

KAPITEL IV

Kernenergie

IV.1	Induzierte Spaltung	93
IV.1.1	Grundlagen der induzierten Spaltung	93
IV.1.2	Neutronenquerschnitte	95
IV.1.3	Spaltprodukte	96
IV.2	Kettenreaktion	97
IV.2.1	Grundlagen	97
IV.2.2	Kernenergie	98
IV.2.3	Reaktortypen	100
IV.3	Kernfusion	100

IV.1 Induzierte Spaltung

In § [III.3.5 e](#) haben wir gesehen, dass die sonst energetisch mögliche spontane Spaltung eines Atomkerns durch eine (Coulomb-)Potentialbarriere verhindert werden kann. Um diese “Spaltbarriere” zu überwinden, kann dem Kern Energie zugeführt werden: wenn das derart angeregte Nuklid eigentlich Spaltung unterliegt, handelt es sich dann um *induzierte Spaltung*.

IV.1.1 Grundlagen der induzierten Spaltung

Eine nicht-vernachlässigbare Energieabsorption mit anschließender Spaltung kann hauptsächlich anhand des Einfangs von Neutronen stattfinden: positiv geladene Teilchen — meistens Protonen oder α -Teilchen — werden durch die positive elektrische Ladung des Kerns abgestoßen und sollen deshalb eine hohe kinetische Energie haben. Wiederum können negativ geladene Teilchen — insbesondere Elektronen — nicht wirksam Spaltungen induzieren, denn ihre Wechselwirkung mit dem Kern ist elektromagnetischer Natur und kann daher die Struktur des Kerns für übliche Energien nicht stark modifizieren. Im Folgenden wird also nur die durch Neutronen induzierte Spaltung diskutiert. Außerdem wird nur der Fall nicht-relativistischer Neutronen — d.h. mit einer kinetischen Energie $E_{n_{\text{kin}}} \ll 1 \text{ GeV}$ — in Betracht gezogen.

Die Reaktion $n + {}_Z^A X$ führt zuerst zum angeregten *Compoundkern*^(xlv) ${}^{A+1}_Z X^*$.

Unter der Annahme, dass sich die kinetische Energie $E_{n_{\text{kin}}}$ des eingebrachten Neutrons sofort auf *alle* Nukleonen des Zielkerns verteilt („Sandsackmodell“^(xlvi)), hat keines von den Nukleonen des Zwischenkerns genügend Energie, um das Nuklid sofort wieder zu lassen: der Zwischenzustand ist gebunden und kann also als einen Kern betrachtet werden. Wegen der zugeführten kinetischen Energie ist dieser Compoundkern aber sehr deformiert und daher instabil, so dass er nach kurzer Zeit $\approx 10^{-19} \text{ s}$ zerfällt.

Im Rahmen des Tröpfchenmodells des Atomkerns hat Niels Bohr 1936 die Streuung von zwei Kernen als eine Kollision von zwei Flüssigkeitstropfen beschrieben. Die Tropfen können sich vereinigen und einen großen, meist schnell vibrierenden und rotierenden Tropf bilden, der wegen der zugefügten Energie instabil ist und wieder zerfällt.

^(xlv)compound nucleus ^(xlvi)sandbag model

Der angeregte Compoundkern (oder „Zwischenkern“) ${}^{A+1}_Z X^*$ kann dann über verschiedene Kanäle zerfallen:

- Somit kann er ein Neutron emittieren — möglicherweise mit derselben (kinetischen) Energie als diejenige des einfallenden Neutrons, so dass der insgesamt lautende Prozess $n + {}^A_Z X \rightarrow n + {}^A_Z X$ elastisch ist; sonst ist die Streuung „semi-elastisch“.
- Der Compoundkern kann seine Anregungsenergie durch die Emission eines Photons abgeben, um in den Grundzustand des Isotops ${}^{A+1}_Z X$ überzugehen. Der insgesamt realisierte Prozess $n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_Z X + \gamma$ heißt dann *radiativer (Neutronen)Einfang*.⁽⁷¹⁾
- Schließlich kann der Compoundkern spalten, d.h. induzierte Spaltung findet statt.

Den verschiedenen Möglichkeiten werden zugehörige Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{el.}}$, $\sigma_{\text{s.-el.}}$, $\sigma_{(n,\gamma)}$, und σ_f zugeordnet. Zusammen tragen sie zum totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für den Prozess $n + {}^A_Z X$ bei, zu dem möglicherweise noch andere (inelastischen) Kanäle beitragen. Diese sogenannten *Neutronenquerschnitte* werden in § IV.1.2 diskutiert.

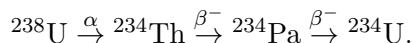
Wichtiges Beispiel eines spaltbaren Kerns: Uran

Die Eigenschaften der induzierten Spaltung werden aufgrund seiner wirtschaftlichen Bedeutung am Beispiel des Urankerns dargestellt. Uran (${}_{92}^{\text{U}}$) besitzt drei natürlich vorkommende Isotope:

Isotop	Halbwertszeit $T_{1/2}$	heutiger Anteil ⁽⁷²⁾
${}^{234}\text{U}$	$2,455 \cdot 10^5$ Jahre	0,0054%
${}^{235}\text{U}$	$7,04 \cdot 10^8$ Jahre	0,7204%
${}^{238}\text{U}$	$4,468 \cdot 10^9$ Jahre	99,2742%

Wegen seiner geringen Häufigkeit wird ${}^{234}\text{U}$ nicht weiter in Betracht kommen.

