellung, daß (doppelt) gerade Kerne durchweg viel fester gebunden sind als doppelt ungerade.

In ähnlicher Weise sind in Abb. 11 ungerade Kerne aufgetragen, also solche, bei denen entweder die Protonen- oder die Neutronenzahl ungerade ist. Es handelt sich um die Reihen  ${}^1\text{H}^3$ ,  ${}^2\text{He}^5$ ,  ${}^3\text{Li}^7$ ,  ${}^4\text{Be}^9$ ,  ${}^5\text{B}^{11}$ ,  ${}^6\text{C}^{13}$  usw. und  ${}^4\text{Be}^7$ ,  ${}^6\text{C}^{11}$ ,  ${}^7\text{N}^{13}$ ,  ${}^8\text{O}^{15}$  usw. Auch hier ist der jeweils oben liegende Kern radioaktiv. Im Unterschied zu Abb. 10 ergibt sich ein im wesentlichen glatter Verlauf in beiden Reihen. Wir sehen daraus, daß es bei den ungeraden Kernen nicht nötig ist zu fragen, ob die Protonenzahl gerade ist oder die Neutronenzahl.

Schließlich wollen wir noch einen Vergleich zwischen den drei Gruppen anstellen und dabei eine Aussage über die Bindungsfestigkeit der ungeraden Kerne im Vergleich zu den (doppelt) geraden und doppelt ungeraden gewinnen. Verfolgen wir in Abb. 12 den ausgezeichneten Zickzackweg, auf dessen Ecken nur (doppelt) gerade Kerne liegen, nämlich  ${}^2\text{He}^6$ ,  ${}^4\text{Be}^8$ ,  ${}^6\text{C}^{10}$ , usw., so können wir den Mittelpunkt von  ${}^2\text{He}^6$

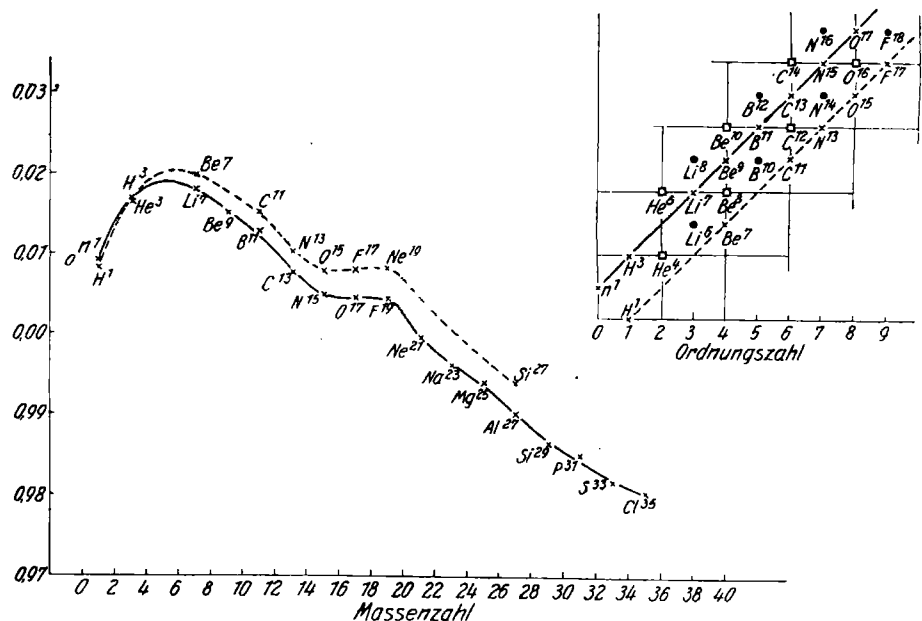


Abb. 11. Genaue Atomgewichte von ungeraden Kernen, Darstellung ähnlich wie in Abb. 10.

<sup>25)</sup> Skrifter Norske Videnskap Akademi Oslo 1937, Nr. 4, S. 123 u. frühere Arbeiten.

<sup>26)</sup> Naturwiss. 18, 757 [1930].

