

10 Kerne und Teilchen

10.1 Atomkerne

10.1.1 Hierarchie der Größenskalen

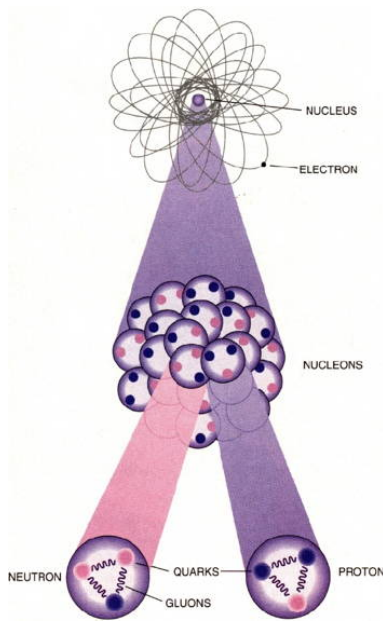


Abbildung 10.1: Aufbau von Atomen und Kernen.

Die Physik diskutiert den Aufbau der Materie in einer Reihe von hierarchisch geordneten Stufen, wie in Abb. 10.1 dargestellt. In der Atomphysik wird der Aufbau der Atome aus Kern und Elektronenhülle untersucht. In der Kernphysik werden die Kerne als Ansammlungen von Protonen und Neutronen untersucht. Die Bestandteile der Nukleonen, die Quarks, werden in der Teilchenphysik beschrieben, zusammen mit den Austauschteilchen (z.B. Gluonen), welche die Quarks zusammenhalten.

Die Größe eines Atomkerns ist im Bereich von $< 10^{-14}$ m, also rund vier Größenordnungen kleiner als der Durchmesser eines Atoms. Aus der Größenskala kann man sich, mit Hilfe der Unschärferelation

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

auch die Energieskala überlegen: Da die Teilchen in einem Bereich Δx lokalisiert sind, muss die Unschärfe des Impulses $\Delta p \geq \hbar/(2\Delta x)$ betragen. A die kinetische Energie gegeben ist durch

$$\mathcal{E}_{kin} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2}.$$

Für den leichtesten Atomkern, das Proton, sind $m = 1,7 \cdot 10^{-27}$ kg und $\Delta x \approx 10^{-15}$ m. Dies ergibt

$$\mathcal{E}_{kin}(p) = \frac{10^{-68}}{3,4 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-30}} \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ J} \approx 20 \text{ MeV}.$$

Die Energieskala von Atomkernen liegt somit im Bereich von MeV, etwa 3 Größenordnungen oberhalb der atomaren Skala. Diese großen Skalenunterschiede sind die wichtigste Voraussetzung für die Trennung zwischen Atom- und Kernphysik.

10.1.2 Nukleonen

Die Atomkerne bestehen aus Protonen (Ladung $+e$) und Neutronen (ungeladen). Beide zusammen werden als Nukleonen bezeichnet. Da ein Atom als ganzes neutral ist, entspricht die Zahl der Protonen gerade der Zahl der Elektronen in der Hülle. Von jedem Element existieren unterschiedliche Isotopen; diese unterscheiden sich durch die Zahl der Neutronen. Die Zahl der Nukleonen wird durch die Massenzahl $A = Z + N$ bezeichnet; Z bezeichnet die Anzahl der Protonen und wird als Kernladungszahl oder Ordnungszahl bezeichnet, während N die Zahl der Neutronen bezeichnet. Man bezeichnet Atomkerne mit Hilfe von Indizes ${}^A_Z\text{K}_N$, wobei häufig nur die Massenzahl A , teilweise noch die Ordnungszahl Z angegeben wird. K ist das chemische Symbol für das entsprechende Element.

Beispiele:

- ${}^1_1\text{H}$ gewöhnlicher Wasserstoff
- ${}^2_1\text{H}$ = D schwerer Wasserstoff, Deuterium

- $^{12}_6\text{C}$ häufigstes Kohlenstoff-Isotop

Die Massenzahl A gibt in erster Näherung auch an, wie schwer ein Atom ist, und zwar als Vielfaches der Masse des einfachen Wasserstoffatoms.

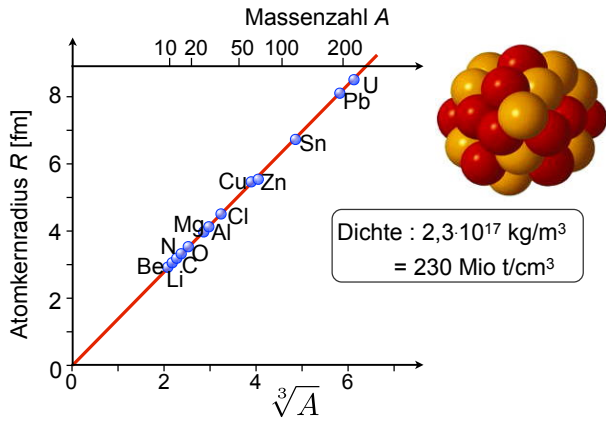


Abbildung 10.2: Radius der Atomkerne gegen die dritte Wurzel aus der Kernmasse.

Die Durchmesser der Atomkerne sind in etwa proportional zur dritten Wurzel aus der Anzahl der enthaltenen Nukleonen. Abb. vergleicht die Daten für einige Kerne mit der genannten Abhängigkeit. Offenbar nehmen also die Nukleonen ein konstantes Volumen ein. Daraus erhält man einen Nukleonradius von $1.2 \cdot 10^{-15}$ m und eine Dichte der Kernmaterie von $2.3 \cdot 10^{17}$ kg/m³ oder 230 Mio t pro Kubikzentimeter.

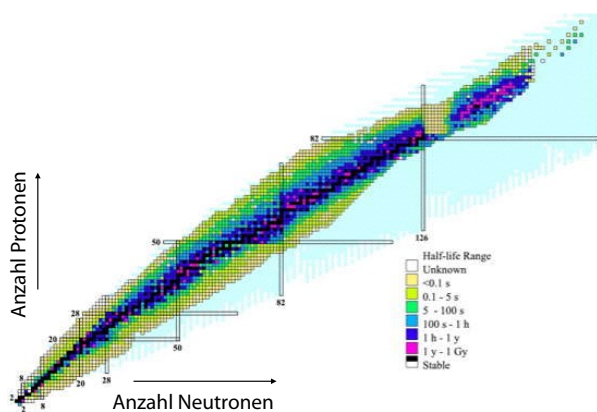


Abbildung 10.3: Nuklidkarte.