Bemerkung: Während ${}^{235}\text{U}$ und ${}^{238}\text{U}$ hauptsächlich primordialer Ursprung sind (vgl. Abschn. III.2), kann es wegen seiner Halbwertszeit nicht (mehr) der Fall von ${}^{234}\text{U}$ sein. Das letztere Isotop gehört aber der $4n + 2$ -Zerfallsreihe und wird ständig durch den Zerfall von ${}^{238}\text{U}$ erzeugt:



Für die neutroneninduzierten Reaktionen mit ${}^{235}\text{U}$ und ${}^{238}\text{U}$ kann man die Energiebilanz schreiben, um die Anregungsenergie des dabei erzeugten Compoundkerns zu bestimmen. Dabei bezeichnet $E_{n\text{kin}}$ die kinetische Energie des Neutrons relativ zum Ruhesystem des Urankerns:

– $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{236}\text{U}^*$: Im Ruhesystem des ${}^{235}\text{U}$ -Kerns lautet die Erhaltung der Energie in der Reaktion⁽⁷³⁾

$$m({}^{236}\text{U}^*)c^2 = m_n c^2 + E_{n\text{kin}} + m({}^{235}\text{U})c^2.$$

Daher beträgt die Anregungsenergie $E^* = [m({}^{236}\text{U}^*) - m({}^{236}\text{U})] c^2$ des erzeugten Compoundkerns ${}^{236}\text{U}^*$

$$E^* = [m({}^{235}\text{U}) + m_n - m({}^{236}\text{U})] c^2 + E_{n\text{kin}} = S_n({}^{236}\text{U}) + E_{n\text{kin}},$$

wobei $S_n({}^{236}\text{U}) \simeq 6,5$ MeV die Separationsenergie (I.26a) für die Abspaltung eines Neutrons ist.

Die Spaltschwelle für ${}^{236}\text{U}$ ist $\Delta E_{\text{Sp}}({}^{236}\text{U}) \simeq 5,7$ MeV. Daher ist die Anregungsenergie E^* größer als diese Spaltschwelle für jeden Wert der kinetischen Energie $E_{n\text{kin}}$ des Neutrons: der erzeugte angeregte Compoundkern ${}^{236}\text{U}^*$ kann spalten, ohne eine Energiebarriere zu überwinden zu haben.

⁽⁷¹⁾Die in der Kernphysik übliche Notation für diesen Prozess ist ${}^A_Z X(n, \gamma)$.

⁽⁷²⁾Dabei handelt es sich um das durchschnittliche Isotopenverhältnis heutzutage auf der Erde.

⁽⁷³⁾Die Rückstoßenergie des Compoundkerns wird vernachlässigt.

- $n + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{239}\text{U}^*$: Ähnlich dem Fall der induzierten Spaltung von ${}^{235}\text{U}$ findet man, dass die Anregungsenergie des Compoundkerns ${}^{239}\text{U}^*$ durch $E^* = S_n({}^{239}\text{U}) + E_{n\text{kin}}$ gegeben ist. Der gu-Kern ${}^{239}\text{U}$ besitzt ein ungepaartes Neutron, dessen Separationsenergie signifikant kleiner als jene des gg-Kerns ${}^{236}\text{U}$ ist: $S_n({}^{239}\text{U}) \simeq 4,8 \text{ MeV}$. Dies ist kleiner als die Höhe $\Delta E_{\text{Sp}}({}^{239}\text{U}) \simeq 6,2 \text{ MeV}$ der Spaltbarriere von ${}^{239}\text{U}$: Um eine Spaltung induzieren zu können, ist eine kinetische Energie des Neutrons $E_{n\text{kin}} > 1,4 \text{ MeV}$ nötig, sonst ist die Anregungsenergie des erzeugten Compoundkerns nicht hoch genug, um die Spaltbarriere zu überwinden.

Deshalb ist die Neutron-induzierte Spaltung von ${}^{235}\text{U}$ leichter als diejenige von ${}^{238}\text{U}$. Allgemein sind die gu-Kerne — ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$ — leichter spaltbar^(xlvi) als die gg-Kerne — ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{240}\text{Pu}$, ${}^{242}\text{Pu}$.

Bemerkung: Die traditionelle Terminologie ist leicht irreführend: man spricht von der induzierten Spaltung von ${}_Z^A\text{X}$, obwohl das Nuklid, das eigentlich spaltet, der Compoundkern ${}_Z^{A+1}\text{X}^*$ ist. Ähnlich sagt man, dass ${}^{235}\text{U}$ leichter spaltbar als ${}^{238}\text{U}$ ist, obwohl die spaltenden Kerne die angeregten Nuklide mit einem zusätzlichen Neutron sind.

^(xlvi)fissile