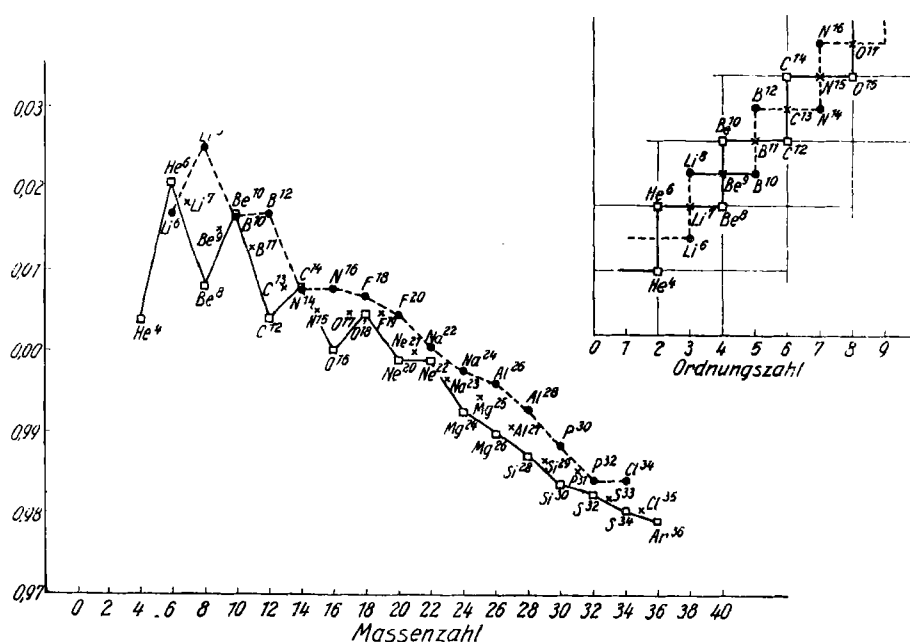


Abb. 12. Vergleich der Atomgewichte von (doppelt) geraden (□), ungeraden (×) und doppelt ungeraden (●) Kernen. Ungerade Kerne liegen jeweils zwischen den beiden anderen Gruppen. (Doppelt) gerade Kerne liegen am tiefsten, sind also am festesten gebunden, ungerade sind lockerer, doppelt ungerade am lockersten gebunden.

und  ${}^4\text{Be}^8$  mit dem dazwischenliegenden  ${}^7\text{Li}^7$  oder den Mittelpunkt von  ${}^4\text{Be}^8$  und  ${}^{10}\text{Be}^{10}$  mit dem dazwischenliegenden  ${}^9\text{Be}^9$  vergleichen usw. In Abb. 12 sind die (doppelt) geraden Kerne durch Vierecke gekennzeichnet, die ungeraden durch Kreuze unterschieden. Man sieht, daß die ungeraden Kerne stets über der Verbindungslinie der benachbarten (doppelt) geraden Kerne liegen. Daraus folgt, daß die ungeraden Kerne durchweg lockerer gebunden sind als die (doppelt) geraden. In der Abbildung ist gestrichelt noch ein anderer Zickzackweg eingetragen, auf dem ungerade Kerne zwischen doppelt ungeraden liegen. Er führt über die Kerne  ${}^3\text{Li}^6$ ,  ${}^5\text{Li}^8$ ,  ${}^6\text{B}^{10}$ ,  ${}^5\text{B}^{12}$  usw., zwischen denen wieder die gleichen ungeraden Kerne  ${}^3\text{Li}^7$ ,  ${}^4\text{Be}^9$  usw. liegen. Auch hierbei lassen sich die Mittelpunkte der benachbarten Massen mit den Massen der ungeraden Kerne vergleichen. Diesmal liegen die ungeraden Kerne stets tiefer. Wir entnehmen daraus, daß die (doppelt) geraden Kerne am festesten, die ungeraden weniger fest und die doppelt ungeraden am lockersten gebunden sind. Auf diesem einfachen Weg lassen sich allerdings nur qualitative Aussagen gewinnen. Eine nähere Untersuchung würde hier zu weit führen.