Abb. 10.3 trägt die Isotope in einem Raster auf, wel-

cher entlang der beiden Achsen die Anzahl der Protonen und Neutronen enthält. Dies wird als Nuklidkarte bezeichnet

10.1.3 Bindungsenergie und Massendefekt

Vergleicht man die Massenzahl der einzelnen Isotope mit ihrer exakten Masse so findet man Abweichungen. So ist z.B. die Masse von

$$m(^{16}_8\text{O}) = 15,99492 \text{ u},$$

während die Masse der Bestandteile

$$8m_p + 8m_n + 8m_e = 16,13192 \text{ u}$$

beträgt. Die Differenz $\Delta m = 0,137$ u stellt die Bindungsenergie der Nukleonen dar, welche gemäß der Einstein'schen Beziehung $E = mc^2$ verändert. Die Einheit der atomaren Massenskala ist auch nicht durch das ^1H Isotop definiert, sondern als 1/12 der Masse von ^{12}C .

Die Bindungsenergie, also der Zusammenhalt unter den Nukliden wird durch die Kernkräfte, resp. die sogenannte starke Wechselwirkung bestimmt. Diese ist deutlich stärker als die Coulomb-Wechselwirkung, sie ist jedoch nur sehr kurzreichweitig. Sie binden Protonen und Neutronen gleich stark, d.h. sie sind nicht von der elektrischen Ladung abhängig.

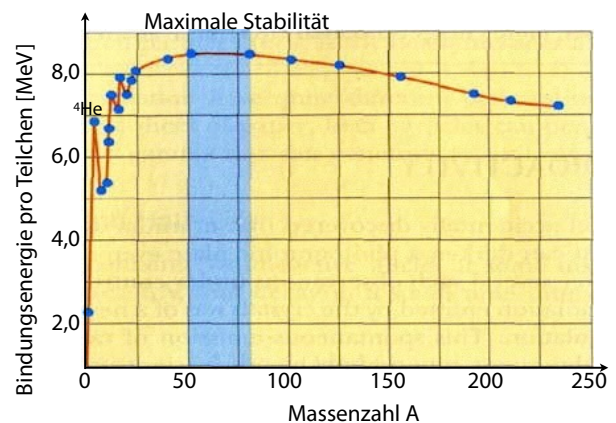


Abbildung 10.4: Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Massenzahl.

Bestimmt man die Bindungsenergie pro Nukleon (→ Abb. 10.4) so findet man für sämtliche Kerne sehr

ähnliche Werte von ca. 8 MeV, wobei sie für leichte Kerne (z.B. ${}^2\text{H}$) deutlich niedriger liegt und bei hohen Kernmassen wieder etwas niedriger liegt. Der Grund für diesen leichten Anstieg ist vor allem die Coulomb-Abstoßung zwischen den Protonen, welche mit großen Ordnungszahlen stark zunimmt.

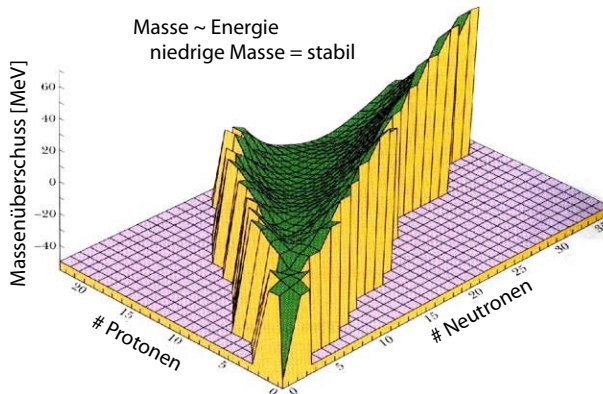


Abbildung 10.5: Massenüberschuss als Funktion von Ordnungszahl und Neutronenzahl.

Die Bindungsenergie hängt aber auch vom Verhältnis Protonen zu Neutronen ab, wie in Abb. 10.5 gezeigt. Bei niedrigen Nukleonenzahlen sind die Kerne am stabilsten, welche etwa gleich viele Neutronen wie Protonen enthalten. Man kann dies anhand eines Schalenmodells analog zum atomaren Schalenmodell erklären. Bei schwereren Kernen nimmt die Anzahl der Neutronen relativ zu der Anzahl Protonen zu, da Neutronen nicht durch die zunehmende Coulomb-Wechselwirkung abgestoßen werden.

Ober- und unterhalb dieser Linie der stabilen Nuklide liegen instabile Kerne, welche eine begrenzte Lebensdauer besitzen und in die stabilen Nuklide zerfallen. Nuklide, die oberhalb der Stabilitätslinie stehen, also zu viele Protonen enthalten, zerfallen unter Umwandlung eines Protons in ein Neutron; dies geschieht durch Einfangen eines Elektrons aus einer tiefliegenden Schale, resp. Emission eines Positrons (eines Antiteilchens zum Elektron). Kerne unterhalb der Stabilitätslinie zerfallen meist durch Emission eines Elektrons, wodurch ein Neutron in ein Proton umgewandelt wird.

Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ist außerdem spinabhängig: parallele Spins werden stär-

ker gebunden als antiparallele. So ist z.B. Im Deuterium nur die Kombination von Proton und Neutron stabil, bei der die Spins parallel stehen; die antiparallele Kombination ist instabil.

10.1.4 Das Tröpfchenmodell

Diese experimentellen Fakten können mit Hilfe des sogenannten Tröpfchenmodells beinahe quantitativ erklärt werden. Dieses wurde zuerst von Gamow¹ vorgeschlagen und von Carl Friedrich von Weizsäcker ausgearbeitet. Es führt die Bindungsenergie auf wenige Kräfte zurück:

- Eine starke anziehende Kernkraft von etwa 8 MeV/Nukleon. Deren Reichweite ist so kurz, dass sie praktisch nur zwischen jeweils direkt benachbarten Nukleonen wirkt. Daraus ergibt sich, dass die Massendichte in allen Atomkernen weitgehend gleich ist, ähnlich wie in einem Flüssigkeitstropfen. Die resultierende Dichte ist aber etwa 14 Größenordnungen höher.
- Die Coulomb-Abstoßung der Protonen. Diese ist schwächer als die Kernkraft, hat aber eine lange Reichweite. Dies führt zur Abnahme der Stabilität von Kernen mit vielen Protonen.
- Die Oberflächenenergie O : Diese berücksichtigt, dass die Nukleonen an der Oberfläche des Kerns weniger Nachbarn haben und deshalb weniger stark gebunden sind. Sie ist proportional zur Oberfläche und damit $O \propto A^{2/3}$ mit A =Anzahl Nukleonen.
- Die Asymmetrieenergie: Sie berücksichtigt, dass ein Überschuss an Neutronen die Coulomb-Abstoßung reduziert. Andererseits sind die zusätzlichen Neutronen weniger stark gebunden. Die Asymmetrieenergie kann geschrieben werden als

$$B_{as} = -a_{as} \frac{(A - 2Z)^2}{A},$$

mit Z der Ordnungszahl, d.h. der Zahl der Protonen. Sie verschwindet wenn die Zahl der Protonen gleich der Zahl der Neutronen ist.

¹George Anthony Gamow (1904-1968)

- Die Paarungsenergie: Sie berücksichtigt dass aufgrund des Pauliprinzips jeweils maximal zwei Neutronen und Protonen mit entgegengesetztem Spin im gleichen Zustand sein können. Sie ist deshalb positiv wenn die Zahl der Protonen und Neutronen gerade ist und negativ wenn sie ungerade sind.

