

Radioaktive Isotopen

Autor(en): **Huber, Otto**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali**

Band (Jahr): **133 (1953)**

PDF erstellt am: **12.05.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-90492>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

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

Radioaktive Isotopen

von

OTTO HUBER, Phys. Inst. Universität Fribourg.

Die Elektronenhülle eines freien Atomes stellt ein System von Elementarpartikeln (Elektronen) dar, das die folgenden fundamentalen Eigenschaften besitzt: Die Gesamtenergie des Systemes kann nur ganz bestimmte diskrete Werte annehmen. Die dazu gehörenden Bewegungszustände, die stationären Zustände sind charakterisiert durch bestimmte Quantenzahlen (Gesamtdrehimpuls, Parität). Die Gesamtheit der gemessenen Spektrallinien wird in bekannter Weise nach dem RITZschen Kombinationsprinzip durch Übergänge zwischen den Spektraltermen gegeben. In *Fig. 1* ist die von BALMER entdeckte Serie von Linien dargestellt, die von einem angeregten Wasserstoffatom emittiert werden. Die Analyse der Spektren war lange Zeit Hauptaufgabe der Physik, und nur durch systematische Forschung konnte der Weg freigelegt werden für die Erkenntnis des Aufbaues der Atomhülle.

Die quantenmechanische Behandlung des Systemes von Elektronen konnte nach Arbeiten von BOHR, PAULI, SOMMERFELD, SCHRÖDINGER, HEISENBERG und DIRAC in großartiger Weise diese Spektraltermine darstellen. Der strengen wellenmechanischen Berechnung dieses Problemes stehen allerdings mathematisch fast unüberwindliche Schwierigkeiten im Wege. Man erhält aber eine gute Näherung, indem man annimmt, daß sich die Elektronen im bekannten elektrischen Zentralfeld des Kernes unabhängig bewegen. (Vernachlässigung der Wechselwirkung unter den Elektronen.) Diese Vereinfachung führt zum bekannten Schalen Aufbau der Atomhülle: Man berechnet im Zentralfeld des Kernes die Terme eines einzelnen Elektrons, d. h. das Termschema des Wasserstoffatoms. Dann erhält man den Grundzustand eines vorgegebenen Atomes durch Besetzen dieser Zustände mit Elektronen nach den Vorschriften des PAULI-Prinzipes. Dieses von der Natur für Teilchen mit halbzahligen Eigendrehimpuls beobachtete Prinzip besagt, daß in einem Zustand, der durch bestimmt vorgegebene Werte der Quantenzahlen gekennzeichnet ist, sich nur ein Teilchen befinden kann. Dieses Verfahren führt zum Verständnis der Eigenschaften der Atome: z. B. wird das stabile Verhalten der Edelgase durch vollständige Besetzung energetisch benachbarter Niveaus (Schalen) in eindrucklicher Weise gedeutet. Allerdings lassen nur verfeinerte Näherungsmethoden das Termschema komplizierter

Atomhüllen verstehen. Man darf aber trotzdem behaupten, daß der Aufbau der Elektronenhülle prinzipiell geklärt ist.

Der Atomkern, das innerste kleinste Gebilde eines Atomes, besteht aus Protonen und Neutronen. Er stellt daher selbst noch einmal ein System von Partikeln dar, für welches dieselben quantentheoretischen Methoden gelten wie für die Atomhülle. Diejenigen Größen, die der Experimentalphysiker von den Atomkernen messen will, sind genau die gleichen wie bei der Atomhülle. Wir interessieren uns für den Grundzustand eines Kernes und seine angeregten Zustände, denn der Kern hat in analoger Weise ein Termschema wie die Atomhülle. In *Fig. 2* sind die Termschemata des Wasserstoffatoms und des Sauerstoffkernes dargestellt und die beobachteten Übergänge zwischen den Niveaus eingezeichnet. Der große Unterschied liegt lediglich in der Energiedifferenz der Terme, der bei diesen Beispielen gerade einen Faktor 10^6 ausmacht. Diese große Energiedifferenz bei den Kernen hat zur Vorstellung der Unzerstörbarkeit der Atomkerne geführt, und tatsächlich kann man

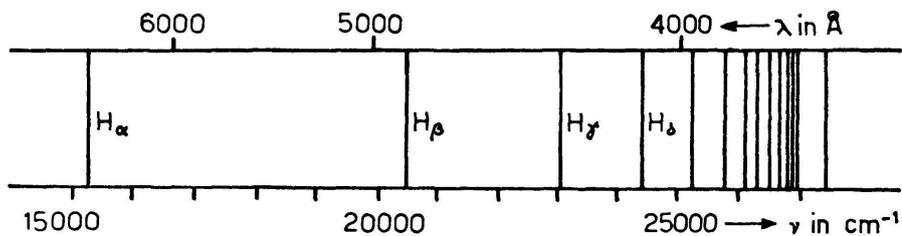


Fig. 1

Balmer Linien des Wasserstoffatoms

diese erst umwandeln, seitdem in den Hochspannungsmaschinen große Energien zur Verfügung stehen.

