

3. Zerfälle instabiler Kerne

3.1 Das Zerfallsgesetz

3.2 Der α -Zerfall

3.3 Der β -Zerfall

3.4 γ -Zerfälle

3.5 Kernspaltung und Kernreaktoren

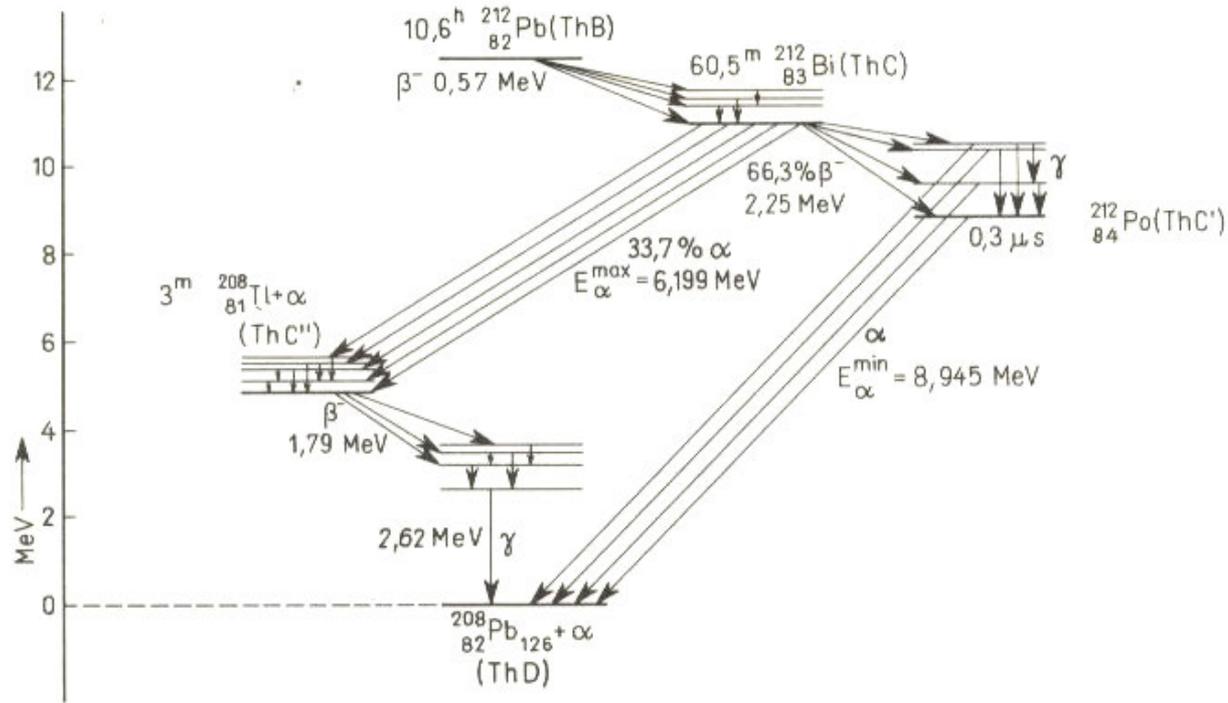


Fig. 28 Zerfallsschema für ThB(^{212}Pb) mit Folgeprodukten, stark vereinfacht [aus Ref. 1]

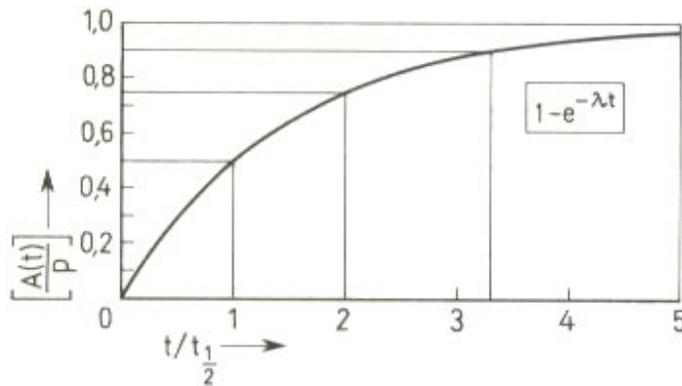
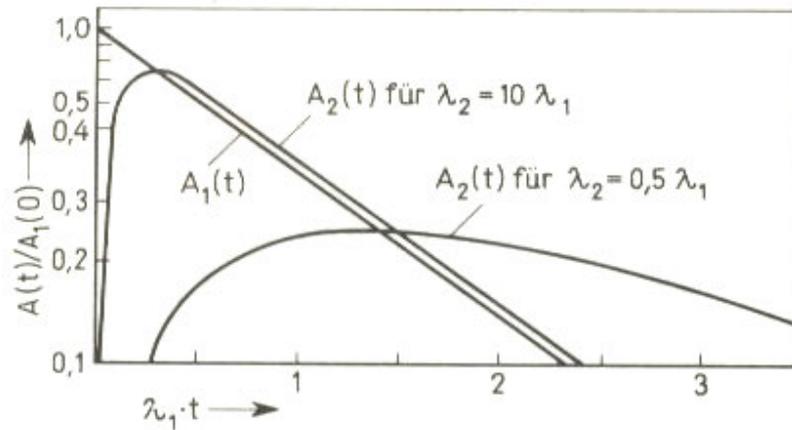


Fig. 29
 Zeitliche Änderung von Aktivitäten
 a) Verhältnis von Mutter zu Tochter-Aktivität für $\lambda_2 = 10 \lambda_1$ und für $\lambda_2 = 0,5 \lambda_1$, nach [Fer 50]
 b) Anstieg der Aktivität einer Substanz, die mit gleichmäßiger Rate produziert wird

[aus Ref. 1]

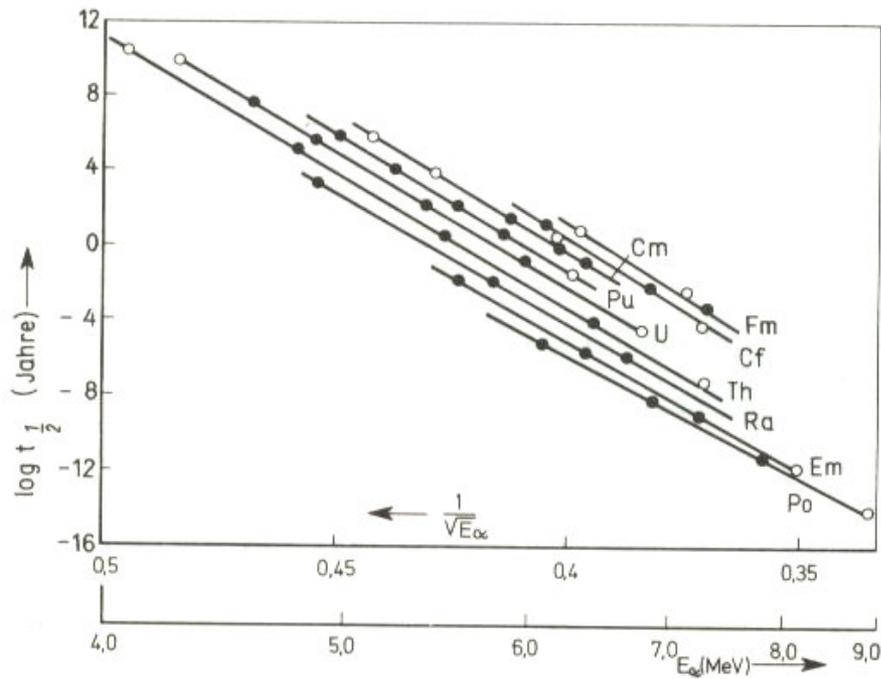
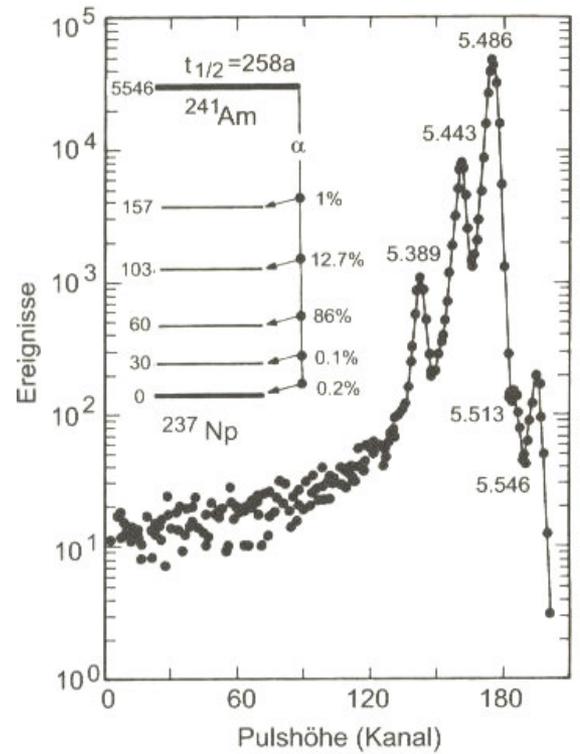


Fig. 34 $\log t_{1/2}$ gegen $1/\sqrt{E_\alpha}$, nach [Gal 57]

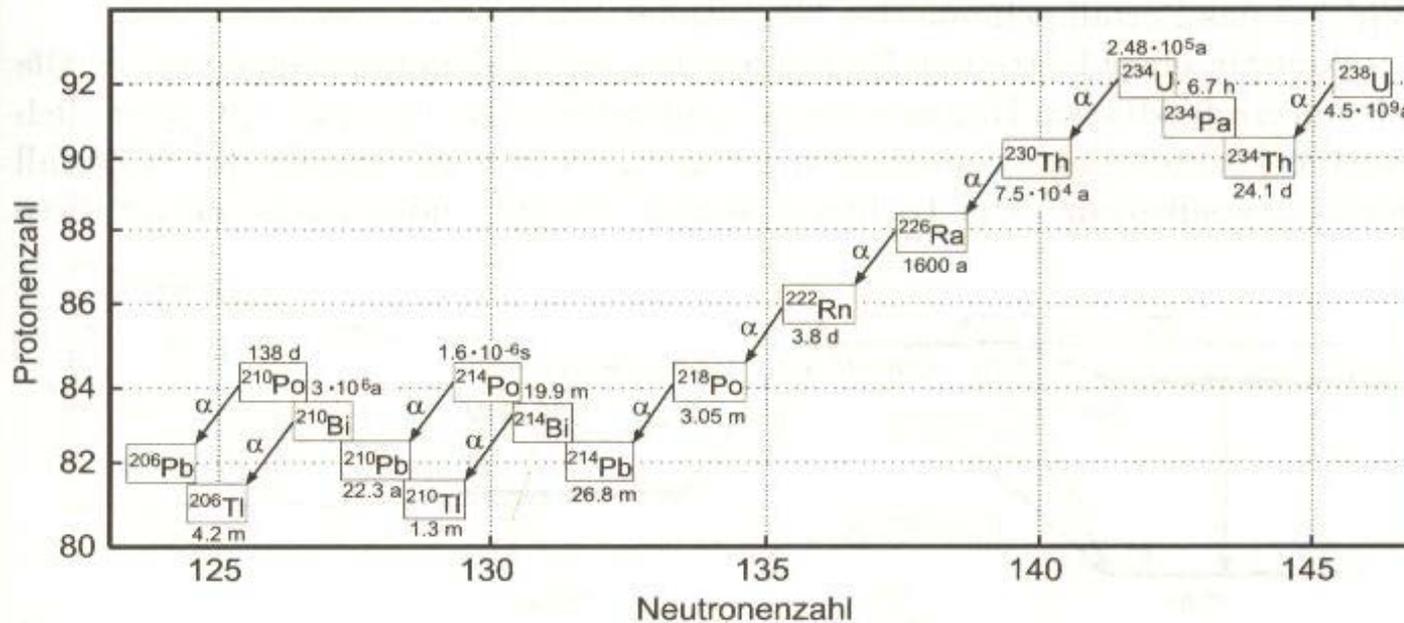
[aus Ref. 1]



