

ANGEWANDTE CHEMIE

87. Jahrgang 1975
Heft 3
Seite 77–114

Was wissen wir heute über die Kernspaltung?

Von Dieter C. Aumann^[*]

Herrn Professor H.-J. Born zum 65. Geburtstag gewidmet

Die Kernspaltung ist, obwohl ein physikalisches Phänomen, auch für den Chemiker von Interesse. Sie wurde von Chemikern entdeckt, und Chemiker haben einen wesentlichen Beitrag zum gegenwärtigen Wissen auf diesem Gebiet geleistet. Eine umfassende Theorie der Kernspaltung gibt es immer noch nicht, obwohl die in den 35 Jahren seit ihrer Entdeckung angesammelten experimentellen Daten beträchtliche Ausmaße angenommen haben. In den letzten Jahren wurden experimentelle Entdeckungen gemacht, die nicht mit den konventionellen theoretischen Modellen der Kernspaltung erklärt werden konnten. Die wichtigste Entdeckung war die der Formisomeren; es handelt sich dabei um eine neue Art von Isomerie des Atomkerns. Erst durch genaue Berechnungen der Spaltbarrieren scheint man einer Erklärung vieler experimenteller Befunde näher zu kommen. In diesem Fortschrittsbericht werden diese neuesten Ergebnisse und der gegenwärtige Stand unseres Wissens über die Kernspaltung besprochen.

1. Einleitung

Nur wenige wissenschaftliche Entdeckungen haben eine so große Bedeutung für die Menschheit erlangt wie die Kernspaltung. In den Kernwaffen kann sie zum Fluch, als Energiequelle zum Segen werden. Der Anteil der Kernenergie an der gesamten Stromerzeugung in der Bundesrepublik Deutschland beträgt zur Zeit etwa 3 %. Dieser Anteil soll bis 1980 auf wenigstens 30 %, bis 1985 auf ca. 40 % gesteigert werden, so daß Kernkraftwerke mit einer Gesamtleistung von mindestens 50000 Megawatt bis 1985 in Betrieb sein müssen.

Obwohl etwa 35 Jahre seit ihrer Entdeckung vergangen sind, ist die Kernspaltung noch immer ein lohnendes Forschungsgebiet. Es ist noch nicht gelungen, eine umfassende Theorie der Kernspaltung zu entwickeln, welche diese komplizierte Kernreaktion und die mit ihr verbundenen Phänomene beschreiben könnte, z. B. die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Kernspaltung, die Energieverhältnisse bei der Spaltreaktion, die Verteilung der Neutronen und Protonen des spaltenden Kerns auf die Spaltfragmente, die Winkelverteilung der Spaltfragmente, die Zahl und Energie der von den Spaltfragmenten emittierten Neutronen und Gammaquanten usw. Es wurden mehrere theoretische Modelle des spaltenden Kerns entwickelt, die jeweils einige dieser Phänomene beschreiben,

aber keines dieser Modelle vermag allen experimentellen Befunden zu genügen.

In ihren beiden klassischen Veröffentlichungen^[1, 2] zeigten Hahn und Strassmann, daß radioaktive Isotope von Elementen aus der Mitte des Periodensystems mit etwa der halben Kernladungszahl des Urans entstehen, wenn Uran mit Neutronen bestrahlt wird. Meitner und Frisch^[3] interpretierten diese Resultate korrekt als Teilung oder Spaltung des angeregten Urankernes in zwei Atomkerne mittlerer Masse. Sie prägten auch den Begriff „Kernspaltung“ für diese Kernreaktion und erkannten, daß dabei eine große Energiemenge freigesetzt wird. Frisch^[4] wies nach, daß diese Energie größtenteils als kinetische Energie der beiden Spaltfragmente auftritt, die wegen der Coulomb-Abstoßung ihrer Kernladungen auseinandergeschossen werden. Er konnte diese hochenergetischen Spaltfragmente in Form großer Impulse in einer Ionisationskammer beobachten.

Turner^[5] besprach die ersten Arbeiten zur Kernspaltung in einem Übersichtsartikel, der noch erscheinen konnte, bevor die waffentechnische Anwendungsmöglichkeit der Kernspaltung erkannt wurde und der Ausbruch des 2. Weltkrieges weitere Publikationen verhinderte. Erst 1951 wurden die großartigen Arbeiten veröffentlicht, die während des Krieges in den USA ausgeführt worden waren^[6]. Über die radiochemischen Untersuchungen an den Spaltprodukten in Deutschland während der ersten Jahre nach der Entdeckung der Kernspaltung berichteten Seelmann-Eggert und Strassmann^[7]. In den

[*] Priv.-Doz. Dr. D. C. Aumann
Institut für Radiochemie der Technischen Universität München
8046 Garching bei München

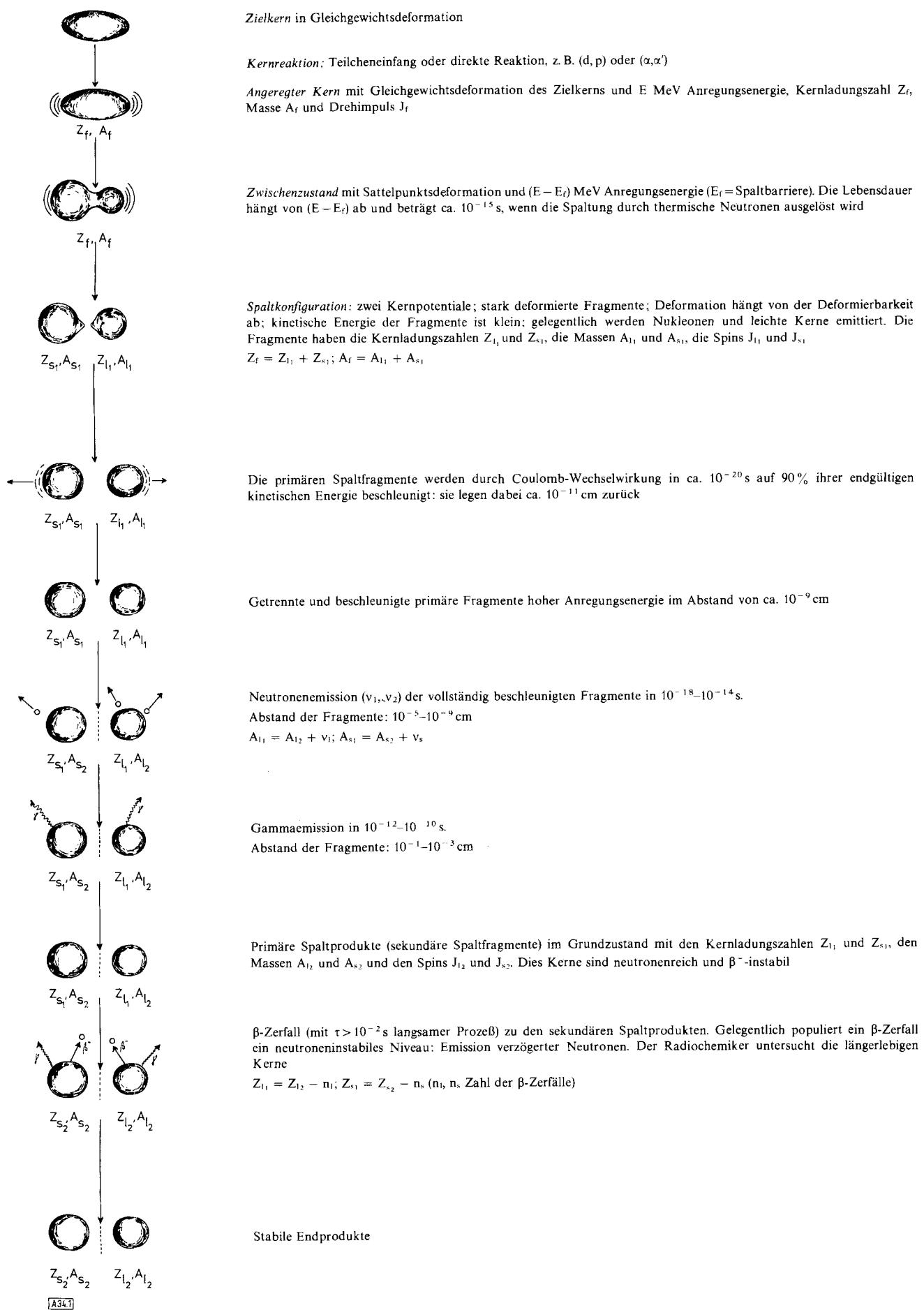


Abb. 1. Schematische Darstellung der aufeinanderfolgenden Stadien der Kernspaltung (nach [13]).

folgenden Jahren erschienen mehrere Übersichtsartikel und Monographien, die die Meßergebnisse und Spalttheorien ausführlich darstellen^[8–14]. Seit 1965 veranstaltet die International Atomic Energy Agency (IAEA) in vierjährigem Abstand Symposien über Physik und Chemie der Kernspaltung^[15–17].

Die Kernspaltung ist, obwohl ein physikalisches Phänomen, auch für den Chemiker von Interesse, hat sie doch interessante chemische Veränderungen zur Folge. Aus dem spaltenden Isotop eines schweren Elements entstehen Isotope von mehr als 35 Elementen mit etwa der halben Kernladungszahl. Der Chemiker gewinnt das in den Reaktoren als Brennstoff verwendete hochreine Uran und arbeitet die abgebrannten und mit den Spaltprodukten und Transuranelementen stark verunreinigten Brennelemente chemisch auf. Entdeckt wurde die Kernspaltung von Chemikern, und Chemiker haben bis in die sechziger Jahre hinein einen wesentlichen Beitrag zu unserem gegenwärtigen Wissen auf diesem Gebiet geleistet. Während der letzten Jahre allerdings haben die verfeinerten physikalischen Meßmethoden, besonders die Koinzidenz- und Mehrparametremessungen mit Halbleiterdetektoren, schneller Elektronik, großen Vielkanalanalysatoren und Computern, die radiochemischen Verfahren mehr und mehr in den Hintergrund gedrängt. Mit radiochemischen Methoden mißt man die Ausbeuten an Isotopen jeweils eines Elements oder einiger Elemente, die bei der Spaltung entstehen. Mit physikalischen Methoden kann oft der gesamte Bereich der Spaltprodukte in einem einzigen Experiment erfaßt werden. Die radiochemischen Techniken sind relativ langsam und weisen die Spaltprodukte erst dann nach, wenn schon alle Zwischenstufen zerfallen sind (s. Abb. 1). Auch werden dabei die Spaltprodukte integrirend erfaßt, d. h. es wird nicht unterschieden zwischen sonst gleichen Spaltprodukten, die aber mit verschiedener kinetischer Energie gebildet werden, oder die der Spaltung verschiedenen hoch angeregter Kerne entstammen, oder die direkt aus dem spaltenden Kern oder durch β -Zerfall eines anderen Spaltprodukts entstanden sind. Die physikalischen Koinzidenztechniken erlauben es, gleichzeitig mehrere Größen zu messen und sie miteinander zu korrelieren; z. B. kann die Zahl der von einem Spaltfragment emittierten Neutronen in Abhängigkeit von der Masse der Spaltfragmente bestimmt werden.

Die radiochemischen Methoden können jedoch mit großem Vorteil angewendet werden, wenn Spaltprodukte, die in sehr geringer Ausbeute entstehen, aus den komplizierten Spaltproduktgemischen isoliert und identifiziert werden müssen. Mit den chemischen Trennmethoden wird das Gemisch nach der Ordnungszahl Z zerlegt; durch Radioaktivitätsmessungen an den isolierten Spaltprodukten wird die Massenzahl A bestimmt, so daß sich auch sehr geringe Mengen eines Atomkerns $\tilde{\chi}X$ aus einem um viele Größenordnungen höheren Überschuß ($>10^{12}$) anderer Spaltprodukte isolieren und identifizieren lassen. Da die chemischen Methoden über längere Zeiten integrieren, werden alle während eines Experiments gebildeten Atomkerne – sofern ihre Halbwertszeit nicht zu kurz ist – eingesammelt. So können äußerst wenig wahrscheinliche Vorgänge nachgewiesen werden. Deshalb sind bei manchen Problemen die radiochemischen Methoden unersetztbar. Mit ihrer Hilfe gelang es z. B., die mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit ablaufende Spaltung schwerer Kerne mittlerer Anregungsenergie in drei etwa gleich große Bruchstücke nachzuweisen^[18–20] oder die Populierung abgeschirmter Spaltproduktisomeren von extrem geringer Ausbeute zu messen^[21]. Radiochemische

Methoden werden auch dann den physikalischen Methoden überlegen sein, wenn die Spaltung von Kernen hoher spezifischer Alphaaktivität, z. B. ^{254}Fm , untersucht wird.

In diesem Fortschrittsbericht sollen die neuesten Ergebnisse und der gegenwärtige Stand unseres Wissens über die Kernspaltung besprochen werden. In Ermangelung einer umfassenden Theorie geschieht dies vom Standpunkt des Experimentators, insbesondere des Radiochemikers aus. Das experimentelle Material ist allerdings so groß, daß eine Auswahl getroffen werden muß. Es wird auch versucht, auf Wissenslücken und offene Probleme hinzuweisen, die besonders mit radiochemischen Methoden bearbeitet werden können.

2. Wann und wie spaltet ein Atomkern?

Ein Atomkern kann in zwei oder mehr Fragmente spalten, wenn ihm genügend Anregungsenergie zugeführt wird, um die Spaltbarriere (Spalschwelle) zu überwinden. Diese Anregungsenergie wird durch Kernreaktionen eingebracht, die beim Beschuß der Kerne mit Neutronen, Photonen oder energiereichen geladenen Teilchen ablaufen. Die schwersten Elemente ($Z > 90$) vermögen sogar „spontan“ zu spalten, ohne daß ihnen Anregungsenergie zugeführt wird; bei diesem Prozeß wird die Potentialbarriere ähnlich wie beim Alphazerfall in einem quantenmechanischen Tunneleffekt durchdrungen. Der Ablauf des Spaltprozesses (Abb. 1) bleibt von sehr niedrigen Anregungsenergien (nahe der Spalschwelle) bis hinauf zu mittleren Anregungsenergien der spaltenden Kerne (etwa 50 MeV) in vieler Hinsicht gleich.

Kurz nach der Entdeckung der Kernspaltung versuchten Bohr und Wheeler^[22], den Spaltprozeß auf der Grundlage des Tröpfchenmodells zu interpretieren. Dabei wird der Atomkern als geladener Flüssigkeitstropfen betrachtet, dessen Stabilität von zwei entgegengesetzt wirkenden Kräften bestimmt wird. Die kurzreichweitigen Kernkräfte halten, analog der Oberflächenspannung eines Flüssigkeitstropfens, den Kern zusammen, während die abstoßenden Coulomb-Kräfte zwischen den Protonen den Kern aufzubrechen versuchen. Stabilität und Form eines Kernes hängen von der Balance zwischen den elektrostatischen Kräften und den Kernkräften ab. Wird ein solcher Tropfen verformt, dann nimmt seine Stabilität ab. Die Oberfläche des Kerntropfens wird dabei vergrößert; gegen die Oberflächenspannung wird Arbeit geleistet, und die potentielle Energie des Kerns steigt anfänglich schneller als die Coulomb-Energie sinkt. Wenn die elektrostatische Abstoßung schließlich größer wird als die Oberflächenspannung, dann nimmt die Deformation des Kernes zu, bis er sich schließlich einschnürt und in zwei Teile spaltet.

In Abb. 2 ist die nach dem Tröpfchenmodell berechnete potentielle Energie des Kerns in Abhängigkeit von seiner Deformation dargestellt. Eingezeichnet ist die Potentialbarriere, die der Kern bei der durch Energiezufuhr induzierten „prompten“ Spaltung überwinden oder die er im Falle der Spontanspaltung durchtunneln muß.

Wird einem schweren Kern genügend Aktivierungsenergie zugeführt, dann kann er soweit deformiert werden, daß seine potentielle Energie ein Maximum erreicht. Dieser labile Gleichgewichtszustand zwischen den abstoßenden Coulomb-Kräften und den anziehenden Kernkräften wird als „Sattelpunktskonfiguration“ oder „Zwischenzustand“ (transition

nucleus) bezeichnet. Die geringste Energie, die dem Kern zugeführt werden muß, um den Sattelpunkt zu erreichen, wird kritische Deformationsenergie, Spaltbarriere oder Spaltschwelle genannt.

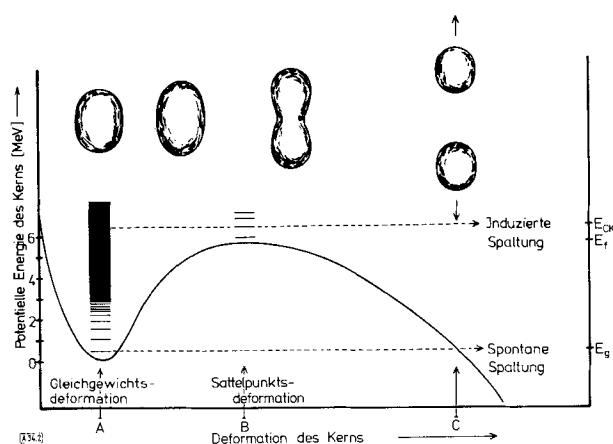


Abb. 2. Schematische Darstellung der Spaltschwelle nach dem traditionellen Tröpfchenmodell. Die potentielle Energie des spaltenden Kerns ändert sich mit seiner Deformation. Eingezeichnet sind die Niveaus des Kerns im Grundzustand und im Sattelpunkt. E_g ist die Höhe der Spaltschwelle, E_{Ck} ist die Anregungsenergie des Compound-Kerns (angeregter Kern), die höher sein muß als E_f , damit der angeregte Kern spaltet, und E_g ist der Grundzustand des Kerns, von dem aus die Spontanspaltung erfolgt. Die mit A, B und C bezeichneten Phasen des Spaltprozesses werden mit unterschiedlichen Experimenten untersucht (s. Text).

Der zur Sattelpunktskonfiguration deformierte Kern hat ein dem Grundzustand ähnliches einfaches Niveauschema, weil der größte Teil seiner Anregungsenergie als Deformationsenergie aufgebraucht ist. Die Zustände des Kerns in der Sattelpunktsdeformation heißen „Sattelpunktzustände“ oder „Spaltkanäle“. Jeder Spaltkanal ist durch einen Satz von Quantenzahlen und durch seine Sattelpunktsenergie gekennzeichnet.

Wird der Kern nur ein wenig über die Sattelpunktskonfiguration hinaus deformiert, dann zerfällt er durch die auseinander-treibenden Coulomb-Kräfte in zwei Bruchstücke. Das späte Deformationsstadium, in dem das Kernpotential des spaltenden Kerns in die Kernpotentiale der beiden sich trennenden Bruchstücke übergeht, heißt „Bruch- oder Spaltkonfiguration“. Die Aufteilung der Protonen und Neutronen, der Anregungsenergie und des Drehimpulses auf die beiden Spaltfragmente wird in diesem Stadium endgültig entschieden. Diese Spaltfragmente entstehen mit Massen- und Ladungszahlen, die innerhalb eines weiten Bereichs schwanken, und sie enthalten verschiedene Mengen an Anregungsenergie. Durch die Coulomb-Kräfte, die ihrerseits von der Zusammensetzung der Fragmente aus Protonen und Neutronen abhängen, werden sie auf kinetische Energien von insgesamt etwa 160 MeV beschleunigt. Man beobachtet deshalb Massen-, Ladungs- und Energieverteilungen bei den Spaltfragmenten.

