

Kern- und Teilchenphysik

Johannes Blümer

SS2012

Vorlesung-Website

v10, 24. Mai 2012

KIT-Centrum Elementarteilchen- und Astroteilchenphysik KCETA



■ Radioaktivität

- Poissonstatistik, Gamma-Strahlung, Alpha-Zerfall

- Beta-Zerfall

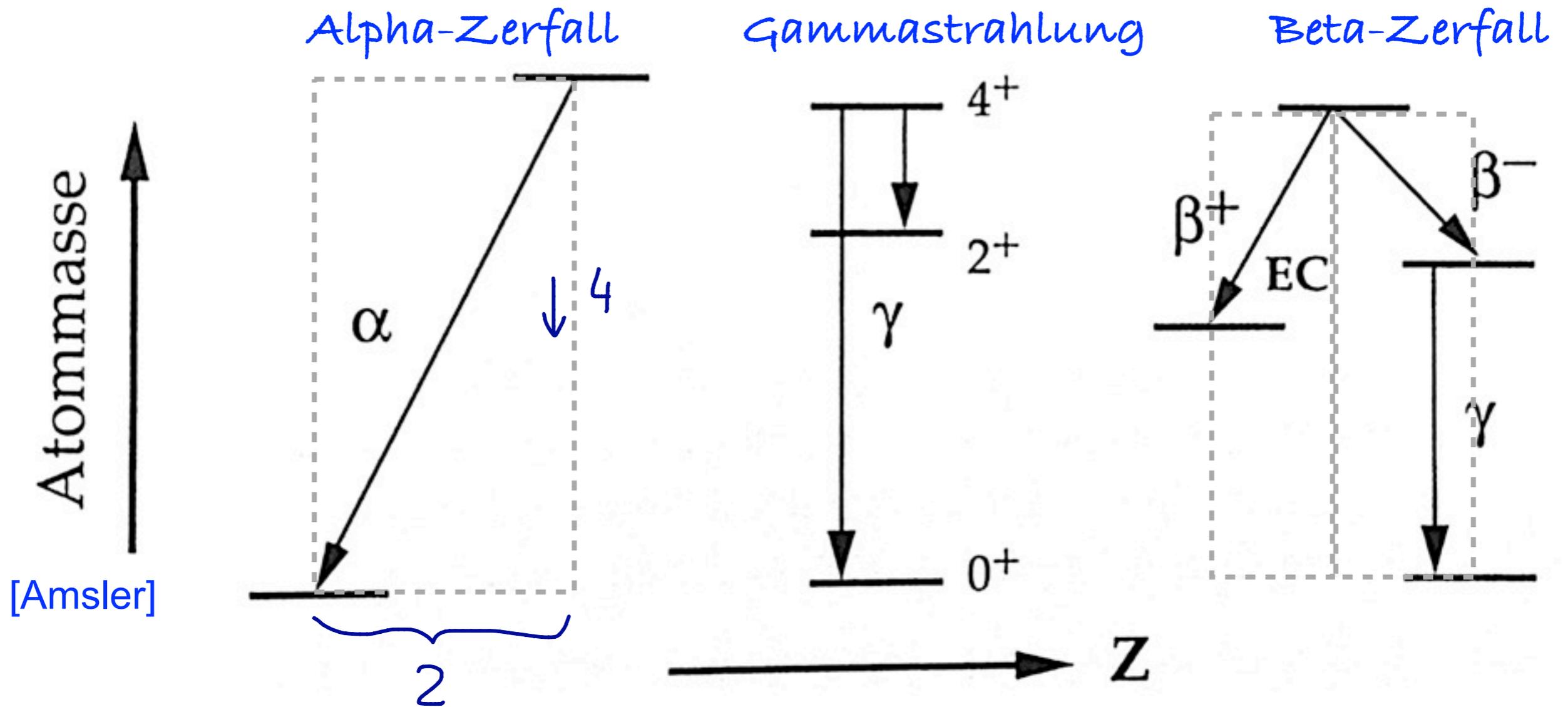


■ Kernphysik im Labor und im Universum

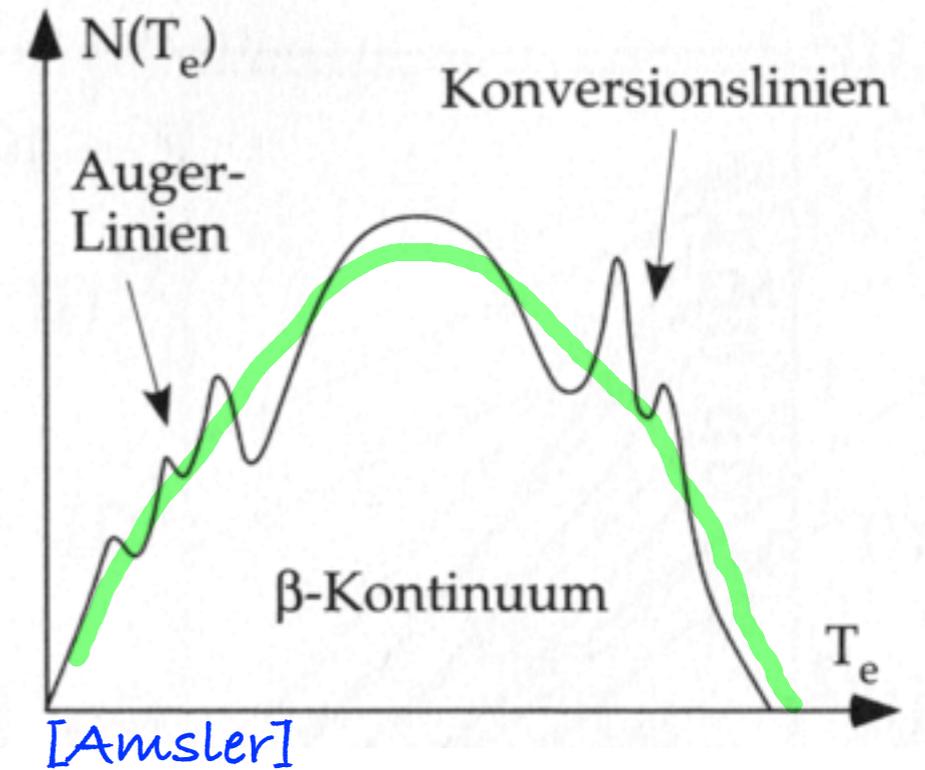
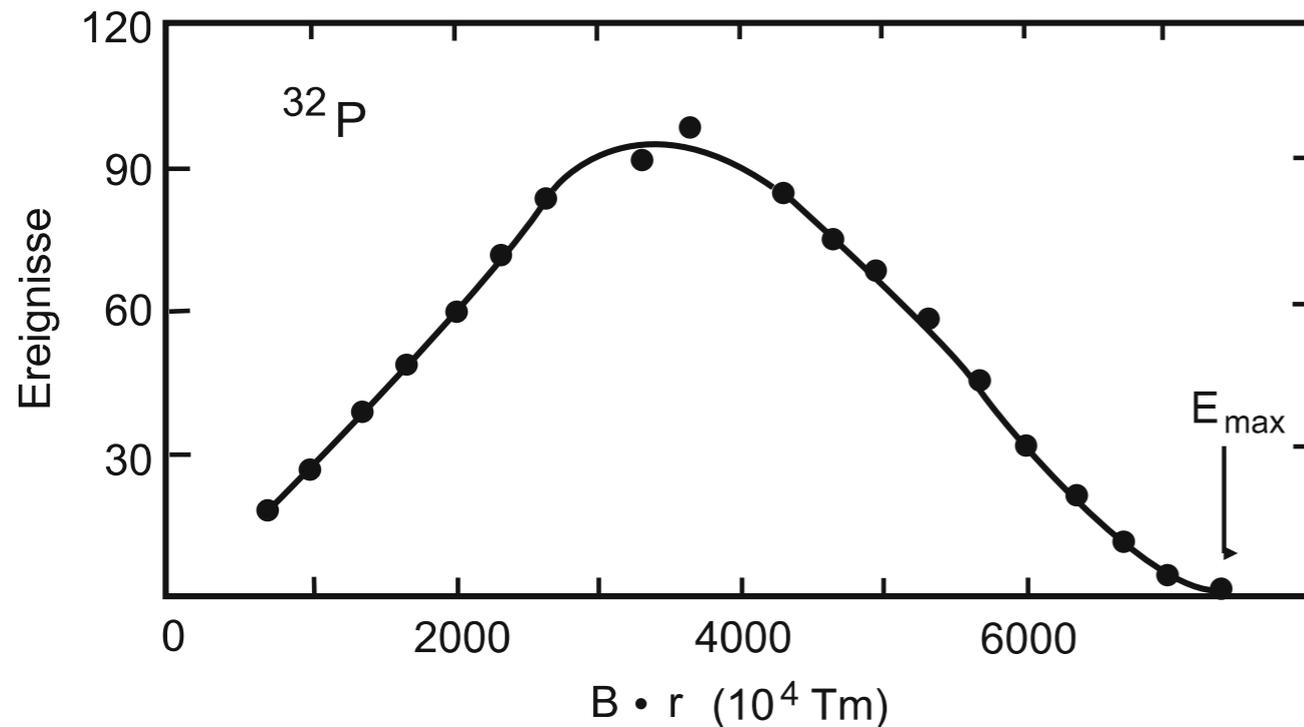
- Kernspaltung

- Elementsynthese: Urknall, Kernfusion, Supernovae

3 Typen von Strahlung



Beta-Zerfall



[BWW]

Bild 7.17. Elektronenspektrum eines β -Zerfalls, gemessen mit einem Magnetspektrometer. Als Abszisse ist nicht die Energie, sondern die magnetische Steifigkeit $B \cdot r$ aufgetragen

Konfusion von e^- Signal mit sekund. Effekten ...

kontinuierliches Spektrum?
Drehimpuls?

} 3-Körper-Zerfall mit ν -Emission!