Spektrum der α -Zerfälle
des ^{241}Am [aus Ref. 6]

Tabelle 7.1. Natürliche Zerfallsreihen. Die Zerfallsreihe, die beim Neptunium beginnt, kommt in der Natur wegen der vergleichsweise kurzen Halbwertszeit nicht mehr vor. Diese Elemente sind jedoch zur Zeit der Entstehung der Erde ebenfalls vorhanden gewesen [aus Ref. 6]

Nomenklatur	Mutternuklid	Halbwertszeit	Endprodukt	Zerfälle
4n	^{232}Th	$1.405 \cdot 10^{10}$ a	^{208}Pb	$6\alpha, 4\beta^-$
4n+1	^{237}Np	$2.14 \cdot 10^6$ a	^{209}Bi	$7\alpha, 4\beta^-$
4n+2	^{238}U	$4.468 \cdot 10^9$ a	^{206}Pb	$\begin{cases} 8\alpha, 6\beta^- \\ 10\alpha, 8\beta^- \end{cases}$
4n+3	^{235}U	$7.038 \cdot 10^8$ a	^{207}Pb	$7\alpha, 4\beta^-$

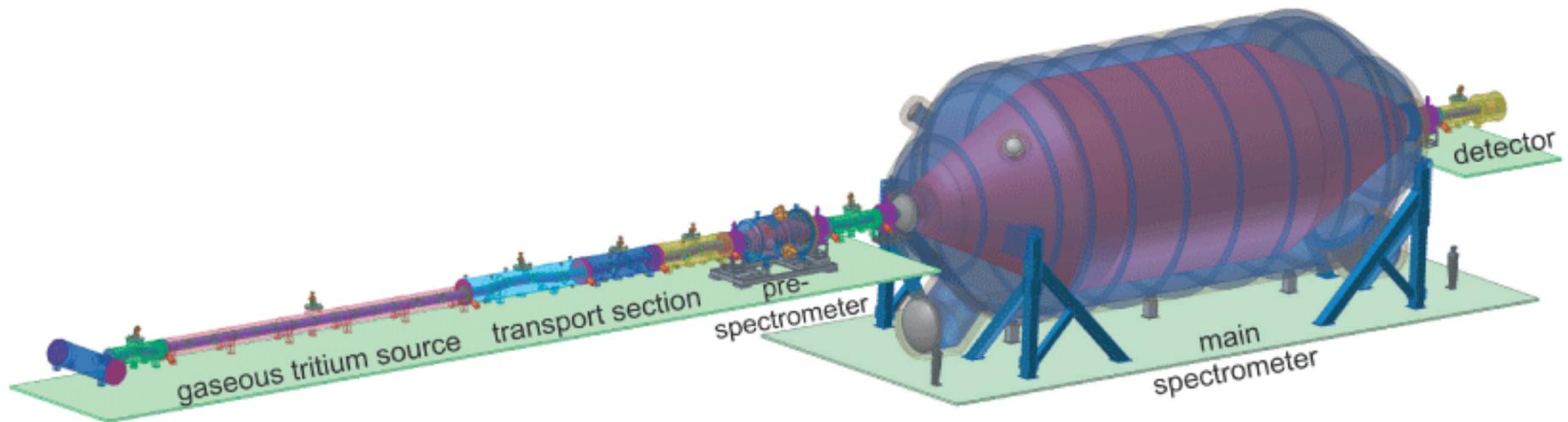


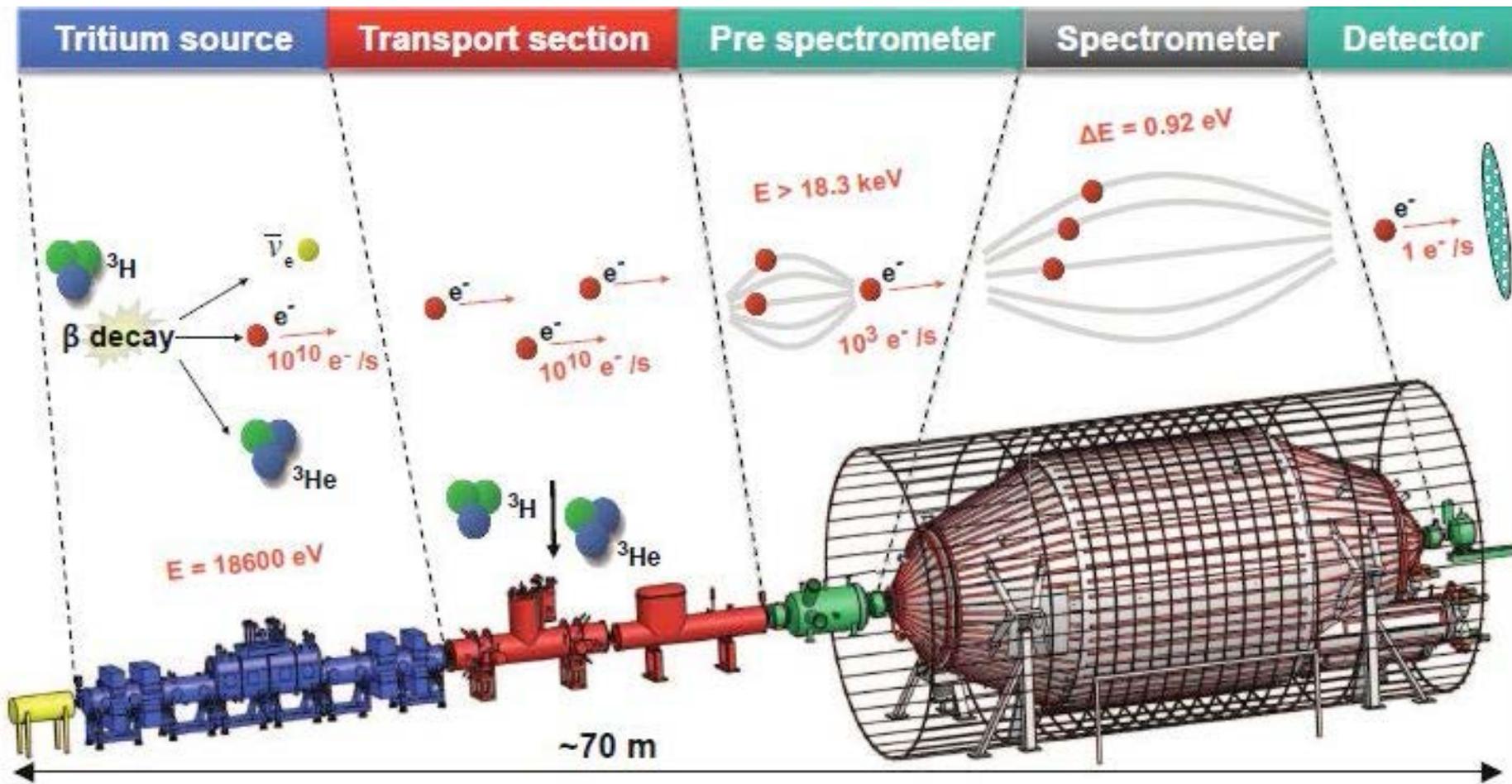
[aus Ref. 7]

Direkte Vermessung der Neutrinomasse im KATRIN-Experiment

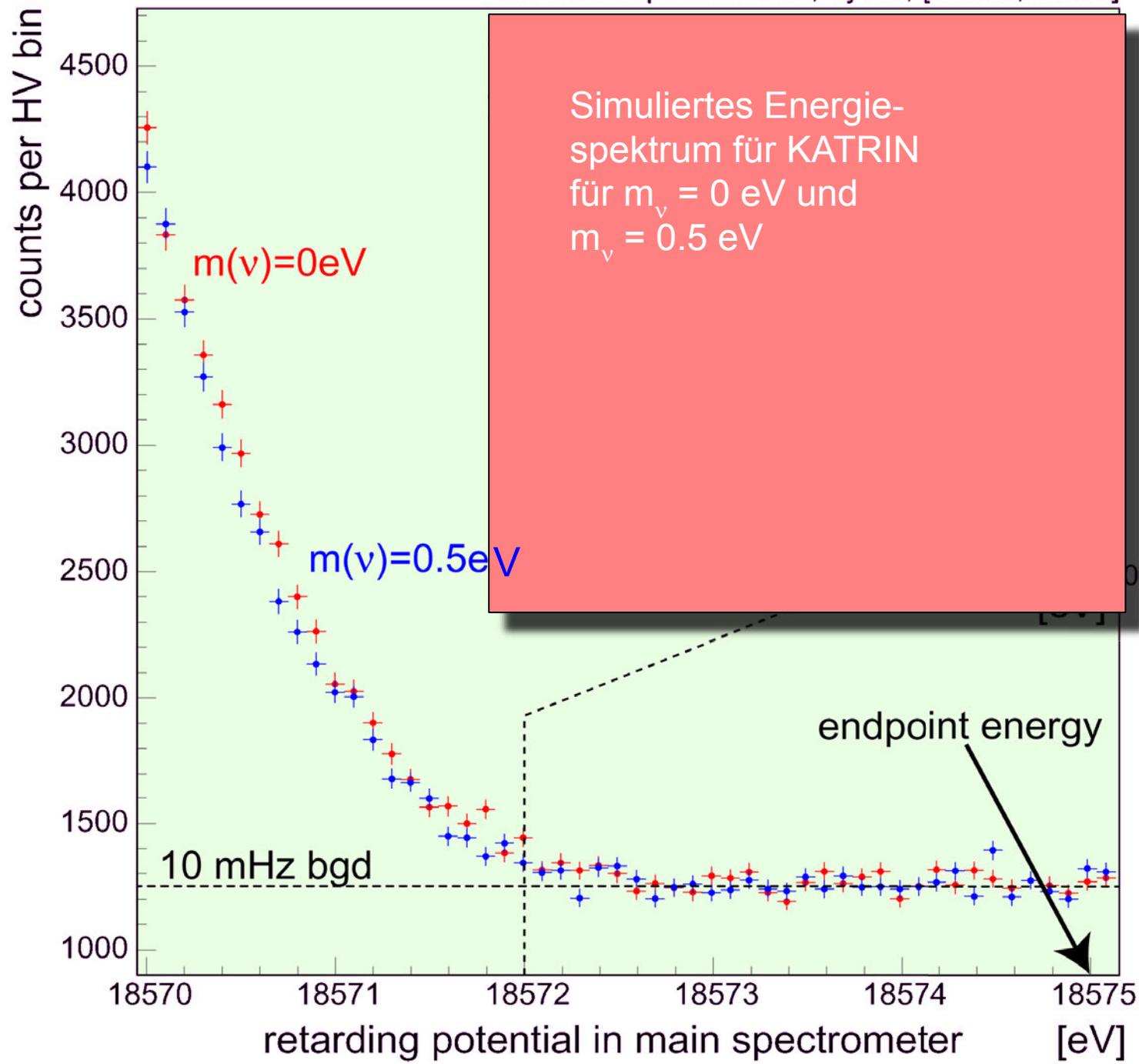
KATRIN: Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