Wenn die bei ihrer Entstehung deformierten Spaltfragmente in ihre Gleichgewichtsform übergehen, wird ihre Deformationsenergie in Energie der inneren Freiheitsgrade umgewandelt. Die Fragmente werden aufgeheizt, und es werden Neutronen verdampft. Den Rest ihrer Anregungsenergie geben die Spaltfragmente in Form von Gammaquanten ab. Man bezeichnet

die Spaltfragmente nun als sekundäre Spaltfragmente oder primäre Spaltprodukte. Diese Vorgänge sind in Abb. 14 (Abschnitt 10) dargestellt.

Die sekundären Spaltfragmente entstehen zwar im Grundzustand, sind aber sehr neutronenreich, d. h. instabil gegen β -Zerfall und deshalb radioaktiv. Erst auf dieser Stufe des Spaltprozesses können radiochemische Experimente eingreifen. Der Radiochemiker trennt die β -instabilen Spaltprodukte ab und studiert die längerlebigen Atomkerne (> 1 s).

Da es noch keine vollständige Theorie des Spaltprozesses gibt, muß durch das Experiment Aufschluß über diesen Vorgang und seine einzelnen Stufen gesucht werden. Diese Experimente sollen zwei Fragen beantworten: 1. Wann spaltet ein Kern? und 2. Wie spaltet ein Kern?

Die erste Frage wird mit Experimenten zu beantworten versucht, bei denen die Spaltwahrscheinlichkeit der Atomkerne und deren Änderung mit der Anregungsart und der Anregungsenergie gemessen wird. Das Studium der zweiten Frage ist mit Experimenten möglich, die zeigen, wie Masse, Ladung, Energie und Drehimpuls des spaltenden Kernes auf die Spaltfragmente aufgeteilt werden und wie sich diese Aufteilung ändert, wenn verschiedenartige Atomkerne gespalten werden.

In Abb. 2 sind die Phasen A, B und C angedeutet. Im Bereich A geht es um die Bildung des Compound-Kerns, seine Anregung und seinen Weg entlang der Potentialschwelle, also um das Problem, wann ein Kern spaltet. Die Experimente, die den Bereich A erhellen, messen die Lebensdauer von spontan spaltenden Atomkernen, die Spaltschwelle und Spaltquerschnitte in Abhängigkeit von Masse, Ladung und Energie des angeregten Kerns, die Konkurrenz zwischen Spaltung und anderen Zerfallsarten des Kerns, wie Neutronen- oder Gammaquantenemission, kurz die Spaltwahrscheinlichkeit von Atomkernen unter vielerlei Bedingungen.

Im Bereich B werden Sattelpunktsdeformation und Kernzustände am Sattelpunkt untersucht. Auskunft darüber erhält man hauptsächlich durch Messungen der Winkelverteilung der Spaltfragmente, aus denen sich die Quantenzahlen der Spaltkanäle ergeben. Messungen der Spaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Kerns zeigen, ob ein neuer Spaltkanal betreten wird, da sie sich dabei sprunghaft ändert.

Die Frage „Wie spaltet ein Kern?“ wird durch Experimente beantwortet, die im Bereich C den Übergang des spaltenden Kernes von der Sattelpunktsdeformation zur Spaltkonfiguration sowie die Bildung der Bruchstücke studieren. Für die Kerne werden in Abhängigkeit von ihrer Anregungsenergie die kinetische Energie der Fragmente und die Zahl der prompten Neutronen und Gammaquanten gemessen, um die Aufteilung der Anregungs- und Deformationsenergie auf die beiden Bruchstücke zu ermitteln. Aus Messungen der Massen- und Ladungsverteilung der Spaltfragmente geht die Aufteilung der Nukleonen des spaltenden Kerns auf die beiden Bruchstücke hervor. Die Bestimmung der Eigendrehimpulse der beiden Spaltfragmente gibt ebenfalls interessante Einblicke in Vorgänge im Bereich C.

Sehr oft ist es nicht möglich, diese Größen für die primären Spaltfragmente zu messen, da die Zeit, in der sie Neutronen und Gammaquanten emittieren, sehr kurz ist (s. Abb. 1). Diese Prozesse führen außerdem zu neuen Verteilungen dieser Größen bei den sekundären Spaltfragmenten. Dann muß versucht

werden, aus Messungen an den Spaltprodukten auf die entsprechenden Größen bei den Spaltfragmenten zu schließen.

3. Die doppelhöckerige Spaltschwelle

Im Laufe der letzten 10–15 Jahre wiesen immer mehr experimentelle Befunde darauf hin, daß es zu grob ist, einen Atomkern als elektrisch geladenen Tropfen einer inkompressiblen Flüssigkeit zu behandeln. Das Tröpfchenmodell beschreibt zwar die durchschnittlichen Eigenschaften der Atomkerne im Grundzustand und beim Spaltprozeß recht vernünftig, versagt aber im Detail.

So zeigen die experimentell bestimmten Kernmassen in der Nähe der Kerne mit den wohlbekannten „magischen“ Protonen- und Neutronenzahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126 eine kleine, aber deutliche systematische Abweichung von den mit dem Tröpfchenmodell berechneten Kernmassen. Während außerdem die durchschnittliche Abweichung von der gesamten Bindungsenergie, die in der Größenordnung von $8 \times A$ MeV liegt ($A = \text{Masse des Kernels}$), nur einige MeV beträgt, können die Kerne mit den „magischen“ Nukleonenzahlen eine bis zu 13 MeV höhere Bindungsenergie aufweisen als sich nach dem Tröpfchenmodell ergibt.

Das Tröpfchenmodell sagte eine starke Abnahme der Spaltschwellen in Abhängigkeit von der Größe Z^2/A des spaltenden Kernes voraus. Die gemessenen Spaltschwellen der schweren Kerne nehmen jedoch wesentlich langsamer ab. In Abb. 3 werden die experimentell bestimmten Spaltschwellen mit den nach dem Tröpfchenmodell berechneten verglichen. Die berechneten Spaltschwellen der Elemente, die schwerer als Thorium sind, sind zu niedrig, und sie nehmen zu rasch mit zunehmendem Zab. (Aus dieser vom Tröpfchenmodell vorhergesagten Abnahme der Spaltschwellen wurde lange auf eine theoretische Grenze des Periodensystems bei $Z \approx 100–110$ geschlossen.)

Das Tröpfchenmodell versagte auch vollständig, als es die von den schweren Kernen bevorzugte asymmetrische Spaltung in zwei ungleiche Fragmente (s. Abschnitt 8) und die sägezahnähnliche Verteilung der von den Spaltfragmenten emittierten Neutronen erklären sollte (s. Abschnitt 13).

Diese Unzulänglichkeiten des Tröpfchenmodells wurden schon immer den „Schaleneffekten“ zugeschrieben, die von einer Schalenstruktur der Atomkerne herrühren. Das Schalenmodell der Atomkerne, in dem jedes Nukleon so behandelt wird, als ob es sich unabhängig von den anderen Nukleonen in einem mittleren Potential bewegt, das durch die Wechselwirkung aller Nukleonen untereinander erzeugt wird, konnte die magischen Protonen- und Neutronenzahlen, die abgeschlossenen Schalen entsprechen, voraussagen. Auch konnten die Eigenschaften von Atomkernen im Grundzustand und in angeregten Zuständen, wie Spin und Parität, magnetisches Moment, das Auftreten von langlebigen Isomeren usw. zuerst für kugelförmige und später auch für deformierte Atomkerne beschrieben werden, nachdem Nilsson^[26] das Schalenmodell auch auf nichtkugelförmige Kerne ausgedehnt hatte. Mit dem Nilsson-Modell ließen sich die experimentell bestimmten Deformationen vieler Kerne im Grundzustand reproduzieren. Wurde das Nilsson-Modell jedoch auf stark deformierte Kerne angewendet, wie sie beim Spaltprozeß auftreten, dann versagte es. Die damit berechnete Bindungsenergie eines Kerns in Ab-

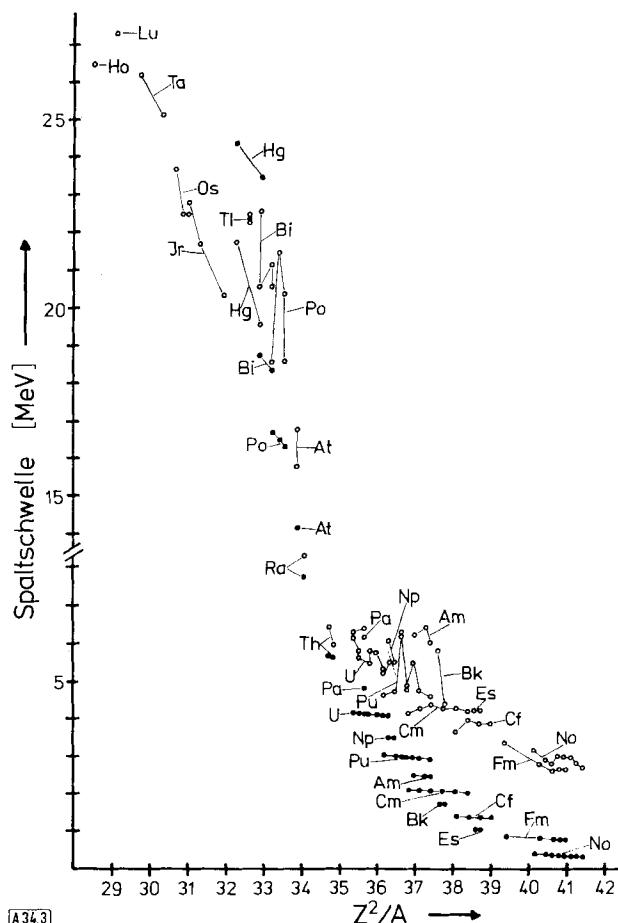


Abb. 3. Experimentell bestimmte (○) und mit dem Tröpfchenmodell berechnete Spaltschwellen (●) in Abhängigkeit von Z^2/A der spaltenden Kerne (Werte aus [23–25]).

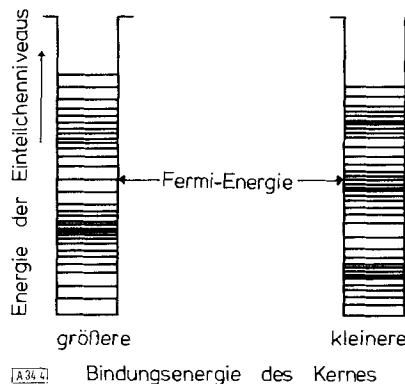
hängigkeit von seiner Deformation variierte ganz und gar nicht in der Art einer Spaltbarriere.

Keines der beiden Kernmodelle, weder das Tröpfchenmodell noch das Schalenmodell, konnten für sich allein ein verlässliches Bild der stark deformierten, spaltenden Kerne geben. Erst um 1968 gelang es Strutinsky^[27, 28], Tröpfchenmodell und Schalenmodell zur Beschreibung der Eigenschaften von stark deformierten Kernen quantitativ zu vereinigen. Dabei wird die gesamte Bindungsenergie eines Kerns als Summe aus zwei Größen dargestellt: der langsam veränderlichen Tröpfchenenergie $E_{\text{TM}}(Z, N)$, die ein Durchschnittswert für gleichförmig verteilte Nukleonen im Phasenraum ist, und der mit der Deformation β eines Kerns oszillierenden Schalenkorrektur $\Delta E_s(Z, N, \beta)$, die den Abweichungen von dieser gleichförmigen Verteilung entspricht:

$$E(Z, N, \beta) = E_{\text{TM}}(Z, N) + \Delta E_s(Z, N, \beta) \quad (1)$$

Die grundlegende Idee ist dabei, daß ein makroskopisches Modell, nämlich das Tröpfchenmodell, quantitativ den gleichmäßigen Trend der Bindungsenergie der Kerne bezüglich ihrer Nukleonenzahl und ihrer Deformation, aber nicht die „örtlichen“ Fluktuationen wiedergibt, während ein mikroskopisches Modell, nämlich das Einteilchenmodell oder Schalenmodell, die „örtlichen“ Fluktuationen beschreibt, aber nicht den gleichmäßigen Verlauf. Wenn beide Modelle vereinigt werden könnten, sollten der gleichmäßige Verlauf und die „örtlichen“ Fluktuationen wiedergegeben werden^[29].

Strutinsky verallgemeinert dabei die übliche Definition der „Schalen“ und betrachtet sie als Bereiche geringer Dichte der Einteilchenniveaus in der Nähe der Fermi-Energie (also derjenigen Energie, bis zu der bei einem bestimmten Kern alle Einteilchenniveaus besetzt sind). Abb. 4 illustriert den Einfluß von Gruppierungen der Einteilchenniveaus auf die Bindungsenergie eines Kerns. Bei der links gezeigten Anordnung wird die Bindungsenergie des Kernes größer als bei der rechts gezeigten sein, da die Nukleonen wegen der geringeren Niveaudichte unterhalb der Fermi-Energie die tiefer liegenden Niveaus besetzen.



[A34.4] Bindungsenergie des Kernes

Abb. 4. Der Einfluß von Gruppierungen der Einteilchenniveaus in der Nähe der Fermi-Energie auf die Bindungsenergie eines Atomkerns (nach [30]).

Dieses Fluktuiieren der Niveaudichte tritt nicht nur von Kern zu Kern in Abhängigkeit von der jeweiligen Nukleonenzahl auf, sondern auch in ein und demselben Atomkern, also bei einer konstanten Nukleonenzahl, in Abhängigkeit von der Deformation des Kerns. Daraus folgt, daß Schalen nicht nur bei kugelförmigen Kernen, sondern bei jeder Form des Atomkerns auftreten können, so daß es für jede Nukleonenzahl ganz bestimmte Deformationen gibt, bei der der Kern besonders stabil ist. Der ^{235}U -Kern ist z. B. schon im Grundzustand deformiert, weil sich die stabilste Anordnung für die Nukleonenzahl dieses Kerns nicht in einem kugelförmigen, sondern in einem deformierten Kern ergibt. In Abb. 5 ist qualitativ die Lage der Einteilchenniveaus in einem Kern in Abhängigkeit von der Deformation illustriert.

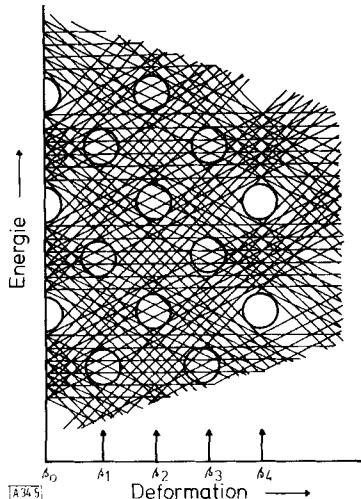


Abb. 5. Schematische Darstellung der Verteilung der Einteilchenniveaus in einem deformierten Kern. Die Regionen niedriger Niveaudichte (Schalen), die den magischen Nukleonenzahlen bei der jeweiligen Kerngestalt entsprechen, sind durch Kreise gekennzeichnet (nach [30]).

Die Regionen niedriger Niveaudichte sind durch Kreise ange deutet. Sie treten bei den Deformationen β_1 , β_2 , β_3 , β_4 usw. auf und entsprechen den magischen Nukleonenzahlen bei der jeweiligen Kerngestalt. Sind die Einteilchenniveaus bei einer bestimmten Deformation eines Kernes gerade bis zu einer dieser Regionen besetzt, dann ist eine magische Schale abgeschlossen. Solche Kerne werden bei dieser Deformation außergewöhnlich stabil sein. In Abb. 5 treten neben den bekannten magischen Nukleonenzahlen bei kugelförmigen Kernen ($\beta=0$) bei derselben Energie noch solche bei den Deformationen β_2 und β_4 auf. Bei den Deformationen β_1 und β_3 treten ebenfalls Schalen auf, während bei derselben Energie in kugelförmigen Kernen Regionen hoher Niveaudichte vorliegen.

Die potentielle Energie eines Kerns in Abhängigkeit von seiner Deformation läßt sich dann in folgenden fünf Schritten berechnen^[29]:

1. Spezifizieren der Form des Kerns,
2. Berechnen des „makroskopischen“ Teils der potentiellen Energie mit dem Tröpfchenmodell,
3. Definieren des Kernpotentials, das die einzelnen Nukleonen „fühlen“,
4. Lösen der Schrödinger-Gleichung, um die Energien der Einteilchenniveaus zu erhalten, und
5. Berechnen des „mikroskopischen“ Teils der potentiellen Energie, der Schalenkorrektur, aus den Einteilchenniveaus.

Die gesamte potentielle Energie eines Kernes ist dann gleich der Summe der in Schritt 2 berechneten „makroskopischen“

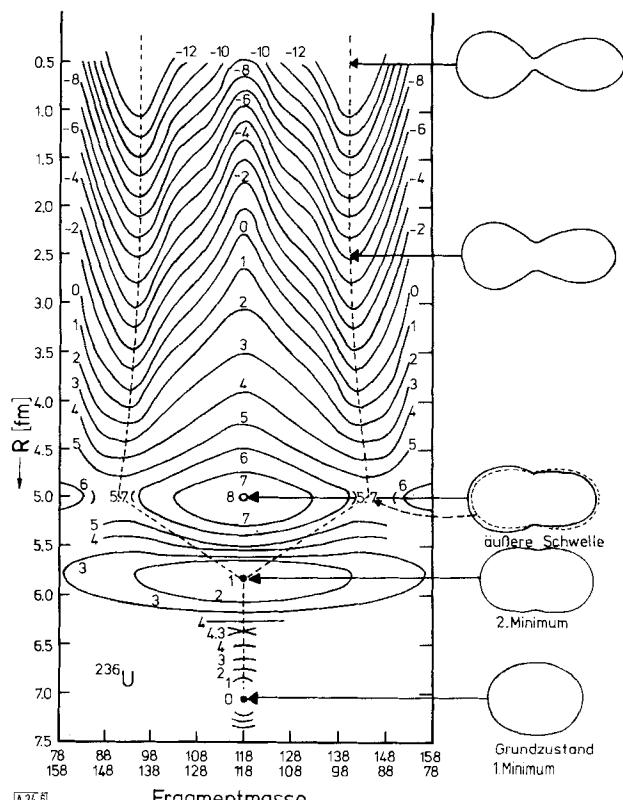


Abb. 6. Potentialenergiefläche des ^{236}U . Die Orte gleicher Energie (in MeV) sind als Höhenlinien in Abhängigkeit von der Gestalt des spaltenden Kerns eingezeichnet. Die Formen des Kerns werden durch den Radius R an der engsten Stelle des bei der Spaltung sich einengenden Kerns und das Massenverhältnis der beiden Teile des Kerns beschrieben, die sich auf jeder Seite einer durch diese engste Stelle gelegten Fläche befinden. Der Pfad der geringsten potentiellen Energie vom Grundzustand aus über die innere Schwelle ins zweite Minimum, über die äußere Schwelle und entlang eines Tales zur Spaltung ist als gestrichelte Linie skizziert (modifiziert nach [33]).