Zusammen lautet der Ausdruck für die Bindungsenergie eines Kerns im Tröpfchenmodell

$$E_B(Z,A) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{as} \frac{(A - 2Z)^2}{A} + B_4$$

mit B_4 der Paarungsenergie. Die Konstanten haben die Werte

	a_v	a_s	a_c	a_{as}	B_4
[MeV]	14,1	13	0,6	19	33,5

10.1.5 Das Schalenmodell des Kerns

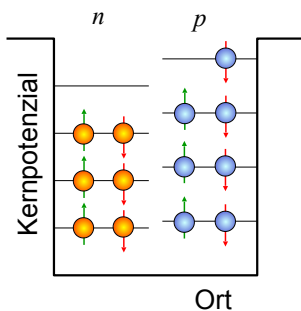


Abbildung 10.6: Paarweise Anordnung von Neutronen und Protonen im Kernpotenzial.

Experimente zeigen, dass Kerne in höhere (diskrete) Energiezustände angeregt werden können und umgekehrt beim Übergang in tiefere Energiezustände analog zu den Übergängen in der Elektronenhülle ein Photon hoher Energie (γ -Quanten) ausgesendet wird. Wie in Abb. 10.6 gezeigt, deuten diese Experimente darauf hin, dass Neutronen und Protonen im Kern paarweise Zustände besetzen, welche analog zu den Atomorbitalen diskrete Energien besitzen.

Die starken Kernkräfte haben eine sehr kleine Reichweite ($< 10^{-15}$ m). Daher wird die Kraftwirkung gut

durch ein mit der Entfernung stark ansteigendes Potential (Woods-Saxon-Potential) angenähert:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

Näherungsweise werden die Energieniveaus durch die Niveaus eines 3D-harmonischen Oszillators beschrieben. Sie bilden eine schalenartige Struktur, welche für bestimmte Zahlen besonders stabile Kerne ergibt. Sind die niedrigsten Zustände der Neutronen und Protonen jeweils durch Paare mit entgegengesetztem Spin besetzt, so sind die Atome auch etwas stabiler als bei ungeraden Zahlen. Dieses Modell wird als das Schalenmodell des Kerns bezeichnet.

10.1.6 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Während man zunächst glaubte, dass Protonen und Neutronen neben den Elektronen die eigentlichen Grundbestandteile der Materie darstellen, fand man bei genaueren Untersuchungen, dass auch diese Teilchen wieder aus kleineren Teilchen zusammengesetzt sind.

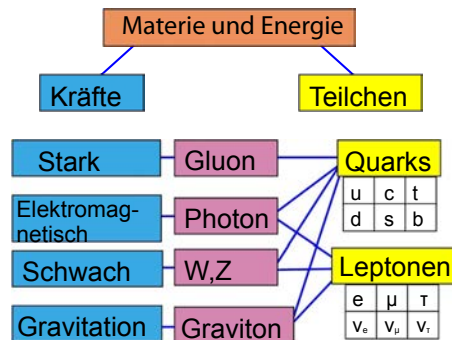


Abbildung 10.7: Die Bestandteile des Standardmodells der Teilchenphysik.

In den letzten Jahren wurde das „Standardmodell der Teilchenphysik“ entwickelt, welches den Aufbau der bekannten Materie beschreibt, sowie der Kräfte, welche diese beeinflussen. Wie in Abb. 10.7 gezeigt, sind vier Grundkräfte bekannt, welche als starke und schwache Kernkraft, elektromagnetische und Gravitationskraft bezeichnet werden. Die ersten zwei haben wir hier nicht behandelt; sie spielen nur auf sehr

kleinen Dimensionen (innerhalb eines Atomkerns) eine Rolle. Jede dieser Kräfte wird von einem Teilchen vermittelt. Die Materie ist aus zwei Arten von Elementarteilchen aufgebaut: Quarks und Leptonen. Von beiden Arten sind je sechs Teilchen bekannt (sowie deren Antiteilchen).

Quarks			Leptonen			Mesonen	
u	360 MeV	+2e/3	e ⁻	0.511 MeV	-e	π ⁺	
d	360 MeV	-1e/3	μ ⁻	107 MeV	-e	π ⁻	
c	1500 MeV	+2e/3	τ	1784 MeV	-e	K ⁺	
s	540 MeV	-1e/3	ν _e	<30eV	0	K ⁻	
t	173 GeV	+2e/3	ν _μ	<0.5MeV	0		
b	5 GeV	-1e/3	ν _τ	<250 MeV	0		

Abbildung 10.8: Eigenschaften der wichtigsten Teilchen.

Abb. 10.8 zeigt die wichtigsten Eigenschaften der Teilchen. Die Quarks unterscheiden sich primär durch ihre Masse. Es kommen außerdem zwei unterschiedliche Ladungen vor: $2e/3$ und $-1e/3$. Die Bestandteile der Atomkerne, d.h. Protonen und Neutronen, sind aus den u- (up-) und d- (down) Quarks zusammengesetzt. Es gibt weitere Möglichkeiten, Quarks in Dreiergruppen zusammenzufügen. Außerdem können Quarks auch mit Antiquarks zu einer Zweiergruppe verbunden werden. Diese Paare stellen dann (kurzlebige) Teilchen dar, welche als Mesonen bezeichnet werden.

10.2 Radioaktivität

10.2.1 Historisches, Grundlagen

Die Radioaktivität wurde im Jahre 1896 entdeckt, als Becquerel feststellte, dass Uransalze Strahlen aussenden, welche den damals erst entdeckten Röntgenstrahlen sehr ähnlich waren. Eine Reihe weiterer Arbeiten ergaben in der Folge, dass die Kerne unterschiedliche Zerfallmechanismen aufweisen, welche unter anderem aufgrund der dabei entstehenden hochenergetischen Strahlung unterschieden werden können.

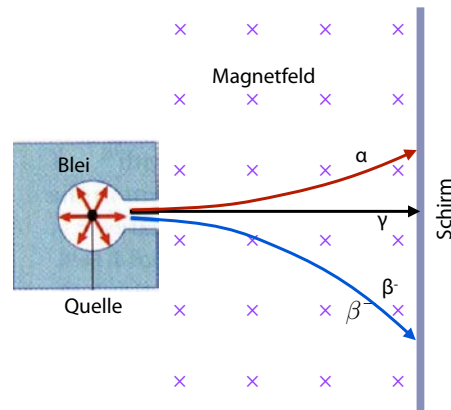


Abbildung 10.9: Arten der Radioaktivität.

Man kann drei Arten von radioaktiven Zerfallsprozessen unterscheiden. Wie in Abb. 10.9 gezeigt, erkennt man sie unter anderem daran, wie die Bahn der Strahlung in einem Magnetfeld verläuft.