Präzise Vermessung des Endpunktspektrums des Tritium- β -Zerfalls





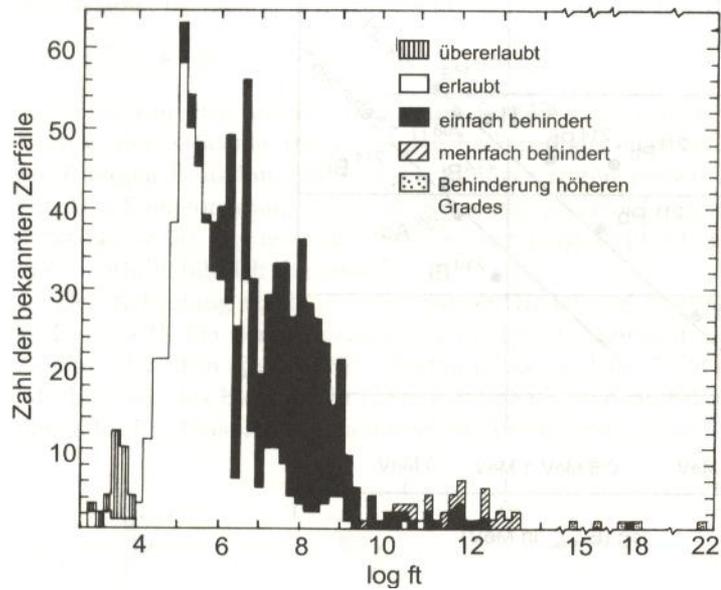
KATRIN verwendet den β -Zerfall von Tritium, um die Neutrinomasse zu bestimmen. Hierfür werden die Elektronen, die beim Zerfall entstehen, von der Quelle mit Hilfe von supraleitenden Magneten durch den Transportbereich zu den Spektrometern geführt. Diese Spektrometer filtern die langsamen Elektronen von den schnelleren, die am Ende von einem Detektor gezählt werden. Mit diesem Ergebnis und dem Elektronenspektrum erhält man die Neutrinomasse.







Transport des KATRIN-Spektrometers durch Leopoldshafen (bei Karlsruhe)



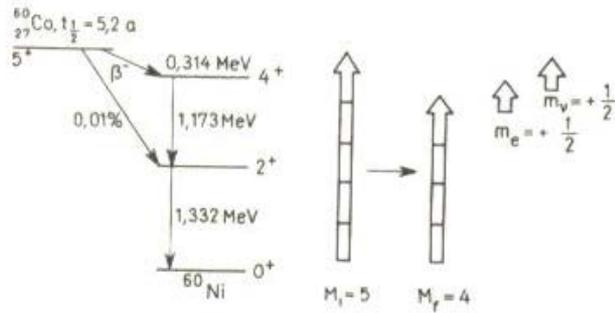
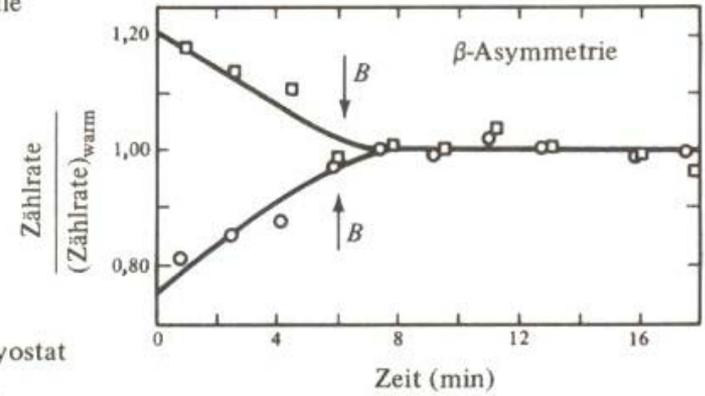
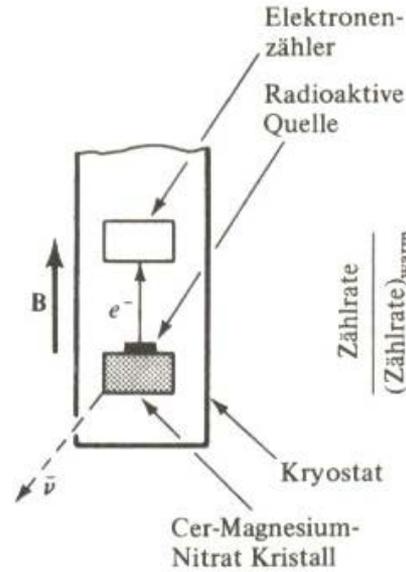
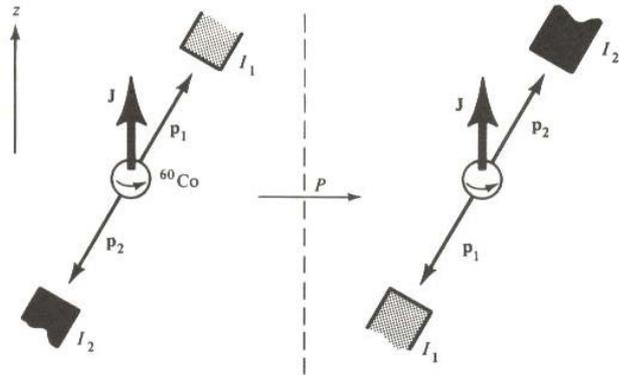
Verteilung der ft -Werte für β -Zerfälle

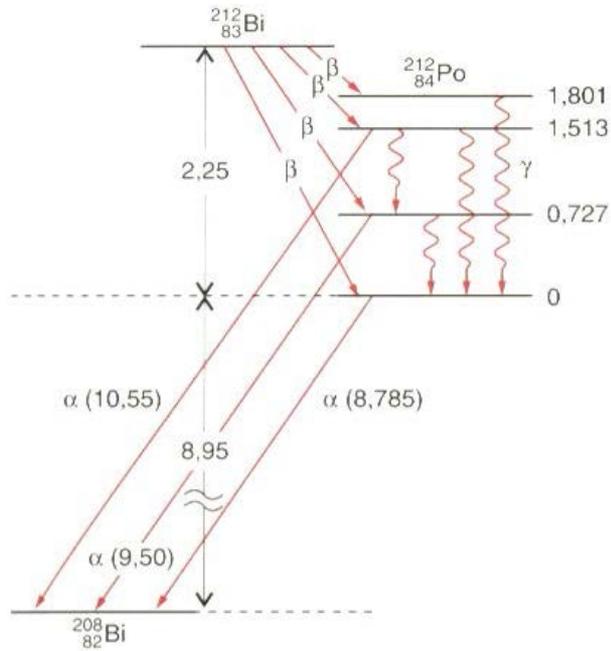
Art des Übergangs	Auswahlregeln		log ft	Beispiel	
	Spin	Parität ¹⁾		Isotop	Halbwertszeit
Übererlaubt	$\Delta I = 0, \pm 1$	(+)	$3,5 \pm 0,2$	^1_0n	11,7 m
Erlaubt	$0, \pm 1$	(+)	$5,7 \pm 1,1$	$^{35}_{16}\text{S}$	87 d
Einfach verboten	$0, \pm 1$	(-)	$7,5 \pm 1,5$	$^{198}_{79}\text{Au}$	2,7 d
„Unique“ einfach verboten	± 2	(-)	$8,5 \pm 0,7$	$^{91}_{41}\text{Y}$	61 d
Zweifach verboten	± 2	(+)	$12,1 \pm 1,0$	$^{137}_{55}\text{Cs}$	30 a
Dreifach verboten	± 3	(-)	$18,2 \pm 0,6$	$^{87}_{37}\text{Rb}$	6×10^{10} a
Vierfach verboten	± 4	(+)	22,7	$^{115}_{51}\text{In}$	6×10^{14} a

¹⁾ (+) bedeutet „keine Paritätsänderung“, (-) bedeutet „Paritätsänderung“

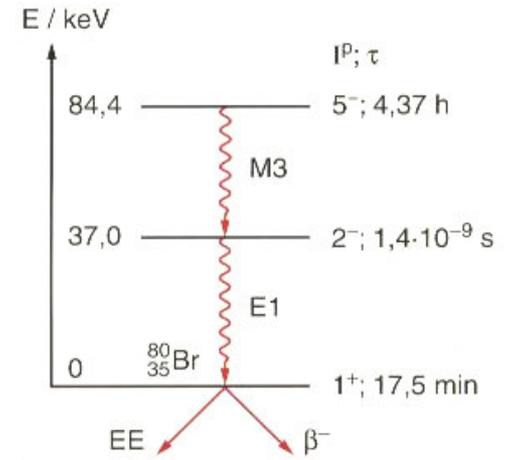
Klassifizierung nach ft -Werten

Das Wu-Experiment zur Paritätsverletzung im β -Zerfall





γ -Strahlung von ^{212}Po , dessen angeregte Zustände durch β -Zerfall aus ^{212}Bi entstehen und durch γ - und α -Übergänge zerfallen.