↳ W. Pauli 1931

Paulis Brief 1931

Original - Photokopie von Pauli 1931
Abschrift/15.12.56 **PN**

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

Abschrift

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Ueberbringer dieser Zeilen, den ich baldmöglichst
anzuhören bitte, Ihnen das näheren auseinandersetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der N- und Li-6 Kerne, sowie
des kontinuierlichen beta-Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg
verfallen um den "Wechselatz" (1) der Statistik und den Energienatz
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, 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. Die Masse der Neutronen
müsste von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und
jedenfalls nicht grösser als 0,01 Protonenmasse. Das kontinuierliche
beta-Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim
beta-Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron
konstant ist.

Wolfgang Pauli
Physikalisches Institut
Eidgenössische Technische Hochschule
Zürich



Offener Brief an die Radioaktiven
Gauvereins-Tagung
Tübingen

Zürich, 4. Dezember 1930

Liebe Radioaktive Damen und Herren

wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst anzuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich angesichts der 'falschen' Statistik der N- und Li 6-Kerne, sowie des kontinuierlichen β -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um den 'Wechselsatz' der Statistik und den Energiesatz zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nenne will, in den Kernen existieren, welche den Spin $\frac{1}{2}$ tragen und das Ausschließungsprinzip befolgen und sich von Lichtquanten außerdem noch dadurch unterscheiden, daß sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen müßte von derselben Größenordnung wie die Elektronenmasse sein und jedenfalls nicht größer als 0,01 Protonenmasse.

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.

...

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 ebensolches oder etwas 10mal größeres Durchdringungsvermögen besitzen würde wie ein γ -Strahl.

Ich gebe zu, daß mein Ausweg vielleicht von vornherein wenig wahrscheinlich erscheinen mag die Neutronen, wenn sie existieren, wohl 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 hat: 'O, daran soll man am besten gar nicht denken, so wie an die neuen Steuern.' Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren.

Also, liebe Radioaktive, prüfet und richtet.

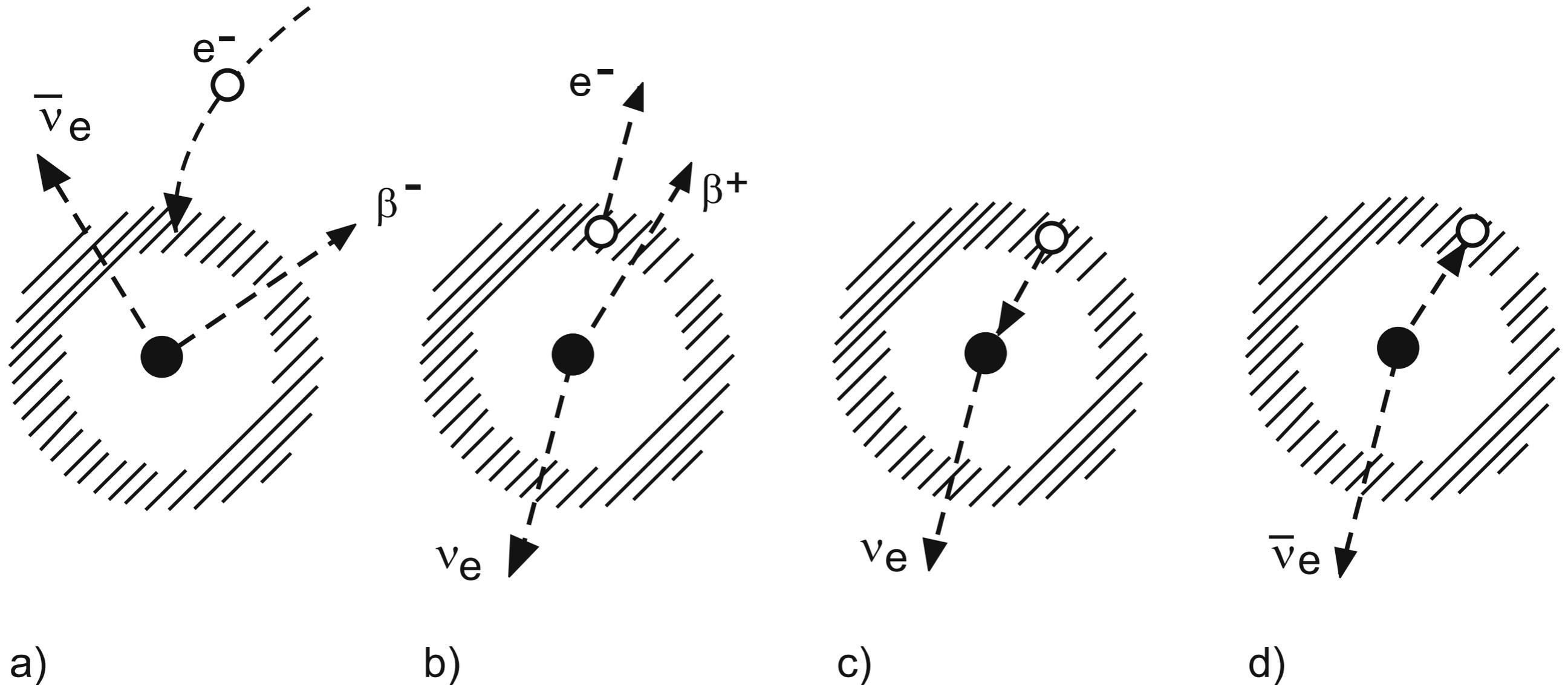
Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dez. in Zürich stattfindenden Balles hier unabhkömmlich bin.

Mit vielen Grüßen an Euch,
Euer untertänigster Diener,

W. Pauli



Beta-Zerfall Klassifizierung

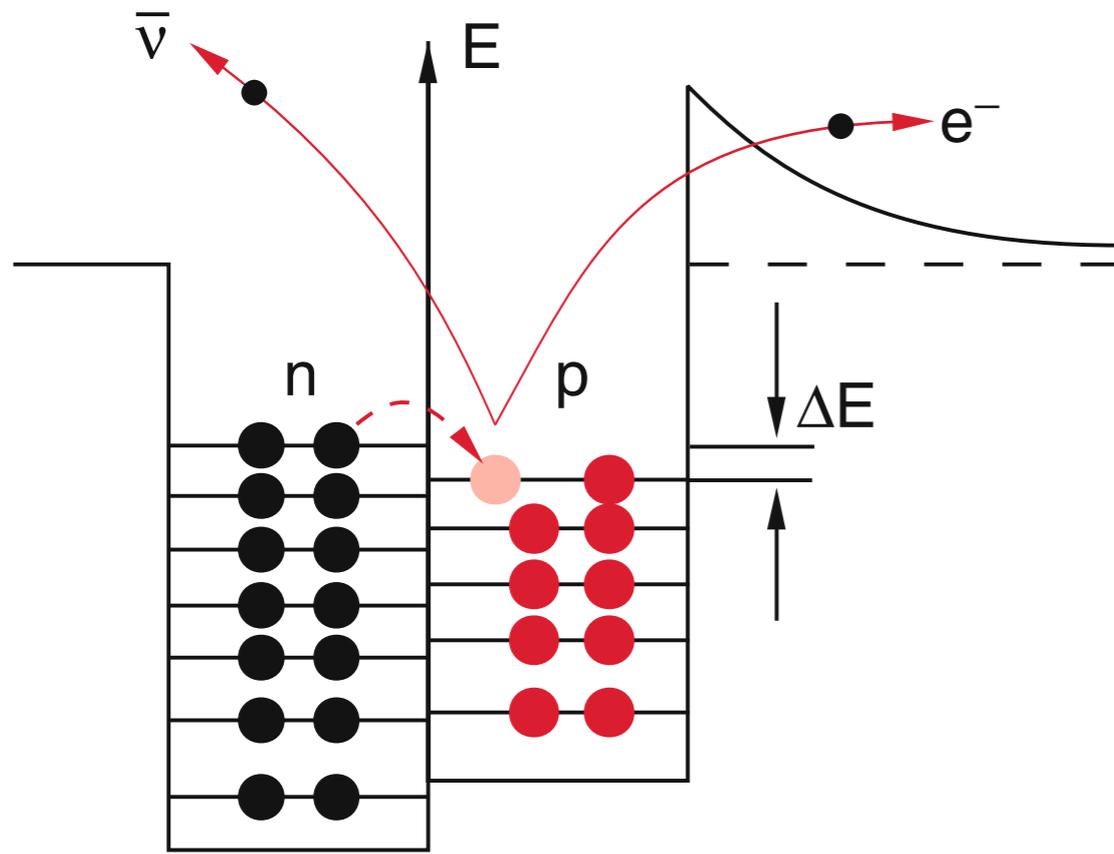


[BWW]

Bild 7.19. β -Zerfälle: (a) β^- -Zerfall, (b) β^+ -Zerfall, (c) Elektroneneinfang (E_K), (d) β^- -Zerfall in gebundene atomare Zustände. Die schraffierte Fläche soll die Elektronenhülle andeuten

Beta-minus und Beta-plus

[Demtröder]