Eine Eigenschaft, die allen radioaktiven Zerfällen gefunden wird, ist dass der Zeitpunkt, in dem der Zerfall eintritt, scheinbar rein zufällig ist. Er kann nicht vorhergesagt werden. Man kann zu jedem Zeitpunkt nur angeben, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass der betreffende Kern innerhalb der nächsten zeitlichen Periode zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit selber ist zeitlich konstant, d.h.

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$$

Beginnt man eine Messung mit einer Anzahl N_0 von Kernen eines bestimmten Isotops, so nimmt diese

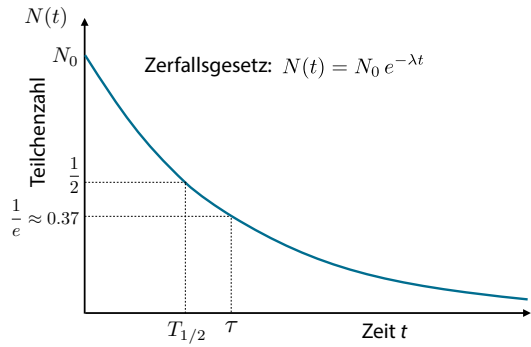


Abbildung 10.10: Zerfallsgesetz: Anzahl Teilchen als Funktion der Zeit.

wie

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}.$$

ab, wie in Abb. 10.10 dargestellt. τ bezeichnet die Zerfallszeit, welche gerade gleich der mittleren Lebensdauer der Kerne ist. Anstelle der mittleren Lebensdauer verwendet man auch gerne die Halbwertszeit $T_{1/2}$, während der die Anzahl der Kerne auf die Hälfte des Anfangswertes abnimmt,

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2}.$$

Offenbar gilt

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 \approx 0.693\tau.$$

10.2.2 Alpha-Zerfall

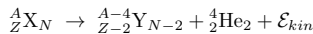
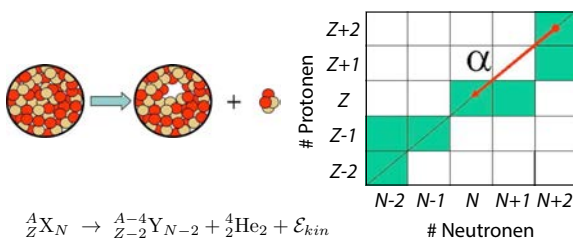


Abbildung 10.11: α -Zerfall.

Beim α -Zerfall emittiert ein Kern positiv geladene Helium-Kerne, sog. Alpha-Teilchen, wie in Abb. 10.11 dargestellt. Diese haben eine Ladung von $+2e$. Der zurückbleibende Kern ist entsprechend um 2

Protonen und 2 Neutronen leichter. Solche Zerfälle treten vor allem bei schweren Kernen auf; durch den α -Zerfall wird die Coulomb-Energie des Kerns reduziert.

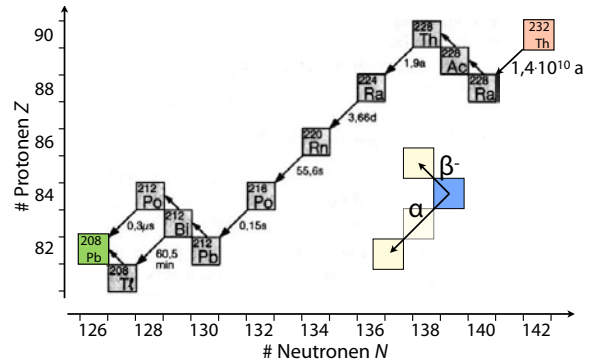
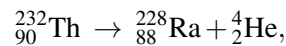
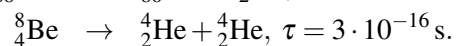
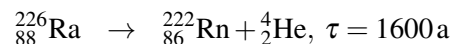


Abbildung 10.12: Thoriumreihe.

Abb. 10.12 zeigt als typisches Beispiel für α -Zerfälle die sog. Thorium-Reihe. Sie beginnt mit dem Zerfall von ${}^{232}\text{Th}$:



wobei die Halbwertszeit für diesen Prozess rund 14 Milliarden Jahre beträgt. Der Radium-Kern wird durch zwei sukzessive β^- -Zerfälle in ${}^{228}\text{Th}$ umgewandelt, welches durch vier weitere α -Zerfälle in ${}^{212}\text{Pb}$ übergeht. Dieses wandelt sich schließlich in das stabile Isotop ${}^{208}\text{Pb}$ um. Weitere Beispiele sind



α -Teilchen haben eine starke Wechselwirkung mit Materie wie z.B. Gewebe. Sie verlieren ihre Energie durch Stöße mit den Hüllenelektronen im Material. Dabei werden jeweils Ionenpaare erzeugt, wobei für jedes erzeugte Ionenpaar eine Energie von ca. 35 eV benötigt wird. Das α -Teilchen wird um diese Energie abgebremst und kommt zur Ruhe wenn alle kinetische Energie aufgebraucht ist. Die starke Wechselwirkung führt zu einer relativ geringen mittleren Reichweite.

Abb. 10.13 zeigt, dass alle α -Teilchen aus einem radioaktiven Zerfallsprozess die gleiche Reichweite besitzen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sie die

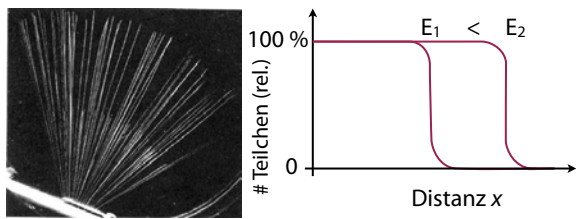


Abbildung 10.13: Reichweite von α -Teilchen. E_1 und E_2 entsprechen unterschiedlichen Zerfallsprozessen.

gleiche Energie besitzen. Dies wiederum ist eine direkte Konsequenz davon, dass bei diesem Zerfall nur zwei Teile entstehen. Da der Zerfall sowohl Energie wie auch Impuls erhalten muss, ist die Geschwindigkeit der beiden Zerfallsprodukte fest.

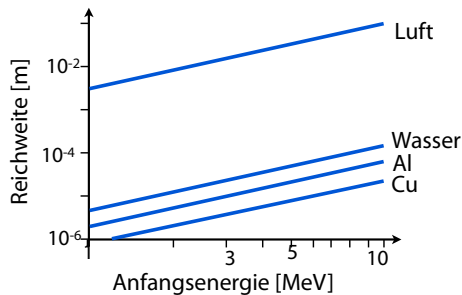


Abbildung 10.14: Reichweite von α -Teilchen.

Abb. 10.14 zeigt die Reichweite als Funktion der Anfangsenergie in unterschiedlichen Materialien. In Luft beträgt die Reichweite für eine Anfangsenergie von 2 MeV ca. 1cm. In dichteren Materialien ist sie entsprechend geringer. α -Zerfälle sind meist energetisch günstiger als die Emission von Neutronen oder Protonen, welche ebenfalls die Anzahl Nucleonen vermindern würden, weil die Bindungsenergie der Nucleonen im Heliumkern besonders groß ist, nämlich rund 7 MeV pro Nucleon. Der Grund dafür ist, dass 2 Nucleonen pro Typ eine sogenannte magische Zahl darstellt (\rightarrow Kap. 10.1.5). Die erste Schale enthält pro Nucleonensorte gerade 2 Plätze.