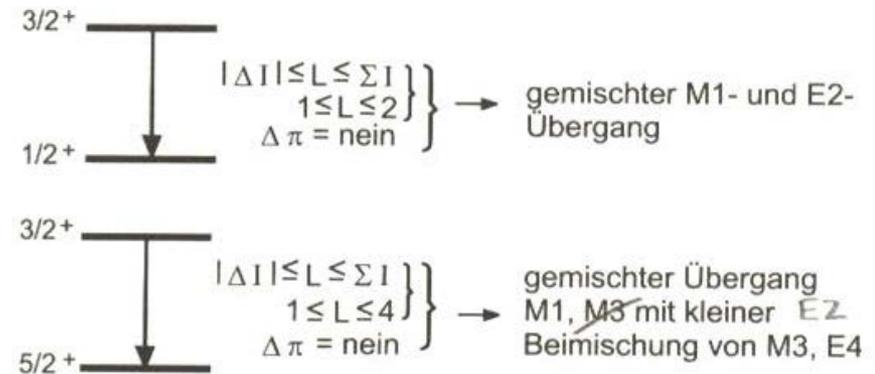
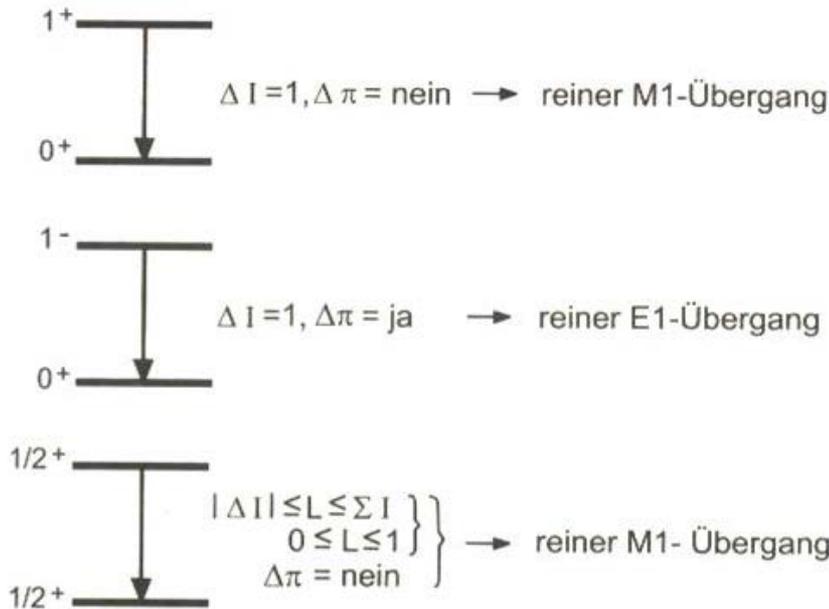


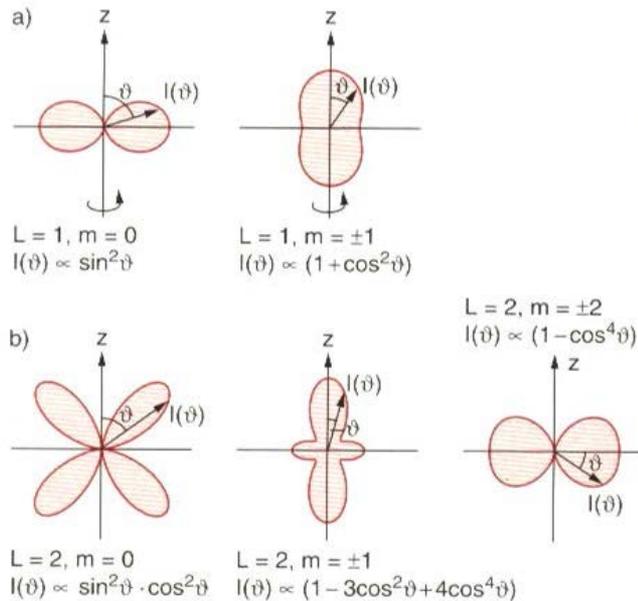
Isomierzustand des $^{80}\text{Br}^*$ des instabilen ^{80}Br Grundzustands

Spinänderung ΔI		0 kein 0→0	1	2	3	4	5
Paritäts- änderung	ja	E1 (M2)	E1 (M2)	M2 E3	E3 (M4)	M4 E5	E5 (M6)
	nein	M1 E2	M1 E2	E2 (M3)	M3 E4	E4 (M5)	M5 E6

Multipolordnungen bei γ -Übergängen

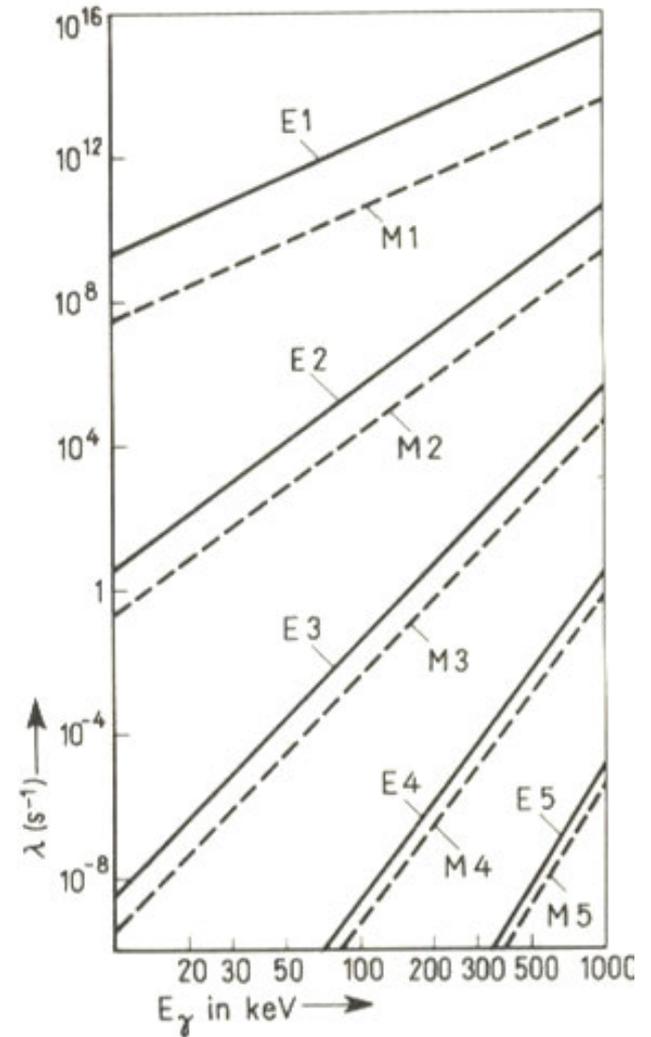
Einige Beispiele:



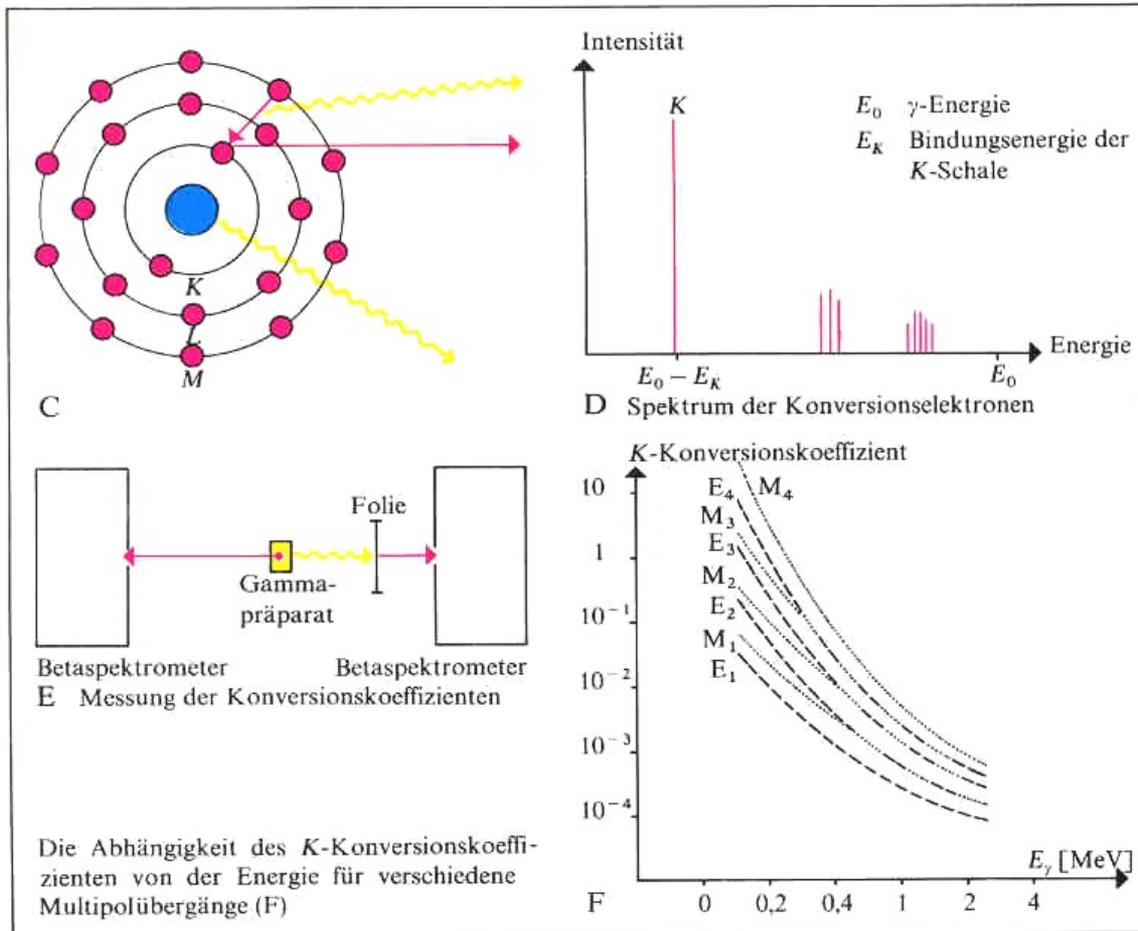


Richtungsverteilung der abgestrahlten γ -Intensität für (a) Dipol- und (b) Quadrupolübergänge

E_γ (MeV)	E1	E2	E3	E4	E5
0.1	10^{-13}	10^{-6}	10^2	10^9	groß
1	10^{-15}	10^{-10}	10^{-5}	1	10^5
10	10^{-18}	10^{-15}	10^{-12}	10^{-9}	10^{-6}



Berechnete Übergangszeiten [sec] und Übergangswahrscheinlichkeiten für verschiedene Multipolstrahlungen



Innere Konversion und Gammastrahlung

Kleine Liste häufig erwähnter Nuklide

Nuklid	Zerfall Energie/MeV	Halbwertszeit	Bemerkung
^3H (Tritium)	β^- 0,018	12,3 a	Datierung, Fusionsbrennstoff
^{14}C	β^- 0,2	5736 a	Datierung s. Abschn. 3.2
^{22}Na	β^+ 0,5; 1,8 γ 1,275	2,6 a	Positronenquelle
^{32}P	β^- 1,7	14,3 d	β^- -Quelle, Markierung in der Chemie
^{60}Co	β^- 0,3; 1,5... γ 1,17; 1,33	5,27 a	γ^- -Quelle (auch medizinisch)
^{90}Sr	β^- 0,5	28,5 a	wird im Knochen eingebaut!
^{131}I	β^- 0,6; 0,8 γ 0,36; 0,64	8,04 d	Markierung; med. zur Schilddrüsenbehandlung
^{137}Cs	β^- 0,5; 1,7 γ von $^{137}\text{Ba}^*$ 0,662	30 a	γ -Quelle
^{239}Pu	α 5,14; 5,15	$2,4 \cdot 10^4$ a	radiotoxisch, kernwaffenfähig
^{241}Am	α 5,44; 5,48 spont. Spaltung	433 a	α -Quelle



Wolfgang Pauli

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen^a

Liebe Radioaktive Damen und Herren!