Die Daten der Kernbausteine (Nukleonen) sind in *Fig. 3* zusammengestellt. Ähnlich wie Elektronen, besitzen Protonen und Neutronen noch den Freiheitsgrad der Eigendrehung. Dieser mechanische Eigendrehimpuls (Spin) hat für beide Teilchen den Wert $\frac{1}{2}$. Man kann sich daher naiv vorstellen, daß sie bestimmte Ladungsverteilungen (im Falle des Neutrons nach außen neutral) darstellen, die um eine Axe rotieren. Deswegen besitzen sie ein magnetisches Moment, welches mit ebenso großer Genauigkeit bekannt ist wie ihre Masse. Man beachte dabei, daß die Masse des Neutrons größer ist als diejenige des Protons. Daher ist es energetisch möglich, daß sich das freie Neutron in ein Proton verwandeln kann. Bei diesem einfachsten radioaktiven Prozeß gelten die üblichen Erhaltungssätze von Energie, Impuls, Drehimpuls und Parität eines Systemes. Die beim Zerfall des freien Neutrons zur Verfügung stehende Energie wird auf die drei Teilchen Proton, Elektron und Neutrino aufgeteilt. Nur im Atomreaktor standen genügend Neutronen zur Vermessung dieses Zerfalles zur Verfügung, wie er unten in *Fig. 3* angegeben ist. Die Energie der Elektronen allein ist keineswegs scharf, sondern man erhält

eine sehr charakteristische Energieverteilung, wie sie ausgezeichnet von der Fermi-Theorie des Beta-Zerfalles wiedergegeben wird. Wir dürfen uns nicht darüber wundern, wenn über 1000 radioaktive Isotope existieren, da schon das freie Neutron instabil ist und sich mit einer Halbwertszeit von 12,8 min in ein Proton, verwandelt.

Das dringendste Problem der modernen Kernphysik ist eine Hypothese der Kernkräfte zu finden, die besser ist als die heutigen Annahmen über diese Wechselwirkungen. Bisher sind wir uns an einfache Kräfte

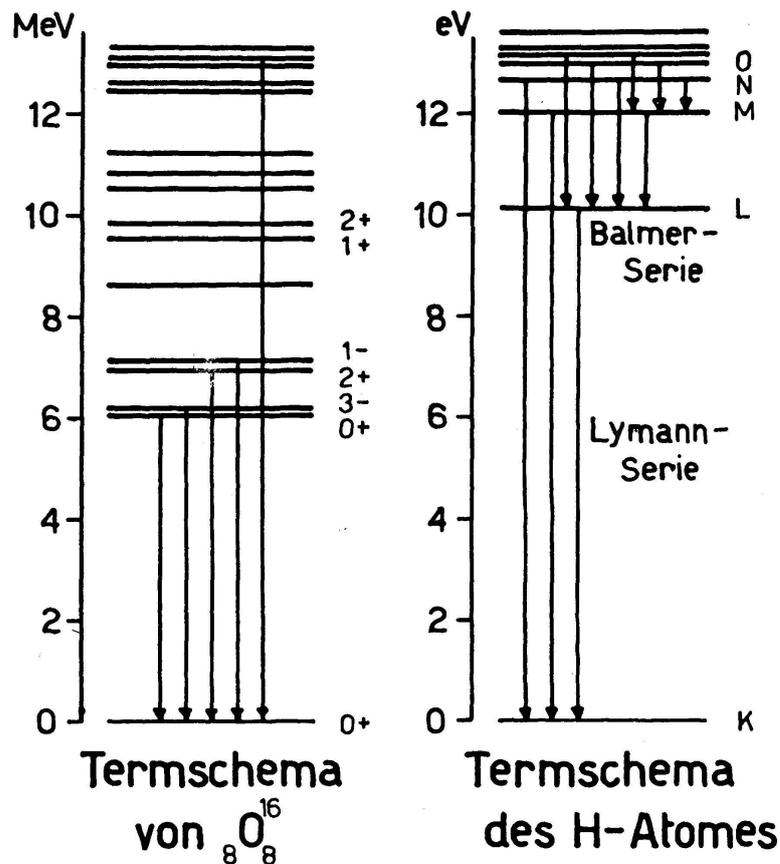


Fig. 2

gewöhnt, wie sie etwa im Sonnensystem oder im Atom herrschen. Hier sind es in der Hauptsache Zentralkräfte, die zwischen der Sonne und den Planeten oder zwischen dem Kern und den Elektronen wirken. Die Kernkräfte sind auf alle Fälle von einem ganz anderen Typus und noch lange nicht geklärt. Was man über die Kernkräfte weiß, ist rein phänomenologischer Natur, um das Verhalten der leichtesten Kerne einigermaßen zu beschreiben und um diejenigen Experimente zu deuten, die man als Streuexperimente bezeichnet. Diese Kräfte müssen so beschaffen sein, daß man z. B. verstehen kann, warum kein stabiler Kern von fünf Kernbausteinen existiert. Ebenso müssen sie erklären, warum bei einem