Energie und der in Schritt 5 berechneten „mikroskopischen“ Schalenkorrektur. Die Größe der Schalenkorrektur beträgt nur einige MeV; die nach dem Tröpfchenmodell berechnete Bindungsenergie schwerer Kerne liegt in der Größenordnung von 1600–2000 MeV. Diese kleinen Korrekturen sind jedoch wichtig, da die Spaltschwelle schwerer Kerne selbst nur etwa 5–6 MeV beträgt (s. Abb. 2 und 7).

Die Resultate der theoretischen Berechnungen, die von mehreren Arbeitsgruppen ausgeführt worden sind, stimmen in ihren wichtigsten Merkmalen überein. Sie sind in den Übersichtsartikeln von Nix^[29], Brack et al.^[31] und Pauli^[32] zusammengefaßt.

Zur Illustration der Ergebnisse solcher Rechnungen ist in Abb. 6 die Potentialenergieläche des Kerns ^{236}U dargestellt, also seine potentielle Energie in Abhängigkeit von seiner Deformation^[33]. Schnitte durch solche Potentialenergieländer entlang der Symmetriearchse, in Abb. 6 also entlang des Massenverhältnisses 118/118, ergeben einen Verlauf des Kernpotentials, der schematisch in Abb. 7 gezeigt ist. Das überraschende Ergebnis dieser Rechnungen war, daß die Spaltbarriere bei den Actinoidenkernen eine doppelhöckerige Gestalt hat. Die beiden Potentialmaxima sind durch ein zweites Potentialminimum getrennt, das um 2–3 MeV höher liegt als das Minimum, das den Grundzustand des Kerns repräsentiert. Deformiert sich ein Kern, dann wird seine potentielle Energie zuerst mit der Verformung zunehmen, über der ersten (inneren) Spaltschwelle ein Maximum erreichen, dann bis zum zweiten Minimum wieder abnehmen. In diesem zweiten Minimum ist der Kern zwei- bis dreimal stärker deformiert als im Grundzustand. Da ein Kern in diesem zweiten Minimum durch die innere und äußere Potentialbarriere A bzw. B am Zerfall gehindert wird, ist er metastabil und relativ langlebig. Wird

der Kern noch weiter deformiert, wächst seine potentielle Energie wieder. Der Kern passiert dann den zweiten Sattel, erreicht schließlich die Spaltkonfiguration und zerfällt in zwei Bruchstücke. Die Deformationen des Kerns auf diesem Weg sind in Abb. 7 eingezeichnet.

Welche experimentell beobachtbaren Folgen kann man erwarten, wenn die Spaltbarriere eine doppelhöckerige Form hat? Während der letzten Jahre wurden tatsächlich einige Erscheinungen entdeckt, die ohne die Existenz einer doppelhöckerigen Spaltschwelle nur sehr schwer erklärt werden könnten, nämlich die spontan spaltenden Isomeren und die intermediären Strukturen in den Wirkungsquerschnitten für die induzierte Spaltung.

4. Spontan spaltende Isomere

Das erste Isomer, das durch Spontanspaltung zerfällt, entdeckten Polikanov et al.^[34] im Vereinigten Institut für Kernforschung in Dubna (UdSSR). Es war eine Zufallsentdeckung, denn sie versuchten durch Beschuß von Isotopen der Actinoiden wie ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th mit schweren Ionen wie ^{11}B , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne Kerne der Transcuriumelemente zu synthetisieren. Bei diesen Experimenten entsteht ein Kern, der mit einer Halbwertszeit von 14 ms durch Spaltung zerfällt. Diese Spaltaktivität konnte schließlich dem Kern ^{242}Am zugeordnet werden. Die gefundene Halbwertszeit von 14 ms war um den Faktor 10^{19} kleiner als aufgrund der Systematik der spontan spaltenden Kerne für ^{242}Am vorausgesagt wurde.

Diese ungeheure Zunahme der Spaltwahrscheinlichkeit war schwer zu verstehen. Die Wahrscheinlichkeit, durch den Potentialwall zu tunnen, durch die die Lebensdauer der spontan spaltenden Kerne bestimmt wird (s. Abb. 2), stiege etwa um den Faktor 10^{19} , wenn der Kern eine Anregungsenergie von 2–3 MeV hätte, sich also auf einem im Grundzustandsminimum der Potentialkurve in Abb. 2 eingezeichneten angeregten Zustand befände. Allerdings sollte ein solcher angeregter Zustand schneller als in Millisekunden durch Emission von Gammaquanten in den Grundzustand zerfallen.

Der Übergang in den Grundzustand muß demnach aus irgendeinem Grund verzögert sein. Eine solche Verzögerung könnte durch einen sehr hohen Spin des angeregten isomeren Zustandes bewirkt werden, der allerdings 20 h und mehr betragen müßte. Als dann entdeckt wurde, daß das spontan spaltende Isomer des ^{242}Am auch durch Bestrahlung von Plutonium- und Americiumkernen mit Alphateilchen, Deuteronen und Neutronen über die Kernreaktionen $^{239}\text{Pu}(x,p)^{242\text{mf}}\text{Am}$, $^{242}\text{Pu}(d,2n)^{242\text{mf}}\text{Am}$, $^{243}\text{Am}(n,2n)^{242\text{mf}}\text{Am}$ und $^{241}\text{Am}(n,\gamma)^{242\text{mf}}\text{Am}$ entsteht^[35], wurde das Rätsel noch vergrößert, denn die „leichten“ Deuteronen und Neutronen bringen wesentlich weniger als 20 h an Drehimpuls in das Reaktionsprodukt ein. Die Erzeugung des hohen Spins über Gammakaskaden, die bei der Bildung des Isomers auftreten könnten, schien ebenfalls unwahrscheinlich.

Ein Experiment von Flerov et al.^[36] sprach ebenfalls gegen einen hohen Spin. Sie bestimmten das Verhältnis der Bildungsgeschwindigkeit des spontan spaltenden Isomers $^{242\text{mf}}\text{Am}$ und des Grundzustandes ^{242}Am , das „Isomerenverhältnis“, in Abhängigkeit vom mittleren Drehimpuls des Compound-Kerns, durch dessen Zerfall das spontan spaltende Isomer $^{242\text{mf}}\text{Am}$ entsteht. Dabei sollte die Ausbeute eines Isomers mit hohem

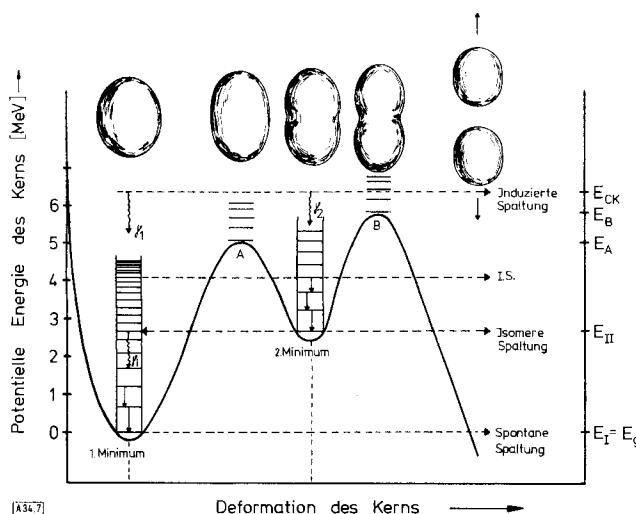
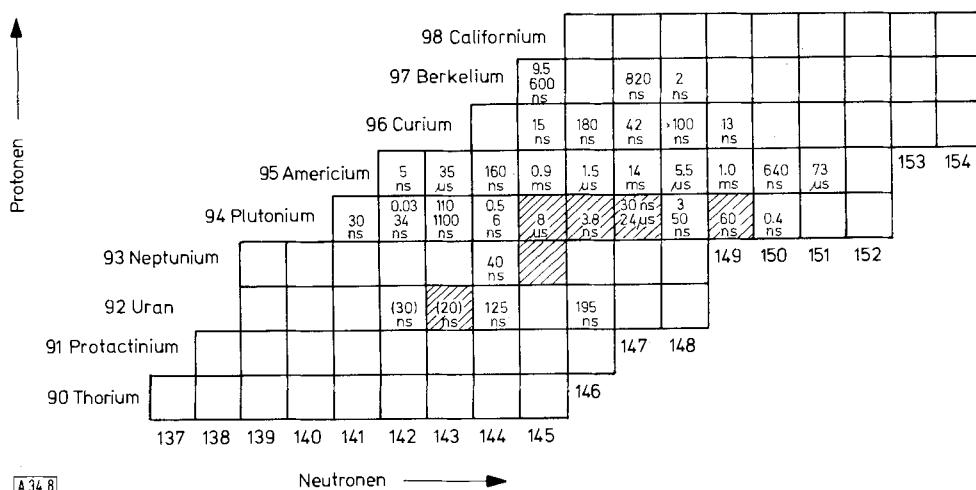


Abb. 7. Schematische Darstellung der doppelhöckerigen Spaltschwelle, wie sie sich durch Überlagerung von Schalen- und Tröpfchenmodell ergibt. Ein gezeichnet sind die Kernniveaus im ersten und zweiten Minimum und die Anregungszustände des Kerns an den beiden Barrieren A und B. E_I ist die Energie des Grundzustandes im 1. Minimum, E_{II} die Energie des Grundzustandes im 2. Minimum; E_A und E_B sind die Höhen der inneren bzw. der äußeren Potentialsschwelle, und E_{CK} ist die Anregungsenergie des Compound-Kerns. Die Spontanspaltung aus dem Grundzustand und aus dem isomeren Zustand erfolgen vom niedrigsten Energieniveau im ersten und zweiten Minimum aus. Ein Kern im zweiten Minimum mit der Energie E_I ist in einem metastabilen Zustand, da er zwischen zwei Potentialbergen liegt. Er kann durch den Potentialberg B tunnen und spontan spalten oder durch den Potentialberg A tunnen und seine Energie durch Gammaemission (γ_1) abgeben. Ein Compound-Kern, der mit einer Anregungsenergie E_{CK} entsteht, die über den Potentialsschwellen liegt, kann entweder prompt spalten oder seine Anregungsenergie in Form von Gammastrahlen (γ_1 oder γ_2) abgeben und dabei auf Niveaus im ersten oder zweiten Minimum übergehen. I.S. bedeutet intermediaire Strukturen im Wirkungsquerschnitt für die induzierte Spaltung.

Spin monoton mit dem mittleren Spin des Compound-Kerns anwachsen, eine Erscheinung, die an anderen isomeren Kernen experimentell bestätigt wird. Bei der Erzeugung von 242m Am über Compound-Kerne mit verschiedenem Drehimpuls zeigte sich jedoch, daß das Isomerenverhältnis 242m Am/ 242 Am nahezu unabhängig vom Drehimpuls der Compound-Kerne ist. Es mußte also eine andere Ursache für die gleichzeitige Erhöhung der Spaltwahrscheinlichkeit und die Erniedrigung der Gammazerfallswahrscheinlichkeit verantwortlich sein.

Untersuchungen an weiteren schweren Kernen zeigten bald, daß das spontan spaltende Isomer des 242 Am kein Ausnahmefall ist, sondern daß bei vielen Kernen zwischen Th und Bk „Spaltungsisomere“ auftreten. Die bis heute bekannten spontan spaltenden Isomere und ihre Halbwertszeiten, die zwischen 10^{-11} und 10^{-2} s liegen, sind in Abb. 8 eingezeichnet^[37].

den gemessen werden können. In diesem Bereich liegen die Halbwertszeiten der meisten bis heute entdeckten Spaltungsisomeren. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 9 dargestellt. Ein gut kollimierter Strahl aus Protonen, Deuteronen oder Alphateilchen trifft von links auf das Target. Auch bei diesen Experimenten werden Targets verwendet, deren Dicke in der Größenordnung der Reichweite der Compound-Kerne liegt, die durch Impulsübertragung in Strahlrichtung aus dem Target getrieben werden. Spalten diese Kerne, während sie zwischen den Spaltspurdetektoren fliegen, werden die Spaltfragmente von diesen registriert. Die geometrische Anordnung verhindert, daß Spaltfragmente, die aus der prompten Spaltung stammen, direkt aus dem Target heraus auf die Spaltspurdetektoren fliegen können. Die Detektoren registrieren also nur die verzögerten Spaltungen der Spaltungsisomeren während



A 34.8

Abb. 8. Ausschnitt aus der Nuklidkarte im Actinoidenbereich mit den Halbwertszeiten aller bekannten Spaltungsisomeren. Zwei Angaben beim gleichen Kern bedeuten, daß wahrscheinlich auch bei den Spaltungsisomeren Spinsomere auftreten. Schraffierte Felder markieren diejenigen Kerne, bei denen intermediaire Strukturen im Wirkungsquerschnitt für die induzierte Spaltung unterhalb der Spaltschwelle beobachtet worden sind.

Das zuerst entdeckte Spaltungsisomer 242m Am ist bis heute dasjenige mit der längsten Halbwertszeit geblieben. Nach spontan spaltenden Isomeren mit Halbwertszeiten im Millisekundenbereich wird mit einer experimentellen Methode gesucht, bei der man den Impuls ausnutzt, der von den Projektilekernen auf den Compound-Kern übertragen wird. Als Target verwendet man Schichten, die so dünn sind (ca. 20–50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$), daß die Reaktionsprodukte wegen ihres Impulses aus dem Target herausfliegen können. Diese Rückstoßatome treffen auf ein Rad, das sehr schnell rotiert und die aufgesfangenen Kerne aus dem Beschleunigerstrahl heraus- und an einer Reihe von Spaltdetektoren vorbeibringt. Besonders geeignet sind Spaltspurdetektoren^[38]. Das sind dielektrische Materialien, wie Glimmer, Glas, Kunststoffe (Polycarbonate), deren Struktur beim Abbremsen schwerer Ionen stärker gestört wird als beim Abbremsen leichter Teilchen. Diese „latenten“ Spuren der schweren Ionen, z. B. der Spaltprodukte der spontan spaltenden Isomeren, lassen sich unter gewissen Bedingungen durch chemische Ätzverfahren mit Flußsäure oder Natronlauge vergrößern, so daß sie im Mikroskop sichtbar werden. Solche Spaltspurdetektoren werden auch bei der Methode verwendet, mit der Spaltungsisomere mit Halbwertszeiten im Bereich von Mikrosekunden bis hinab zu etwa 5 Nanosekun-

den des Fluges der Kerne. Die Halbwertszeiten werden aus der berechenbaren Geschwindigkeit dieser Rückstoßkerne und der Dichte der Spaltspuren in den Polycarbonatfolien als Funktion des Abstandes vom Target berechnet.

Die Existenz der spontan spaltenden Isomeren läßt sich nun mit Hilfe der doppelhöckerigen Spaltschwelle leicht erklären. Wenn ein Kern stark deformiert mit einer Anregungsenergie

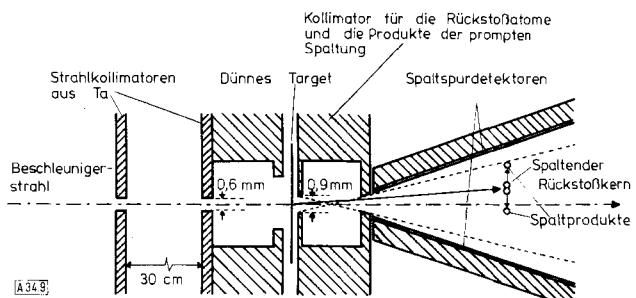


Abb. 9. Experimentelle Anordnung zur Messung von Spaltungsisomeren mit Halbwertszeiten von 1 Mikrosekunde bis zu 5 Nanosekunden. Die als Spaltspurdetektoren verwendeten Polycarbonatfolien sind so angeordnet, daß nur die verzögerten Spaltungen der aus dem Target fliegenden Rückstoßkerne, nicht aber die im Target selbst ablaufenden prompten Spaltungen registriert werden (nach [97]).

gebildet wird, die über dem Potentialwall liegt (z. B. mit E_{CK} in Abb. 7) und seine überschüssige Anregungsenergie unter Beibehaltung seiner starken Deformation in Form von Gammaquanten abgibt, bevor er spaltet, dann kann er im Grundzustand des zweiten Minimums des Potentialwalles landen. Da nur etwa 10^{-3} – $10^{-2}\%$ der Kerne ins zweite Minimum gelangen – der Rest unterliegt der prompten Spaltung – ist die experimentelle Untersuchung dieser spaltungsisomeren Zustände sehr schwierig. Sie haben eine Anregungsenergie von 2–3 MeV gegenüber dem Grundzustand im ersten Minimum. Diese angeregten Kerne sind aber relativ langlebig, da ihr weiterer Zerfall durch die innere und äußere Potentialbarriere behindert wird. Der Kern ist metastabil gegenüber einem Übergang in den Grundzustand des ersten Minimums, also den eigentlichen Grundzustand des Kerns, durch Emission von Gammaquanten, denn der Kern müßte vor einem Gammaxzerrfall in den Grundzustand des ersten Minimums seine Gestalt ändern. Der Kern muß dazu den Potentialwall A (s. Abb. 7) durchdringen. Die starke Zunahme der Wahrscheinlichkeit der spontanen Spaltung aus dem Grundzustand im zweiten Minimum, also die starke Verringerung der Halbwertszeit für die Spontanspaltung, relativ zu der aus dem Grundzustand im ersten Minimum, wird durch die kleinere Potentialschwelle B verständlich, die der Kern durchtunnelt muß. Ein Kern im Grundzustand des ersten Minimums muß dagegen die gesamte Potentialschwelle A + B durchdringen, um spontan zu spalten. Daß die Spaltungsisomeren nur bei den Kernen zwischen Uran und Berkeliium gefunden worden sind, hängt mit der relativen Höhe der inneren und äußeren Potentialbarriere zusammen. Bei Kernen oberhalb des Berkeliums ist die äußere Potentialschwelle B so niedrig, daß die resultierenden extrem kurzen Halbwertszeiten noch nicht gemessen werden können. Kerne unterhalb des Urans haben umgekehrt eine so niedrige innere Potentialschwelle, daß sie durch Gammaemission ins erste Minimum zerfallen, bevor sie spontan spalten können.

Diese neue Art von isomeren metastabilen Kernen wird auch *Formisomere* genannt, um den Unterschied zu den *Spinisomeren* zu betonen. Spinisomere sind Zustände ein und desselben Kerns, zwischen denen Übergänge durch Gammaemission behindert sind, weil ihr Spin sich um mehrere Einheiten von $\frac{1}{2}$ unterscheidet. Man kann die formisomeren Atomkerne mit rotationsisomeren Molekülen vergleichen, z. B. Dichloräthan, dessen Formen ebenfalls durch einen Potentialwall an der wechselseitigen Umwandlung gehindert werden.

5. Intermediäre Strukturen in den Wirkungsquerschnitten für die induzierte Spaltung unterhalb der Spaltschwelle

Vor einigen Jahren fand man bei hochauflösenden Messungen des Wirkungsquerschnittes für die induzierte Spaltung einiger schwerer Kerne unterhalb ihrer Spaltschwelle scharfe Resonanzen. Diese Bereiche relativ hoher Spaltwahrscheinlichkeit treten in Gruppen auf, zwischen denen weite Energieintervalle liegen, in denen es zu keiner Spaltung kommt. In Abb. 8 sind diejenigen Kerne schraffiert, bei denen solche intermediären Strukturen in den Wirkungsquerschnitten unterhalb der Spaltschwelle gefunden wurden^[39]. Ein typisches Beispiel zeigt Abb. 10^[40].