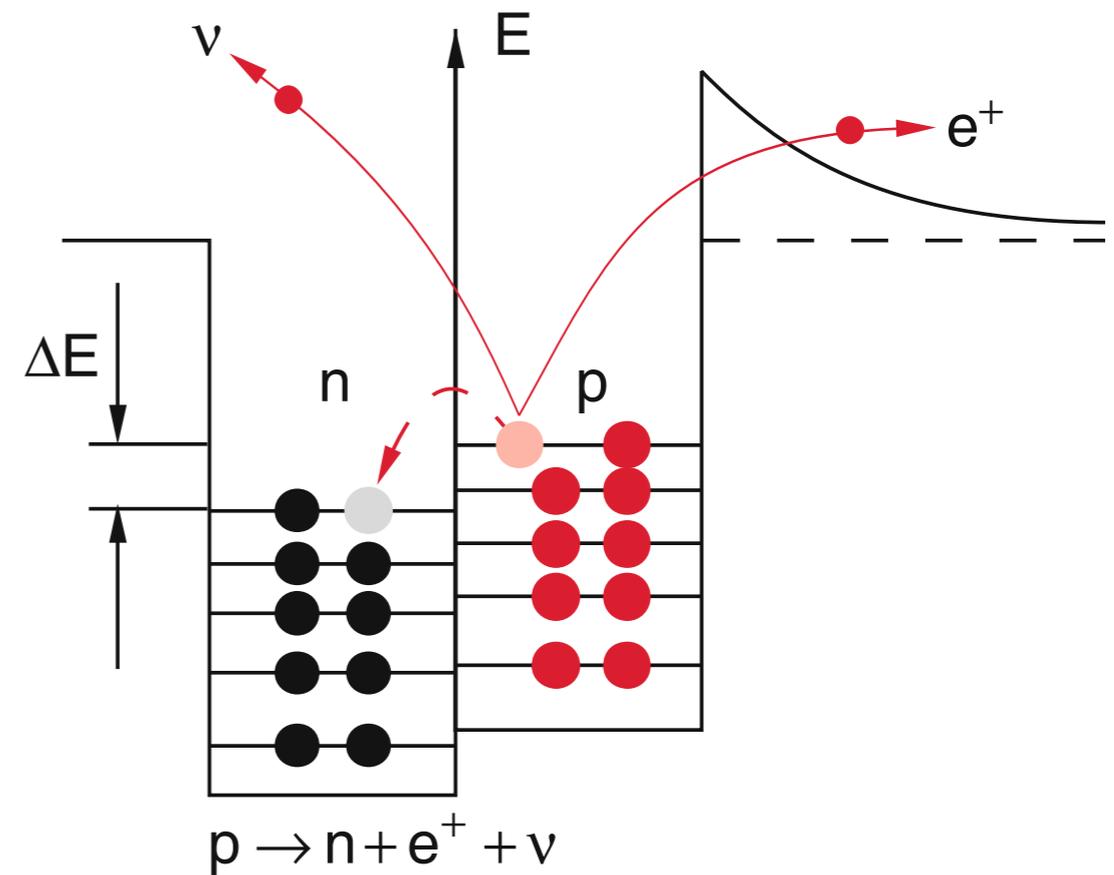


$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + E_{\text{kin}}$$



$$\Delta E = [M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z+1} Y)] \cdot c^2$$

$$\geq (m_e + m_{\bar{\nu}}) \cdot c^2 + E_{\text{kin}}$$

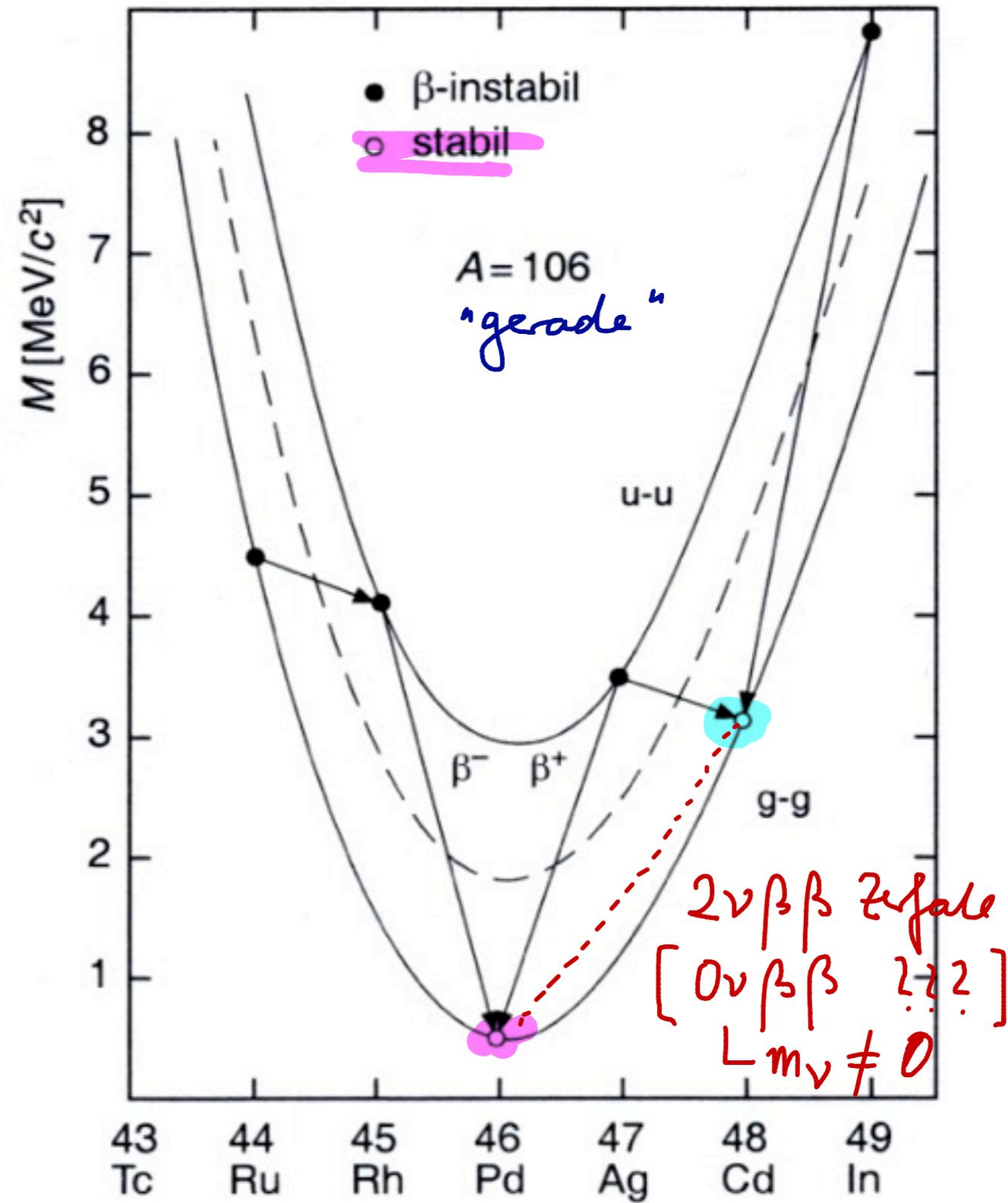
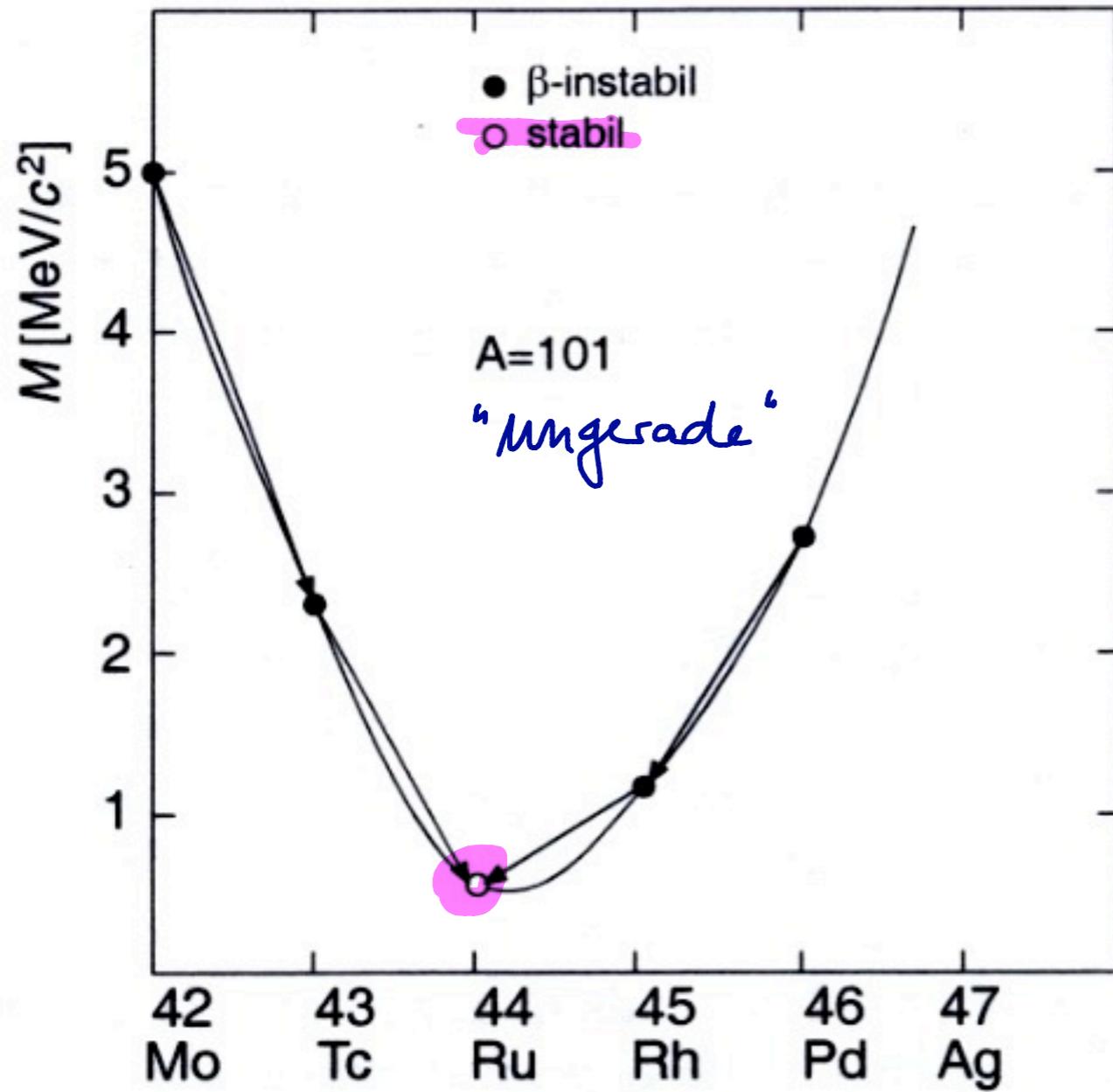


$$\Delta E = [M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z-1} Y)] \cdot c^2$$