so einfachen Kern, wie dem Deuteron, die Ladungsverteilung der Kernbausteine nicht kugelsymmetrisch ist, d. h. sie müssen das Quadrupolmoment des Deuterons erklären können. Das Problem in der Kernphysik ist daher zweifach: einmal das Gesetz der Kernkräfte zu finden und zweitens aus dem Gesetz dann die Kerneigenschaften zu berechnen. Obwohl die Mesontheorie fruchtbringend auf die Erkenntnis der Kernkräfte gewirkt hat, existiert heute keine befriedigende Theorie dieser Kräfte, deren Natur nur durch sorgfältiges Studium der Eigenschaften der Atomkerne selbst gewonnen werden kann. Und dieses Kraftgesetz scheint recht verwickelt zu sein.

Diejenigen Größen, die man in derselben Art wie bei der Atomhülle den Niveaus eines Kernes zuordnen kann, nennt man Quantenzahlen. Ihre Bestimmung stellt eine gewaltige Arbeit dar. Neben der Energie interessieren wir uns für den Drehimpuls eines Zustandes, sein magne-

	Masse	Magn. Moment in Kernmagn.	Mech. Drehimpuls (Spin)
Proton	$1,67243 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ $\pm 0,00010$	$2,79277 \pm 0,00006$	$1/2$
Neutron	$1,67474 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ $\pm 0,00010$	$-1,9135 \pm 0,0001$	$1/2$

Zerfall: $N \rightarrow P + \beta^- + \nu + 0,78 \text{ MeV}$
Halbwertszeit 12,8 min

Fig. 3

Daten der Kernbausteine

tisches Moment, die Parität, und ebenso möchten wir die Ladungsverteilung kennen, die durch elektrische Momente beschrieben werden kann. Die experimentellen Daten über die Grundzustände und die angeregten Zustände der Kerne haben in den letzten Jahren kolossal zugenommen, weil die Meßmethoden stark verbessert worden sind. Die sprichwörtliche Genauigkeit in der Physik der Atomhülle hat sich auch auf die Kernphysik übertragen. Geht der Atomkern von einem stationären Zustand in einen anderen über, so wird die freiwerdende Energie in Form von γ -Strahlung emittiert. Dabei hängt die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Niveaus, ähnlich wie in der Hülle, stark von der Energiedifferenz, Drehimpulsänderung und der Paritätsänderung ab, d. h. die Intensität der beobachteten γ -Strahlung wird von den Quantenzahlen der beteiligten Niveaus beherrscht. Übergänge mit hoher Drehimpulsdifferenz sind zum Beispiel äußerst selten.

Allerdings sind die Übergänge im Atomkern mannigfaltiger als in der Hülle. Während hier nur Lichtquanten emittiert werden, so gibt

es dort auch Teilchenemission. Die Sachlage ist in *Fig. 4* dargestellt. Von drei benachbarten Isotopen sind die Termschemata willkürlich eingezeichnet. Man denke sich zu allen Niveaus die zugehörigen Quantenzahlen, wobei der Kern mit Z Protonen und N Neutronen sich im Zustand O befinde. Dieses Niveau kann unter Emission von γ -Strahlen in solche niederer Energie übergehen, oder aber die Energiedifferenz ΔE kann direkt einem Hüllenelektron übertragen werden. Was der Kernspektroskopiker dann mißt, sind Kombinationen von Termen des Kernes mit