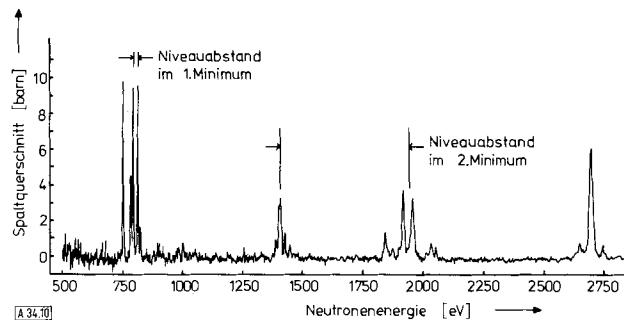


Abb. 10. Spaltquerschnitt (oder Wirkungsquerschnitt für die Spaltung) von ^{240}Pu unterhalb der Spaltschwelle durch Neutronen mit einer Energie von 500 bis ca. 3000 eV (nach [40]).

Bei diesen Experimenten hat der durch das Eindringen der niederenergetischen Neutronen in den Target-Kern entstehende Compound-Kern eine Anregungsenergie, die etwas unterhalb der beiden Potentialmaxima liegt. In Abb. 7 würde E_{CK} unterhalb E_A liegen. Der Compound-Kern wird zunächst eine ähnliche Deformation haben wie der Target-Kern und sich auf einem Niveau im ersten Minimum befinden. Der so entstandene Compound-Kern kann nur spalten, wenn der Potentialwall durchtunnelt wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist bei kleinen Anregungsenergien sehr klein und sollte monoton mit der Neutronenenergie zunehmen. Das Auftreten einzelner Resonanzgruppen ist nur schwer zu erklären, wenn die Spaltschwelle nur einen Höcker hat, wird jedoch leicht verständlich, wenn es ein zweites Minimum im Potentialwall gibt. Dann muß, bei derselben Gesamtenergie eines Kernes, die durchschnittliche Niveaudichte im zweiten Minimum kleiner sein als im ersten Minimum. Ein Teil des gesamten Energiegehaltes eines Kerns im zweiten Minimum ist nämlich als Deformationsenergie gebunden, so daß nur der Rest als Anregungsenergie zur Verfügung steht. Wenn dann die Energie des Compound-Kerns auf einem Niveau im ersten Minimum zufällig ungefähr gleich der Energie eines Kernzustandes im zweiten Minimum ist, kommt es zu einer Kopplung der beiden Zustände. Der Kern kann aus dem Niveau und der Deformation des ersten Minimums auf ein Niveau und in die Deformation des zweiten Minimums übergehen. Von diesem angeregten Zustand des Form- oder Spaltungsisomers aus ist dann die Spaltwahrscheinlichkeit wegen der größeren Durchlässigkeit der äußeren Schwelle B verstärkt, ähnlich wie die des Spaltungsisomers verglichen mit der des Kerns im Grundzustand. Die Feinstruktur in Abb. 10 entspricht somit der Niveaudichte des Compound-Kerns im ersten Minimum bei einer Anregungsenergie von etwa 5 MeV, die von der Bindungsenergie des eingefangenen Neutrons stammt. Jede Gruppe von Resonanzen entspricht einem Niveau im zweiten Minimum.

6. Spektroskopie an Formisomeren

Wenn der innere Potentialwall nicht wesentlich höher ist als der äußere, kann ein Formisomer auch, in Konkurrenz zu seiner Spontanspaltung, die innere Barriere durchtunnelt und durch Gammaemission auf den Grundzustand des ersten Minimums fallen (γ_i in Abb. 7). Bisher ist es nur am 200ns-Isomer des ^{238}U gelungen, einen solchen Rückfall ins erste Minimum nachzuweisen^[41]. Dabei wurde eine Gammalinie von 2.514 MeV gemessen, die einem Übergang aus dem 0^+ -Grundzustand im zweiten Minimum auf das niedrigste 2^+ -Rotations-

niveau bei 0.045 MeV im Grundzustands-Minimum zugeschrieben wird. Die Halbwertszeit dieses Gammazerfalls stimmt mit der für die Spontanspaltung des Formisomers $^{238\text{mf}}\text{U}$ gemessenen überein. Das Verzweigungsverhältnis von Gammazerfall und Spontanspaltung, das zu etwa 40 ermittelt wurde, zeigt, daß in diesem Fall die erste Barriere leichter zu durchdringen ist als die zweite. Dies ist zugleich die erste exakte Messung der Anregungsenergie eines Formisomers, die hier also 2.56 MeV beträgt.

Vor kurzem konnte eine Münchener Gruppe^[42] experimentell beweisen, daß die Spaltungsisomere tatsächlich stark deformierte Kerne sind, stärker deformiert als Kerne im Grundzustands-Minimum. Unter dieser Voraussetzung sollten im Anregungsspektrum Rotationszustände auftreten (da ein deformierter Kern rotieren kann und seine Rotationsenergie gequantelt ist), die sich auf dem Grundzustand im zweiten Minimum aufbauen. Da die Deformation des Kerns im zweiten Minimum viel größer sein sollte als die im Grundzustand, müssen die Rotationszustände näher beieinander liegen als in der Rotationsbande des Grundzustandes.

Durch Beschießen von ^{238}U mit 25 MeV-Alphateilchen produzierte die Münchener Gruppe das Formisomer $^{240\text{mf}}\text{Pu}$, dessen Halbwertszeit 3.8 ns beträgt. Der bei dieser Kernreaktion entstehende Compound-Kern ^{240}Pu spaltet entweder prompt oder zerfällt durch Abgabe von Gammaquanten in das erste Minimum (γ_1 in Abb. 7) oder, mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit, in das zweite Minimum (γ_2) und dort schließlich in dessen Grundzustand. Bei g,g-Kernen sollten die letzten Übergänge (als Pfeile in Abb. 7 eingezeichnet) E2-Übergänge innerhalb der auf dem Grundzustand aufgebauten Rotationsbande sein. Diese sollten aber stark konvertiert sein und Lebensdauern haben, die wesentlich kürzer als 0.1 ns sind, die also klein sind verglichen mit der Lebensdauer des Spaltungsisomers. Eine Messung von Koinzidenzen zwischen den Konversionselektronen aus diesen letzten Übergängen und den Spaltfragmenten der isomeren Spaltung aus dem Grundzustand des zweiten Minimums ergab tatsächlich Linien im Spektrum der Konversionselektronen, die als Komponenten von drei E2-Übergängen zwischen den Zuständen einer Rotationsbande interpretiert werden konnten. Die daraus berechenbare Rotationskonstante von 3.33 keV ist wesentlich kleiner als die der Rotationsbande des Grundzustandes im ersten Minimum (7.156 keV). Sie entspricht dem größten Trägheitsmoment, also der größten Deformation, die je an Atomkernen beobachtet worden ist. Damit ist demonstriert, daß der Kern ^{240}Pu tatsächlich in zwei verschiedenen Deformationen stabil oder metastabil sein kann.

Experimente zum Nachweis der Gammastrahlen selbst, die vom Compound-Kern abgegeben werden, wenn er in den Grundzustand des zweiten Minimums zerfällt, sind bisher ohne Erfolg geblieben^[43].

7. Die Massenverteilung der Spaltprodukte

Trägt man die Ausbeuten der Spaltfragmente oder der Spaltprodukte als Funktion ihrer Nukleonenzahl, also ihrer Massenzahl, unabhängig von der jeweiligen Protonenzahl auf, erhält man die Massenverteilungs- oder Massenausbeutekurve. Radiochemische Methoden ergeben nur die Ausbeuten der

primären und sekundären Spaltprodukte der Massen A_{s_1} und A_{s_2} (s. Abb. 1), wie sie nach der Emission der prompten Neutronen vorliegen. Man bestimmt dazu für möglichst viele Massenzahlen die kumulierte Ausbeute eines längerlebigen Spaltprodukts am Ende der jeweiligen β -Zerfallsfolge, d. h. die Summe der Ausbeuten aller Spaltprodukte einer bestimmten Masse, z. B. A_{s_2} . In Abb. 12 (Abschnitt 9) ist die β -Zerfallsfolge der Masse 141 eingezeichnet. Man würde bei dieser Kette einige Stunden nach der Bestrahlung die Ausbeute an ^{141}Ce bestimmen, in das dann die Vorgänger mit ihren kurzen Halbwertszeiten zerfallen sind.

Die Massenverteilung der primären Spaltfragmente vor der Emission der prompten Neutronen läßt sich mit instrumentellen Methoden ermitteln, bei denen die kinetischen Energien und/oder die Geschwindigkeiten der beiden entstehenden Fragmente gleichzeitig gemessen werden. Diese Größen werden natürlich auch erst an den Fragmenten ermittelt, nachdem die Neutronen abgedämpft sind. Der Einfluß der von den beschleunigten Fragmenten emittierten Neutronen auf die Energien bzw. Geschwindigkeiten der Fragmente kann jedoch rechnerisch berücksichtigt werden, so daß man schließlich die Energien bzw. Geschwindigkeiten und damit, wegen der Erhaltung des Impulses und der Masse, auch die Massen der Fragmente vor der Neutronenemission erhält^[44, 45].

Die begrenzte Massenauflösung dieser Methode und ihre geringe Empfindlichkeit ist die Ursache, daß sie die zeitraubende radiochemische Methode nicht verdrängt hat, die zwar nur die sekundäre Massenverteilung liefert, diese aber mit einer eindeutigen und vollständigen Massen- (und Kernladungszahl-) Auflösung, auch für Spaltprodukte mit sehr geringen Ausbeuten ($10^{-8}\%$ und weniger). Die radiochemische Methode ist auch anwendbar bei Spaltsystemen, bei denen die physikalische Methode versagt, wenn z. B. die spezifische Spaltgeschwindigkeit oder das Verhältnis von Spalt- zu Alphazerfalls geschwindigkeit sehr niedrig ist.

In Abb. 15 (Abschnitt 10) sind die Massenverteilungen der primären und der sekundären Spaltfragmente der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von ^{235}U wiedergegeben^[46]. Die Ausbeutemaxima sind bei der Massenverteilungskurve der sekundären Fragmente um einen etwa zwei Masseneinheiten niedrigeren Mittelwert zentriert als die der primären. Diese Verschiebung kommt natürlich durch die Emission der prompten Neutronen zustande. Bei Spaltsystemen, bei denen die Massenverteilung der primären und sekundären Fragmente bekannt ist, kann indirekt die Zahl der emittierten Neutronen als Funktion der Masse der Spaltfragmente erhalten werden (s. Abschnitt 12).

Die Struktur der Massenausbeutekurve ändert sich charakteristisch mit der Kernladungszahl und der Masse des spaltenden Kerns und dessen Anregungsenergie. Abb. 11 gibt eine Übersicht über diese Abhängigkeit. Die schwereren Actinoidenkerne (Abb. 11 c) spalten bei niedriger Anregungsenergie bevorzugt asymmetrisch in zwei verschiedenen schweren Fragmente. Die Massenverteilungskurven haben zwei stark ausgeprägte Höcker und ein tiefes Minimum im Bereich der symmetrischen Spaltung. Das Maximum bei schweren Massen bleibt nahezu konstant bei 138–140, unabhängig von der Masse und der Kernladungszahl des spaltenden Kerns, während das Maximum bei leichten Massen sich ziemlich linear mit der Masse des spaltenden Kerns zu schweren Massen verschiebt. Diese nahezu konstante Lage des „schweren“ Maximums wird beob-

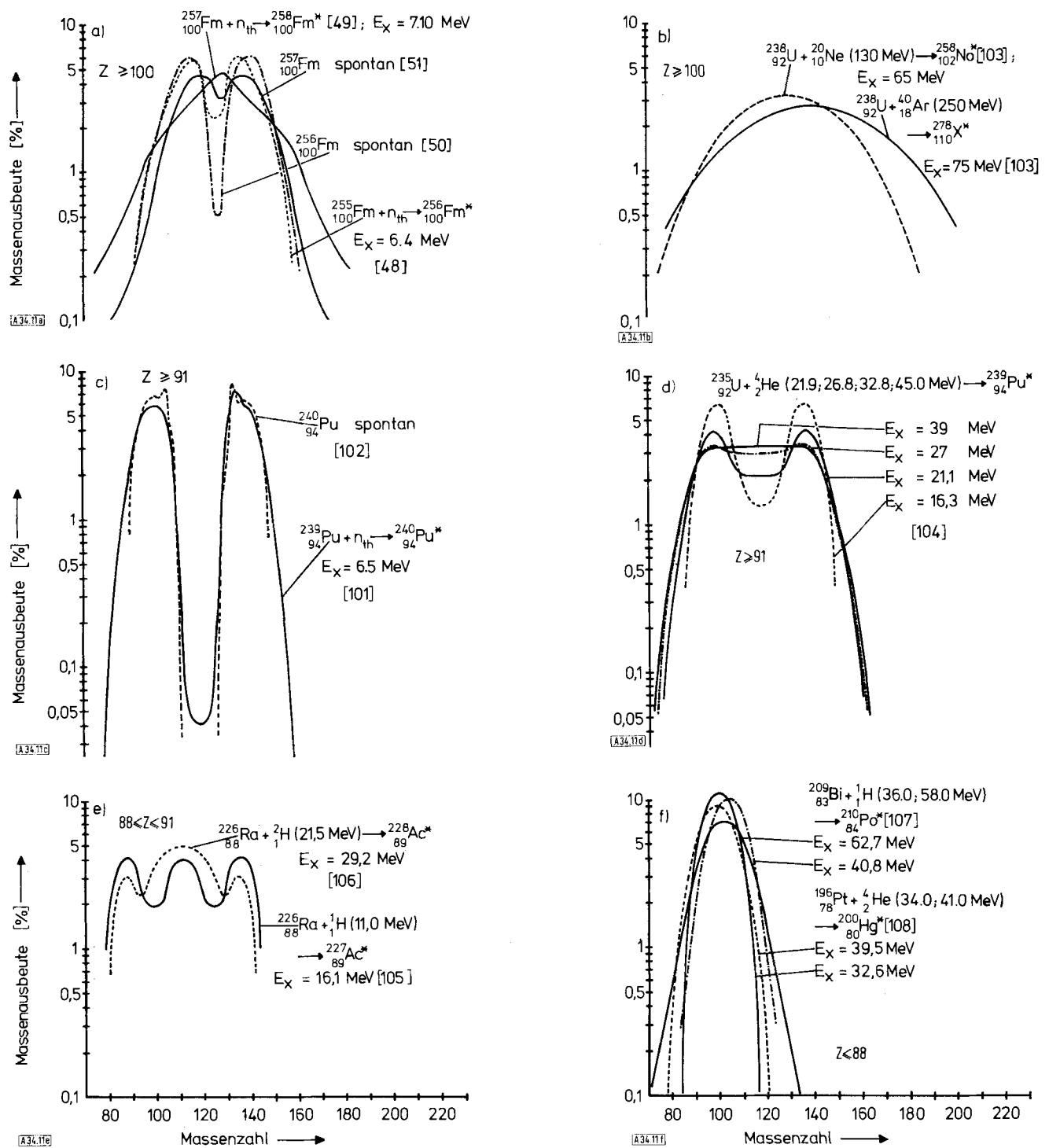


Abb. 11. Massenausbeutekurve in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z und Masse des spaltenden Korns sowie dessen Anregungsenergie. Die Kurven wurden, sofern die Spaltausbeuten nicht in Prozent angegeben waren, auf eine Gesamtspaltausbeute von 200 % normiert. a) und c): Niedrige Anregungsenergie: $E_x \leq 7$ MeV; Spontanspaltung oder Spaltung mit thermischen Neutronen. b), d), e) und f): Mittlere Anregungsenergie: $E_x \leq 50$ MeV; Spaltung mit schnellen Neutronen und geladenen Teilchen (Protonen, Deuteronen, Alphateilchen, schweren Ionen). – Die Spaltbarriere von Kernen mit $Z \leq 88$ bis $Z \leq 91$ ist mit thermischen Neutronen nicht zu überwinden.

achtet bei der Spaltung von ^{229}Th mit thermischen Neutronen bis hinauf zur Spontanspaltung von ^{256}Fm ^[48] (Abb. 11 a und 11 c). Die stabile Lage dieses Maximums hängt sicher mit den abgeschlossenen Nukleonenschalen mit 50 Protonen und 82 Neutronen zusammen, die bei den in der linken Flanke des „schweren“ Maximums liegenden Spaltfragmenten auftreten. Mit zunehmender Anregungsenergie des spaltenden Korns nimmt die symmetrische Spaltung zu. Das Tal zwischen den Maxima der asymmetrischen Spaltung wird aufgefüllt, und

die Massenverteilungskurve wird breiter. Kerne, deren Ladungszahl und Masse kleiner sind als die der Thoriumisotope, haben eine hohe Spaltschwelle (s. Abb. 3). Um solche Kerne zu spalten, muß eine höhere Anregungsenergie zugeführt werden als es mit thermischen Neutronen möglich ist. Das geschieht durch Beschuß mit schnellen Neutronen oder geladenen Teilchen genügend hoher kinetischer Energie.

Bei spaltenden Kernen mit mittleren Kernladungszahlen ($88 \leq Z \leq 91$, Abb. 11 e), erscheint neben den beiden asymmetri-

schen Maxima ein drittes symmetrisches Maximum, da sowohl symmetrische als auch asymmetrische Spaltung mit ähnlicher Wahrscheinlichkeit auftreten. Bei den leichteren Kernen ($Z \leq 88$, Abb. 11f) wird nur symmetrische Spaltung beobachtet. Auch hier nimmt die Breite der Ausbeutekurve mit der Anregungsenergie zu.

Erst vor kurzem wurde entdeckt, daß $^{258}\text{Fm}(^{257}\text{Fm} + n_{\text{th}})$ wieder symmetrisch gespalten wird (Abb. 11a)^[49]. Das ist umso überraschender, als die Spontanspaltung der benachbarten Kerne ^{256}Fm und ^{257}Fm deutlich asymmetrisch ist^[49–51]. Aus Abb. 11 wird jedoch der Trend zur symmetrischen Spaltung mit steigender Massenzahl der Fermiumkerne deutlich.