Wie der Überbringer dieser Zeilen^b, den ich huldvollst anzuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich angesichts der „falschen“ Statistik der N- und Li 6-Kerne^c, sowie des kontinuierlichen β -Spektrums auf einen ver zweifelten Ausweg verfallen, um den „Wechselsatz“^{**} der Statistik und den Energiesatz zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will^d, in den Kernen existieren, welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschließungsprinzip befolgen und sich von Lichtquanten außerdem noch dadurch unterscheiden, daß sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen^e. Die Masse der Neutronen müßte von derselben Größenordnung wie die Elektronenmasse sein und jedenfalls nicht größer als 0,01 Protonenmasse^f. – Das kontinuierliche β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, daß beim β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, daß die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist.

Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron scheint mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiß der Überbringer dieser Zeilen) dieses zu sein, daß das ruhende Neutron ein magnetischer Dipol von einem gewissen Moment μ ist^g. Die Experimente verlangen wohl, daß die ionisierende Wirkung eines solchen Neutrons nicht größer sein kann, als die eines γ -Strahls und dann darf μ wohl nicht größer sein als $e \cdot (10^{-13} \text{ cm})$. Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese Idee zu publizieren und wende mich erst vertrauensvoll an Euch, liebe Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa 10mal größeres Durchdringungsvermögen besitzen würde, wie ein γ -Strahl^h.

Ich gebe zu, daß mein Ausweg vielleicht von vornherein wenig wahrscheinlich erscheinen mag, weil man die Neutronen, wenn sie existieren, wohl schon längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt, gewinnt, und der Ernst der Situation beim kontinuierlichen β -Spektrum wird durch einen Ausspruch meines verehrten Vorgängers im Amte, Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt hatⁱ: „O, daran soll man am besten gar nicht denken, so wie an die neuen Steuern.“^j Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren. – Also liebe Radioaktive, prüfet, und richtet. – Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dezember in Zürich stattfindenden Balles hier unabhkömmlich bin. – Mit vielen Grüßen an Euch, sowie auch an Herrn Bäck, Euer untertänigster Diener W. Pauli

* Dieser lautet: Ausschließungsprinzip (Fermi-Statistik) und halbzahliger Spin bei ungerader Ge-

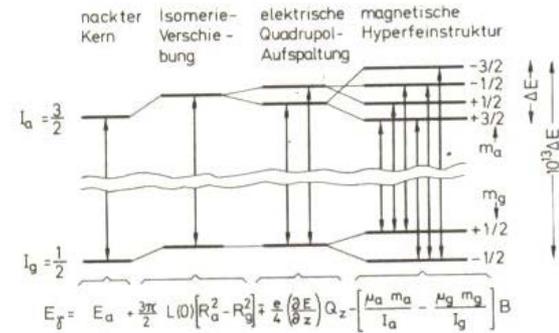
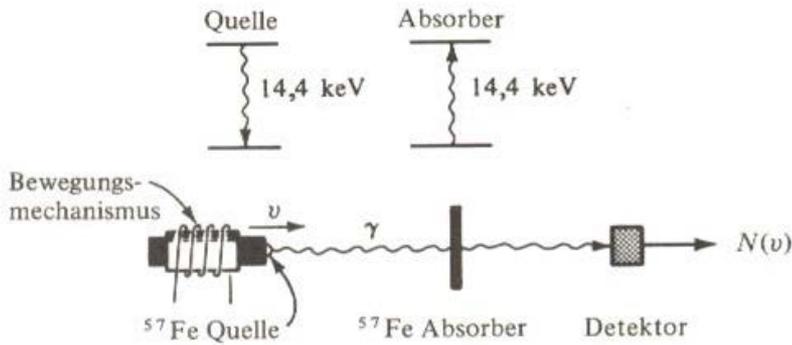


Fig. 43
 a) Hyperfeinstrukturaufspaltung in ^{57}Fe (schematisch)
 b) Zu den eingezeichneten Übergängen gehörendes Mößbauer-Spektrum; nach [Kis 60]

Elemente eines Mößbauer-Spektrometers

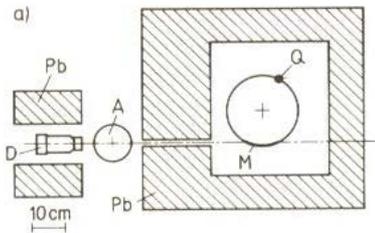
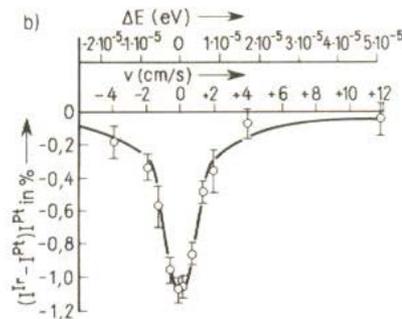
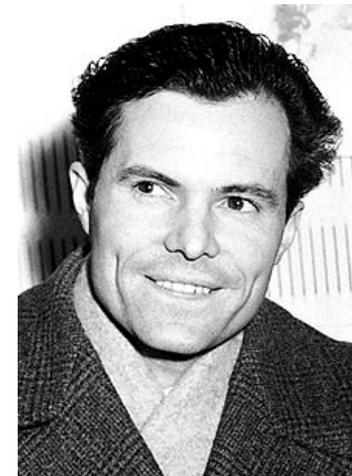
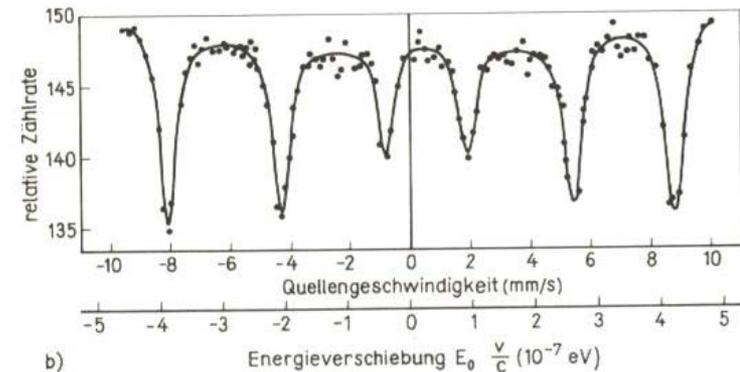


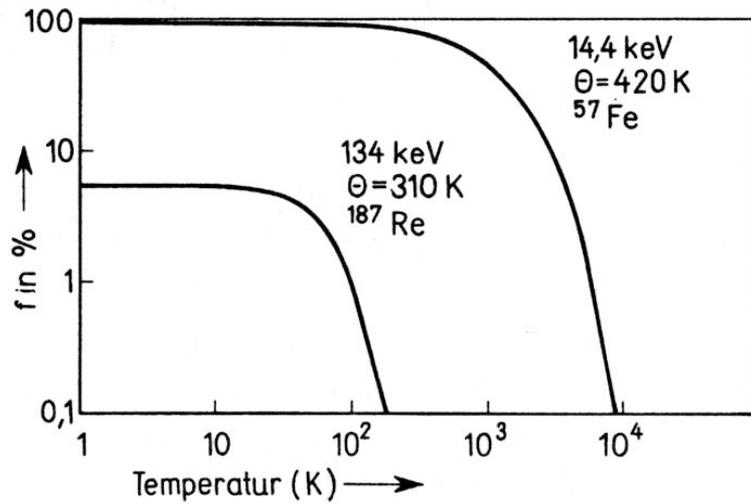
Fig. 42 Anordnung und Ergebnis der ersten Messung einer Mößbauer-Linie [Mös 59]

- a) Versuchsgeometrie. A Absorber-Kryostat; Q rotierender Kryostat mit Quelle; D Szintillationsdetektor. M ist der bei der Messung ausgenützte Teil des Rotationskreises der Quelle



- b) Relatives Intensitätsverhältnis $(I^{\text{Ir}} - I^{\text{Pt}}) / I^{\text{Pt}}$ der hinter Iridium- bzw. Platinabsorbern gemessenen γ -Strahlung als Funktion der Geschwindigkeit der Quelle relativ zu den Absorbern. $\Delta E = (v/c) \cdot E_0$ ist die Energieverschiebung der 129 keV-Quanten relativ zu den ruhenden Absorbern. Als Strahlungsquelle diente eine 65 m Curie starke Osmiumquelle, deren Zerfallsspektrum die 129keV-Linie in Ir^{129} enthält