Die in Abb. 9 festgestellte verschiedene Häufigkeit bezieht sich für Kerne, die schwerer sind als  ${}^{14}\text{N}^{14}$ , nur auf (doppelt) gerade und auf ungerade Kerne, doppelt ungerade existieren dort überhaupt nicht. Ihre Häufigkeit ist null. Aus dem experimentellen Material ist damit abgeleitet, daß stabile (doppelt) gerade Kerne in besonders großer Anzahl von Arten vertreten sind, daß solche Kerne besonders fest gebunden sind und daß jeder einzelne Kern aus dieser Gruppe in der Natur häufiger vorkommt als benachbarte Kerne aus einer der anderen Gruppen. Ungerade Kerne sind weniger zahlreich, sind weniger häufig in der Natur zu finden und sind weniger fest gebunden. Unter den stabilen Kernen sind nur vier doppelt ungerade zu finden, sie sind noch weniger fest gebunden, und es ist unter den doppelt ungeraden Kernen keiner bekannt, der bei einem Atomgewicht größer als 14 stabil ist.

Wir ziehen jetzt eine vielleicht unerwartete Folgerung: Es ist sehr unwahrscheinlich, daß es stabile Kerne mit der Ordnungszahl 43 oder 61 gibt. Da es sich um ungerade Ordnungszahlen handelt, kann es keine (doppelt) geraden Kerne geben. Doppelt ungerade Kerne würden radioaktiv sein. Es kommen also nur mehr ungerade Kerne in Frage. Die in Betracht kommenden Massenzahlen sind aber bereits durch stabile Kerne anderer Elemente besetzt. Da aber ungerade stabile Isobare, abgesehen von vier Ausnahmen, nicht vorkommen, bleibt für ein stabiles Element 43 (Ma) oder 61 (II) keine Massenzahl mehr übrig.

Wir befassen uns noch mit den Massenunterschieden isobarer Kerne. Beim radioaktiven Zerfall unter Elektronen- oder Positronenaussendung (also nicht unter  $\alpha$ -Strahlung), der bei künstlich radioaktiven Kernen bis jetzt allein vorkommt, handelt es sich um einen Übergang von isobaren Kernen ineinander. Wie schon erwähnt, wandelt sich dabei ein Proton in ein Neutron oder ein Neutron in ein Proton um.

Am einfachsten sind die Verhältnisse bei ungeraden Kernen. Bei der Umwandlung eines ungeraden Kernes entsteht stets wieder ein ungerader Kern. Aus der Tatsache, daß ungerade Kerne keine stabilen Isobare besitzen, kann man schließen, daß es bei ungeraden Kernen stets einen solchen mit größter Bindungsenergie (kleinster Masse) gibt, in den sich die übrigen Isobare (durch radioaktiven Zerfall) umzuwandeln vermögen. In Abb. 13a sind schematisch die genauen Massen in Abhängigkeit von der Protonenzahl aufgetragen. Als Beispiel nennen wir die drei isobaren Kerne  ${}^{10}\text{Ne}^{23}$ ,  ${}^{11}\text{Na}^{23}$ ,  ${}^{12}\text{Mg}^{23}$ .  ${}^{10}\text{Ne}^{23}$  sendet Elektronen aus,  ${}^{12}\text{Mg}^{23}$  sendet Positronen aus. Endkern ist in beiden Fällen  ${}^{11}\text{Na}^{23}$ , der einzige stabile

Kern dieser Massenzahl. Falls sich der Energieinhalt zweier Kerne um weniger als 1 eMV unterscheidet, wird die Umwandlung durch Elektroneneinfang aus der K-Schale ermöglicht. Es ist zu beachten, daß durch diesen Einfang ein in der K-Schale angeregtes Atom entsteht. Wenn der Energieunterschied der beiden Kerne auch noch kleiner ist als die Anregungsenergie der K-Schale, so können praktisch stabile benachbarte Isotope existieren, da der dann noch mögliche Einfang eines Elektrons aus der L-Schale oder gar M-Schale nur äußerst selten zu erwarten ist.

Wir wenden uns zu Kernen mit gerader Massenzahl und nehmen als erstes Beispiel die Umwandlungen von  ${}^4\text{Be}^{10}$   $\rightarrow$   ${}^5\text{B}^{10}$  und von  ${}^5\text{B}^{12}$   $\rightarrow$   ${}^6\text{C}^{12}$ . In diesem Fall verwandelt sich ein (doppelt) gerader Kern in einen doppelt ungeraden und umgekehrt. Hierbei macht sich der Energieunterschied von (doppelt) geraden und doppelt ungeraden Kernen geltend. So wird bei der Umwandlung von  ${}^4\text{Be}^{10}$  nur 0,013 eMV, bei  ${}^5\text{B}^{12}$  dagegen 12,0 eMV frei. Als weiteres Beispiel wählen wir die Isobarenreihe  ${}^{57}\text{Co}^{57}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}^{58}$ ,  ${}^{59}\text{Cu}^{59}$ ,  ${}^{60}\text{Zn}^{60}$ ,  ${}^{61}\text{Ga}^{61}$ . Hier wechseln (doppelt) gerade stabile Kerne mit doppelt ungeraden radioaktiven Kernen ab.  ${}^{57}\text{Co}^{57}$  muß ein Elektronenstrahler sein (es ist noch nicht hergestellt),  ${}^{61}\text{Ga}^{61}$  ist ein Positronenstrahler, und  ${}^{59}\text{Cu}^{59}$  sendet sowohl