$$\geq (m_e + m_{\nu}) \cdot c^2$$

Isobare und Beta-Übergänge

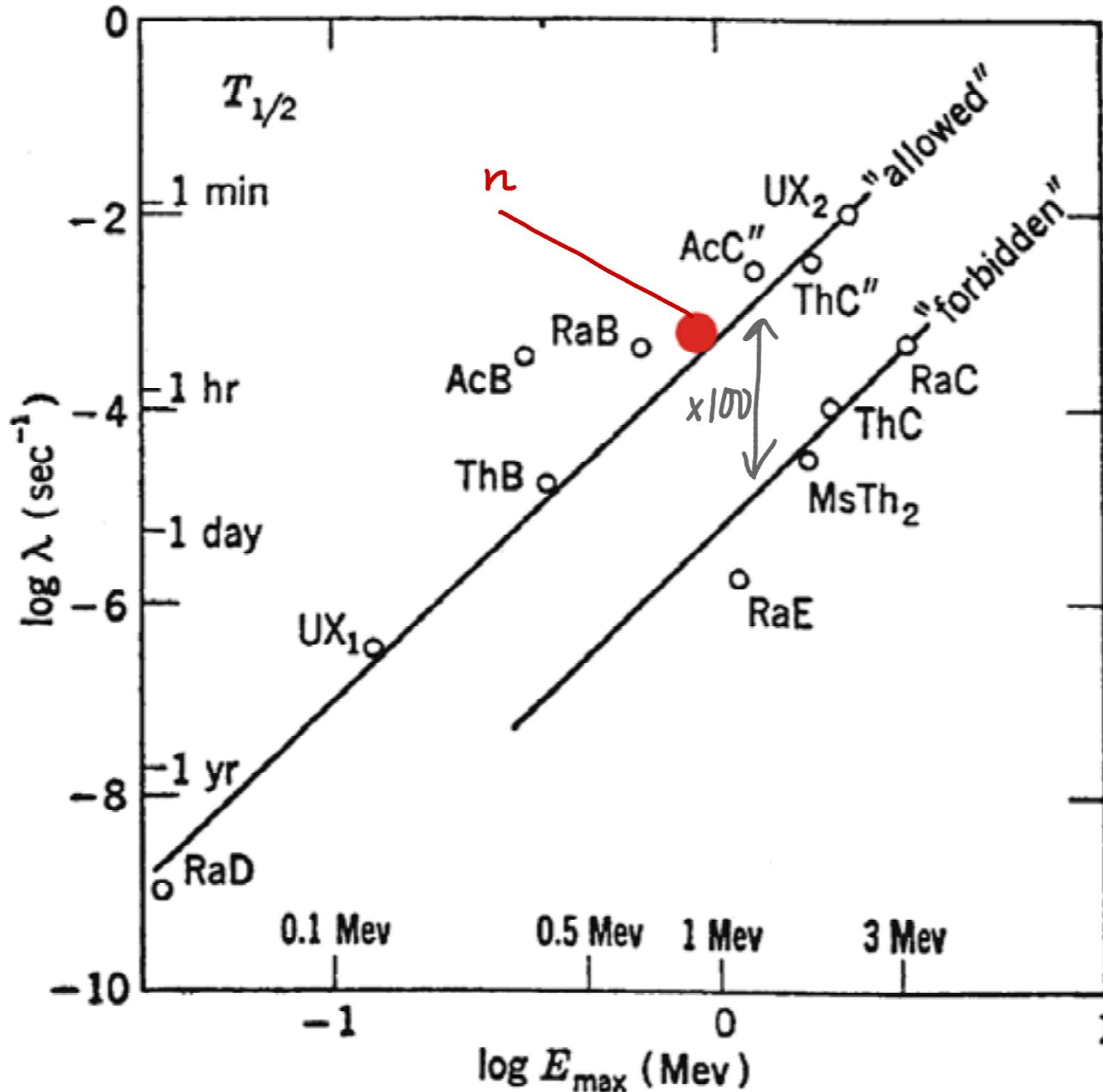
[Povh]



Sargent-Diagramm

[B-N]

Abb. 6.17 Sargent-Diagramm: Zerfallskonstante λ gegen die Zerfallsenergie (log-log mit 4fach gestauchter Ordinate) für verschiedene natürliche β -Strahler (hier mit den alten radiochemischen Namen, Abb. nach [66]). **Roter Punkt: das freie Neutron** Man erkennt zwei Gruppen, die den gleichen allgemeinen Zusammenhang $\lambda \propto E_{\max}^{4...5}$ zeigen. Bei den „verbotenen“ Übergängen müssen die emittierten Teilchen einen Bahndrehimpuls $1\hbar$ mitbekommen (bei „erlaubten“ Übergängen $0\hbar$), das ist der Grund für ca. 100fach verlängerte Halbwertzeiten (ähnlich für α - und auch γ -Strahlung, siehe z. B. Abschn. 6.4.7)



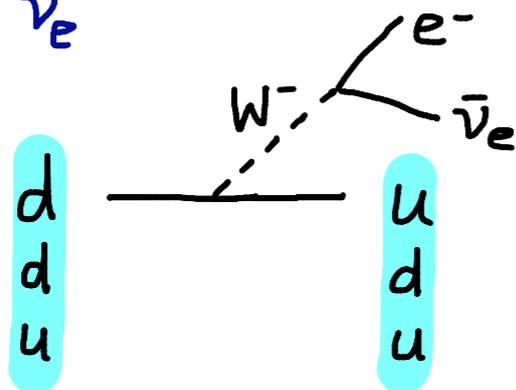
← $0\hbar$

← $1\hbar$ Erschwernis durch Drehimpulse

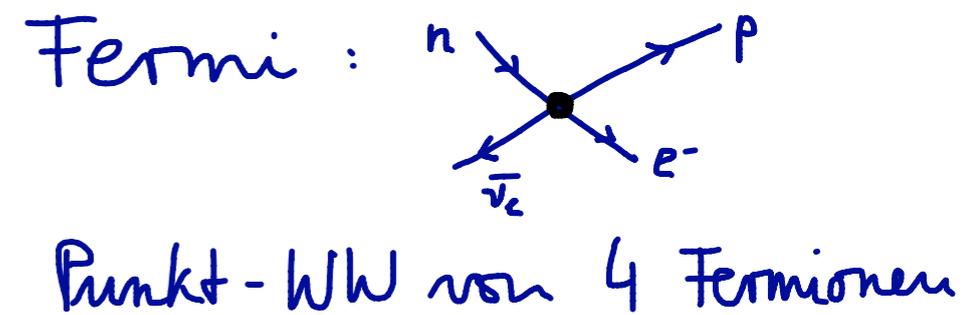
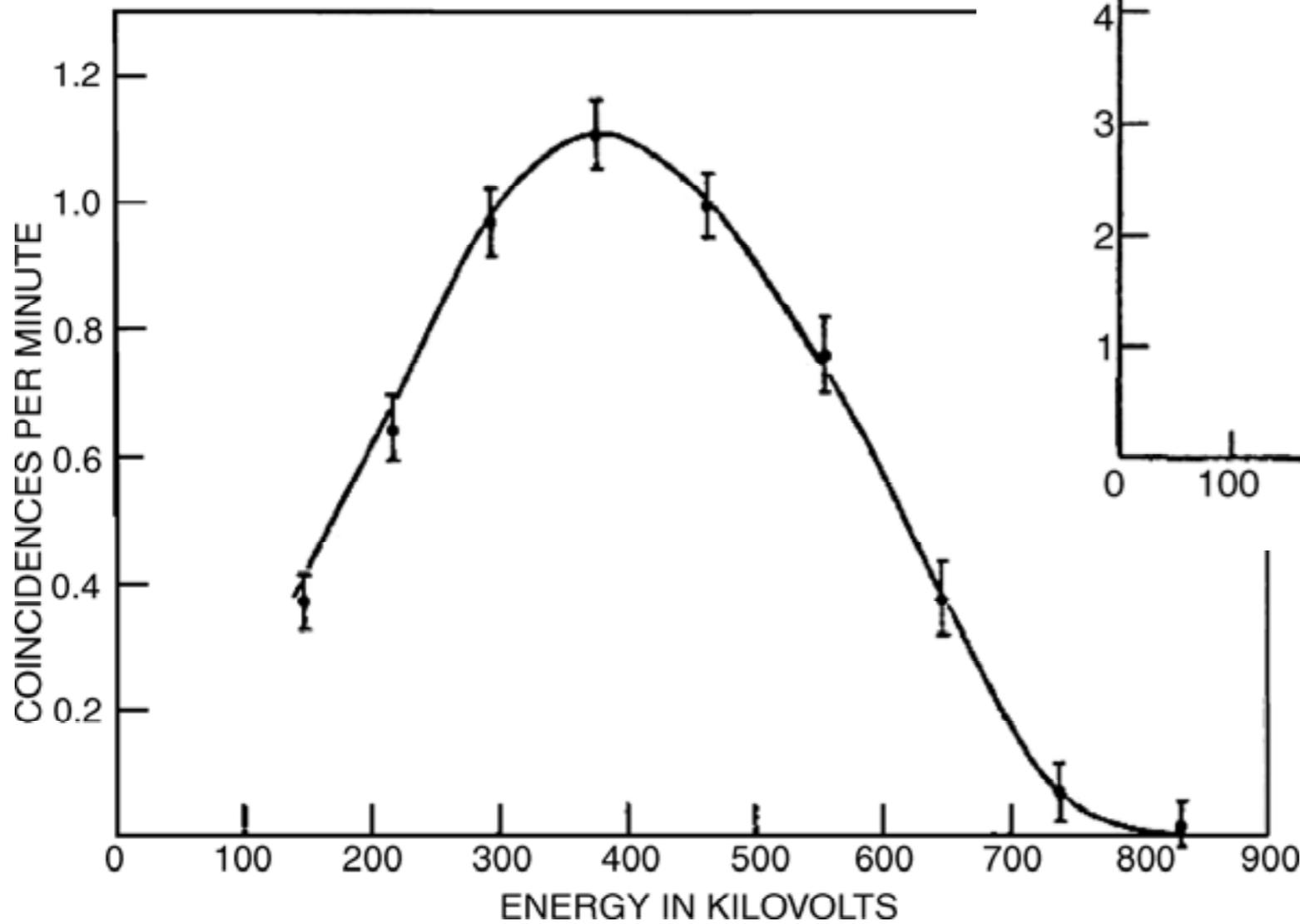
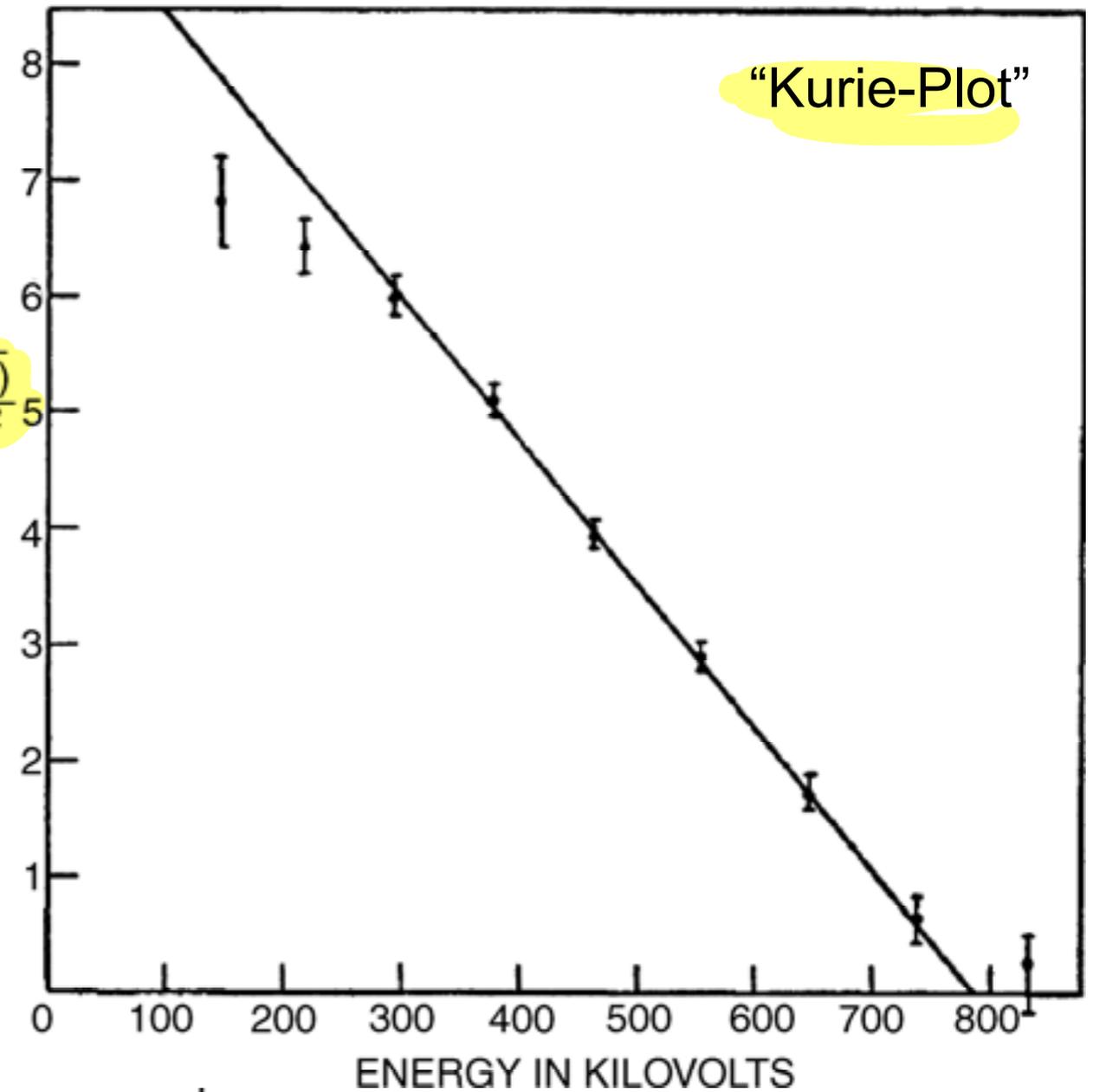
Beta-Zerfall des Neutrons