Debye-Waller-Faktor für zwei typische Übergänge

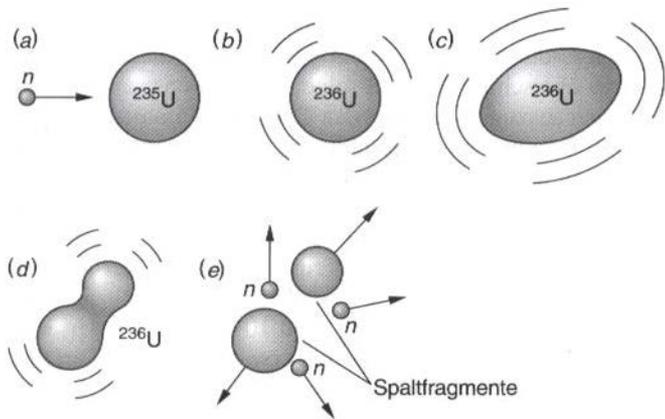
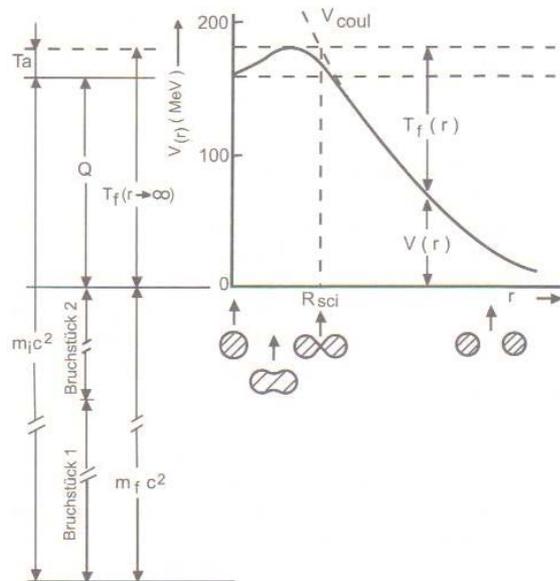


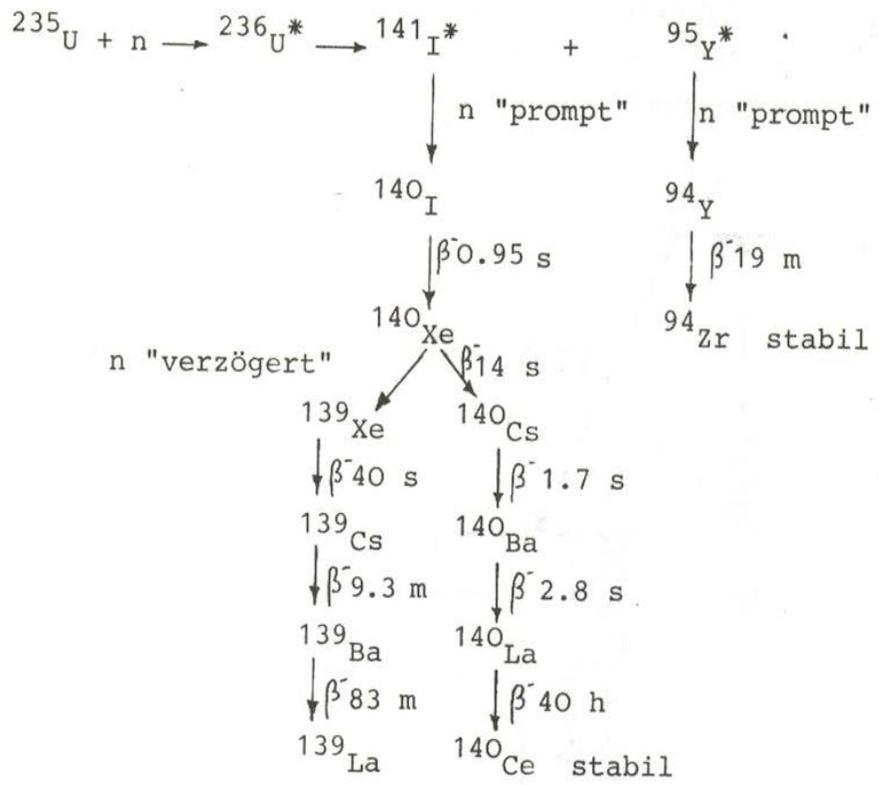
Abb. 12.8. Schema einer Kernspaltung. Die Absorption eines Neutrons durch ^{235}U (a) führt zu einem angeregten Zustand von ^{236}U (b). Dieser angeregte Kern wird durch Schwingungen verformt (c), der schwingende Kern wird instabil (d) und zerfällt in zwei Bruchstücke (e) mittlerer Massenzahl unter Emission mehrerer Neutronen, die ihrerseits die Spaltung weiterer Kerne auslösen können.

[aus Ref. 7]



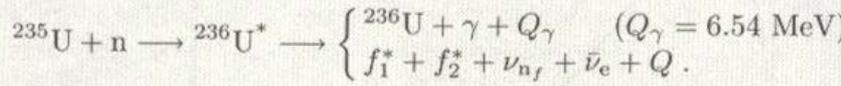
Energieverhältnisse bei der Spaltung [aus Ref. 6]

Typische Spaltprozesse von ²³⁵U:



Energiebilanz:

Die induzierte Spaltungsreaktion z.B. an ²³⁵U läuft nach der folgenden Reaktionsgleichung ab:



Darin sind die angeregten Spaltfragmente durch * gekennzeichnet, Q ist die gesamte freigesetzte Reaktionsenergie, die aus folgenden Anteilen besteht:

1. Kinetische Energie der Spaltfragmente	167 ± 5 MeV
2. Kinetische Energie von ν Spaltungsneutronen	5 ± 0.2 MeV
3. Prompte γ-Strahlung	8 ± 1.5 MeV
4. Verzögerte γ-Strahlung aus den Spaltfragmenten	6 ± 1 MeV
5. β-Strahlung der Spaltfragmente	6 ± 1 MeV
6. Kinetische Energie der Elektron-Antineutrinos ν̄ _e	12 ± 2.5 MeV
	Q = 204 ± 6 MeV

Da die Neutrinos fast keine Wechselwirkung mit Materie haben, kann nur eine Energie von maximal (204-12) MeV = 192 MeV = 3.08 · 10⁻¹¹ Js absorbiert und technisch verwertet werden. Um eine nutzbare Spaltungsleistung von 1 W zu erzeugen sind 3.25 · 10¹⁰ Spaltungen pro Sekunde erforderlich. 1 g metallisches Uran enthält 2.55 · 10²¹ Atomkerne, die ein Potential an Spaltungsenergie von 22 MWh darstellen.

[aus Ref. 6]

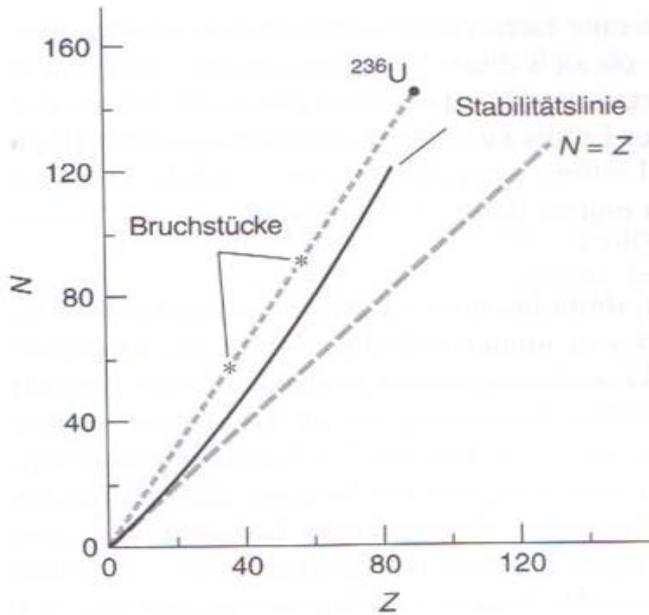
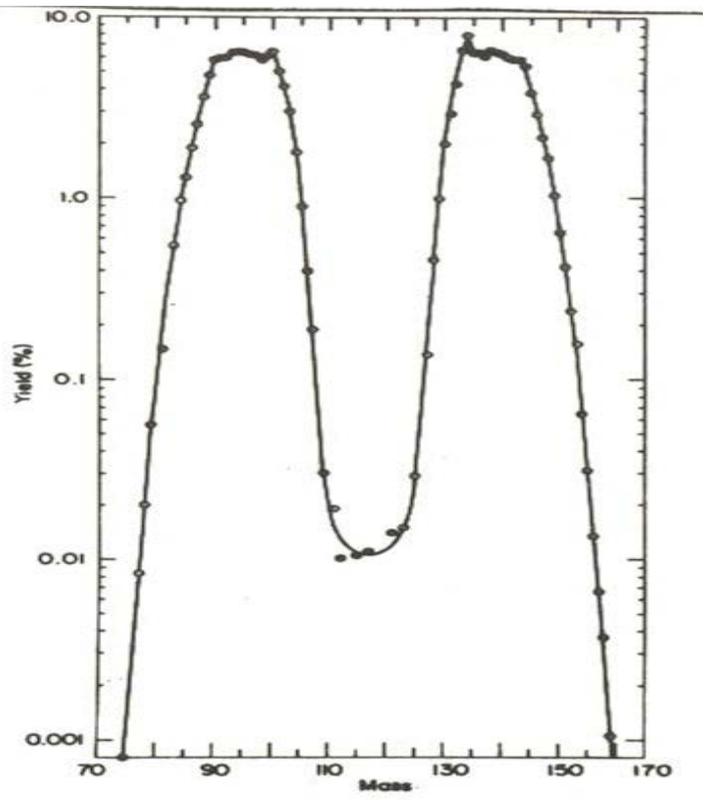


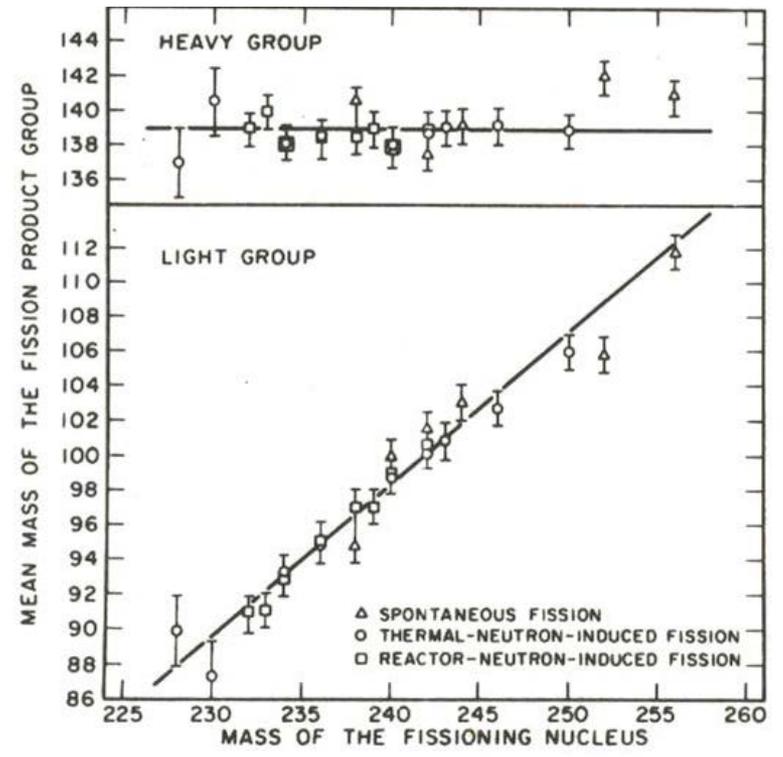
Abb. 12.11. Bei der Spaltung von ^{235}U entstehen neutronenreiche Bruchstücke weit links von der Stabilitätslinie. Deswegen werden sofort ein oder mehrere überschüssige Neutron(en) emittiert; β^- -Zerfälle der Bruchstücke schließen sich an, wodurch die Neutronenzahlen noch einmal sinken.