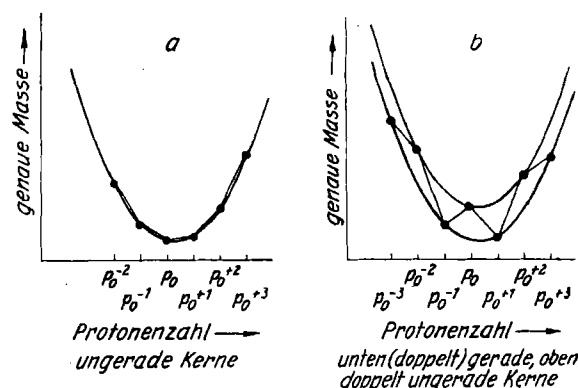


Abb. 13. Atomgewichte isobarer Kerne (schematisch). Von links nach rechts zunehmende Protonenzahl (Ordnungszahl). Aussendung von Elektronen beim Übergang von links oben nach rechts unten, von Positronen (oder Elektroneneinfang) beim Übergang von rechts oben nach links unten. Die Protonenzahl  $p_0$  entspricht demjenigen Kern, der am nächsten dem Minimum der Kurve liegt. (Es ist durchweg  $p_0-1$ , nicht etwa  $p_0-2$  usw. zu lesen!)



Positronen als auch Elektronen aus. Für die genauen Massen muß daher ein Schema gelten, wie es der Abb. 13b entspricht. Hier können benachbarte Kerne genau wie bei ungeraden Kernen durch Aussendung eines Elektrons oder Positrons ineinander übergehen. Für Isobare, die sich in der Ordnungszahl um zwei unterscheiden, wie z. B.  $^{28}_{26}\text{Ni}^{64}$  und  $^{30}_{30}\text{Zn}^{64}$ , ist das jedoch immer dann nicht möglich, wenn zwischen ihnen ein doppelt ungerader Kern liegt, der eine höhere Masse besitzt als jeder von ihnen beiden. Zur Durchführung der Umwandlung müßte nämlich entweder zwischendurch ein Kern mit größerem Energieinhalt erzeugt werden, was nicht möglich ist, oder es müßten genau gleichzeitig zwei Elektronen oder zwei Positronen ausgesandt werden, und das ist so unwahrscheinlich, daß es in übersehbaren Zeiträumen (Alter der Erde) keine Rolle spielt. Aus der Abbildung wird auch klar, daß nur doppelt ungerade Kerne verzweigten Zerfall zeigen können, denn nur Kerne dieser Gruppe können zwischen stabilen Kernen stehen. Andererseits muß ein doppelt ungerader Kern nicht notwendig verzweigt zerfallen. Als Beispiel nennen wir:  $^{82}_{82}\text{RaD}^{210} \rightarrow ^{83}_{83}\text{RaE}^{210} \rightarrow ^{84}_{84}\text{Po}^{210}$ . Hier folgen zwei Zerfallsprozesse unter Elektronenaussendung aufeinander. Das beweist, daß die entsprechenden Punkte in Abb. 13b ziemlich weit links liegen würden. Bemerkenswert ist noch der Unterschied der Zerfallsenergie bei beiden Zerfallsprozessen: Beim ersten Zerfall, der von einem (doppelt) geraden zu einem doppelt ungeraden Kern führt, wird 0,06 eMV, beim zweiten 1,17 eMV frei. Auch dies entspricht dem Schema der Abbildung.