heute:



$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2}}$$



[B-N]

Abb. 6.16 Energie-Spektrum der Elektronen beim Neutronzerfall [156]

Fermitheorie des Beta-Zerfalls

$$\frac{dw}{dE_e} = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} E_e (E - E_e)^2$$

$$E = E_e + E_\nu = Q + m_e c^2$$

Williams

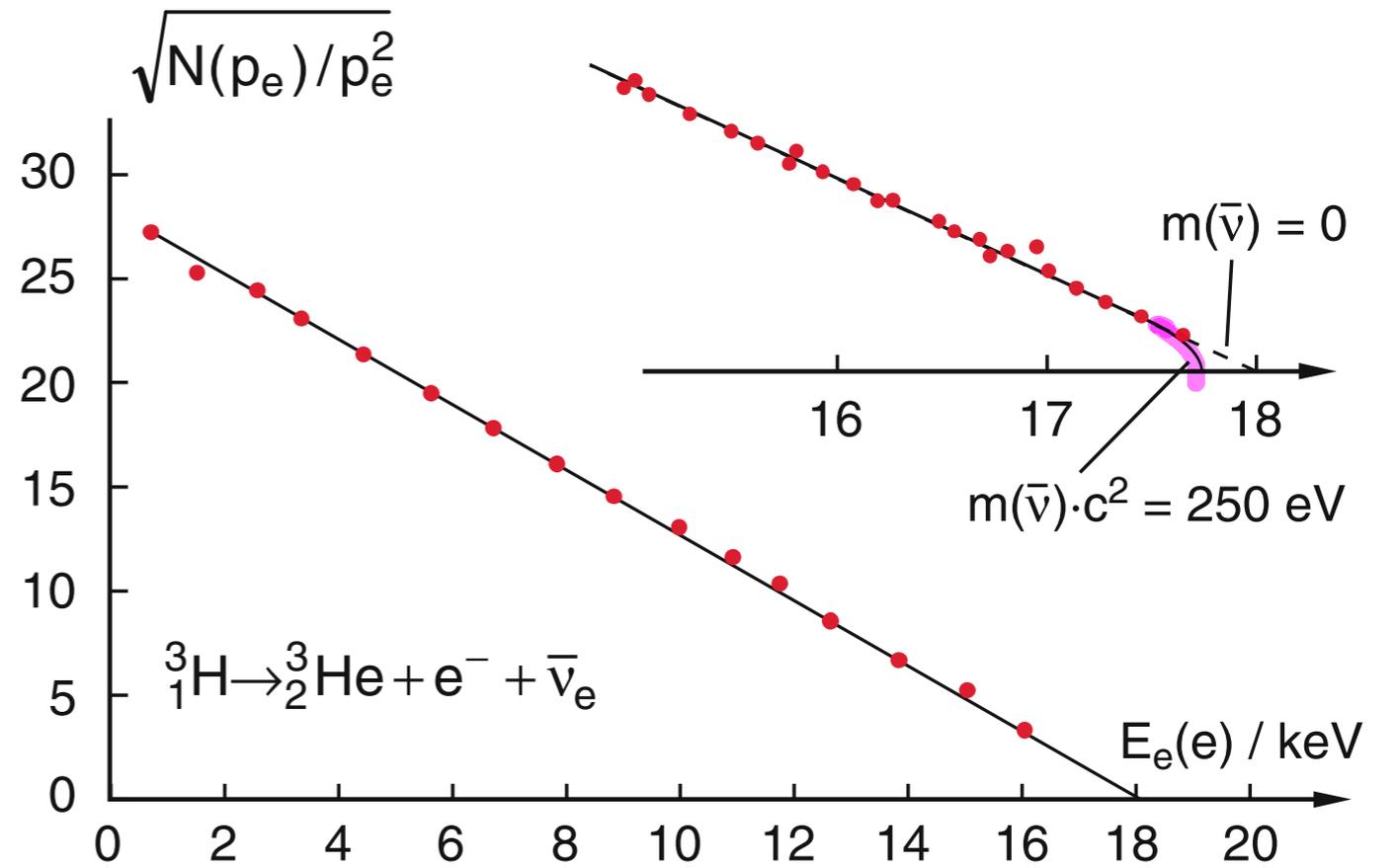