[aus Ref. 7]

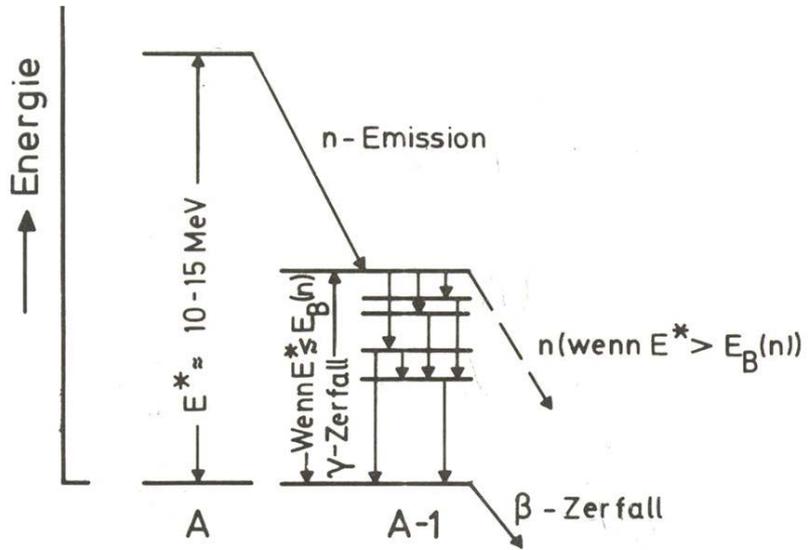
Massenverteilung der Spaltprodukte für induzierte Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen



Mittlere Massen der schweren und leichten Spaltprodukte als Funktion der Massenzahl der spaltenden Kerne



Zerfallsschema der Spaltfragmente:



Energieverteilung der prompten Spaltneutronen:
[aus Ref. 7]

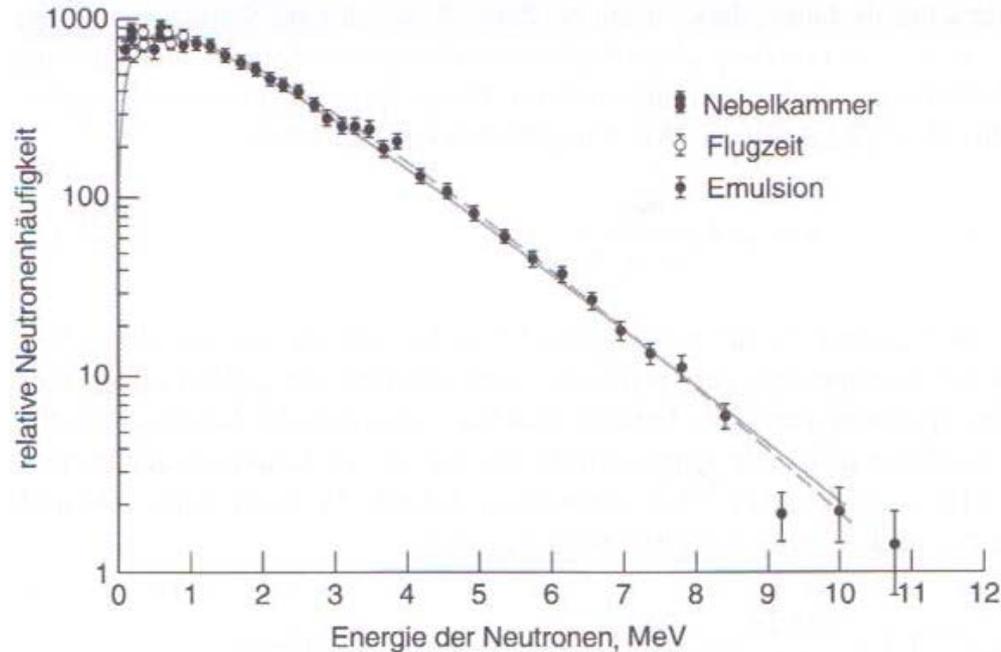
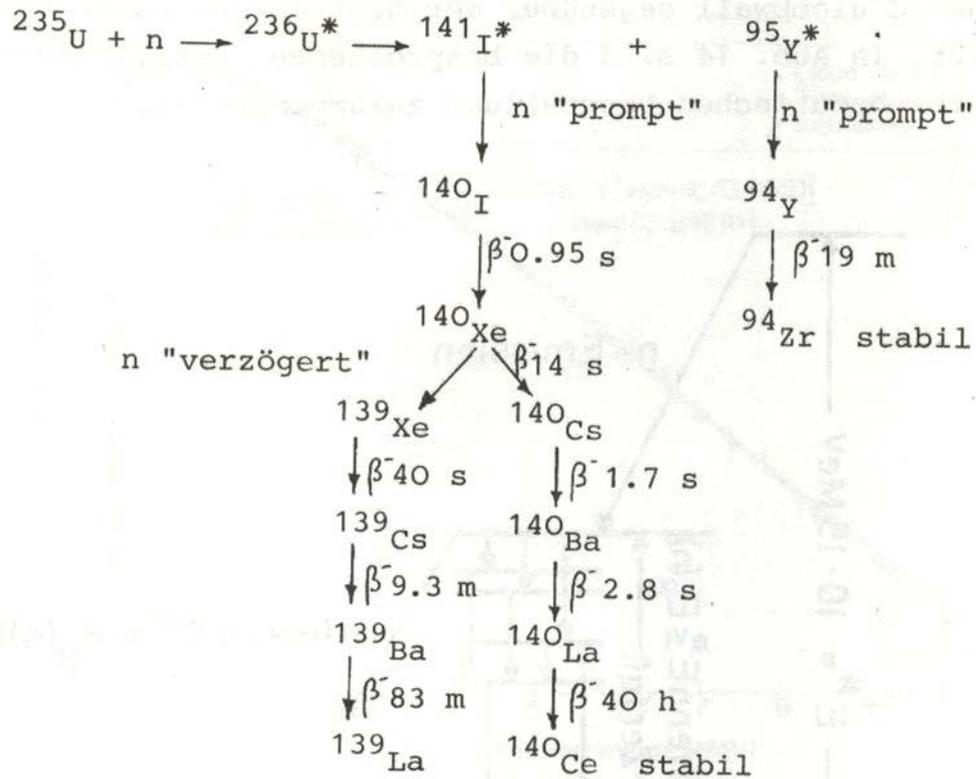
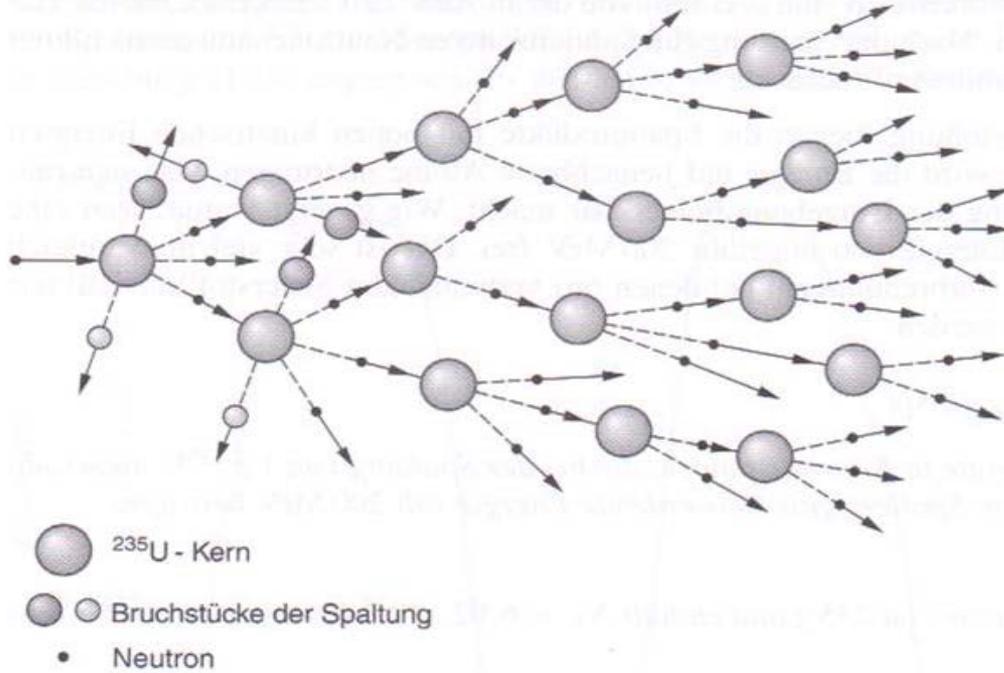


Abb. 12.13. Energiespektrum der Neutronen, die während der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von ^{235}U freigesetzt werden. (Daten aus R. B. Leachman, *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Band 2, Vereinte Nationen, New York 1956.)