Im Anfang dieser Ziffer sprachen wir von dem Modell der Potentialrinne, das die Verteilung der genauen Massen bzw. der Bindungsenergien beschreibt. Wir sehen jetzt, daß diese Potentialrinne aus drei Blättern, gewissermaßen drei Stockwerken, für die drei Gruppen der Kerne besteht, und daß dadurch die Existenz von stabilen isobaren Kernen erst möglich wird.

## 11. Ausblick auf Anwendungen.

Zum Abschluß sei noch ein Ausblick auf die möglichen und zum Teil schon durchgeführten Anwendungen gegeben. Es sollen jedoch nur die dafür maßgebenden Gesichtspunkte, soweit sie bis jetzt zu erkennen sind, kurz zusammengefasst werden.

Für die **Chemie** gibt es Anwendungsmöglichkeiten in dreierlei Richtung: 1. Untersuchungen über die noch unbekannten Elemente, 2. Qualitative und quantitative analytische Aufgaben, 3. Anwendungen auf Austauschvorgänge. Zur ersten Gruppe gehören Untersuchungen über die Elemente 43 (Ma), 61 (II), 85 und 93. Diese in stabiler Form unbekannten Elemente lassen sich in Form radioaktiver Isotope künstlich herstellen. Besonders interessant ist der Befund, daß das Element 93 sich nicht wie ein Eka-Rhenium verhält, sondern ähnlich wie Uran. Daraus ist zu schließen, daß das 93. Elektron in eine innere Elektronenschale eingebaut wird, ähnlich wie das in der Gruppe der seltenen Erden geschieht<sup>27)</sup>.

Zur Lösung analytischer Aufgaben kann die Atomumwandlung sehr weitgehend herangezogen werden. Bestrahlt man gewisse Stoffe mit Neutronen oder Protonen oder Deuteronen oder  $\alpha$ -Teilchen, so werden sie radioaktiv. Besonders einfach läßt sich eine Bestrahlung mit Neutronen durchführen. Die radioaktive Strahlung der entstehenden Kerne ist leicht und empfindlich nachzuweisen und klingt mit einer charakteristischen Halbwertszeit ab, durch die die umgewandelte Substanz identifiziert werden kann. In vielen Fällen kann auch das Mischungsverhältnis, sogar das eines Isotopen gemisches, quantitativ bestimmt werden. Besonders wertvoll ist, daß es sich um zerstörungsfreie Analyse handelt.

Die Verwendung für Fragen des chemischen Austausches beruht auf folgenden Gesichtspunkten: Künstlich radioaktive Isotope eines chemischen Elements und stabile des gleichen Elements unterscheiden sich in ihren chemischen Eigenschaften ebensowenig, wie verschiedene stabile Isotope untereinander. Die radioaktiven Isotope besitzen aber den Vorzug, daß man ihren Aufenthaltsort mit Hilfe ihrer Strahlung leicht

feststellen kann. Dadurch werden direkte Messungen der Selbstdiffusion, Beobachtungen über den Austausch von Atomen in Molekülen und ähnliches möglich. Es lassen sich also analoge Untersuchungen, wie man sie mit Hilfe des schweren Wasserstoffisotops schon ausgeführt hat, in Zukunft auch bei sehr vielen anderen chemischen Elementen durchführen. Mit Hilfe von  $^{32}\text{P}$  konnte so z. B. eine verwickelte Enzymreaktion der Biochemie aufgeklärt werden.

Auch **stoffwechselphysiologische Fragen** lassen sich damit bearbeiten. Es gibt bereits umfangreiche Untersuchungen besonders von G. v. Hevesy u. Mitarb.<sup>28)</sup> über die Aufnahme, den Einbau und die Ausscheidung einiger Stoffe im pflanzlichen, tierischen und menschlichen Organismus.

Auch in der **Medizin** ist mit verschiedenartigen Anwendungen zu rechnen. Ob eine Einspritzung radioaktiver Substanzen in Krebsgewebe in Frage kommen wird, ist noch nicht abzusehen, hauptsächlich weil es Schwierigkeiten macht, die eingespritzten Stoffe dort zu lokalisieren. Für die Strahlenbehandlung bösartiger Tumoren lassen sich an Stelle von Röntgenstrahlen möglicherweise Neutronenstrahlen verwenden. Diese werden im Unterschied zu Röntgenstrahlen von leichten Atomen stärker absorbiert als von schweren. Schließlich ist zu erwähnen, daß in einigen Fällen durch Eingeben von  $^{24}\text{Na}$  Behandlungserfolge bei Leukämie erzielt werden konnten.