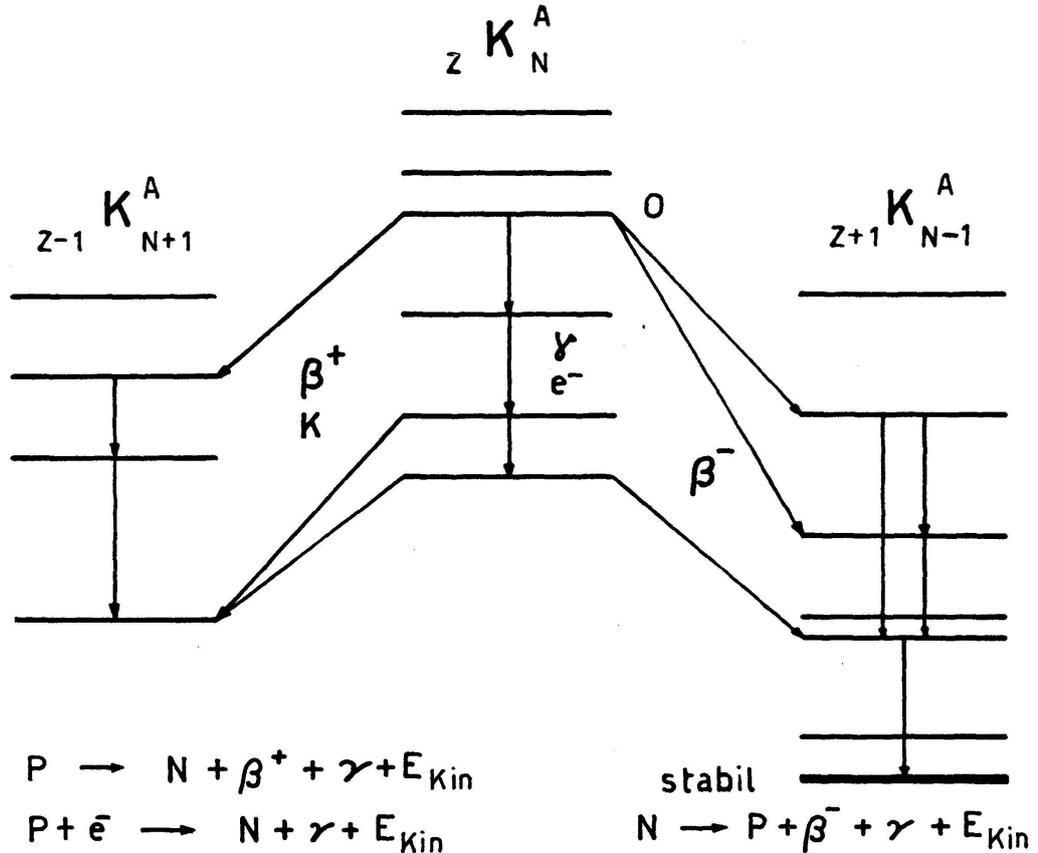


Fig. 4

Hypothetische Zerfallsmöglichkeit eines Kernes

denen der Hülle. Bei diesem Prozeß emittiert das Atom beim Übergang zwischen zwei Kernniveaus monoenergetische Elektronen der Hülle, die man als Konversionselektronen e^- bezeichnet. Außer der Emission von γ -Strahlen oder Konversionselektronen kann das Niveau O aber auch in Niveaus des benachbarten Kernes $z+1 K_{N-1}^A$ übergehen. Was sich dabei im Kernbau verändert, ist leicht ersichtlich. Ein Neutron hat sich in ein Proton verwandelt, und der elementare Vorgang des Zerfalles eines freien Neutrons hat sich im Atomkern wiederholt, wie unten in *Fig. 4* angegeben. Man sieht deutlich, wie durch diesen β^- -Zerfall des Kernes $z K_N^A$ die Niveaus im Folgekern $z+1 K_{N-1}^A$ angeregt werden.

Die Physiker sind bestrebt, Feinheiten solcher radioaktiver Übergänge aufzuklären, um daraus rückwärts auf die Niveaus der Kerne und deren Quantenzahlen zu schließen. Mit dem β^- -Prozeß, wie ihn der Übergang ${}_Z K_N^A \longrightarrow {}_{Z+1} K_{N-1}^A$ darstellt, ist die Zerfallsmöglichkeit des Niveaus 0 noch nicht erschöpft. Im Kern kann sich auch ein Proton in ein Neutron verwandeln. Dabei sinkt die Ladung um eine Einheit, und es wird ein