8. Die Massenasymmetrie der Kernspaltung

Die von den Actinoidenketten bevorzugte asymmetrische Spaltung in ein kleineres und ein größeres Fragment ist eines der ältesten und immer noch nicht vollständig gelösten Rätsel der Kernspaltung. Die bis heute entwickelten theoretischen Vorstellungen konnten nicht einmal qualitativ alle Resultate erklären. Das Tröpfchenmodell beschreibt zwar die symmetrische Spaltung sehr gut^[52], sagt aber für alle spaltenden Kerne symmetrische Massenverteilungen voraus. Die asymmetrische Spaltung wurde qualitativ oft als Folge von Schaleneffekten in den entstehenden Spaltfragmenten erklärt, durch welche Kerne mit magischen und beinahe magischen Nukleonenzahlen bevorzugt gebildet würden. Die Massenaufteilung des spaltenden Kerns würde nach diesen Vorstellungen in der Nähe der Spaltkonfiguration des Kernes bestimmt, in der der Einfluß von Schaleneffekten in den Fragmenten am stärksten wäre. Kürzlich jedoch wurde klar, daß die Rechnungen, die so erfolgreich die doppelhöckerige Spaltschwelle beschreiben (s. Abschnitt 3–5), auch die asymmetrische Massenverteilung erklären können. Diese Rechnungen zeigen, daß der Grundzustand im ersten Minimum, die erste Spaltbarriere und der formisomere Zustand im zweiten Minimum ihre niedrigste potentielle Energie bei Deformationen haben, die reflektionssymmetrisch sind bezüglich einer Ebene, die in der Mitte und senkrecht zur längeren Achse des spaltenden Kerns liegt. Die zweite äußere Spaltbarriere jedoch wird erniedrigt, wenn der Kern birnenförmig deformiert wird^[29, 31–33, 53, 54]. Das geht deutlich aus der in Abb. 6 dargestellten Potentialenergieläche des ^{236}U hervor, in die auch die symmetrischen und asymmetrischen Deformationen des Kerns eingezeichnet sind, die er an den einzelnen Stellen annimmt. In der Nähe der zweiten Spaltschwelle bringt eine asymmetrische Deformation einen Energiegewinn bis zu einigen MeV. Nimmt man an, daß sich der Kern auf dem Weg zur Spaltung den Pfad der geringsten potentiellen Energie ertastet, dann führt der Weg zur asymmetrischen Spaltung zwar über das erste Maximum und durch das zweite Minimum entlang der Symmetriearchse, dann aber bevorzugt unter Umgehung des symmetrischen zweiten Maximums über einen asymmetrischen Sattelpunkt links und rechts vom Maximum.

Der Grundzustand eines ^{236}U -Kerns (Abb. 6) befindet sich bei $R \approx 7.05$ fm. Der Pfad der geringsten potentiellen Energie passiert bei $R \approx 6.4$ fm den ersten Potentialwall, auf dem die Kerngestalt symmetrisch ist. Im zweiten Minimum bei $R \approx 5.8$ fm wird ebenfalls eine symmetrische Deformation bevorzugt. Bei $R \approx 5.0$ fm jedoch umläuft der Kern mit einer stark asymmetrischen Deformation das zweite Maximum. Die-

se Deformation entspricht einem Massenverhältnis der beiden Fragmente von 145/91. Dieser asymmetrische Sattelpunkt liegt ca. 2.3 MeV tiefer als das symmetrische Maximum. Schließlich bewegt sich der asymmetrisch deformierte, zunehmend eingeschnürte Kern entlang eines Tals zur Spaltung. Das Tal läuft bei einem Massenverhältnis von ca. 140/96 aus, das mit dem bei der Spaltung von ^{236}U bei niedriger Anregungsenergie sehr gut übereinstimmt^[33].

Der Übergang von asymmetrischer Spaltung bei den leichten Fm-Kernen zu symmetrischer Spaltung bei den schweren Fm-Kernen (s. Abb. 11) wird ebenfalls durch diese Rechnungen wiedergegeben^[33]. Bei den leichten Fm-Kernen führt der Abstieg zur Spaltung auf dem Weg der geringsten potentiellen Energie über einen asymmetrischen Sattelpunkt, und die asymmetrische Deformation bleibt bis zum Spaltpunkt erhalten. Bei den schwereren Fm-Kernen scheint der asymmetrische Sattelpunkt nicht oder nur wenig niedriger zu sein als das symmetrische Maximum und bei kleinen Massenasymmetrien aufzutreten, so daß während des ganzen Weges zur Spaltung symmetrische Formen bevorzugt werden. Die symmetrische Spaltung scheint bei den schwereren Fm-Isotopen bei ungefähr den Neutronenzahlen einzusetzen ($N \approx 158$), bei denen zwei Fragmente mit nahezu doppelt magischen Nukleonenzahlen gebildet werden können, nämlich Kerne um den doppelt magischen Kern ^{132}Sn .

Dieselben Einteilcheneffekte, die die Kerndeformationen im Grundzustand und eine doppelhöckerige Spaltbarriere erzeugen, sind also auch für das Auftreten des asymmetrischen Sattelpunktes verantwortlich. Nimmt die Anregungsenergie zu, dann wächst die Wahrscheinlichkeit der symmetrischen Spaltung, bis bei hohen Anregungsenergien bei allen Kernen eine symmetrische Massenverteilung auftritt. Dieser Übergang ist wahrscheinlich damit verbunden, daß der Einfluß der Einteilcheneffekte bei höheren Energien abnimmt und die Kerne dann entsprechend dem durch das Tröpfchenmodell beschriebenen Verhalten symmetrisch spalten.

Wird die Massenaufteilung tatsächlich an der äußeren Barriere bestimmt, dann sollten getrennte Spaltbarrieren für symmetrische und asymmetrische Spaltung existieren. Vor kurzem wurde tatsächlich experimentell gefunden, daß bei den Kernen ^{227}Ac und ^{228}Ac die symmetrische Barriere um ca. 1.2 bzw. 2.0 MeV über der asymmetrischen liegt^[55].

Um die theoretischen Vorstellungen über die Entstehung der asymmetrischen Massenverteilung zu testen, sollten die Massenverteilungen einer großen Zahl von Kernen möglichst genau in Abhängigkeit von ihrer Masse, Kernladungszahl und Anregungsenergie bestimmt werden. Das „peak-to-valley“-Verhältnis, das ja das Verhältnis von symmetrischer zu asymmetrischer Spaltung darstellt, muß dabei so exakt wie möglich gemessen werden.

Besonders erforderlich sind solche Untersuchungen an Kernen im Übergangsbereich zwischen asymmetrischer und symmetrischer Spaltung. Das sind einmal die schweren Actinoiden von Cf bis Md, die bereits intensiv untersucht werden^[48, 90]. Das andere Übergangsgebiet liegt zwischen Po und Ra. Leider gibt es unter diesen Kernen nur wenige längerlebige, die in ausreichender Menge hergestellt werden können (^{210}Po , ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{227}Ac). Die Herstellung dieser Nuklide und der Umgang mit ihnen stellen wegen der hohen Radioaktivität besondere Anforderungen an den Radiochemiker. Kerne zwischen Po und Ra lassen sich auch durch Beschuß der Kerne zwischen

Au und Bi mit geladenen Teilchen herstellen. Wegen der hohen Coulomb-Barriere zwischen Zielkern und Projektil entstehen die Compound-Kerne aber mit hoher Anregungsenergie und hohem Drehimpuls. Deshalb lassen sich die Erscheinungen bei niedriger Anregungsenergie auf diese Weise nicht untersuchen.

Ein detaillierter Vergleich der Massenverteilungen der vom Grundzustand ausgehenden Spontanspaltung, der von einem formisomeren Zustand im zweiten Minimum ausgehenden Spaltung der Spaltungsisomeren und der prompten Spaltung an ein und demselben Kern, z. B. an ^{240}Pu , kann Informationen liefern ob der Weg zur Spaltung, der im ersten Minimum beginnt, genau dieselbe ist wie der, der im zweiten Minimum beginnt, also ob die Fragmente bei den drei Spaltprozessen in derselben Gegend der Potentialenergieläche gebildet werden.

Es gibt einige Messungen der Massenverteilungen bei der Spaltung der Formisomeren $^{242\text{mf}}\text{Am}$ ^[92], $^{239\text{mf}}\text{Am}$, $^{237\text{mf}}\text{Pu}$, $^{238\text{mf}}\text{U}$, $^{236\text{mf}}\text{U}$ ^[93] und $^{240\text{mf}}\text{Pu}$ ^[94] mit Halbleiterdetektoren. Demnach unterscheiden sich die Massenverteilungen bei der Spaltung der Formisomeren in groben Zügen nicht oder nur wenig von denen der beiden anderen Spaltarten. Allerdings war es bei diesen Experimenten nicht möglich, das „peak-to-valley“-Verhältnis genau zu messen. Das könnte, wenn dieses Verhältnis nicht zu extrem ist, mit einem radiochemischen Experiment möglich sein. Wie lassen sich dabei die Spaltprodukte der induzierten prompten Spaltung von denen der verzögerten Spaltung der Formisomere unterscheiden? Man nutzt dazu entweder den Rückstoß der Compound-Kerne oder den der Spaltprodukte aus. Bei den längerlebigen Formisomeren ($^{240\text{mf}}\text{Am}$, $^{242\text{mf}}\text{Am}$, $^{244\text{mf}}\text{Am}$) kann man ein dickeres Target, in dem die Compound-Kerne stecken bleiben, nach einer Bestrahlungszeit von 2–3 Halbwertszeiten des Formisomers mit einer mechanischen Vorrichtung aus dem Teilchenstrahl weg zu einer Fängerfolie transportieren. Auf dieser Fängerfolie werden die mit wesentlich größerer Reichweite aus dem Target tretenden Produkte der verzögerten Spaltung des Formisomers aufgefangen. Oder es wird ein dünnes Target bestrahlt, und man bringt die aus dem Target fliegenden Compound-Kerne auf einem Rad (wie in Abschnitt 4 beschrieben) vor die Fängerfolie, auf der die Produkte der Formisomeren-spaltung aufgefangen werden.

Die Spaltprodukte von Formisomeren kürzerer Halbwertszeit lassen sich von denen der induzierten Spaltung mit der in Abb. 9 gezeigten experimentellen Anordnung trennen, wenn anstelle der Polycarbonatfolie zwei dünne Folien in die kegelförmige Halterung eingelegt werden. Die obere Folie muß so dünn sein (z. B. 5–6 μm Kunststoff), daß sie von den im Flug aus dem Formisomer mit 80–100 MeV entstehenden Spaltprodukten durchschlagen wird. Die aus dem Target fliegenden Produkte der prompten Spaltung, die wegen der Blende nicht direkt auf die Folien treffen, aber in der Bestrahlungskammer mit thermischen Energien herumvagabundieren können, werden dagegen von der obersten Folie zurückgehalten. Die darunter liegende Folie muß so dick sein, daß die Spaltprodukte des Formisomers, die die obere Folie durchschlagen haben, darin stecken bleiben (15–20 μm Aluminium). Nach der Bestrahlung wird die obere Folie vorsichtig entfernt und die untere abgezogen und aufgelöst. Aus dieser Lösung können dann die Spaltprodukte radiochemisch abgetrennt und gereinigt werden^[95].

9. Die Ladungsverteilung

Während die Massenverteilung die Aufteilung der Nukleonen (Neutronen plus Protonen) des spaltenden Kerns auf die beiden Spaltfragmente angibt, wird aus der Ladungsverteilung deutlich, wie sich die Protonen aufteilen. Von den Spaltfragmenten werden keine Protonen emittiert. Deshalb sind die Kernladungen der Spaltfragmente und der primären Spaltprodukte gleich. Erst der β -Zerfall der primären Spaltprodukte in die sekundären ändert die Kernladungszahl.

Würde man die Ausbeute der Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Kernladungszahl auftragen, so erhielte man eine Kurve, die der Massenverteilungskurve sehr ähnlich wäre. Da Protonen und Neutronen innerhalb eines Kernes nahezu gleich verteilt sind, wird in erster Näherung jedes Spaltfragment einen Anteil an Protonen (Z_{s1} und Z_{l1}) mitbekommen, der proportional ist zu seinem Anteil an Nukleonen (A_{s1} und A_{l1}) also $Z_{s1} \sim A_{s1}$. Das Verhältnis Protonen zu Neutronen wird in den Spaltfragmenten etwa gleich dem im spaltenden Kern sein. Diese Vorstellung wird als UCD-Regel (UCD = Unchanged Charge Density) bezeichnet ($Z_{s1}/A_{s1} = Z_{l1}/A_{l1} = Z_f/A_f$).

Viele experimentelle Untersuchungen haben aber gezeigt, daß das Verhältnis Z/A nicht für alle Fragmente gleich ist, sondern bei den leichten Fragmenten (Index l) größer ist als bei den schweren (Index s) ($Z_{s1}/A_{s1} < Z_l/A_l < Z_{l1}/A_{l1}$).

Um das Problem durchsichtiger zu machen, betrachtet man nur Spaltfragmente oder Spaltprodukte derselben Masse und versucht eine wahrscheinliche Kernladung Z_p für diese Massenzahl zu charakterisieren, also die wahrscheinlichste Kombination von Protonen und Neutronen für diese Massenzahl. Die mit der Massenzahl $A = 141$ bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen gebildeten Protonen-Neutronen-Kombinationen (isobare Kerne) sind in Abb. 12 eingezzeichnet^[56]. Insgesamt führen 5.70% der Spaltungen zu Kernen mit der Massenzahl 141^[91]. Jeder Kern der Kette entsteht

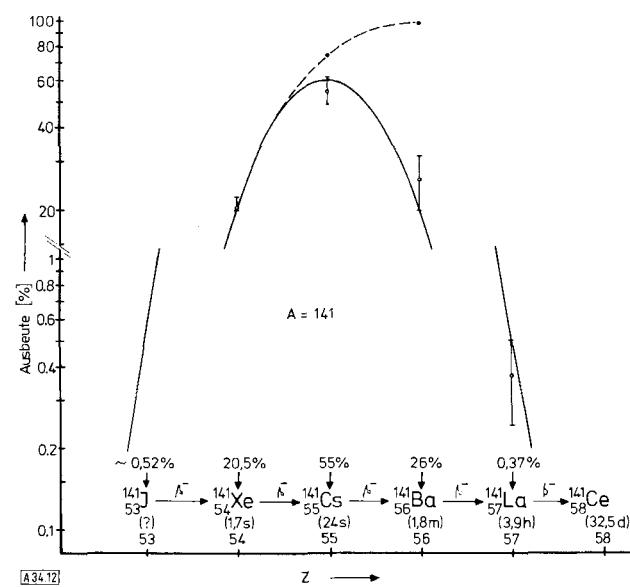


Abb. 12. Ladungsdispersionskurve für die Spaltprodukte der Masse $A = 141$ bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen. Die ausgezogene Kurve entspricht Gl. (2) mit $c = 0.80$ und $Z_p = 54.97$. Die gestrichelte Kurve gibt die kumulierten Ausbeuten (●) (unabhängige Ausbeute (○) plus Ausbeute aus β -Zerfall der Vorgänger) wieder. Die Ausbeute an ^{141}U ist aus der Kurve entnommen, die Ausbeuten an den anderen Spaltprodukten sind Meßwerte [56].

als primäres Spaltprodukt direkt aus dem spaltenden Kern („unabhängige Ausbeute“) und durch β^- -Zerfall aus seinem Vorgänger.

Werden die unabhängigen Ausbeuten von Kernen mit derselben Massenzahl gegen ihre Kernladungszahl aufgetragen, so erhält man die Ladungsdispersionskurve, deren Maximum die wahrscheinlichste Ladung Z_p (nicht unbedingt ganzzahlig) der betreffenden Massenkette darstellt (Abb. 12). Aus dem für Spaltprodukte einer bestimmten Massenzahl ermittelten Z_p -Wert erhält man den Z_p -Wert der entsprechenden Spaltfragmente durch Addition der von diesen Fragmenten abgedämpften Zahl von Neutronen zur Massenzahl der Produkte. Da man nur die mittlere Zahl der von den Fragmenten abdampfenden Neutronen kennt, kommt man zu ungeraden Massenzahlen^[56].

Die Ladungsdispersionskurven können durch Gaußsche Normalverteilungen der Kernladung Z innerhalb der Elemente einer Massenkette dargestellt werden (s. Abb. 12). Die wahrscheinlichste Ladung Z_p legt die Lage der Dispersionskurve innerhalb der Ladungskette und der Faktor c ihre Breite fest:

$$P(Z) = (\pi \cdot c)^{-1/2} \cdot \exp[-(Z - Z_p)^2/c] \quad (2)$$

Die meisten primären Ausbeuten von Spaltprodukten wurden bis heute bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen gemessen^[56, 57]. In Abb. 13 sind für dieses Spaltsystem

die wahrscheinlichsten Ladungen der Massenketten eingetragen, für die eine oder mehrere unabhängige Spaltausbeuten gemessen werden konnten, wobei Ladungsdispersionskurven mit einer Breite $c=0.80$ durch die experimentell ermittelten fraktionalen unabhängigen Ausbeuten gelegt worden sind.

Die meisten Daten zur Ladungsverteilung lieferten bis vor kurzem die radiochemisch bestimmten unabhängigen Ausbeuten der einzelnen Glieder der Massenketten. Jede Bestimmung einer unabhängigen Spaltausbeute erfordert, daß das betreffende Spaltprodukt sorgfältig, und in den meisten Fällen sehr rasch, radiochemisch abgetrennt wird, so daß die primäre Verteilung nicht durch den β -Zerfall verwischt wird. Lediglich bei einigen „abgeschirmten“ Nukliden, deren Vorläufer β -stabil sind, lassen sich unabhängige Ausbeuten ohne Beeinträchtigung durch den β -Zerfall bestimmen (^{86}Rb , ^{96}Nb , ^{126}Sb , ^{128}I , ^{130}J , ^{136}Cs , ^{150}Pm). Nur wenige Laboratorien sind dafür eingerichtet, mit den oft hohen Radioaktivitäten zu arbeiten oder schnelle radiochemische Trennungen auszuführen^[58, 59]. Von vielen Spaltprodukten jedoch kann mit den heutigen Arbeitstechniken die unabhängige Ausbeute nicht bestimmt werden, da ihre eigene Halbwertszeit und/oder die ihres Vorgängers zu kurz ist. Deshalb kennt man nur für einige spaltende Kerne und nur für einen kleinen Teil ihrer Spaltprodukte die primären Ausbeuten.