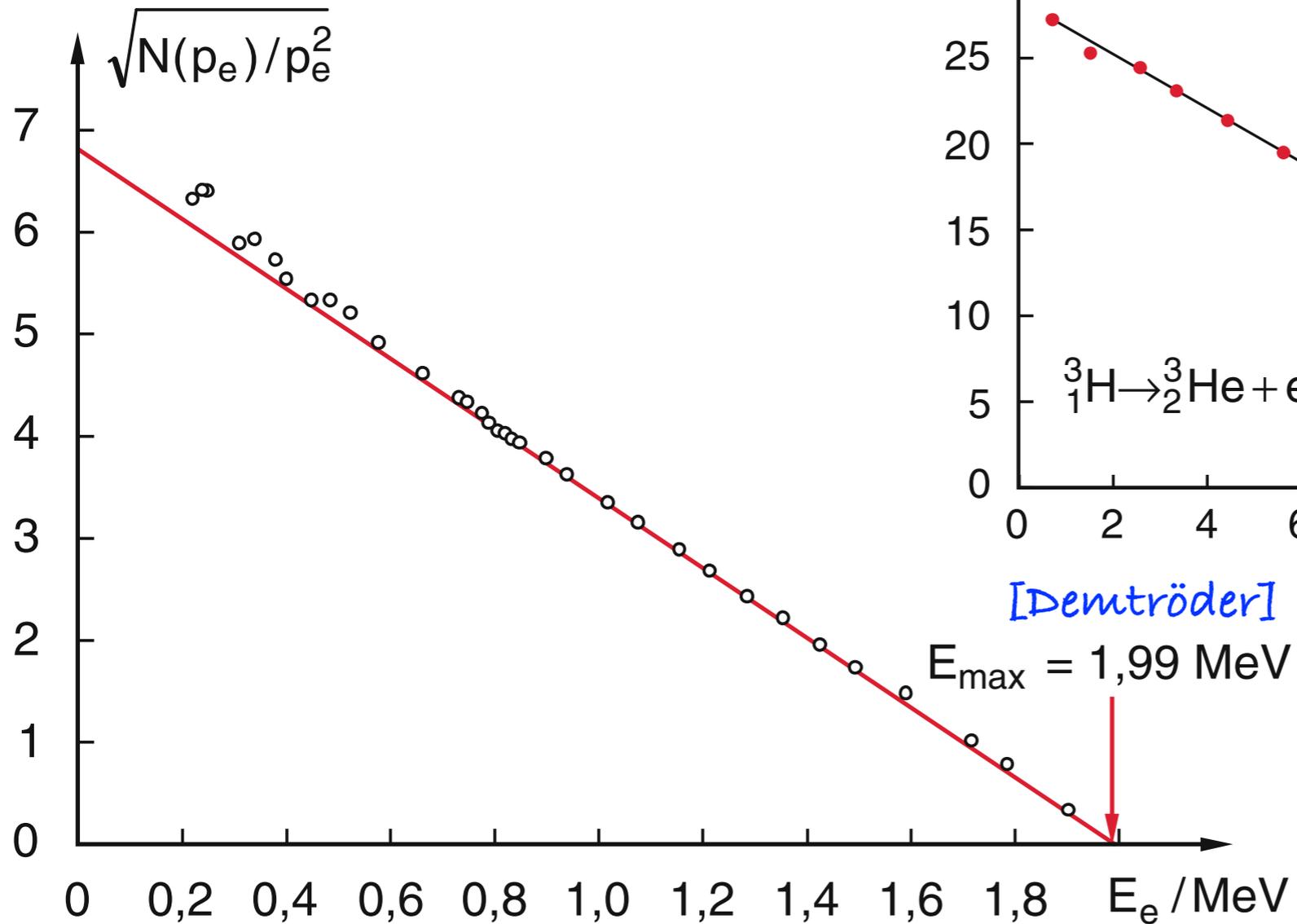
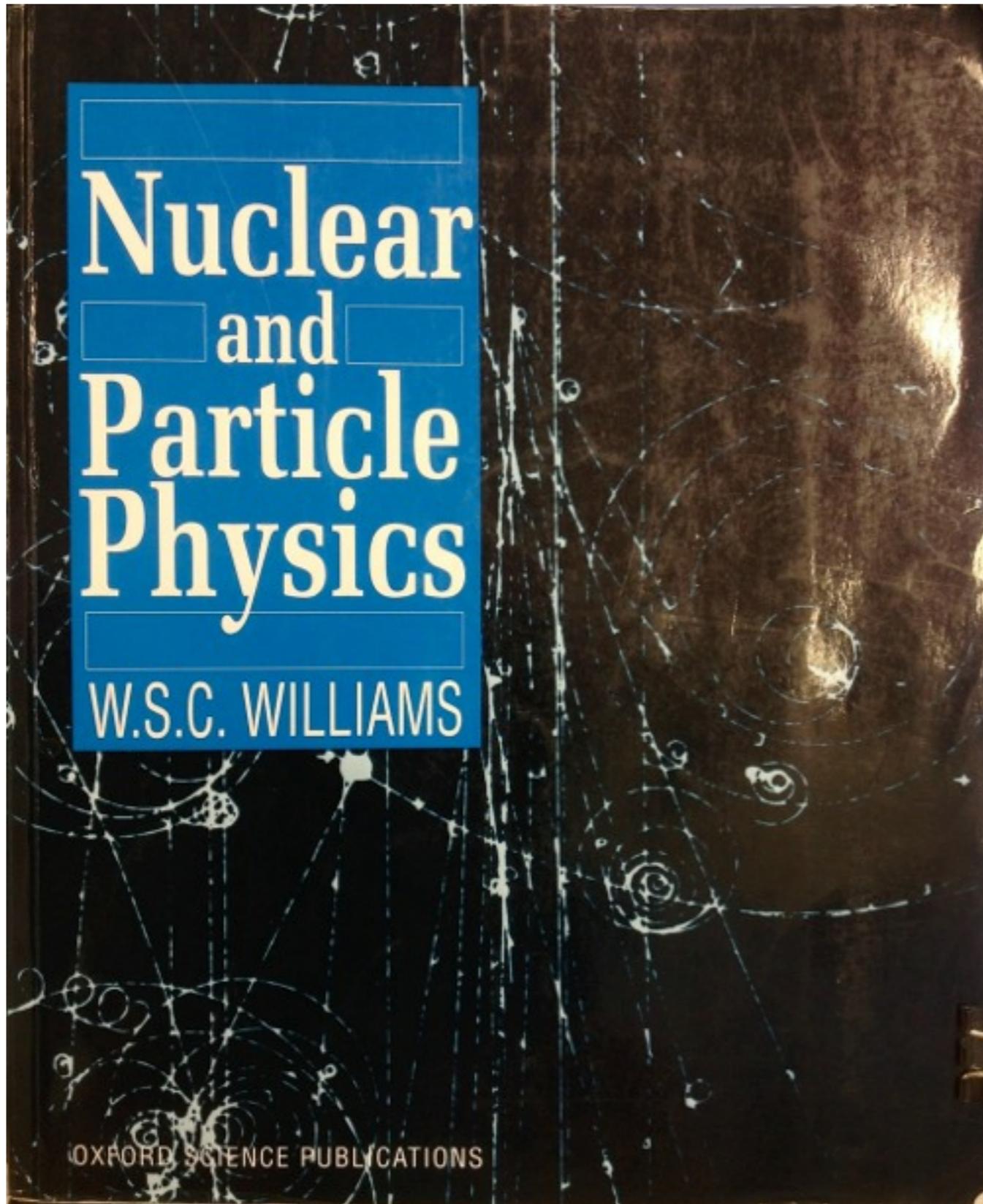
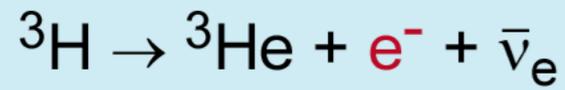
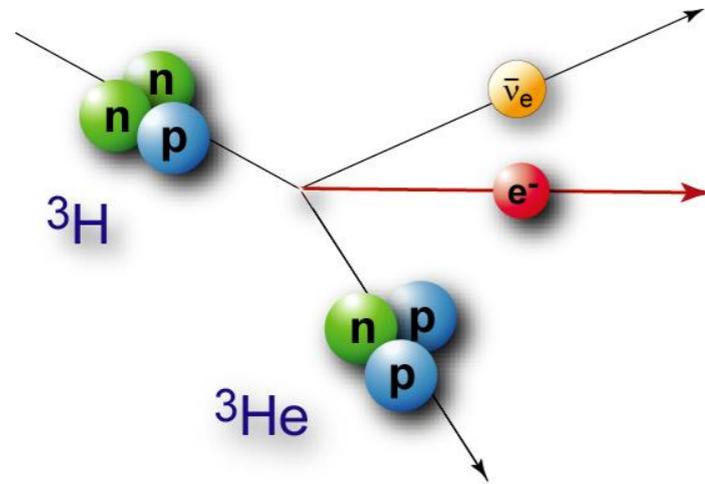
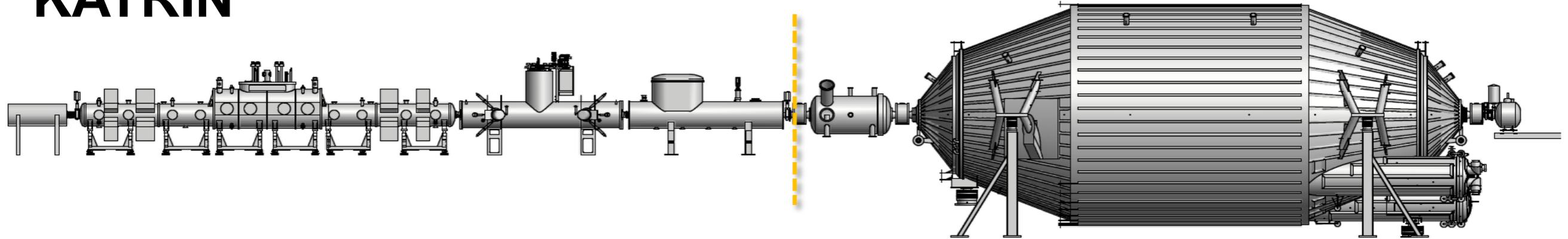


Abb. 3.24. Fermi-Kurie-Diagramm für den β -Zerfall von $^{114}_{49}\text{In}$. Nach J.L. Lawson, J.M. Cork: Phys. Rev. **57**, 982 (1940)