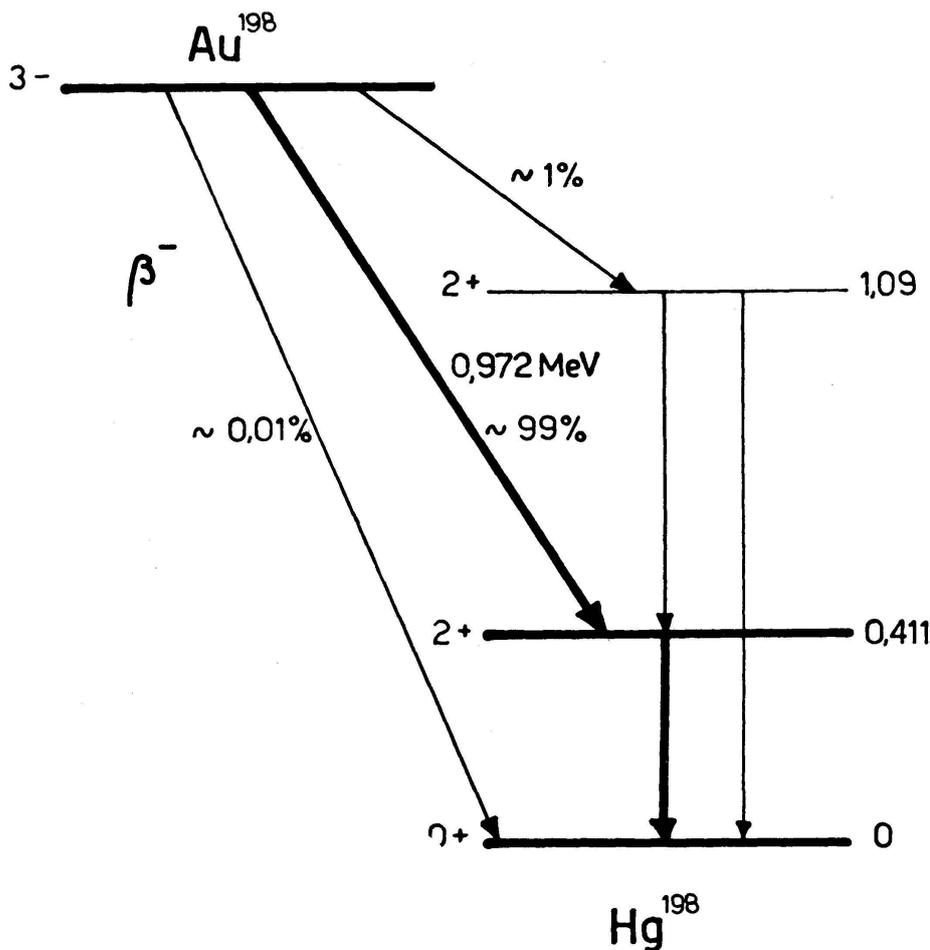


Fig. 5

Zerfallschema von Au^{198}

positives Elektron, ein Positron β^+ emittiert, und der Rest der freiwerdenden Energie wird wie beim β^- -Zerfall vom Neutrino und dem Rückstoßkern als kinetische Energie übernommen. Dieser Positronenzerfall hat einen Konkurrenzprozeß, bei welchem die Ladung des Atomkernes ebenfalls um eine Einheit sinkt, indem der Atomkern aus der Hülle, vorwiegend aus der K-Schale, ein Elektron einfängt. Beide Prozesse, Positronenemission und Elektroneneinfang, sind unten in *Fig. 4* ebenfalls als Elementarprozesse eingezeichnet. Besonders bei schweren Isotopen tritt zu diesen besprochenen Zerfallsmöglichkeiten noch eine

neue hinzu, indem der Kern ein eigenes Bruchstück, ein α -Teilchen emittiert. Dabei sinkt die Ladung um zwei und die Masse um vier Einheiten, und die Energiedifferenz beim Übergang wird auf das α -Teilchen und den Restkern aufgeteilt. Solche α -Zerfälle mit scharfer α -Energie wurden schon frühzeitig mit der Wilsonkammer untersucht.

Im Falle der leichten Kerne haben sich zwischen den Niveauschemata benachbarter Kerne gleicher Massenzahl A interessante Be-

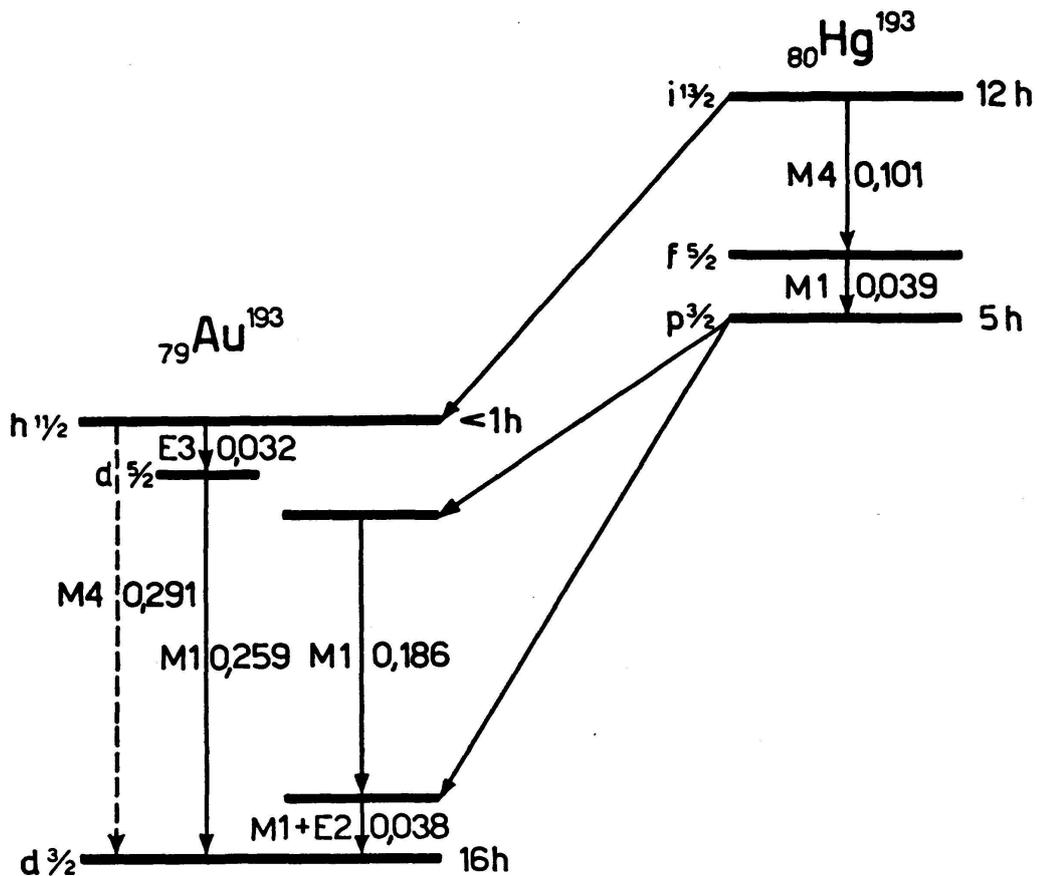


Fig. 6

Zerfallschema von Hg^{193} (Energiewerte in Mer)