Alpha-Strahler wurden u.a. in Rauchmeldern verwendet. Wie in Abb. 10.15 gezeigt, erzeugt darin eine radioaktive Quelle elektrische geladene Luftmoleküle, welche einen Strom leiten. Gelangt Rauch in dieses System ändert sich die Anzahl der geladenen

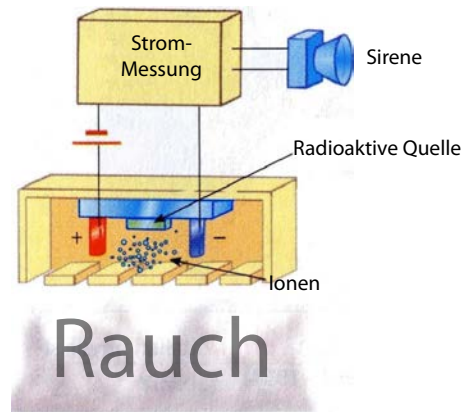


Abbildung 10.15: Rauchmelder auf der Basis von α -Teilchen.

Teilchen und damit der Strom.

10.2.3 Beta-Zerfall

Beta-Teilchen sind Elektronen (β^-), resp. Positronen (β^+). Der Kern enthält keine Elektronen; sie entstehen statt dessen durch den Zerfall eines Neutrons in ein Proton, eine Elektron und ein Antineutrino. Ein freies Neutron zerfällt mit einer Halbwertszeit von 10,7 min. Der Zerfall des Neutrons in einem Kern ist stark unterdrückt, resp. findet in den stabilen Kernen nicht statt. Er tritt jedoch dann auf wenn der Kern insgesamt dadurch eine niedrigere Energie erreicht.

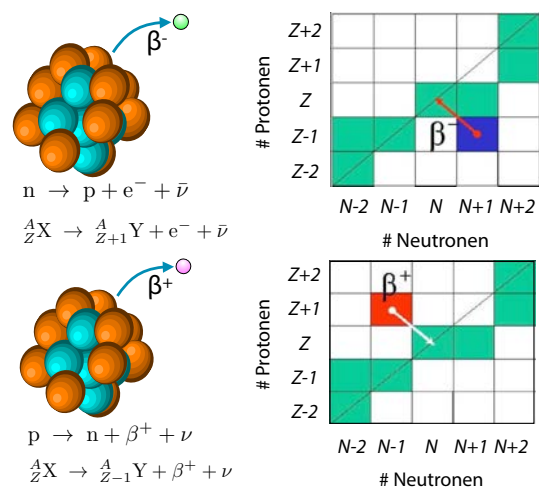


Abbildung 10.16: Die beiden Arten von β -Zerfall.

Dies ist der Fall wenn das Isotop sich unter-, resp. oberhalb der Stabilitätslinie befindet. Abb. 10.16 zeigt schematisch die beiden Arten des β -Zerfalls. Die Reichweite von β -Strahlen ist etwas größer als die von α -Strahlen.

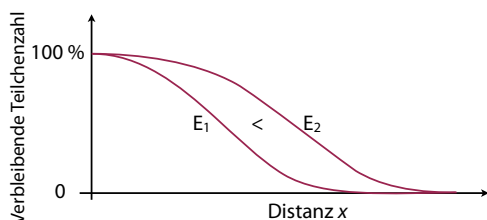


Abbildung 10.17: Reichweite von β -Teilchen.

Wie in Abb. 10.17 gezeigt, ist die Reichweite außerdem nicht so scharf begrenzt; auch monoenergetische Strahlen verlieren von Anfang an Intensität. Da β -Strahlen nicht monoenergetisch sind, kann ihre Intensitätsabnahme in guter Näherung exponentiell beschrieben werden.

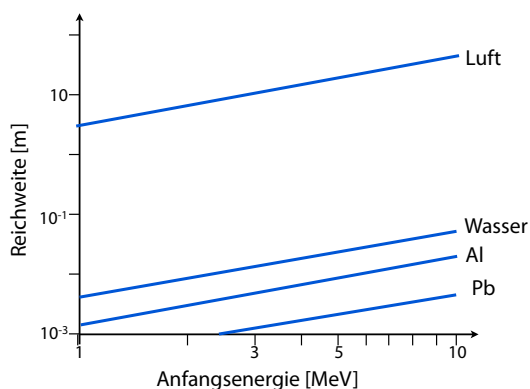


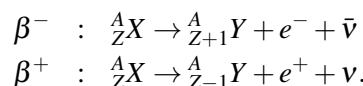
Abbildung 10.18: Reichweite von β -Teilchen als Funktion der Anfangsenergie.

Wie in Abb. 10.18 gezeigt, nimmt die Reichweite mit der Energie zu.

Chadwick fand 1914, dass die Energie der β -Teilchen eine kontinuierliche Verteilung aufweist. Damit stellte sich die Frage, wie die Energieerhaltung bei diesem Zerfall erfüllt ist. Analog stellte man auch fest, dass die Erhaltungssätze für Impuls und Drehimpuls scheinbar verletzt waren. Pauli² entwickelte deshalb die Hypothese, dass ein weiteres

²Wolfgang Pauli (1900-1958)

Teilchen entstehen müsste, das beim β -Zerfall mit dem Elektron emittiert wird. Es musste ungeladen sein und wird daher "Neutrino" genannt. Der β -Zerfall kann somit geschrieben werden als



Er sagte dazu

Heute habe ich etwas getan, was man in der theoretischen Physik nie tun darf. Ich habe etwas, was nicht verstanden ist, durch etwas erklärt, was man nicht beobachten kann.

Das Neutrino ist nur schwer zu beobachten, da sein Wirkungsquerschnitt mit 10^{-40} m^2 extrem niedrig ist. In Wasser wird es im Schnitt erst nach einer Distanz von 1000 Lichtjahren absorbiert.

10.2.4 Gamma-Zerfall

Gamma-Teilchen sind Photonen, also elektromagnetische Strahlung mit sehr kurzen Wellenlängen im Bereich $< 1 \text{ nm}$. Sie werden von Kernen emittiert, welche von einem angeregten Zustand in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen – in direkter Analogie zur Emission von sichtbarem Licht durch Atome, in denen ein Elektron von einem energetisch hoch gelegenen Orbital in ein energetisch niedrigeres Orbital übergeht. Solche Übergänge finden häufig im Anschluss an einen α - oder β -Zerfall statt.

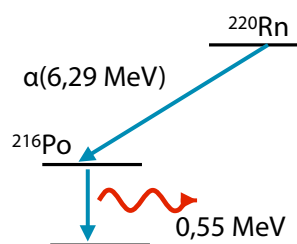


Abbildung 10.19: Zerfall von ^{220}Rn .