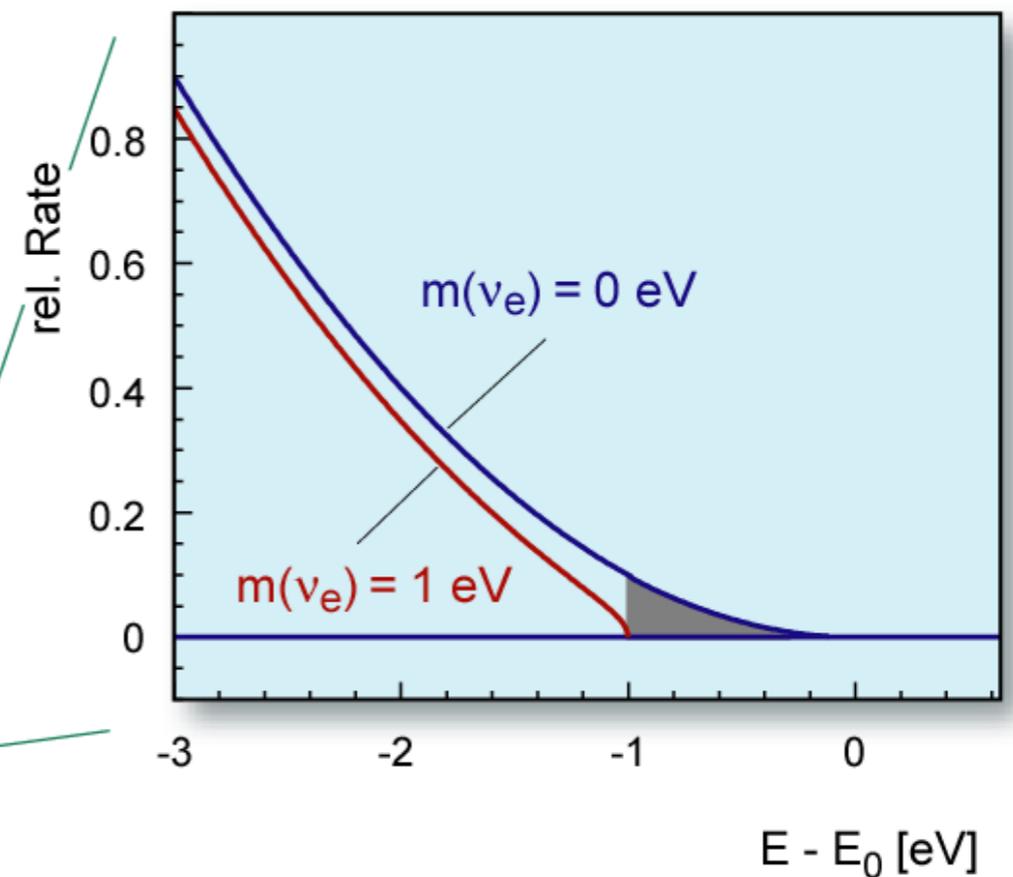
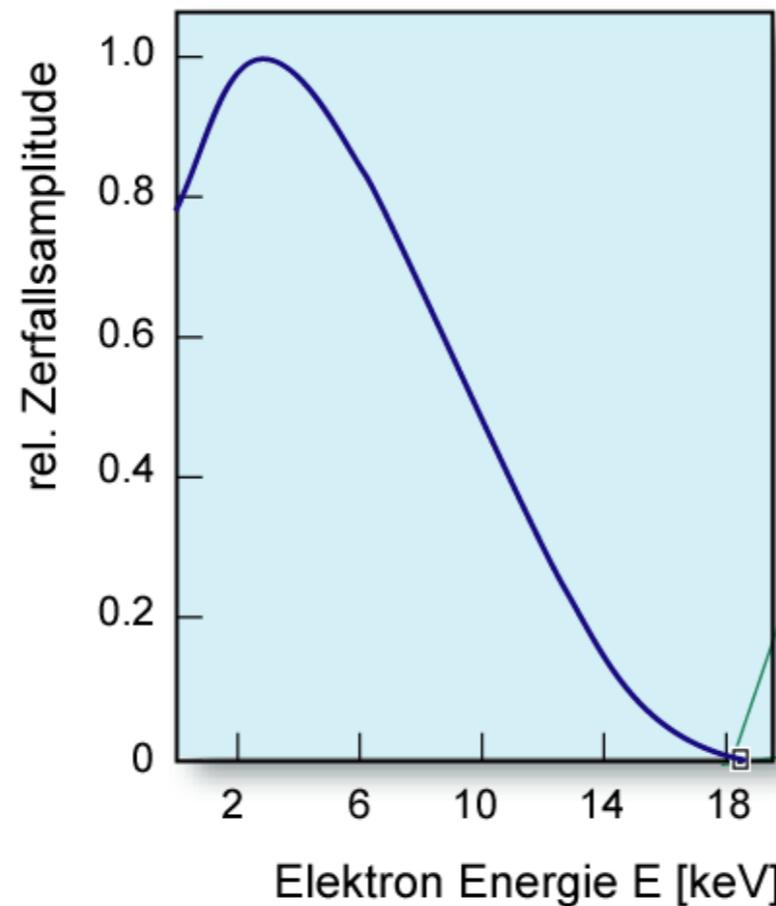
zahlreiche 'brauchbare'
nachvollziehbare Darstellungen...

KATRIN



${}^3\text{H}$: über-erlaubt

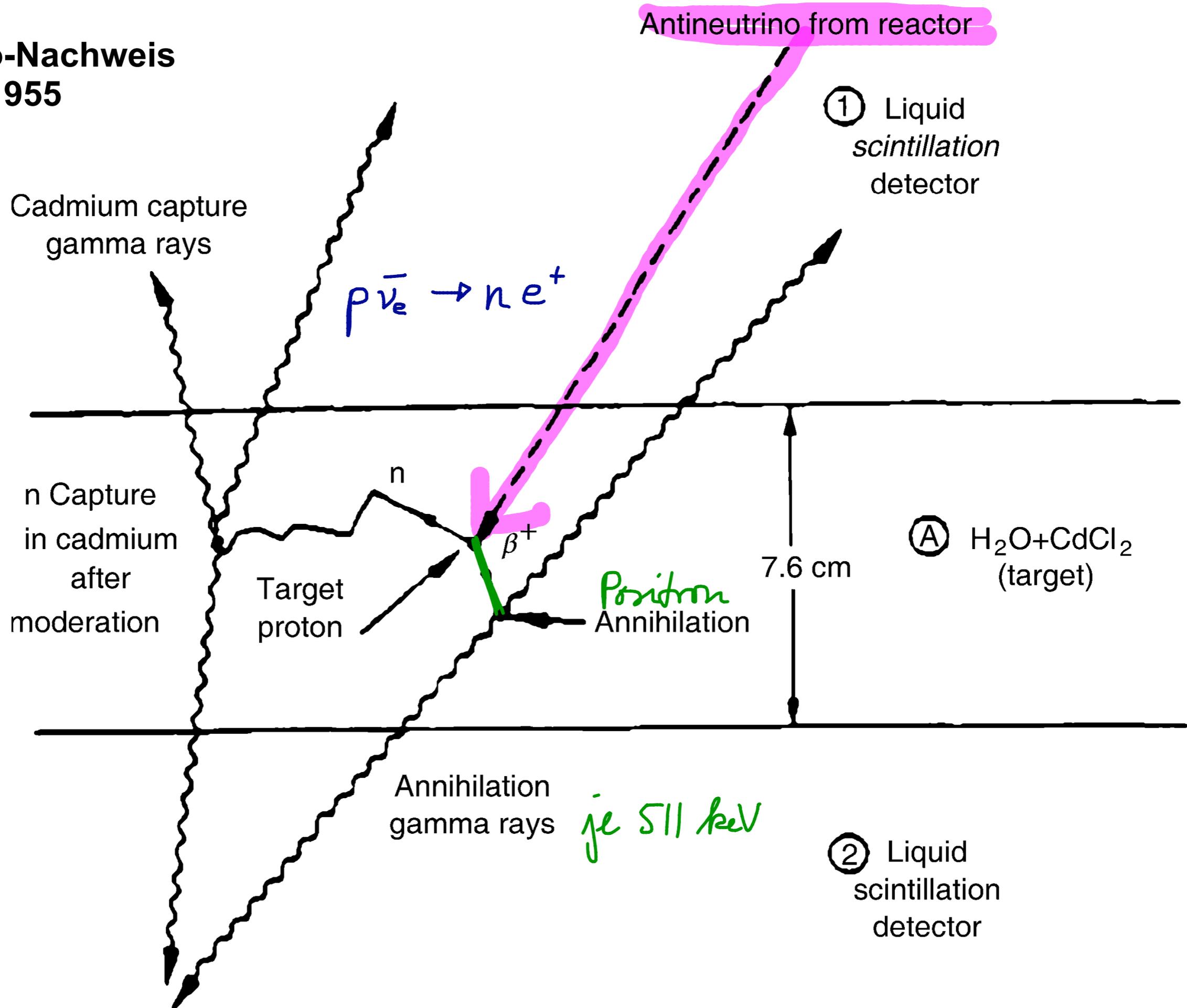
| | |
|-----------|----------|
| E_0 | 18.6 keV |
| $t_{1/2}$ | 12.3 y |



$$\frac{d\Gamma_i}{dE} = C \cdot p \cdot (E + m_e) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_i^2} \cdot F(E, Z) \cdot \theta(E_0 - E - m_i)$$

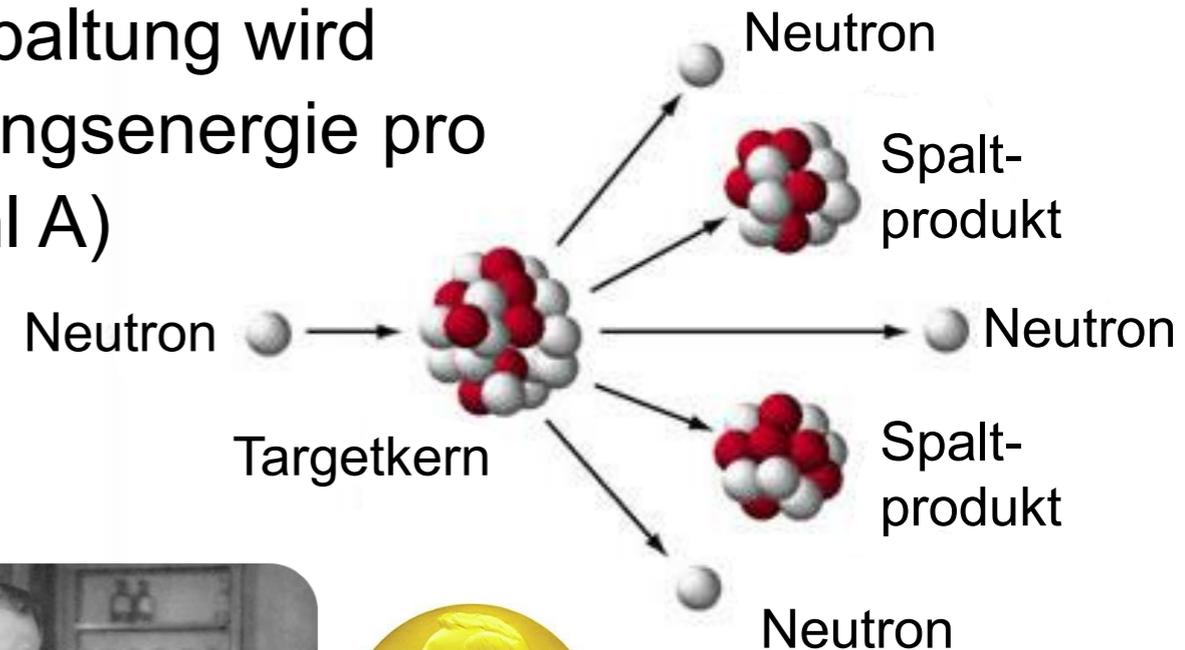
↑ m_ν !