ziehungen gezeigt. Es bestehen nämlich Niveaus mit gleichen Quantenzahlen (Gesamtdrehimpuls, Parität) die sich nur um charakteristische, verhältnismäßig kleine Energiewerte unterscheiden. Diese Tatsachen können durch die Theorie des isotopen Spin in eleganter Weise dargestellt werden: Man fasse die Termschemata der drei benachbarten Isotope als Niveauschema eines einzigen Systemes auf, das aus A Nukleonen besteht. Diese Nukleonen besitzen zwei verschiedene Zustände (Proton resp. Neutron), die man durch eine neue Quantenzahl (isotoper Spin $\frac{1}{2}$) unterscheidet. Diese Quantenzahl besitzt dann in formaler Hinsicht ähnliche Eigenschaften wie der gewöhnliche Spin, der bei einem Wert

von $\frac{1}{2}$ die beiden Einstellmöglichkeiten in einer gewählten Z -Richtung unterscheidet. Zu jedem Niveau des Systemes aus A Nukleonen gehört nun ein gesamter isotoper Spin, dessen 3.-Komponente in einfacher Weise mit der Ladung des Systemes zusammenhängt. Wie zu einem Gesamtdrehimpuls gehören z. B. zu einem gesamten isotopen Spin von der Größe eins drei Zustände mit den möglichen 3.-Komponenten von $+1$, 0 , und -1 . Dies ergibt aber gerade drei Zustände aus dem oben betrachteten zusammengelegten Termschema der drei benachbarten

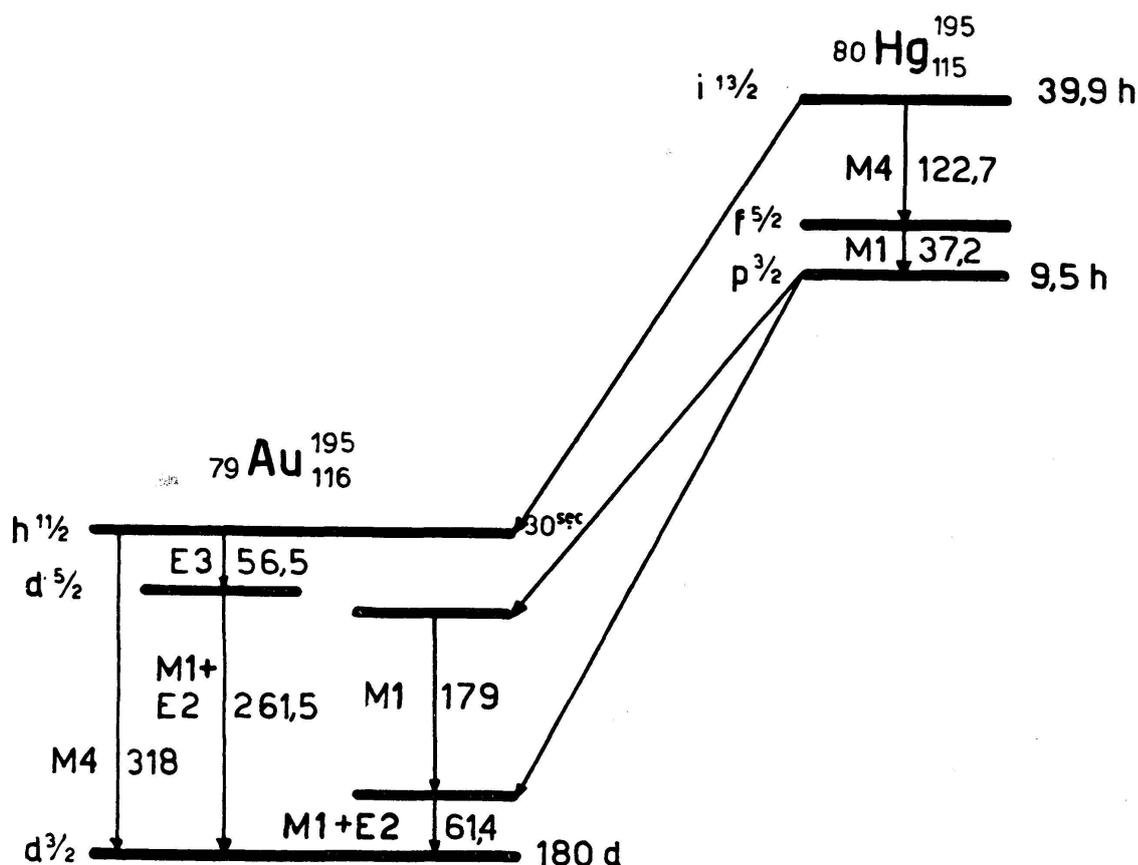


Fig. 7

Zerfallschema von Hg^{195} (Energiewerte in Ker)

Kerne, die dadurch auf ein einziges Niveau zurückgeführt sind. Durch die Einführung dieser neuen Quantenzahl konnte bei leichten Kernen manches bis jetzt ungeklärte Übergangsverbot sehr gut verstanden werden.