Ein Beispiel ist der Zerfall von Radon 220, welcher in Abb. 10.19 gezeigt wird. Durch Emission eines α -Teilchens geht dieser Kern in einen angeregten

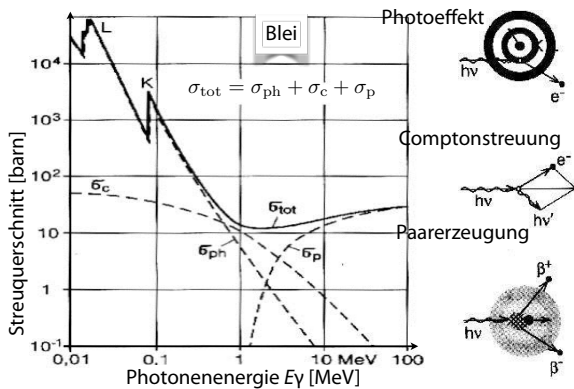


Abbildung 10.20: Relevante Streuprozesse für γ -Teilchen in Blei.

Zustand von Polonium 216 über, welcher durch γ -Emission in den Grundzustand übergeht.

Da γ -Strahlen keine elektrische Ladung tragen, haben sie in Materie eine größere Reichweite als α - und β -Strahlen. In diesem Fall tragen unterschiedliche Mechanismen zur Abbremsung bei, wie in Abb. 10.20 gezeigt. Beiträge liefern der Photoeffekt, der Compton-Effekt, sowie die Paarerzeugung. Der Photoeffekt und der Compton-Effekt sind bei niedriger Energie am effektivsten. Der Photoeffekt nimmt sehr rasch ab, während der Compton-Effekt unterhalb von ca. 1 MeV beinahe konstant ist. Etwas oberhalb von 1 MeV setzt Paarerzeugung ein: in der Nähe eines Kerns kann ein hochenergetisches Photon ein β^- - β^+ Paar erzeugen. Da die Ruheenergie eines Elektrons 0.511 MeV beträgt ist dieser Beitrag unterhalb 1 MeV nicht vorhanden. Der Atomkern ist für die Paarbildung notwendig, da sonst die Impulserhaltung nicht gewährleistet wäre.

10.3 Kernenergie

Kernenergie ist eine interessante Möglichkeit, nutzbare Energie zu gewinnen. Das kann man sehen wenn man vergleicht, wie viel Energie in 1 kg unterschiedlicher Massen vorhanden ist.

Energieinhalt von 1 kg	[J]
Wasser bei 50 m Fall	500
Kohle Verbrennung	$3 \cdot 10^6$
UO ₂ Kernreaktoren	$2,2 \cdot 10^{12}$
D ₂ Kernfusion	$9,5 \cdot 10^{13}$
Antimaterie	$9,5 \cdot 10^{16}$

Bei Kernreaktionen kann man rund 6 Größenordnungen mehr Energie gewinnen als bei chemischen Prozessen mit der gleichen Brennstoffmenge. Man kann zwischen Kernspaltung und Kernfusion unterscheiden, wobei beim ersten ein schwerer Kern in mehrere leichtere Bruchteile gespalten wird, beim zweiten Prozess werden leichte Kerne zu einem schwereren verschmolzen.

10.3.1 Kernspaltung

Schwere Kerne mit Massenzahlen $A > 209$ sind nicht mehr stabil; ihre Bindungsenergie pro Nukleon ist geringer als in Kernen mit kleinerer Massenzahl. Bei einer Spaltung in kleinere Kerne wird somit Energie frei. Allerdings ist bei natürlichen Kernen der spontane Zerfall wesentlich langsamer als die Emission von α -Teilchen. So zerfallen in einem kg ²³⁸U von den $2,5 \cdot 10^{24}$ Kernen pro Sekunde 7 durch spontane Spaltung, aber 10^7 durch Emission von α -Teilchen.

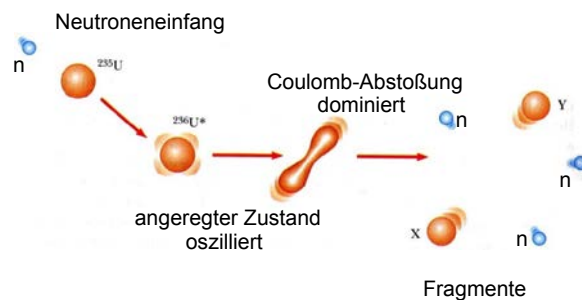
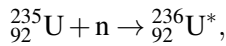


Abbildung 10.21: Mechanismus der Kernspaltung.

Die Spaltung kann jedoch durch Neutronen stark beschleunigt werden. Abb. 10.21 zeigt dies für ^{238}U Kerne. Diese können durch Neutronen mit einer Energie von $> 1.3\text{ MeV}$ zur Spaltung angeregt werden. Bei ^{235}U genügen auch thermische Neutronen. Hier findet in einem ersten Schritt ein Einfang des Neutrons statt,



wobei ein hoch angeregtes ^{236}U entsteht. Dieses beginnt zu oszillieren, wobei sich eine Einschnürung entwickeln kann. Die Coulomb-Abstoßung zwischen den beiden positiv geladenen Teilen führt dazu dass sich die Teile an der Einschnürung trennen und auseinander fliegen.

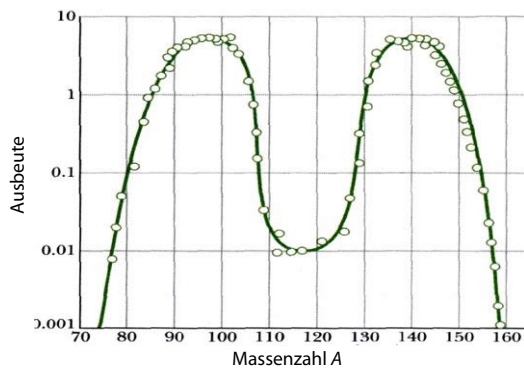


Abbildung 10.22: Verteilung der Spaltprodukte bei der Kernspaltung.

Abb. 10.22 zeigt die Massenverteilung der Spaltprodukten. Typischerweise entstehen dabei zwei Teilkerne, deren Massen sich etwa ein Verhältnis 2:3 bilden. Die meisten dieser Zerfallsprodukte sind selber instabil und es folgen deshalb eine Reihe von Sekundärprozessen. In einigen dieser Zerfallsprozesse werden auch Neutronen freigesetzt. Alle Zerfallsprodukte enthalten eine erhebliche kinetische Energie, welche in der Form von Wärme an das umgebende Material dissipiert wird.