In den letzten Jahren wurden physikalische Meßverfahren entwickelt, um die Ladungsverteilung zu bestimmen. Bei einem dieser Verfahren werden die Spaltprodukte im Massensepara-

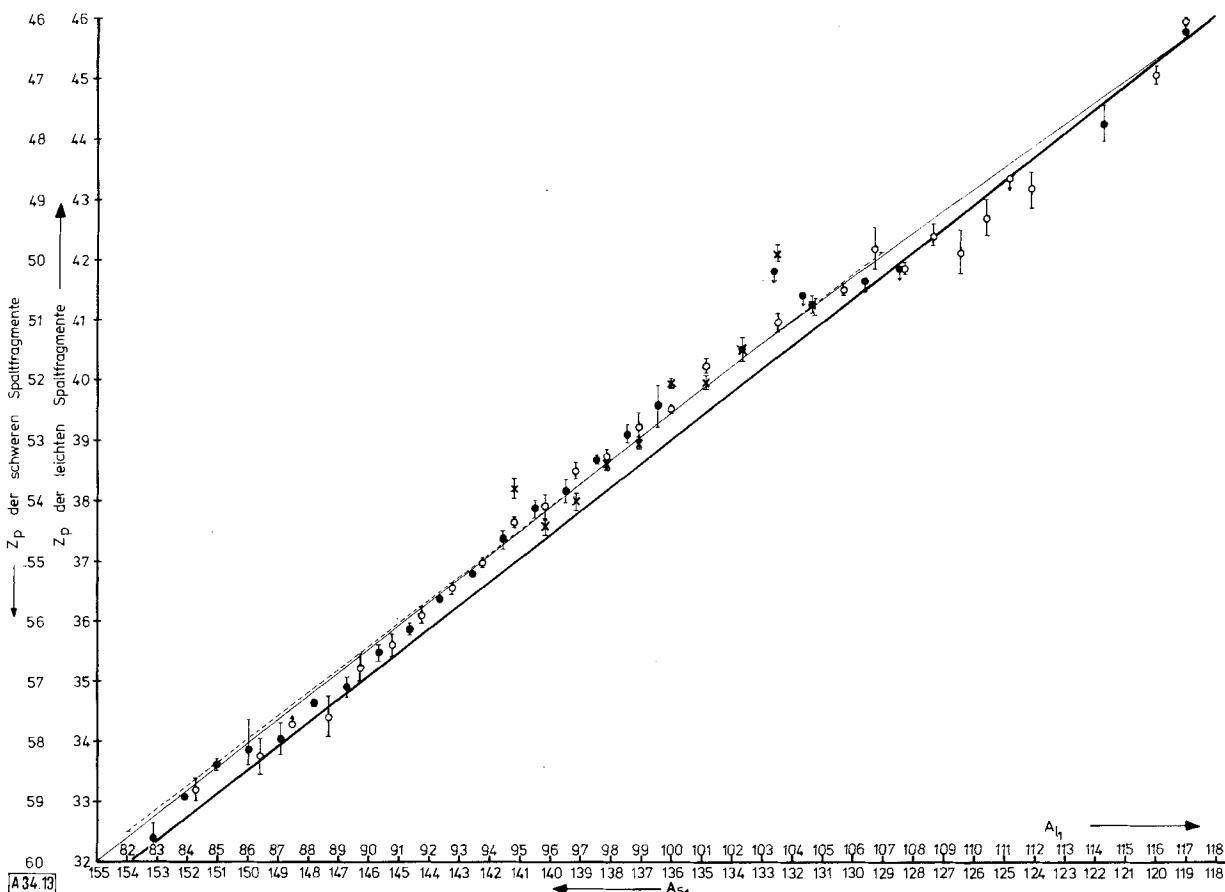


Abb. 13. Wahrscheinlichste Kernladung Z_p der schweren bzw. leichten Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Masse A_{s_i} oder A_{l_i} bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen. Radiochemische Messungen: (●) leichte Fragmente, (○) schwere Fragmente. Physikalische Messungen: a) mit Massenseparator und Kernemulsion [62]: × schwere Fragmente, b) Messung charakteristischer Röntgenstrahlen [63]: --- an die Meßwerte angepaßte Gerade. Die dünne ausgezogene Linie wurde durch die „normierten“ Z_p -Werte von Wahl [56] gelegt. Auf der dicken ausgezogenen Linie würden die Ladungen der Spaltfragmente liegen, wenn ihre Ladungsdichte derjenigen im spaltenden Kern entspräche. Für diese Linie gilt $Z_{p_s}(\text{UCD}) = A_{s_i} / (92/236)$ und $Z_{p_l}(\text{UCD}) = A_{l_i} / (92/236)$.

tor getrennt; die durchschnittliche Länge der β -Zerfallsketten der einzelnen Massen wird mit Photoemulsionen oder Proportionalzählern gemessen^[60–62]. Bei dieser Methode machen die kurzen β -Halbwertszeiten keine Schwierigkeiten mehr, da die Massentrennung innerhalb einer Mikrosekunde erfolgt, aber es werden ebenfalls nur die Spaltprodukte nach der Neutronenemission gemessen.

Die zweite physikalische Methode liefert Informationen über die Ladungsverteilung durch gleichzeitige Messung der kinetischen Energie komplementärer Spaltfragmente und der von diesen Fragmenten emittierten charakteristischen Röntgenstrahlen^[63]. Aus der Energie der Röntgenstrahlen wird die Kernladung der Fragmente berechnet. Die Massen der Spaltfragmente vor der Neutronenemission erhält man aus ihrer kinetischen Energie über die Erhaltung von Masse und Impuls (s. Abschnitt 7).

Bei diesem Verfahren wird in einem einzigen Experiment die Ladungsverteilung über den ganzen Massenbereich gemessen, ausgenommen die Massen mit geringer Ausbeute, die sich im Minimum oder an den Flanken der Ausbeutekurve befinden. Wegen der begrenzten Auflösung kann aber nur der mittlere Verlauf der wahrscheinlichsten Ladung Z_p in Abhängigkeit von der Masse bestimmt werden.

Bei einem weiteren Verfahren werden die Intensitäten der prompten Gammaübergänge vom 2^+ - zum 0^+ -Niveau der Grundzustands-Rotationsbande in „gerade-gerade“-Spaltprodukten gemessen. Daraus können die unabhängigen Ausbeuten dieser Spaltprodukte und damit die Ladungsdispersion in einigen Massenkettchen bestimmt werden. Diese Methode wurde bisher nur bei der Spontanspaltung des ^{252}Cf angewendet^[64].

Die neuesten mit physikalischen Methoden gemessenen Z_p -Werte^[62, 63] sind ebenfalls in Abb. 13 eingetragen. Man sieht, daß die Übereinstimmung mit den radiochemisch ermittelten Z_p -Werten recht gut ist.

Aus Abb. 13 geht deutlich hervor, daß die leichten Spaltfragmente eine höhere und die schweren Spaltfragmente eine niedrigere Ladungsdichte haben als der spaltende Kern. Die durchschnittliche Abweichung von der UCD-Regel beträgt etwa 0.5 Ladungseinheiten. Die ebenfalls in Abb. 13 eingezeichneten „normierten“ Z_p -Werte von *Wahl*^[56] sind für Massenzahlen $A_{s1} > 134$ ($A_{l1} < 102$) nach $Z_p = Z_p(\text{UCD}) - (0.45 \pm 0.1)$ berechnet worden. Diese Z_p -Funktion wurde mit der naheliegenden Annahme, daß bei einer symmetrischen Massenaufteilung auch eine symmetrische Ladungsverteilung auftritt, bis $A_{s1} = 118$ extrapoliert. Diese „normierten“ Z_p -Werte und $c = 0.80 \pm 0.14$ geben die experimentell bestimmten unabhängigen Ausbeuten am besten wieder.

Von der Spaltung anderer Kerne, z. B. ^{233}U und ^{239}Pu , mit thermischen Neutronen oder bei spontanspaltenden Kernen, wie ^{252}Cf , liegen wesentlich weniger Meßwerte zur Ladungsverteilung vor. Diese bestätigen aber den bei ^{235}U gefundenen Trend. Auch bei der symmetrischen Spaltung des ^{235}U sind die Daten zur Ladungsverteilung noch sehr unvollständig. Aus Abb. 13 geht hervor, daß bei den Massen 120–130 einige Z_p -Werte unterhalb der $Z_p(\text{UCD})$ -Geraden liegen. Es wäre wichtig zu zeigen, ob es sich hier um einen echten Effekt handelt (Einfluß der magischen Protonenzahl $Z=50$), daß also die Z_p -Kurve nicht sanft in die $Z_p(\text{UCD})$ -Linie übergeht, sondern diese bei Kernen um $Z=50$ erst überschreitet und

sich dann von der anderen Seite nähert. Messungen in diesem Massenbereich sind wegen der geringen Ausbeute der symmetrischen Spaltprodukte sehr schwierig. Hier ist die Konzeption einer neuen Experimentiermethodik notwendig, wie superschnelle Chemie in der Gasphase, schnelle chemische Trennungen und anschließende massenspektrometrische Messungen, Helium-Jet^[96] etc.

Wesentlich weniger weiß man über die Ladungsverteilung bei der Spaltung von Kernen mittlerer Anregungsenergie. Hier wurden bisher nur radiochemische und massenspektrometrische Methoden eingesetzt^[65–71]. Diese Messungen deuten darauf hin, daß mit zunehmender Anregungsenergie des spaltenden Kerns

1. die Z_p -Werte zu den β -stabilen Kernen hin verschoben werden und
2. die Weite der Ladungsdispersionskurven zunimmt.

So wurde bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen als wahrscheinlichste Ladung $Z_p = 55$ für die Spaltprodukte mit der Masse $A = 141$ gemessen (s. Abb. 12 und 13), d. h. es entsteht der Kern ^{141}Cs mit der größten Ausbeute. Die Anregungsenergie des spaltenden Kerns ^{236}U beträgt dabei $E_x = 6.5$ MeV. Bei der Spaltung von ^{236}U -Kernen mit einer Anregungsenergie von 39.3 MeV, die beim Beschuß von ^{232}Th mit 44.3 MeV-Alphateilchen entstehen, wurde $Z_p = 56$ gemessen^[70]. Die wahrscheinlichste Ladung ist also um eine Einheit zum β -stabilen Kern (^{144}Pr) der Massenkette 141 verschoben; jetzt entsteht das Spaltprodukt ^{144}Ba mit der größten Ausbeute. Radiochemische Messungen unabhängiger Ausbeuten sind bei der Spaltung mit mittlerer Anregungsenergie sogar leichter auszuführen als bei der Spaltung mit niedriger Anregungsenergie. Da die Z_p -Werte näher an die β -stabilen Kerne rücken, sind die unabhängigen Ausbeuten der Spaltprodukte, die gemessen werden können, höher und deshalb leichter zu bestimmen.

Die Interpretation der Ergebnisse von Ladungsverteilungsmessungen bei höher angeregten Kernen ist allerdings schwierig, weil man nicht weiß, wieviel Neutronen vor der Spaltung verdampfen und von den Spaltfragmenten selbst emittiert werden^[72, 73], denn bei Kernen, deren Anregungsenergie höher ist als die Bindungsenergie eines Neutrons oder mehrerer Neutronen, tritt die Neutronenemission mit der Spaltung in Konkurrenz. Der nach der Emission eines Neutrons zurückbleibende Kern kann wiederum entweder ein Neutron emittieren, wenn seine verbleibende Anregungsenergie dazu noch ausreicht, oder spalten. So entsteht ein Gemisch verschiedener spaltender Kerne („multiple-chance fission“).

10. Der Eigendrehimpuls der Spaltfragmente

Der über eine Kernreaktion gebildete spaltende Compound-Kern entsteht mit dem Drehimpuls \vec{J}_f , der sich aus dem Eigenspin des Geschoßteilchens \vec{J}_a und dem des Zielkerns \vec{J}_A und ihrem relativen Bahndrehimpuls \vec{l}_{AA} aufbaut. Der Erhaltungssatz des Drehimpulses verlangt nun, daß der Drehimpuls J_f bei der Spaltung des Compound-Kerns erhalten bleibt und sich auf die Eigendrehimpulse \vec{J}_{s_1} und \vec{J}_{l_1} der beiden Spaltfragmente und ihren relativen Bahndrehimpuls \vec{l}_{sl} aufteilt:

$$\vec{J}_A + \vec{J}_a + \vec{l}_{AA} = \vec{J}_f = \vec{J}_{s_1} + \vec{J}_{l_1} + \vec{l}_{sl}$$

Entstehen die primären Spaltfragmente mit beträchtlich größerem Drehimpuls als ihn der spaltende Kern besitzt (z. B.

spontanspaltendes ^{252}Cf mit Spin 0), dann muß auf irgendeine Art während des Spaltprozesses Drehimpuls in den Spaltfragmenten „erzeugt“ werden. Es können z. B. Drehkräfte auftreten, die durch elektrostatische Abstoßung auf die Fragmente einwirken, wenn der Kern im Augenblick der Spaltung eine gewisse Asymmetrie zeigt^[17, 4]. Der diagonale Teil der Coulomb-Abstoßung zwischen den asymmetrisch zueinander liegenden Spaltfragmenten setzt die Fragmente nach der Spaltung in entgegengesetzter Richtung um eine Achse senkrecht zur Spaltachse in Rotation. Die Spins der beiden komplementären Fragmente $J_{s_1}^+$ und $J_{l_1}^+$ können dann größer sein als der Spin des spaltenden Kerns, weil sie angenähert antiparallel sind und sich ganz oder fast aufheben. Es können aber auch zw

Kern erzeugten Drehimpulse als Bahndrehimpuls zwischen den Fragmenten auftritt^[8, 9, 77, 78].

In Abb. 14 ist schematisch der Zerfall der primären Spaltfragmente am Beispiel von ^{150}Pm gezeigt. Man kann sich vorstellen, daß die Fragmente nach der Spaltung so rotieren, daß ihre Drehimpulsvektoren in einer Ebene liegen, die senkrecht zur Symmetriechse des spaltenden Kerns ist. Die Spinverteilung der primären Spaltfragmente wird durch die Emission der prompten Neutronen und Gammastrahlen modifiziert. Größe und Orientierung des Drehimpulses der Fragmente beeinflussen besonders die Eigenschaften der Gammaemission. Die Messung der Zahl der Photonen pro Spaltfragment erlaubt, zusammen mit der Kenntnis der Multipolarität der

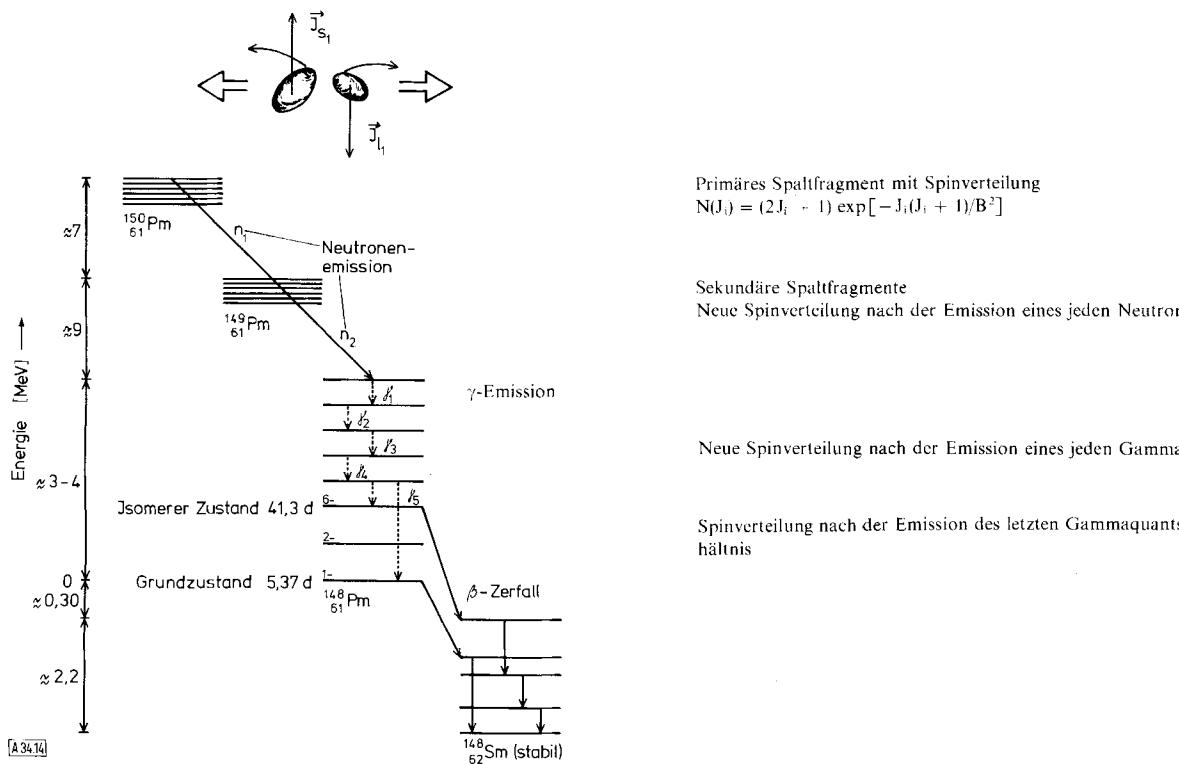


Abb. 14. Schematische Darstellung des Zerfalls des primären Spaltfragments ^{150}Pm durch Neutronen- und Gammaemission zum 1^- -Grundzustand (Halbwertszeit: 5.3d) und zum isomeren 6^- -Niveau (Halbwertszeit: 41.3 d) des Spaltprodukts ^{148}Pm und dessen Zerfall zum stabilen Endprodukt ^{148}Sm . Man kann sich vorstellen, daß die Spaltfragmente nach der Spaltung in entgegengesetzten Richtungen um Achsen senkrecht zur Spaltachse rotieren. Sie haben eine Anregungsenergie von ca. 20 MeV, die hauptsächlich durch die Emission von Neutronen abgegeben wird. Nach der Neutronenverdampfung wird die verbleibende Anregungsenergie durch die Emission von Gammaquanten entfernt. Der letzte Gammaübergang endet entweder auf dem isomeren Niveau oder auf dem Grundzustand.

schen Sattel- und Spaltkonfiguration durch Wechselwirkung der deformierten Fragmente in ihrem starken Coulomb-Feld Rotationszustände in ihnen angeregt werden, die den Eigendrehimpuls in den getrennten Fragmenten verursachen^[75, 52].

Kann man den Eigendrehimpuls der primären Spaltfragmente bestimmen, dann erhält man Auskunft über die Eigenschaften des spaltenden Kerns zwischen Sattelpunkt und dem Zustand kurz nach der Spaltkonfiguration. Wird der spaltende Compound-Kern mit hohem Drehimpuls erzeugt (z. B. hat der Compound-Kern ^{239}Pu , der beim Beschuß von ^{235}U mit ^3He -Teilchen von 36 MeV entsteht, einen mittleren Drehimpuls von 15 h ^[17, 61]), wird ein Teil als innerer Drehimpuls der Spaltfragmente auftreten. Messungen der Winkelverteilung von Spaltfragmenten bei der Spaltung mit mittlerer Anregungsenergie zeigen, daß nur ein kleiner Teil des im Compound-

Strahlung, den Spin der Fragmente abzuschätzen. Informationen über die Drehimpulsverteilung der primären Spaltfragmente lassen sich auch durch folgende Messungen an den prompten Gammastrahlen gewinnen^[79, 80]:

1. Durch die Messung der Winkelverteilung der von den Spaltfragmenten emittierten prompten Gammastrahlung.
2. Durch Messung von Energie und Intensität der von den $2^+, 4^+, 6^-$ - und 8^- -Niveaus ausgehenden prompten Gammaübergänge der Grundzustand-Rotationsbande in mehreren „gerade-gerade“-Spaltprodukten.

Eine weitere Methode, die Information über die Drehimpulsverteilung primärer Spaltfragmente gibt, beruht auf der radiochemischen Messung unabhängiger Isomerenverhältnisse von Spaltprodukten, d. h. des Verhältnisses der unabhängigen

Spaltausbeute eines längerlebigen Isomers eines Spaltprodukts (in Abb. 14 der 6^- -Zustand von ^{148}Pm mit einer Halbwertszeit von 41.3 d) zur unabhängigen Spaltausbeute des Grundzustands desselben Spaltproduktes (in Abb. 14 der 1^- -Grundzustand mit einer Halbwertszeit von 5.37 d). Der unabhängige Teil der Ausbeuten von Spaltprodukten entsteht ja direkt aus den primären Spaltfragmenten durch Emission der prompten Neutronen und Gammastrahlen, so daß die relative Populierung des Grundzustandes und des isomeren Zustandes eines Spaltproduktes beim Zerfall des primären Fragments untersucht wird. Das Isomerenpaar muß einen β -stabilen oder längerlebigen Vorgänger in seiner β -Zerfalls-Kette haben, so daß es nicht oder nur zu einem kleinen korrigierbaren Teil durch β -Zerfall seines Vorgängers entsteht^[9, 77].