Beispiel einer Zerfallskette mit verzögerten Neutronen:





Schema einer Kernspaltungs-Kettenreaktion in ^{235}U . Nur für die ersten drei Spaltungen sind die Spaltfragmente eingezeichnet. Pro Spaltung werden im Schnitt 2,4 Neutronen freigesetzt. [aus Ref. 7]

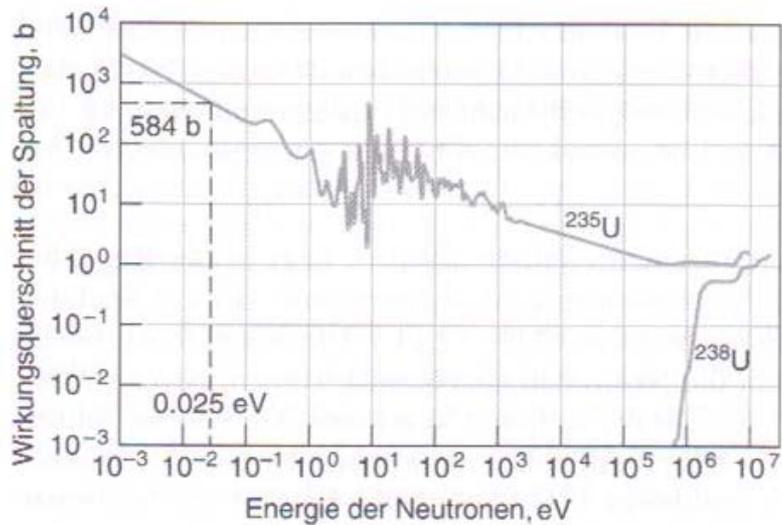
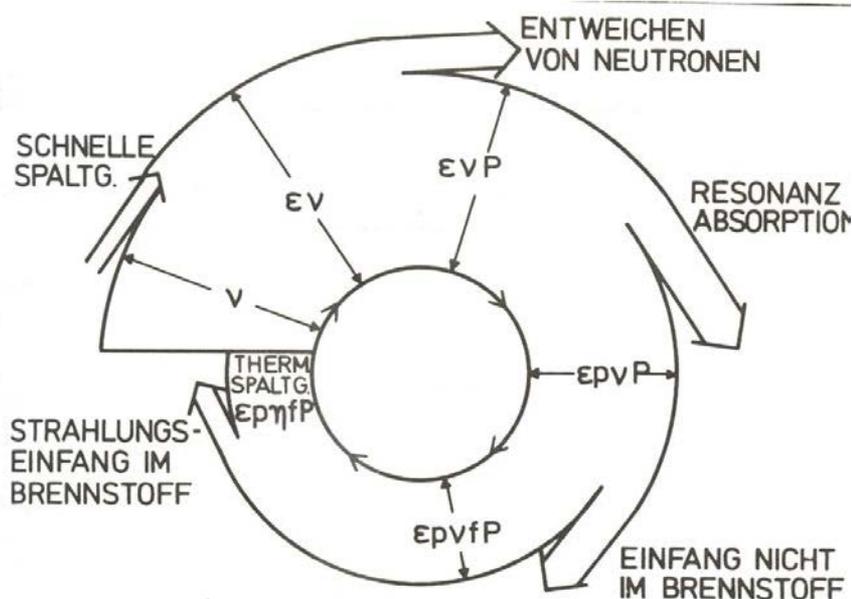


Abb. 12.14. Wirkungsquerschnitte der neutroneninduzierten Spaltung von ^{235}U und ^{238}U . Im Bereich unterhalb von 0,01 eV erkennt man bei ^{235}U dieselbe $1/v$ -Abhängigkeit wie beim Wirkungsquerschnitt der (n, γ) -Reaktion (aus dem gleichen Grund wie dort!). Die „radiative“ Absorption (n, γ) konkurriert mit der Spaltung, sie hat bei 0,025 eV einen Wirkungsquerschnitt von 97 barn. Die zahlreichen Resonanzen zwischen 1 eV und 100 eV gehören zu angeregten Zuständen des ^{236}U -Kerns. [aus Ref. 7]



Graphische Veranschaulichung des Neutronenzyklus:

Tabelle 12.1. Moderatoreigenschaften ausgewählter Kerne. [aus Ref. 7]

Kern	$\sigma (n, \gamma)$, barn	Anzahl notwendiger Stöße bis zum Erreichen des thermischen Gleichgewichts
^1H	0,333	18
^2H	$0,51 \cdot 10^{-3}$	25
^4He	0	43
^{12}C	$3,5 \cdot 10^{-3}$	110
^{238}U	2,75	2200

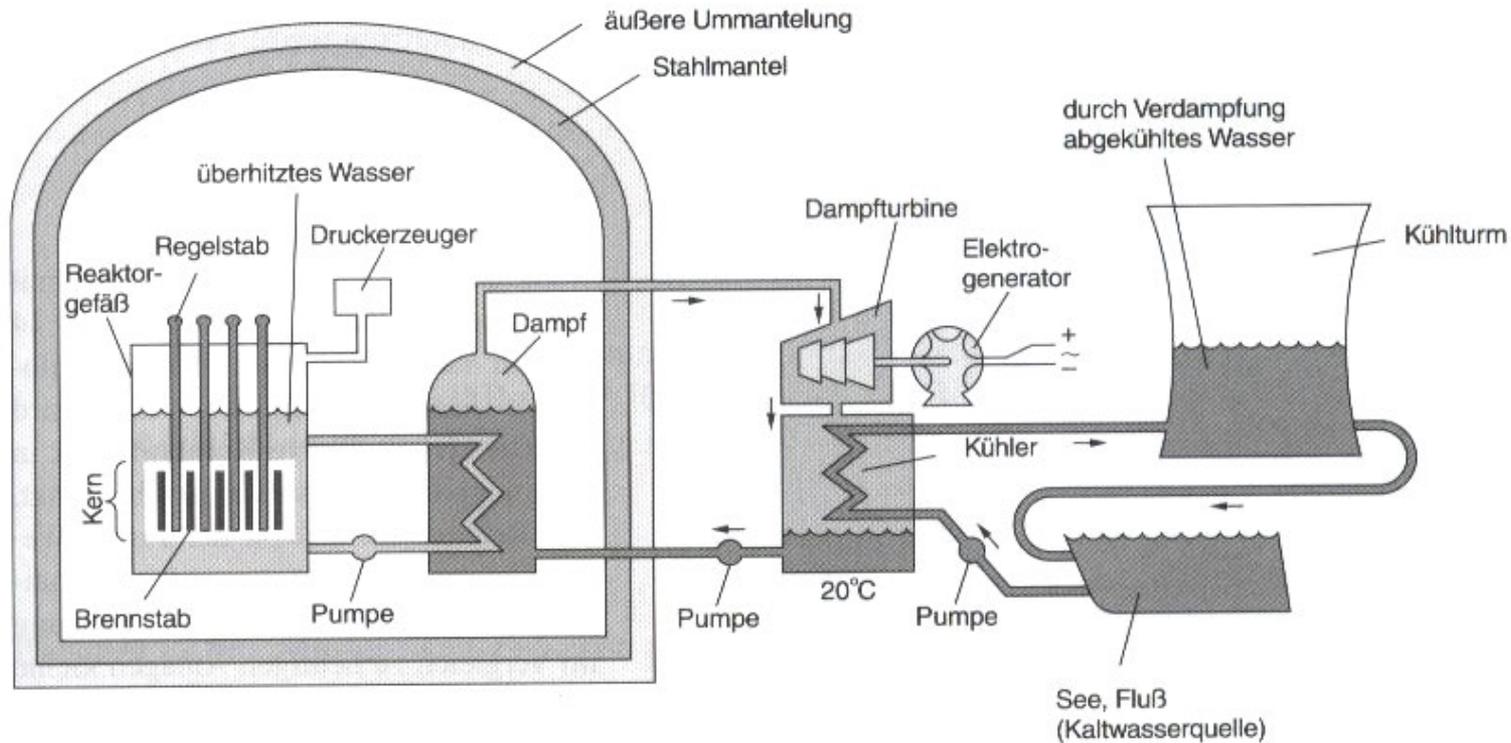
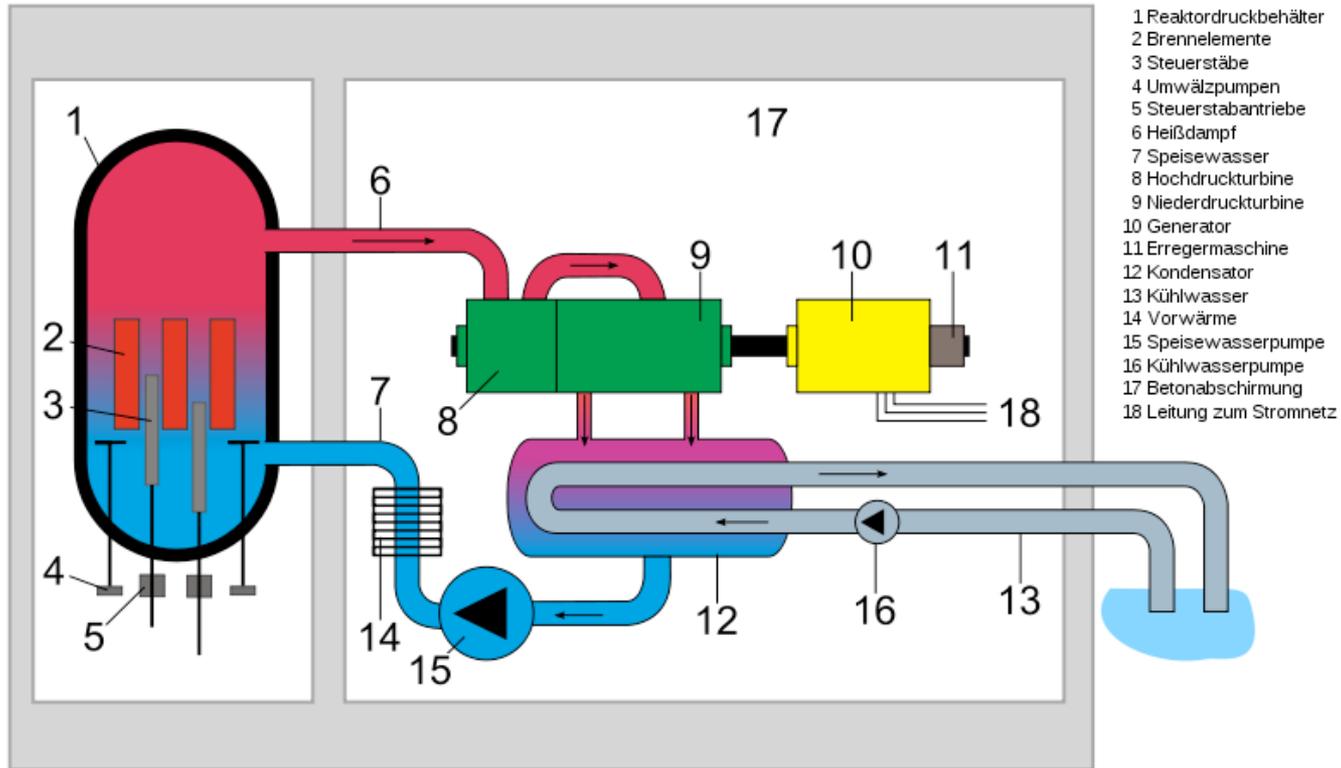


Abb. 12.16. Vereinfachtes Schema eines Druckwasserreaktors (PWR, *pressurized water reactor*). Das mit dem Reaktorkern in Kontakt stehende Wasser dient sowohl als Moderator als auch als Wärmeträger. Sein Kreislauf ist vollständig vom Sekundärkreislauf getrennt, in welchen Wasser erhitzt wird, um Dampfturbinen anzutreiben. Viele Details, unter anderem die Notkühlvorrichtungen, werden hier nicht gezeigt. Im Siedewasserreaktor (BWR, *boiling water reactor*) wird Dampf aus dem Primärwasserkreislauf direkt (ohne Isolationskreislauf) zu den Turbinen geleitet.



Aufbau eines Siedewasserreaktors