Wie in Abb. 10.23 gezeigt, ähnelt der Prozess einer chemischen Reaktion: es muss zunächst Energie aufgebracht werden, um den Zerfall in Gang zu bringen. Wenn die Zerfallsprodukte sich weit genug getrennt haben werden sie von der Coulomb-Wechselwirkung beschleunigt. Die Spaltung findet dann statt wenn die Bindungsenergie kleiner ist als

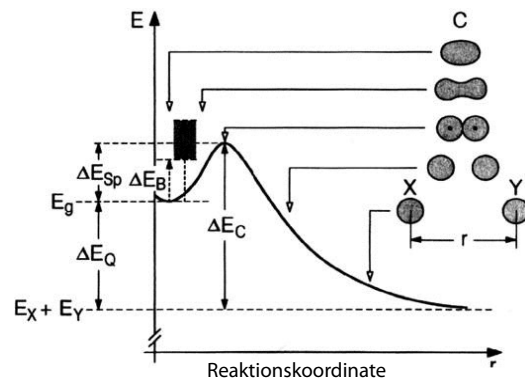


Abbildung 10.23: Energieinhalt während der Reaktion.

die Energie, welche beim Einfangen des Neutrons gewonnen wird.

10.3.2 Kernreaktoren

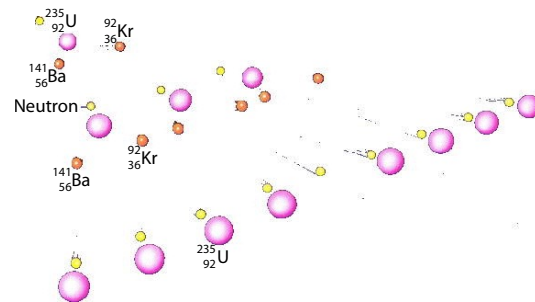


Abbildung 10.24: Kettenreaktion.

Da bei der Spaltung Neutronen freigesetzt werden, können diese ebenfalls wieder Spaltprozesse in Gang bringen. Wird pro Spaltprozess mindestens ein Neutron für einen weiteren Spaltprozess verfügbar, so setzt eine sich selbst verstärkende Kettenreaktion ein, wie in Abb. 10.24 gezeigt. Die Bedingungen dafür sind

- Das Material muss genügend rein, d.h. die Konzentration der spaltbaren Isotope groß genug sein.
- Die Masse muss genügend groß sein, damit ein genügender Anteil der Neutronen innerhalb der Masse absorbiert wird statt zu entweichen. Man spricht deshalb von einer kritischen Masse.

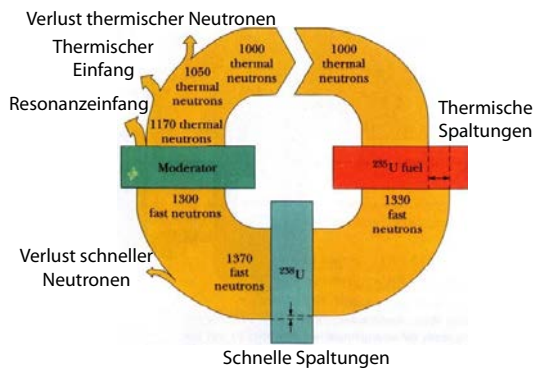


Abbildung 10.25: Neutronenbilanz.

Abbildung 10.25 verfolgt die Erzeugung und den Verlust von Neutronen bei einer Kettenreaktion. Damit sie im Gleichgewicht ist, muss die Anzahl neu erzeugter Neutronen gleich dem Verlust sein. Da der Absorptionsquerschnitt für langsame Neutronen größer ist als für schnelle, wie sie in den Zerfallsprozessen erzeugt werden, müssen die Neutronen verlangsamt (=“moderiert”) werden, damit die Kettenreaktion in einem Kernkraftwerk aufrecht erhalten bleibt. Für den Bremsvorgang sind leichte Kerne am besten geeignet, da sie eine ähnliche Masse haben wie die Neutronen selber. Normaler Wasserstoff kann aber auch Neutronen einfangen, deshalb ist “schweres” Wasser D_2O besser geeignet als leichtes Wasser H_2O .

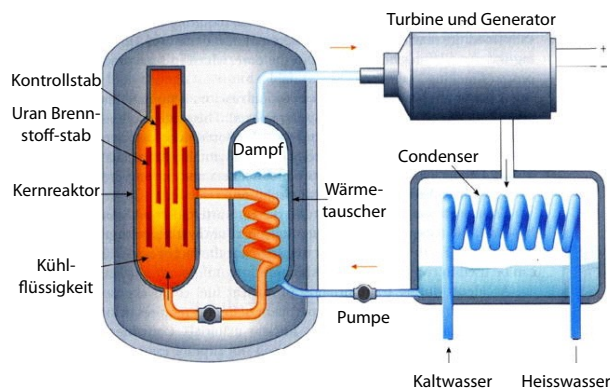


Abbildung 10.26: Hauptbestandteile eines Kernkraftwerks.

Wie in Abb. 10.26 gezeigt, besteht ein Kernkraftwerk aus einem Reaktor, in dem die Kernspaltung kontrolliert abläuft und dabei Wärme erzeugt. Die

se Wärme wird über einen Wärmetauscher auf eine Dampfturbine geleitet, in der die thermische Energie in elektrische Energie umgewandelt wird.

10.3.3 Probleme der Kernspaltung

Kernspaltung hat offensichtlich ein enormes Potenzial für die Bereitstellung von elektrischer Energie. Die Vorräte an Brennstoff (Uran) sind sehr hoch und könnten, je nach verwendeter Technologie den Bedarf an elektrischem Strom für lange Zeit decken.

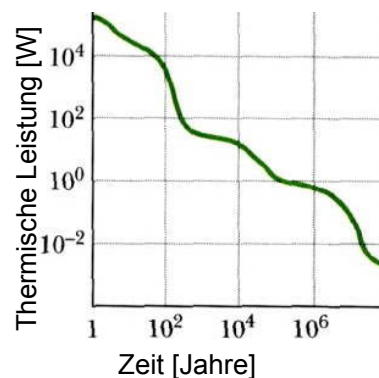


Abbildung 10.27: Abklingen der Radioaktivität.

Allerdings bringt die Nutzung der Kernenergie als prototypisches Beispiel einer Großtechnologie auch erhebliche Probleme technischer wie auch sozialer Art. Dazu gehört u. A. die Radioaktivität der Spaltprodukte, welche z. T. extrem langlebig sind. Aufgrund der komplexen Zusammensetzung der Spaltprodukte ist eine Gewichtung der Beiträge nicht einfach. Abb. 10.27 zeigt als Beispiel die thermische Leistung betrachten, welche auch nach mehreren Millionen Jahren nicht auf 0 abgesunken ist.

Dass auch große Unfälle nicht auszuschließen sind, bei denen Millionen Menschen betroffen sein können, zeigte sich bei den Explosionen der Kernkraftwerke von Chernobyl und Fukushima.

10.3.4 Kernfusion

Eine andere Möglichkeit, nutzbare Energie aus Kernprozessen zu gewinnen, ist die Kernfusion. Diese ist u.a. auch die Energiequelle der Sonne.