Die Berechnung des Drehimpulses der primären Spaltfragmente aus den gemessenen relativen Ausbeuten der isomeren Spaltprodukte beruht auf den Vorstellungen des *Statistischen Modells*. Den Formalismus für die Berechnungen führten *Huizinga* und *Vandenbosch*^[8, 11] zur Berechnung von Isomerenverhältnissen bei Kernreaktionen wie (n, γ) und (p, n)-Reaktionen ein. Bei solchen Kernreaktionen kann die Drehimpulsverteilung der Compound-Kerne berechnet werden. Bei der Kernspaltung jedoch kann zwar die Drehimpulsverteilung des spaltenden Compound-Kerns berechnet werden, dann aber läßt sich die Aufteilung des Drehimpulses auf die primären Spaltfragmente nicht mehr genau verfolgen. Um aus den Isomerenverhältnissen von Spaltprodukten Informationen über den Eigendrehimpuls der primären Spaltfragmente zu erhalten, fragt man nun, welche Drehimpulsverteilung in den primären Spaltfragmenten vorliegen muß, um das beobachtete Isomerenverhältnis erklären zu können. Diese Spinverteilung wird durch die von den primären Spaltfragmenten emittierten Neutronen und Gammaquanten modifiziert, die Drehimpuls aus dem System entfernen (s. Abb. 14).

Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse einiger dieser Arbeiten. Eine vollständige Zusammenstellung aller experimentellen Ergebnisse (außer^[79] und^[82]) findet sich in^[83].

Tabelle 1. Mittlerer Drehimpuls von Spaltfragmenten aus radiochemischen Messungen von Isomerenverhältnissen und physikalischen Messungen an den prompten Gammastrahlen.

Spaltender Compound-Kern	Target	Projektion: Energie [MeV]	Methode [a]	Mittl. Drehimpuls der Spaltfragmente	Lit.
^{236}U	^{235}U	n _{th}	RC: $^{131}\text{Te}, ^{133}\text{Te}$	6	[84]
^{236}U	^{232}Th	$\alpha; 33$	RC: ^{131}Te	7	[84]
^{236}U	^{235}U	n _{th}	RC: ^{111}Pd	3–4	[85]
^{236}U	^{235}U	n _{th}	RC: ^{148}Pm	9	[21]
^{234}U	^{233}U	n _{th}	RC: ^{148}Pm	9	[21]
^{236}Np	^{235}U	p; 10	RC: ^{95}Nb	12	[86]
^{236}Np	^{235}U	p; 20–85	RC: ^{133}Xe	4–8	[87]
^{236}Np	^{235}U	p; 20–65	RC: ^{134}Cs	16	[88]
^{239}Pu	^{235}U	$\alpha; 27\text{--}44$	RC: ^{111}Pd	4–6	[76]
^{239}Pu	^{235}U	$\alpha; 27\text{--}44$	RC: ^{134}Cs	12–16	[76]
^{239}Pu	^{237}Np	d; 15–21	RC: ^{134}Cs	12–16	[76]
^{242}Pu	^{238}U	$\alpha; 35$	RC: ^{134}Cs	11	[82]
^{236}U	^{235}U	n _{th}	P1: Fragmente im Massenbereich 91.5–93.5 97.5–99.5 136–138 140–142	5.3 8.6 5.7 10.0	[80]
^{252}Cf	Spontanspaltung		P2: $^{100, 102}\text{Zr}$	6.4	[79]
			$^{112, 114, 116}\text{Pd}$	4.8	[79]
			$^{138, 140}\text{Xe}$	8.4	[79]
			$^{146, 148, 150}\text{Ce}$	8.9	[79]

[a] RC: Radiochemische Bestimmung des Isomerenverhältnisses an den aufgeführten Spaltprodukten; P1 bzw. P2: Ergebnisse der unter 1 bzw. 2 im Text beschriebenen Messungen an den prompten Gammastrahlen.

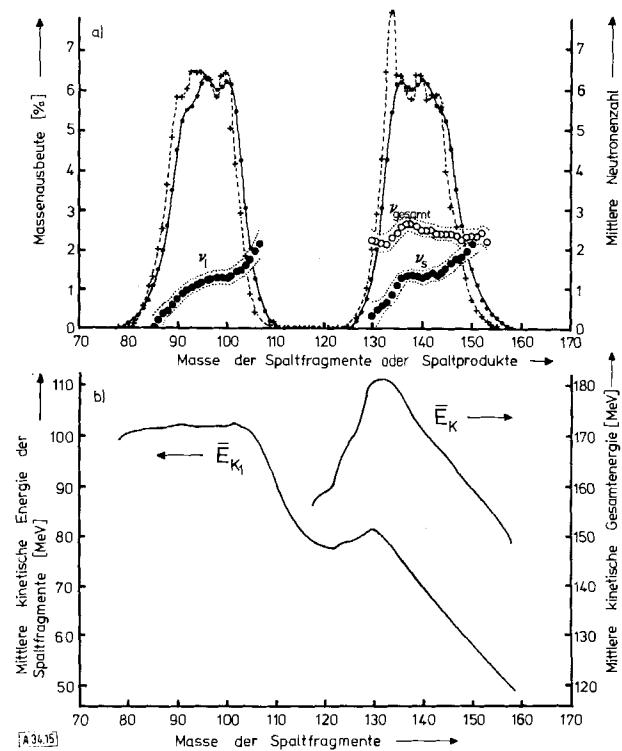


Abb. 15. a) Mittlere Zahl der von den Spaltfragmenten emittierten prompten Neutronen als Funktion der Fragmentmasse, erhalten durch Vergleich der Massenverteilung der primären Spaltfragmente vor der Neutronenemission (●) mit der Massenverteilung der Spaltprodukte nach der Neutronenemission (+) bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen. Die beiden Massenverteilungen sind eingezzeichnet, v_1 und v_2 sind die Zahl der abgedampften prompten Neutronen (nach [46, 47]). b) Mittlere kinetische Gesamtenergie und mittlere kinetische Energie der Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Masse für die Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen (nach [44]).

Aus den noch sehr unvollständigen experimentellen Daten lassen sich einige Schlußfolgerungen ziehen:

- Der Drehimpuls der aus demselben spaltenden Kern stammenden Fragmente aller Art schwankt nicht sehr stark, aber

- bei der symmetrischen Spaltung scheinen die Spaltfragmente einen kleineren Drehimpuls als bei der asymmetrischen Spaltung zu haben.
- Wird der spaltende Compound-Kern mit höherer Anregungsenergie und höherem Drehimpuls über Kernreaktionen mit geladenen Teilchen aufgebaut (die einen höheren Bahndrehimpuls einbringen als thermische Neutronen), scheint ein Teil dieses höheren Drehimpulses als innerer Drehimpuls der Spaltfragmente, der Rest als Bahndrehimpuls zwischen den auseinanderfliegenden Fragmenten aufzutreten.

11. Die kinetische Energie der Spaltfragmente

Wenn der angeregte Compound-Kern der Masse $M^*(A_f, Z_f)$ in die beiden Spaltfragmente $M_s(A_{s_1}, Z_{s_1})$ und $M_l(A_{l_1}, Z_{l_1})$ spaltet, dann ist die gesamte dabei freiwerdende Energie E_f gegeben zu

$$E_f = M^*(A_f, Z_f) - M_s(A_{s_1}, Z_{s_1}) - M_l(A_{l_1}, Z_{l_1})$$

Im Augenblick des Auseinanderbrechens des Kerns besteht die gesamte potentielle Energie der Spaltfragmente aus der gegenseitigen Coulomb-Energie E_c und der Deformationsenergie $E_d = E_{d,s} + E_{d,l}$ der beiden Fragmente. Die Differenz zwischen E_f und der potentiellen Energie liegt in Form innerer Anregungsenergie E'_x und Rotationsenergie E'_{rot} vor:

$$E_f - (E_c + E_d) = E'_x + E'_{rot}$$

Wenn die Fragmente auseinanderfliegen, wird die Coulomb-Energie zur kinetischen Energie der Spaltfragmente, und die Deformationsenergie jedes Fragments wandelt sich in innere Anregungsenergie um. Sind die beiden Fragmente unendlich weit voneinander getrennt, dann ist ihre gesamte kinetische Energie $E_K = E_c + E'_{rot}$ und ihre gesamte innere Anregungsenergie $E'_x = E_d + E'_x$, also

$$E_f = E_K + E_x$$

Die kinetische Gesamtenergie aller bekannten spaltbaren Kerne ist proportional zu $Z_f^2/A_f^{1/3}$. Das ist zu erwarten, wenn die kinetische Energie der Spaltfragmente hauptsächlich aus der Coulomb-Abstoßung der Fragmente nach der Spaltung herrührt. Bei symmetrischer Spaltung ($A_{s_1} = A_{l_1} = A_f/2$, $Z_{s_1} = Z_{l_1} = Z_f/2$) haben die beiden Fragmente, deren Ladungsschwerpunkte im Augenblick des Auseinanderbrechens den Abstand D haben, die Coulomb-Energie

$$E_K = \frac{Z_{s_1} \cdot Z_{l_1} \cdot e^2}{D} = \frac{Z_{s_1} \cdot Z_{l_1} \cdot e^2}{r_0 (A_{s_1}^{1/3} + A_{l_1}^{1/3})} = \text{const.} \frac{Z_f^2}{A_f^{1/3}}$$

r_0 ist der Kernradius-Parameter.

Durch Messung der kinetischen Energie E_K kann damit der mittlere Abstand D der Ladungsschwerpunkte (die nahezu mit den Massenschwerpunkten zusammenfallen) der Spaltfragmente im Augenblick des Auseinanderbrechens ermittelt werden.

Bei niedrigen und mittleren Anregungsenergien ein und desselben Kerns ist die kinetische Gesamtenergie nahezu unabhängig von der Anregungsenergie. Der mittlere Bruchabstand zwischen den Fragmenten bleibt also konstant, auch wenn die Anregungsenergie steigt. Die erhöhte Anregungsenergie des

spaltenden Compound-Kerns wird in Anregungsenergie der Fragmente umgewandelt.

Wenn man die kinetische Gesamtenergie der Spaltfragmente in Abhängigkeit von der Masse der Spaltfragmente aufträgt, dann wird eine Abnahme der kinetischen Energie bei symmetrischen Spaltungen beobachtet (Abb. 15b). Daraus lässt sich schließen, daß der Bruchabstand für symmetrische Spaltung größer ist als für asymmetrische.

12. Die Anregungsenergie der Spaltfragmente

Die Anregungsenergie $E_x = E_{x_s} + E_{x_l}$ erhält man durch Berechnen der gesamten bei der Spaltung freiwerdenden Energie E_f und Messen der kinetischen Gesamtenergie E_K . Die aus der symmetrischen Spaltung stammenden Fragmente haben also eine größere Anregungsenergie als die aus der asymmetrischen Spaltung. Die Spaltfragmente verlieren ihre Anregungsenergie durch die Emission der prompten Neutronen und Gammastrahlen. Ein Fragment mit der Anregungsenergie E_x kann dann eine mittlere Zahl von Neutronen v mit der Bindungsenergie E_{Bn} und der kinetischen Energie E_{Kn} emittieren und die Energie E_γ in Form von Gammastrahlen abgeben.

Die gesamte Anregungsenergie der bei einem Spaltprozeß auftretenden Fragmente teilt sich dann auf nach

$$E_x = E_{x_s} + E_{x_l} = v_s(E_{Bn_s} + E_{Kn_s}) + v_l(E_{Bn_l} + E_{Kn_l}) + E_\gamma$$

13. Die prompten Neutronen

Die Zahl der prompten Neutronen in Abhängigkeit von der Masse der Spaltfragmente kann auf zwei Arten ermittelt werden:

- Man erhält sie indirekt aus der Differenz zwischen der Massenverteilung der primären Fragmente und der Massenverteilung der Spaltprodukte. In Abb. 15a ist die Zahl der bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen abgedampften prompten Neutronen als Funktion der Spaltfragmentmasse dargestellt, die auf diese Weise ermittelt wurde.
- Sie kann direkt gemessen werden. Die Ergebnisse einiger solcher Messungen sind in Abb. 16 für die Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen wiedergegeben.

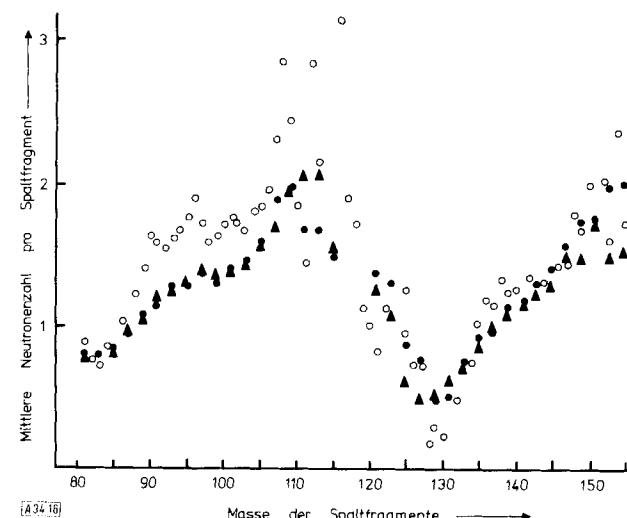


Abb. 16. Mittlere Zahl der von den Spaltfragmenten emittierten prompten Neutronen als Funktion der Fragmentmasse, erhalten durch direkte Zählung der Neutronen bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen. O, ▲ bzw. ● Ergebnisse von Milton und Fraser [109], Maslin et al. [110] bzw. Boldeman et al. [98].

Auch bei anderen spaltenden Kernen wurden sägezahnähnliche Verteilungskurven gemessen, aus denen hervorgeht, daß die leichten Fragmente bei annähernd symmetrischer Spaltung mehr Neutronen emittieren als die schweren Fragmente. Die Ursache dafür scheint eng mit der Deformierbarkeit der Spaltfragmente zusammenzuhängen. Fragmente mit vollständig oder nahezu abgeschlossenen Neutronen- und Protonenschalen ($Z=50$, $N=50$ oder 82) haben kugelförmige Gestalt und sind besonders schwer deformierbar, während die Fragmente mit nur teilweise gefüllten Schalen, wie die um die Massen 110 oder 160, ziemlich weich sind. Entstehen bei der Spaltung zwei Fragmente, von denen eines eine abgeschlossene Schale, das andere eine nur teilweise gefüllte Schale hat, dann wird der größte Teil der Deformationsenergie beim Bruch im „weichen“ Fragment und nur wenig im „harten“ Fragment mit der abgeschlossenen Schale stecken. Nach der Spaltung wird dann im weichen Fragment eine höhere Anregungsenergie enthalten sein. Deshalb wird es mehr Neutronen emittieren als das kugelförmige harte Fragment. Wenn beide Fragmente nur teilweise aufgefüllte Schalen haben und sich leicht deformieren, dann wird bei der Spaltung in beiden eine größere Menge Deformationsenergie gespeichert sein. Da die stark deformierten Fragmente außerdem einen größeren Abstand ihrer Ladungsschwerpunkte haben, wird ihre kinetische Energie kleiner sein (s. Abschnitt 11). Das ist z. B. der Fall bei der symmetrischen Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen. Die Zahl der von symmetrischen Fragmenten emittierten Neutronen ist größer (s. Abb. 16) und ihre mittlere kinetische Gesamtenergie ist kleiner (s. Abb. 15 b) als die asymmetrischer Fragmente.

Die mittlere Energie, die von den prompten Neutronen den Fragmenten entzogen wird und die sich aus Bindungsenergie und kinetischer Energie zusammensetzt, schwankt nicht stark und liegt bei allen Fragmenten zwischen 7 und 9 MeV. Die kinetische Energie, mit der die prompten Neutronen die Spaltfragmente bei der Spontanspaltung des ^{252}Cf verlassen, ist in Abb. 17 als Funktion der Masse der Spaltfragmente eingezeichnet.

Aus der kinetischen Energie der Neutronen, ihrer Bindungsenergie, die man mit einer Kernmassenformel berechnen kann, z. B. der von Myers und Swiatecki^[24], und der Neutronenausbeute als Funktion der Spaltfragmente läßt sich dann berechnen, wieviel Anregungsenergie der Fragmente von den Neutronen weggetragen wird.

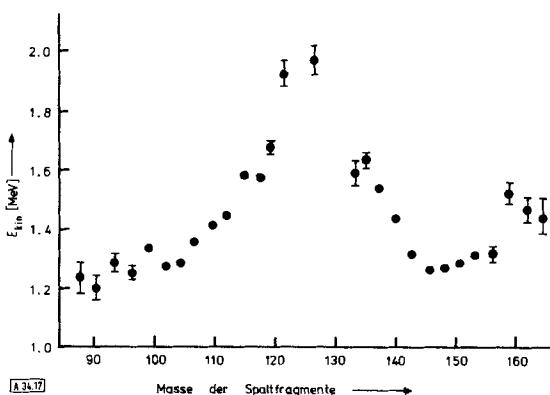


Abb. 17. Mittlere kinetische Energie (im Schwerpunktssystem) der prompten Neutronen (E_{kin}) als Funktion der Fragmentmasse bei der Spontanspaltung von ^{252}Cf (nach [99]).

14. Die prompten Gammastrahlen

Nach der Verdampfung der prompten Neutronen wird die restliche Anregungsenergie der Spaltfragmente durch die Emission von Gammastrahlen abgegeben (s. Abb. 14). Da die Zeit, in der die Gammastrahlen emittiert werden (10^{-10} – 10^{-12} s), wesentlich länger ist als die Zeit, in der die Neutronen abgedampft werden ($<10^{-14}$ s), kann man annehmen, daß die Emission der Gammaquanten erst erfolgt, wenn die Neutronen verdampft sind.

Abb. 18 zeigt mittlere Energie \bar{E}_{γ} und mittlere Anzahl \bar{N}_{γ} der von den Spaltfragmenten emittierten Gammastrahlen in Abhängigkeit von der Masse der Spaltfragmente. Beide Kurven sind sägezahnähnlich und lassen sich mit der Kurve vergleichen, die die mittlere Zahl der von den einzelnen Fragmenten emittierten Neutronen als Funktion der Fragmentmasse darstellt (Abb. 15a und 16).

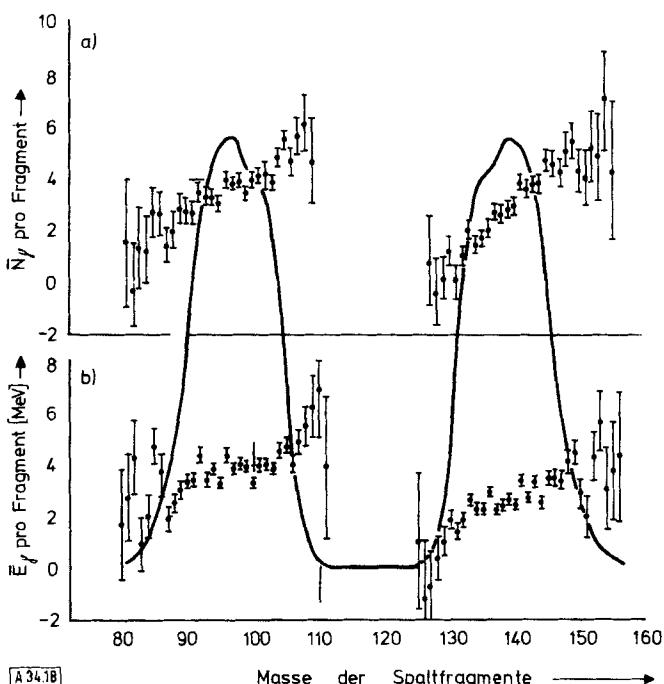


Abb. 18. Mittlere Energie (\bar{E}_{γ}) und mittlere Zahl (\bar{N}_{γ}) der von den Spaltfragmenten emittierten Gammaquanten als Funktion der Fragmentmasse bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen (nach [100]).