Man sieht, wie mannigfaltig die Zerfallsmöglichkeit eines einzelnen Niveaus O eines Atomkernes sein kann. Diese Elektronen-, Positronen- und γ -Emission dauert so lange, bis sie bei einem der ungefähr 300 bekannten stabilen Isotope endigt. Solche radioaktive Zerfälle, wie sie in Fig. 4 schematisch eingezeichnet sind, wurden in jüngster Zeit mit großer Genauigkeit ausgemessen. Es ist gelungen, von vielen Kernen

Termschemen aufzustellen und die Quantenzahlen der Niveaus zu bestimmen. So hat sich in neuester Zeit viel wertvolles experimentelles Material angesammelt, und dieses harret einer Deutung durch eine verfeinerte Theorie. Für Anwendungen dieser radioaktiven Zerfälle in Medizin, Biologie, Chemie und der Werkstoffprüfung spielen allerdings nur solche Zustände eine Rolle, die langlebig sind. Dies trifft vor allem für die Grundzustände der Kerne zu, denn die angeregten Zustände haben vielfach unmeßbar kleine Halbwertszeiten. Für den Praktiker ist auch

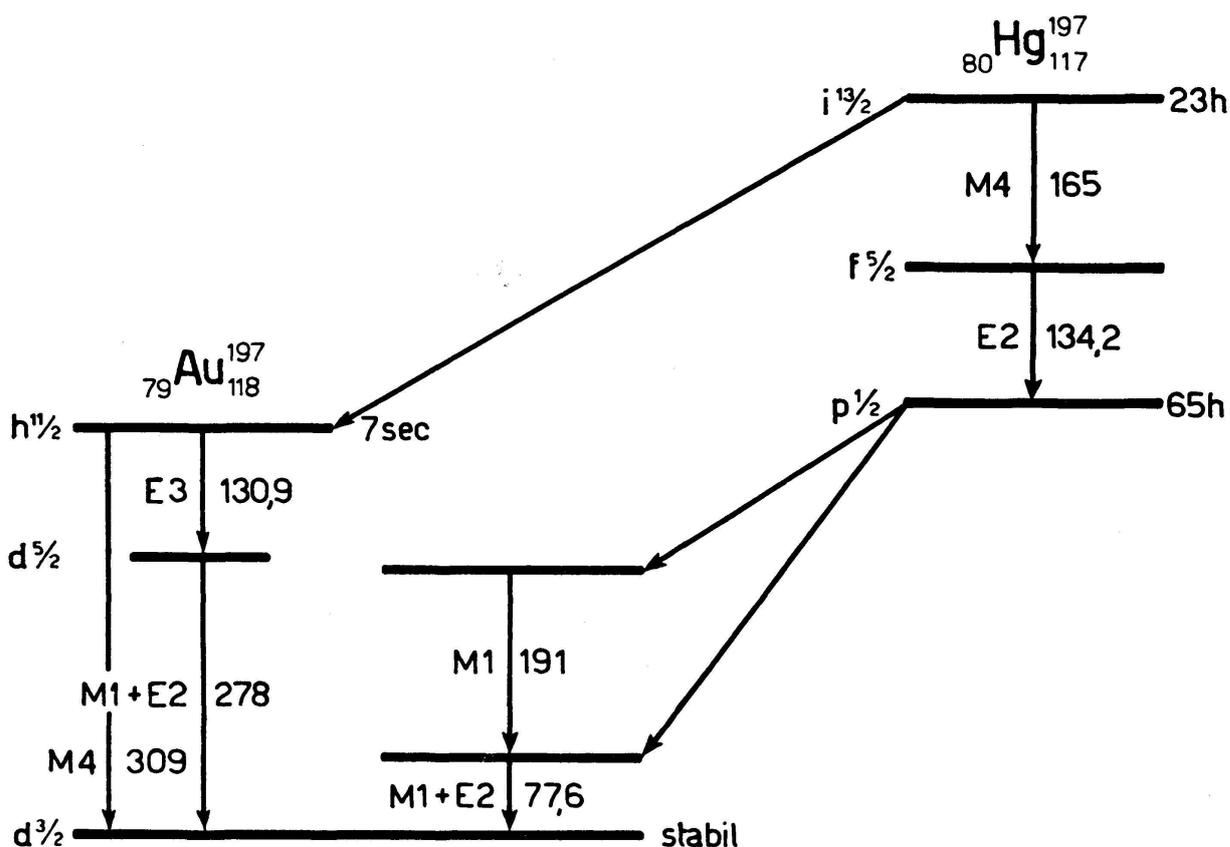


Fig. 8

Zerfallschema von Hg^{197} (Energiewerte in Ker)