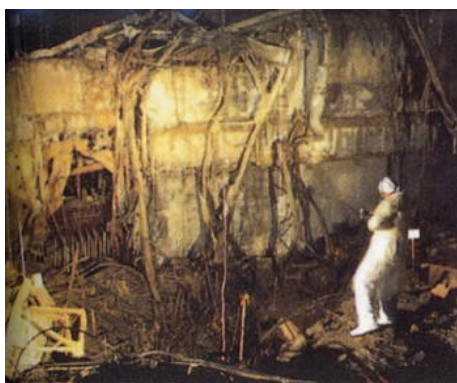


Abbildung 10.28: Reaktorkatastrophe von Chernobyl.

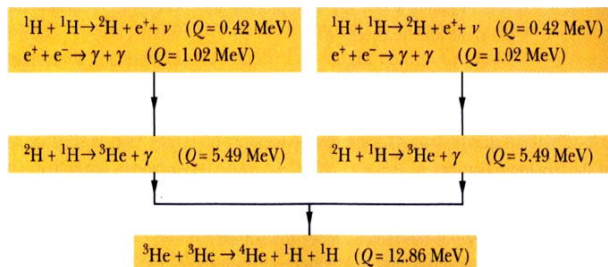


Abbildung 10.29: Fusionsreaktionen.

Wie in Abb. 10.29 für einige Beispiele gezeigt, verschmelzen dabei leichte Kerne, insbesondere Wasserstoff (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$), welche eine relativ geringe Bindungsenergie pro Nukleon aufweisen, zu schwereren Kernen, z.B. ${}^4\text{He}$, welche eine größere Bindungsenergie pro Nukleon aufweisen. Auch bei diesem Prozess wird Energie frei. Die Verschmelzung von zwei ${}^2\text{H}$ Kernen zu einem ${}^4\text{He}$ Kern setzt zwar Energie frei, doch muss dafür zuerst die Barriere aufgrund der Coulomb-Abstoßung überwunden werden. Es werden deshalb sehr hohe Temperaturen von 50-100 Millionen Kelvin (und damit hohe Geschwindigkeiten der Kerne) sowie eine hohe Dichte (und damit viele Kollisionen) benötigt.

Um die große Zahl von Kollisionen zu ermöglichen müssen die Atome über lange Zeit bei hoher Temperatur und hoher Dichte zusammengebracht werden. Dies ist in einem Gefäß mit materiellen Wänden nicht möglich. Da die Atome bei diesen Temperaturen ionisiert sind (d.h. positive geladen) kann man sie jedoch mit Magnetfeldern zusammenhalten.

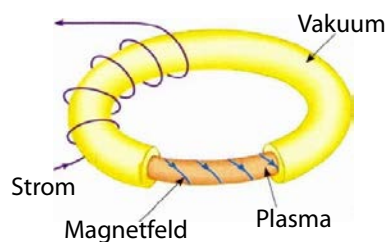


Abbildung 10.30: Plasmaeinschluss in einem Torus.

Die am intensivsten untersuchte Technik dafür verwendet ein Magnetfeld in der Form eines Torus, den sog. Tokamak. Abb. 10.30 zeigt schematisch diese Art des Einschlusses.

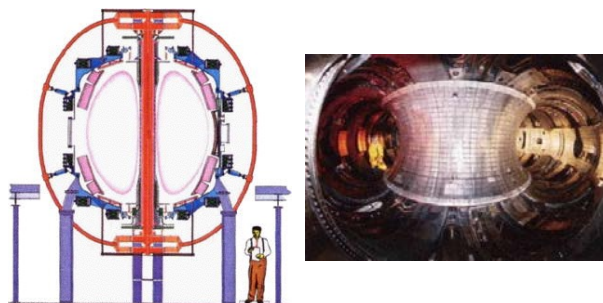


Abbildung 10.31: Querschnitt und Einblick in den Torus eines Fusionsreaktors.

Die dafür notwendigen Magnetfelder werden von Elektromagneten und / oder supraleitenden Magneten erzeugt. Die Magnetfelder können das Plasma nicht vollständig einschließen. Die Materialien, welche die Magneten umhüllen, werden deshalb vom Plasma ebenfalls stark beansprucht. Abb. 10.31 zeigt den Querschnitt durch einen Fusionsreaktor und einen Blick in die Plasmakammer.

10.3.5 Kernfusion in Sternen

Die Entdeckung der Kernfusion hat auch ein schwieriges astrophysikalisches Problem gelöst: betrachtet man nur chemische Prozesse, so reicht die Masse der Sonne (bei bekanntem Energieausstoß) nur für eine Zeit von einigen 1000 Jahren. Die heutigen Kenntnisse über die Fusionsprozesse, die im Inneren der Sonne ablaufen, sind jedoch in guter Übereinstimmung mit dem beobachteten Verhalten der Sonne,

und mit ihrem Energieausstoß. Man ist deshalb zuversichtlich, dass man auch die Prozesse in anderen Sternen versteht.

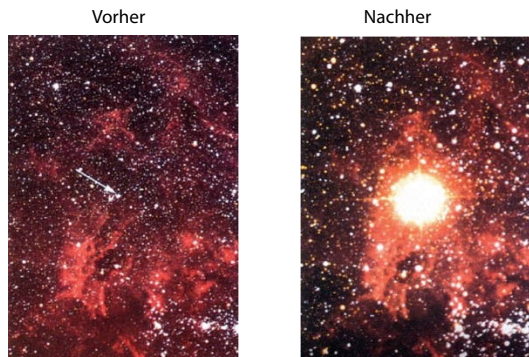


Abbildung 10.32: Supernova 1987A.

So führt z.B. die Akkumulation von Fusionsprodukten (d.h. schwereren Isotopen) im Kern der Sonne dazu, dass die Temperatur und damit die Fusionsgeschwindigkeit mit dem Alter der Sonne zunehmen. Dies kann bei bestimmten Sternen zu explosionsartiger Helligkeitszunahme führen; es entstehen “Novas” (=neue Sterne) oder Supernovas. Abb. 10.32 zeigt das bekannte Beispiel von 1987, bei dem der entsprechende Stern innerhalb von kurzer Zeit eine sehr große Leuchtkraft erreichte.

Der Energieverbrauch der Sonne kann berechnet werden, ausgehend von der Energie, welche auf der Erde eintrifft. Diese sogenannte Solarkonstante beträgt $S = 1300 \text{ W/m}^2$. Da die Sonne $150 \text{ Millionen km} = R_S = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$ von der Sonne entfernt ist, muss die Gesamtleistung der Sonne

$$P_S = 4\pi R_S^2 S = 37 \cdot 10^{25} \text{ W}.$$

Dies entspricht einem Masseverlust von

$$\Delta m = \frac{P_S t}{c^2} = \frac{3,7 \cdot 10^{26} \text{ kg}}{9 \cdot 10^{16} \text{ s}} = 4 \cdot 10^9 \frac{\text{kg}}{\text{s}}.$$

Auf ihre bisherige Lebenszeit von rund 4 Milliarden Jahren hochgerechnet entspricht dies etwa 0,026 % ihres Gesamtgewichts.