Sogar eine **technische Anwendung** läßt sich erhoffen. Uran fängt langsame Neutronen ein und kann dabei, wie erwähnt, in zwei Kerne kleinerer Masse zerspalten werden, die mit ziemlicher Geschwindigkeit auseinanderfliegen. Die kinetische Energie der Spaltprodukte ist beträchtlich. Nun werden bei der Spaltung außerdem noch einige wenige Neutronen ausgesandt. Falls es gelingt, diese Neutronen so zu lenken, daß sie wieder von Uran eingefangen werden, würden dadurch weitere Uranatome zerspalten und weitere Neutronen ausgesandt werden usw. So könnte eine Reaktionskette eingeleitet werden, bei der große Energiemengen frei würden. Diese Möglichkeit wurde von S. Flüge<sup>29)</sup> näher diskutiert.

Schließlich ist noch eine Anwendung auf die **Astronomie** zu nennen. Es war lange Zeit eine ungelöste Frage, woher Sonne und Sterne die riesigen Energien nehmen, die sie seit Jahrmillionen ausstrahlen. Wir wissen heute, daß diese Energie fast ausschließlich aus Atomumwandlungsvorgängen stammt. Welche Prozesse hauptsächlich beteiligt sind, hängt in erster Linie von der Temperatur des Sternes ab. Bei der Sonne können wir mit großer Wahrscheinlichkeit auch die Prozesse angeben, welche die Hauptenergiequelle darstellen. Im Endergebnis handelt es sich bei der Sonne um eine fortlaufende Verwandlung von Wasserstoff in Helium. Diese Verwandlung geht in vier Schritten mit Kohlenstoff als Katalysator vor sich. Zuerst erfolgt eine Anlagerung eines Wasserstoffkerns an einen Kohlenstoffkern mit der Masse 12 unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlen, also der Prozeß  $^6_6\text{C}^{12}(\text{p}, \gamma)^7_7\text{N}^{13}$ . Der entstehende  $^7_7\text{N}^{13}$  ist radioaktiv und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 10 min unter Aussendung von Positronen in  $^6_6\text{C}^{13}$ . An diesen Kern wird noch einmal Wasserstoff angelagert, wobei, abgesehen von  $\gamma$ -Strahlen, gewöhnlicher Stickstoff entsteht; der Prozeß lautet:  $^6_6\text{C}^{13}(\text{p}, \gamma)^7_7\text{N}^{14}$ . Dann wird nochmals ein Wasserstoffkern angelagert:  $^7_7\text{N}^{14}(\text{p}, \gamma)^8_8\text{O}^{16}$ . Der entstehende Kern ist radioaktiv, sendet Positronen aus und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,1 min in  $^7_7\text{N}^{15}$ . Zum Schluß folgt ein anderer Reaktionstyp mit Aussendung eines  $\alpha$ -Teilchens:  $^7_7\text{N}^{15}(\text{p}, \alpha)^6_6\text{C}^{12}$ , der zum Ausgangskern  $^6_6\text{C}^{12}$  zurückführt. Bei Durchlaufen des ganzen Zyklus ist also ein Heliumkern an Stelle von vier Wasserstoffkernen gebildet worden, d. h. es sind 28,2 eMV Energie frei geworden. Diese Energie ist  $4,8 \cdot 10^6$  mal größer als die bei der Verbrennung der gleichen Anzahl Wasserstoffatome mit Sauerstoff frei werdende Energie.

Dieser Ausblick auf die Anwendungen sollte zeigen, daß die Kernchemie nicht nur als reine Wissenschaft interessant ist, sondern daß sie in absehbarer Zeit große Bedeutung besitzen wird auch für andere, scheinbar ganz fernliegende Wissensgebiete.

Eingeg. 20. März; ergänzt 12. Oktober 1940. [A. 38.]

<sup>27)</sup> Kgl. Danske Vidensk. Selskab, Biol. Medd. **13**, Nr. 9 u. 13 [1937]; **14**, Nr. 2, 3, 5 [1939]; **15**, Nr. 5, 6, 7 [1940].

<sup>28)</sup> Naturwiss. **27**, 402 [1939].

<sup>29)</sup> E. McMillan, Ph. H. Abelson, Physic. Rev. **57**, 1185 [1940].