Spaltfragmente nahe den abgeschlossenen Schalen $Z=50$ und $N=82$, also mit einer Masse von etwa $A_{\text{s},1}=132$, emittierten im Mittel nur etwa halb so viel Gammastrahlen wie die komplementären Fragmente mit Massen von etwa $A_{1,1}=104$. Ein derartiges Phänomen wäre kaum zu erwarten, wenn das Verhältnis der Zahl der prompten Neutronen zur Zahl der Gammaquanten lediglich von der Anregungsenergie bestimmt werden würde. Höhere Anregungsenergie hätte stärkere Neutronenemission zur Folge. Auf die Zahl der Gammaquanten, die ein Spaltfragment emittiert, hat jedoch der Drehimpuls des Spaltfragments starken Einfluß. Der Drehimpuls wird durch die Emission prompter Neutronen nur um einige Einheiten reduziert. Besitzt das Fragment nach der Neutronenemission noch einen hohen Spin, dann wird der Spin durch eine Kaskade von Gammaquanten abgebaut, und die Emission von Gammaquanten relativ zu der von Neutronen wird erhöht. Allerdings muß bedacht werden, daß bei einem bestimmten Drehimpuls

die Gammakaskade auch von der Kernstruktur der Fragmente abhängt. Wenn diese eine geringere Niveaudichte haben, werden weniger Gammaquanten mit höherer Energie emittiert werden als von Kernen mit größerer Niveaudichte. *Nifenecker*^[89] hat die experimentellen Resultate zur Emission der prompten Neutronen und Gammaquanten zusammengefaßt und ausführlich diskutiert.

15. Schlußbemerkung

In diesem Fortschrittsbericht konnte nur eine sehr begrenzte Übersicht über die Ergebnisse und Probleme der Kernspaltung gegeben werden. Manche wichtigen experimentellen Resultate mußten ganz ausgelassen werden. So wesentliche Themen wie die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Spaltung unter den verschiedensten Bedingungen, die Spontanspaltung der schweren Kerne von ihrem Grundzustand aus, die Winkelverteilung der Spaltfragmente, die ternäre Spaltung, die verzögerten Neutronen und der radioaktive Zerfall der Spaltprodukte wurden überhaupt nicht oder nur kurisorisch behandelt. Auch unter diesen Themen findet der Radiochemiker viele reizvolle Probleme, deren Bearbeitung wichtige Aufschlüsse über das Phänomen „Kernspaltung“ ergeben kann.

Eingegangen am 9. April 1974,
ergänzt am 2. Juli 1974 [A 34]

- [1] O. Hahn u. F. Strassmann, Naturwissenschaften 27, 11 (1939).
- [2] O. Hahn u. F. Strassmann, Naturwissenschaften 27, 89 (1939).
- [3] L. Meitner u. O. R. Frisch, Nature 143, 239 (1939).
- [4] O. R. Frisch, Nature 143, 276 (1939).
- [5] L. A. Turner, Rev. Mod. Phys. 12, 1 (1940).
- [6] C. D. Coryell u. N. Sugarman in National Nuclear Energy Series: Radiochemical Studies: The Fission Products. McGraw-Hill, New York 1951.
- [7] W. Seelmann-Eggebert u. F. Strassmann, Z. Naturforsch. 2a, 80 (1947).
- [8] J. Halpern, Annu. Rev. Nucl. Sci. 9, 245 (1959).
- [9] J. R. Huizenga u. R. Vandenbosch in P. M. Endt u. P. B. Smith: Nuclear Reactions. North Holland, Amsterdam 1962, Bd. 2, S. 42.
- [10] E. K. Hyde: The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J. 1964, Bd. 3.
- [11] A. J. Obukhov u. N. A. Perfilov, Sov. Phys. Usp. 10, 559 (1968).
- [12] J. S. Fraser u. J. C. D. Milton, Annu. Rev. Nucl. Sci. 16, 379 (1966).
- [13] J. E. Gindler u. J. R. Huizenga in L. Yaffe: Nuclear Chemistry. Academic Press, New York 1968, Bd. 2, S. 1.
- [14] J. R. Huizenga, Science 168, 1405 (1970).
- [15] Proceedings of the IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg 1965. IAEA, Wien 1965.
- [16] Proceedings of the Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Wien 1969. IAEA, Wien 1969.
- [17] Proceedings of the Third IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, N. Y. 1973. IAEA, Wien 1974.
- [18] R. H. Jyer u. J. W. Cobble, Phys. Rev. Lett. 17, 541 (1966).
- [19] R. H. Jyer u. H. W. Cobble, Phys. Rev. 172, 1186 (1968).
- [20] K. W. MacMurdo u. J. W. Cobble, Phys. Rev. 182, 1301 (1969).
- [21] D. C. Aumann, W. Gückel u. H. Zeising, noch unveröffentlicht.
- [22] N. Bohr u. J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
- [23] R. W. Hasse, Ann. Phys. 68, 377 (1971).
- [24] W. D. Myers u. W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
- [25] V. S. Barashenkov, A. S. Iljinov u. V. D. Toneev, Nucl. Phys. A 206, 131 (1973).
- [26] S. G. Nilsson, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk., Mat. Fys. Medd. 29, Nr. 16 (1955).
- [27] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95, 420 (1967).
- [28] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 122, 1 (1968).
- [29] J. R. Nix, Annu. Rev. Nucl. Sci. 22, 65 (1972).
- [30] V. M. Strutinsky u. H. C. Pauli, siehe [16], S. 155.

- [31] M. Brack, J. Damgaard, H. C. Pauli, A. Stenholm-Jensen, V. M. Strutinsky u. C. Y. Wong, Rev. Mod. Phys. 44, 320 (1970).
- [32] H. C. Pauli, Phys. Rep. (Section C of Phys. Lett.) 7, 35 (1973).
- [33] M. G. Mustafa, U. Mosel u. H. W. Schmitt, Phys. Rev. C 7, 1519 (1973).
- [34] S. N. Polikanov, V. A. Druin, V. A. Karnaukhov, V. L. Mikheev, A. A. Pleve, N. K. Skobolev, V. G. Subbotin, G. M. Ter-Akop'yan, V. A. Fomichev, Sov. Phys. JETP 15, 1016 (1962).
- [35] S. M. Polikanov, Sov. Phys. Usp. 11, 22 (1968).
- [36] G. N. Flerov, Yu. P. Gangsksy, B. N. Markov, A. A. Pleve, S. M. Polikanov, H. Jungclaussen, Sov. J. Nucl. Phys. 6, 12 (1968).
- [37] H. C. Britt, At. Data Nucl. Data Tables 12, 407 (1973).
- [38] R. L. Fleischer, P. H. Price u. R. M. Walker, Annu. Rev. Nucl. Sci. 15, 1 (1965).
- [39] A. Michaudon, Advan. Nucl. Phys. 6, 1 (1973).
- [40] E. Migneco u. J. P. Theobald, Nucl. Phys. A 112, 603 (1968).
- [41] P. A. Russo, J. Pedersen u. R. Vandenbosch siehe [17], Bd. 1, S. 271.
- [42] H. J. Specht, J. Weber, E. Konecny u. D. Heunemann, Phys. Lett. 41 B, 43 (1972).
- [43] D. Benson, Jr., C. M. Lederer u. E. Cheifetz, Nucl. Phys. A 201, 445 (1973).
- [44] H. W. Schmitt, J. H. Neiler u. F. J. Walter, Phys. Rev. 141, 1146 (1966).
- [45] H. W. Schmitt, R. W. Lide u. F. Pleasanton, Nucl. Instrum. Methods 63, 237 (1968).
- [46] J. Terrell, siehe [15], Bd. 2, S. 3.
- [47] J. Terrell, Phys. Rev. 127, 880 (1962).
- [48] J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin, K. F. Flynn, A. Gorski u. R. K. Sjöblom, siehe [17], Bd. 2, S. 19.
- [49] W. John, E. K. Hulet, R. W. Lougheed u. J. J. Weselowski, Phys. Rev. Lett. 27, 45 (1971).
- [50] K. F. Flynn, F. P. Horwitz, C. A. A. Bloomquist, R. F. Barnes, R. K. Sjöblom, P. R. Fields u. L. E. Glendenin, Phys. Rev. C 5, 1725 (1972).
- [51] J. P. Balagna, G. P. Ford, D. C. Hoffman u. J. D. Knight, Phys. Rev. Lett. 26, 145 (1971).
- [52] J. R. Nix u. W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. 71, 1 (1965).
- [53] H. C. Pauli u. T. Ledergerber, Nucl. Phys. A 207, 1 (1973); siehe auch [17], Bd. 1, S. 463.
- [54] P. Möller u. J. R. Nix, siehe [17], Bd. 1, S. 103.
- [55] E. Konecny, H. J. Specht, u. J. Weber, Phys. Lett. 45 B, 329 (1973); siehe auch [17], Bd. 2, S. 3.
- [56] A. C. Wahl, A. E. Norris, R. A. Rouse u. J. C. Williams, siehe [16], S. 813.
- [57] H. O. Denschlag, Habilitationsschrift, Universität Mainz 1971.
- [58] G. Herrmann u. H. O. Denschlag, Annu. Rev. Nucl. Sci. 19, 1 (1969).
- [59] S. Amiel in L. Yaffe: Nuclear Chemistry. Academic Press, New York 1968, Bd. 2, S. 251.
- [60] E. Konecny, H. Gunther, H. Rösler, G. Siegert u. H. Ewald, Z. Phys. 231, 59 (1970).
- [61] K. Sistemich, P. Armbruster, J. Eidens u. E. Roeckl, Nucl. Phys. A 139, 289 (1969).
- [62] H. Gunther, G. Siegert, R. L. Ferguson, H. Ewald u. E. Konecny, Nucl. Phys. A 196, 401 (1972).
- [63] W. Reisdorf, J. P. Unik, H. C. Griffin u. L. E. Glendenin, Nucl. Phys. A 177, 337 (1971).
- [64] E. Cheifetz, J. B. Wilhelmy, R. C. Jared u. S. G. Thompson, Phys. Rev. C 4, 1913 (1971).
- [65] A. C. Pappas, J. Alstad u. E. Hagebo, siehe [16], S. 669.
- [66] H. Umezawa, S. Baba u. H. Baba, Nucl. Phys. A 160, 65 (1971).
- [67] H. Umezawa, J. Inorg. Nucl. Chem. 33, 2731 (1971).
- [68] H. Marshall u. L. Yaffe, J. Inorg. Nucl. Chem. 35, 1797 (1973).
- [69] L. D. Miller u. L. Yaffe, J. Inorg. Nucl. Chem. 35, 1805 (1973).
- [70] J. A. McHugh u. M. C. Michel, Phys. Rev. 172, 1160 (1968).
- [71] B. L. Tracy, J. Chaumont, R. Klapisch, J. M. Nitschke, A. M. Poskanzer, E. Roeckl u. C. Thibault, Phys. Rev. C 5, 222 (1972).
- [72] E. Cheifetz, Z. Fraenkel, J. Gabin, M. Lefort, J. Péter u. X. Tarrago, Phys. Rev. C 2, 256 (1970).
- [73] E. Cheifetz u. Z. Fraenkel, Phys. Rev. Lett. 21, 36 (1968).
- [74] M. Hoffman, Phys. Rev. B 133, 714 (1964).
- [75] O. Rasmussen, W. Nörenberg u. H. J. Mang, Nucl. Phys. A 136, 456 (1969).
- [76] D. C. Aumann u. J. E. Gindler, Argonne Nat. Lab. Rep. ANL-7930, S. 25 (1972).
- [77] H. Warhanek u. R. Vandenbosch, J. Inorg. Nucl. Chem. 26, 669 (1964).

- [78] R. Vandenbosch, H. Warhanek u. J. R. Huizenga, Phys. Rev. 124, 846 (1961).
- [79] J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson u. H. R. Bowman, Phys. Rev. C 5, 2041 (1972).
- [80] P. Armbruster, H. Labus u. K. Reichelt, Z. Naturforsch. 26a, 512 (1971).
- [81] J. R. Huizenga u. R. Vandenbosch, Phys. Rev. 120, 1305 (1960); R. Vandenbosch u. J. R. Huizenga, ibid. 120, 1313 (1960).
- [82] V. D. Loveland u. Y. S. Shim, Phys. Rev. C 4, 2282 (1971).
- [83] D. C. Aumann, Habilitationsschrift, Technische Universität München 1971.
- [84] D. G. Sarantites, G. E. Gordon u. C. D. Coryell, Phys. Rev. 138 B, 353 (1965).
- [85] D. C. Aumann, K. F. Flynn, J. E. Gindler u. L. E. Glendenin, J. Inorg. Nucl. Chem. 31, 1935 (1969).
- [86] C. Rudy, R. Vandenbosch u. C. T. Ratcliffe, J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 365 (1968).
- [87] J. H. Forster u. L. Yaffe, Can. J. Chem. 46, 1763 (1968).
- [88] G. B. Saha, J. Tomita u. L. Yaffe, Can. J. Chem. 46, 1763 (1968).
- [89] H. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet u. J. Poitan, siehe [17], Bd. 2, S. 117.
- [90] R. C. Ragaini, E. K. Hulet, R. W. Lougheed u. J. Wild, Phys. Rev. C 9, 399 (1974).
- [91] E. A. C. Crouch, At. Energy Res. Estab., Harwell (Great Britain), Rep. AERE-R 7209 (1973).
- [92] C. A. Fontenla, G. L. Griffith, R. B. Leachman u. A. M. Friedman, Proc. Int. Conf. Nuclear Physics, München 1973. North Holland, Amsterdam 1973, Bd. 1, S. 608.
- [93] R. L. Ferguson, F. Plasil, G. D. Alam u. H. W. Schmitt, Nucl. Phys. A 172, 33 (1971).
- [94] J. Weber, H. J. Specht, E. Konecny u. D. Heunemann, Nucl. Phys. A 221, 414 (1974).
- [95] D. C. Aumann u. E. Kowarschik, persönliche Mitteilung; E. Kowarschik, Diplomarbeit, Technische Universität München 1974.
- [96] D. C. Aumann u. D. Weismann, Nucl. Instrum. Methods 117, 459 (1974).
- [97] N. L. Lark, G. Sletten, J. Pedersen u. S. Björnholm, Nucl. Phys. A 139, 481 (1969).
- [98] J. W. Boldeman, A. R. De L. Musgrave u. R. L. Walsh, Aust. J. Phys. 24, 821 (1971).
- [99] H. R. Bowman, J. C. D. Milton, S. G. Thompson u. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 129, 2139 (1963).
- [100] F. Pleasanton, R. L. Ferguson u. H. W. Schmitt, Phys. Rev. C 6, 1023 (1972).
- [101] K. F. Flynn u. L. E. Glendenin, Argonne Nat. Lab. Rep. ANL-7749 (1970).
- [102] B. Laidler u. F. Brown, J. Inorg. Nucl. Chem. 24, 1485 (1962).
- [103] S. A. Karamyan, F. Nurmuratov, Yu. Ts. Oganesyan, Yu. E. Penianzhkevich, B. J. Pustyl'nik u. G. N. Flerov, Sov. J. Nucl. Phys. 8, 401 (1969).
- [104] R. Vandenbosch, T. D. Thomas, S. E. Vandenbosch, R. A. Glass u. G. T. Seaborg, Phys. Rev. 111, 1358 (1958).
- [105] R. C. Jensen u. A. W. Fairhall, Phys. Rev. 109, 942 (1958).
- [106] R. C. Jensen u. A. W. Fairhall, Phys. Rev. 118, 771 (1960).
- [107] T. T. Sugihara, J. Roesmer u. J. W. Meadows, Jr., Phys. Rev. 121, 1179 (1961).
- [108] E. F. Neuzil, M. E. Phelps u. F. Ross, J. Inorg. Nucl. Chem. 27, 1463 (1969).
- [109] J. C. D. Milton u. J. S. Fraser, siehe [15], Bd. 2, S. 39.
- [110] E. E. Maslin, A. L. Rodgers u. W. G. F. Core, Phys. Rev. 164, 1520 (1967).

Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs durch Mikroorganismen

Von Diethelm Kleiner^[*]

Zum Gedenken an Artturi Ilmari Virtanen

Die Erforschung der enzymatischen Assimilation von molekularem Stickstoff (N_2 -Fixierung) hat in den letzten Jahren entscheidende Fortschritte gemacht. Neben der rein wissenschaftlichen Seite dieses Vorgangs gewinnen auch die technologischen Aspekte immer mehr an Interesse. In diesem Fortschrittsbericht werden einige der wichtigsten Ergebnisse aus biochemischer Sicht zusammengefaßt.

1. Einleitung

Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs durch Mikroorganismen ist ein Vorgang, der an Wichtigkeit wohl nur von der Photosynthese übertroffen wird. Die Pionierarbeiten zu seiner Erforschung sind eng mit den Namen D. Burk, P. W. Wilson und A. J. Virtanen verknüpft. Aber erst nachdem es 1960 gelungen war, zellfreie Extrakte mit der Fähigkeit zur N_2 -Fixierung herzustellen^[1], nahm die biochemische Aufklärung der enzymatischen Vorgänge einen großen Aufschwung.

Abb. 1 zeigt den Stickstoffkreislauf in der Natur. Danach gelangt ein Teil des anorganischen Bodenstickstoffs durch Auswaschen ins Grundwasser, ein anderer geht durch die

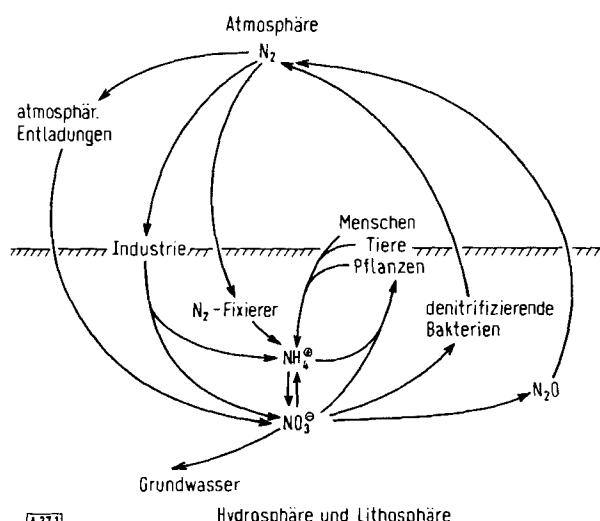


Abb. 1. Kreislauf des Stickstoffs in der Natur (nach [2]).

[*] Dr. D. Kleiner
Chemisches Laboratorium der Universität
78 Freiburg, Albertstraße 21