nur die mittlere β - und γ -Energie von Bedeutung, und Feinheiten der Zerfälle sind gänzlich nebensächlich. Hingegen sind die leichte Verfügbarkeit und die Kosten der verwendeten Isotope entscheidend. Fast sämtliche radioaktiven Isotope, die zur Anwendung gelangen, stammen aus dem Atomreaktor, weil diese Herstellungsart die weitaus billigste ist. Wenn langsame Neutronen des Atomreaktors in die Nähe des Kernes kommen, besorgen die Kernkräfte das weitere, und das Neutron wird eingefangen. So entstehen aus den stabilen Isotopen radioaktive Kerne. Am häufigsten werden die langlebigen Isotope C^{14} (5600 y), Na^{24} (15 h), P^{32} (14,3 d), Ca^{45} (152 d), Fe^{59} (47 d), Co^{60} (5,3 y), J^{131} (8 d), Ta^{182} (111 d),

Ir^{192} (74 *d*) und Au^{198} (2,7 *d*) verwendet, von denen starke Präparate zur Verfügung stehen, zum Teil vollständig ohne Beimischung von inaktivem Material.

Die Zerfallschemata dieser radioaktiven Kerne sind heute gut bekannt, und es ist gelungen, die Termschemata systematisch zu ordnen. Das Zerfallschema des viel verwendeten Au^{198} ist in *Fig. 5* dargestellt. Man hat allmählich die Gesetzmäßigkeiten im Aufbau der Kerne erkannt, und die Theoretiker versuchen, diese Ergebnisse zu deuten. Betrachtet man z. B. die gemessenen Zerfallschemata bei einigen Isotopen von *Hg*, die sich nur um Neutronenpaare unterscheiden, so ist ihre Ähnlichkeit verblüffend. Die Zerfälle der *Hg*-Isotope Hg^{193*} , Hg^{195} und Hg^{197} sind in *Fig. 6–8* wiedergegeben. Man darf sicher behaupten, daß die analoge Art der Übergänge nicht zufällig ist.

Die Ergebnisse der Forschung und ihre systematische Auswertung haben zu einem Kernmodell geführt, das man als Schalenmodell bezeichnet und das den Aufbau des Atomkernes ganz gut wiedergibt. Es passiert im Kernbau so etwas Ähnliches wie in der Hülle. Wir wissen ja, daß neutrale Atome mit 2, 8 oder 18 Elektronen chemisch ungemein stabil sind, und wir schreiben diese Tatsache abgeschlossenen Elektronenschalen zu. Seit der Postulierung des Kernatoms durch Rutherford ist im Aufbau der Kerne eine reiche Fülle von Gesetzmäßigkeiten entdeckt worden. So war es auffällig, daß He^4 und O^{16} ganz besonders stark gebundene Konfigurationen darstellen, und schon 1934 schrieben ELSÄSSER und GUGGENHEIMER diese Tatsache abgeschlossenen Nukleonenschalen zu, ähnlich den Edelgasschalen der Atomhülle. Eine ganze Reihe von experimentellen Tatsachen ergab, daß bei ganz bestimmten Zahlen von Protonen und Neutronen im Bau der Atomkerne Diskontinuitäten auftreten. Da diese Zahlen sicher eine fundamentale Rolle spielen, anderseits ihre gesicherte experimentelle Bedeutung noch nicht geklärt werden konnte, sind sie unter dem Namen magische Zahlen in die Physik eingegangen. Es gibt viele durch Experimente erhärtete Tatsachen, die im Bau der Kerne die magischen Zahlen deutlich erkennen lassen, wie der Gang der Quadrupolmomente, die Neutroneneinfangsquerschnitte und die Häufigkeit des Auftretens der Isomerie. Kerne, deren Nukleonenzahl magischen Zahlen entsprechen, stellen ganz besonders stark gebundene Kernkonfigurationen dar. Es wiederholt sich im Kern so etwas wie der Schalenaufbau der Atomhülle, und die heutigen Theorien des Kernes sind imstande, einigermaßen den Aufbau der Kerne zu erklären und die magischen Zahlen theoretisch zu deuten. Zurzeit werden große Anstrengungen unternommen, das Schalenmodell, durch das der Atomkern beschrieben werden kann, zu verfeinern und durch Einführung geeigneter Wechselwirkungen unter den Kernbausteinen quantitative Resultate für die Grundzustände und die angeregten Zustände der Atomkerne zu erhalten. Hoffen wir, daß diese Unternehmungen erfolgreich sein werden und viel zu unserer Erkenntnis der Theorie des Atomkernes beitragen.

* Private Mitteilung von Dr. A. de Shalit