Neutrino-Nachweis Reines 1955

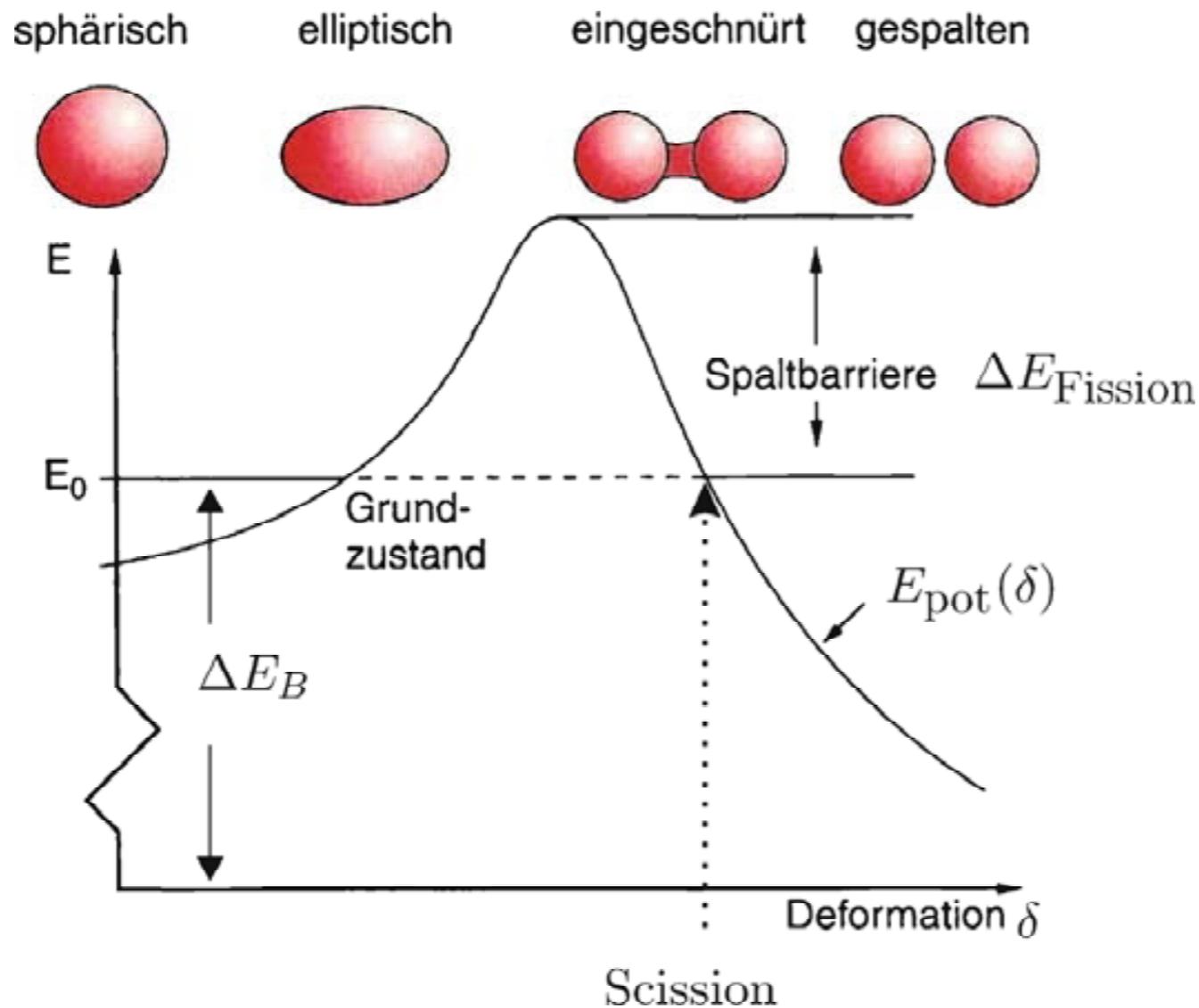


Kernspaltung

- 1938: O. Hahn & F. Straßmann entdecken die Kernspaltung
 - 1939: L. Meitner & R.O. Frisch geben die erste korrekte Interpretation
 - 1942: E. Fermi erzeugt in Chicago erste kontrollierte Kettenreaktion
- natürliche Kernspaltung entsteht aufgrund einer „**dynamischen Instabilität**“, bei einer Spaltung wird ~200 MeV Energie freigesetzt (vgl. Bindungsenergie pro Nukleon B/A als Funktion der Massenzahl A)



Otto Hahn (1879-1968)
Nobelpreis 1944
Lise Meitner (1878-1968)



mit $\epsilon_{xz} = \epsilon$

- für ein Rotationsellipsoid:

$$E_s = a_s \cdot A^{2/3} \cdot \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots\right)$$

$$E_c = a_c \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} \cdot \left(1 - \frac{1}{5} \epsilon^2 + \dots\right)$$

$$\Delta E = \frac{\epsilon^2}{5} (2a_s \cdot A^{2/3} - a_c \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3})$$

die Spaltbarriere ΔE verschwindet wenn gilt: **$Z^2/A > 48$ ($Z > 114$)**

Abb. 8.1 Ablauf der Kernspaltung nach dem Tröpfchenmodell, stark vereinfacht. Der sphärische Kern im Grundzustand E_0 ist genau genommen gar nicht stabil, sondern kann durch Tunneleffekt in den gespaltenen Zustand übergehen (bei gleichem Eigenwert der Gesamt-Energie!). Im Vergleich zur natürlichen α -Radioaktivität ist hier die Potential-Barriere aber höher und die Übergangswahrscheinlichkeit viel geringer (außer bei manchen experimentell hergestellten super-schweren Kernen). Eine sofortige Spaltung tritt erst aus einem angeregten Zustand oberhalb der Spaltbarriere $E_0 + \Delta E_{\text{Fission}}$ ein, wie er bei $^{235}_{92}\text{U}$ schon durch Neutroneneinfang gebildet wird. (Abb. nach [58])

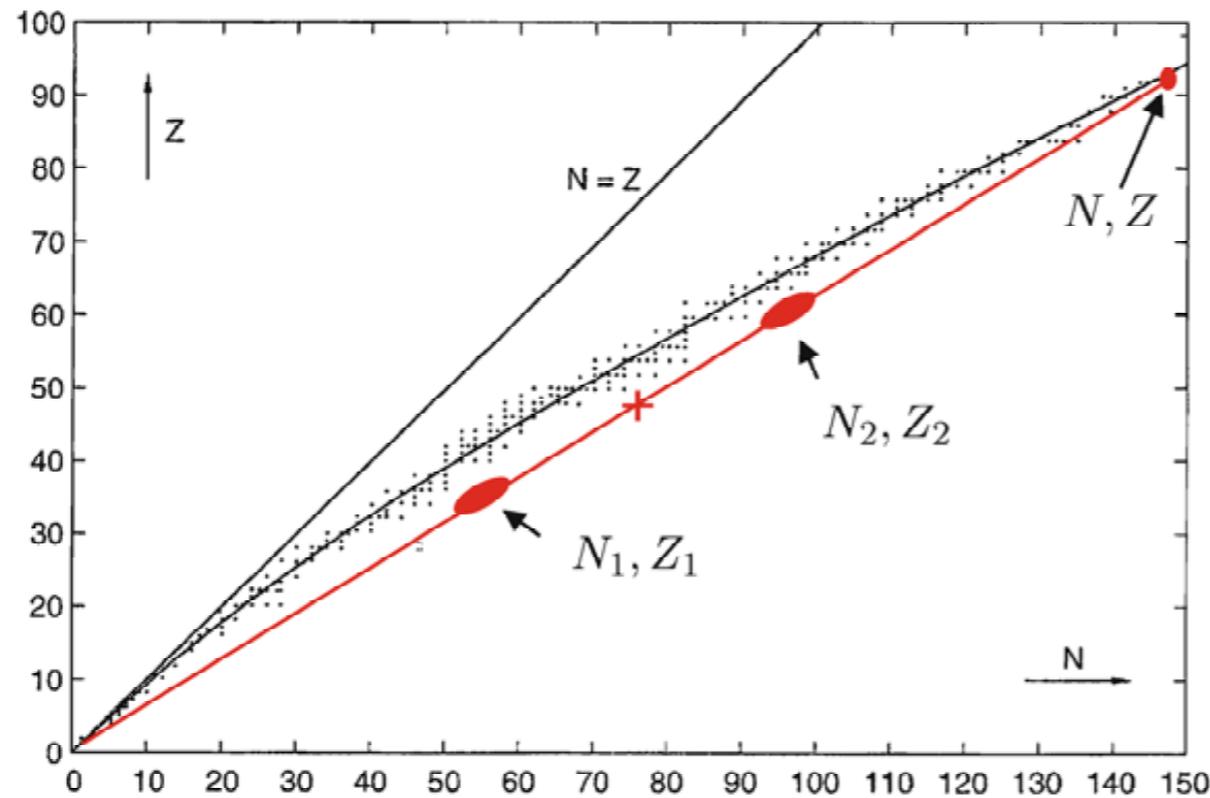


Abb. 8.2 Auf der Isotopenkarte müssen nach der Spaltung eines schweren Kerns $(N, Z) = (N_1, Z_1) + (N_2, Z_2)$ die Spaltprodukte symmetrisch zum Halbierungspunkt (*rotes Kreuz*) liegen, d. h. auf oder beidseitig der *geraden roten Linie*. Die beiden *roten Gebiete* kennzeichnen die häufigsten Kombinationen der Spaltprodukte. Wegen der Krümmung der Linie der stabilen Nuklide liegen sie auf der neutronenreichen Seite und sind daher β^- -radioaktiv. (nach [58])

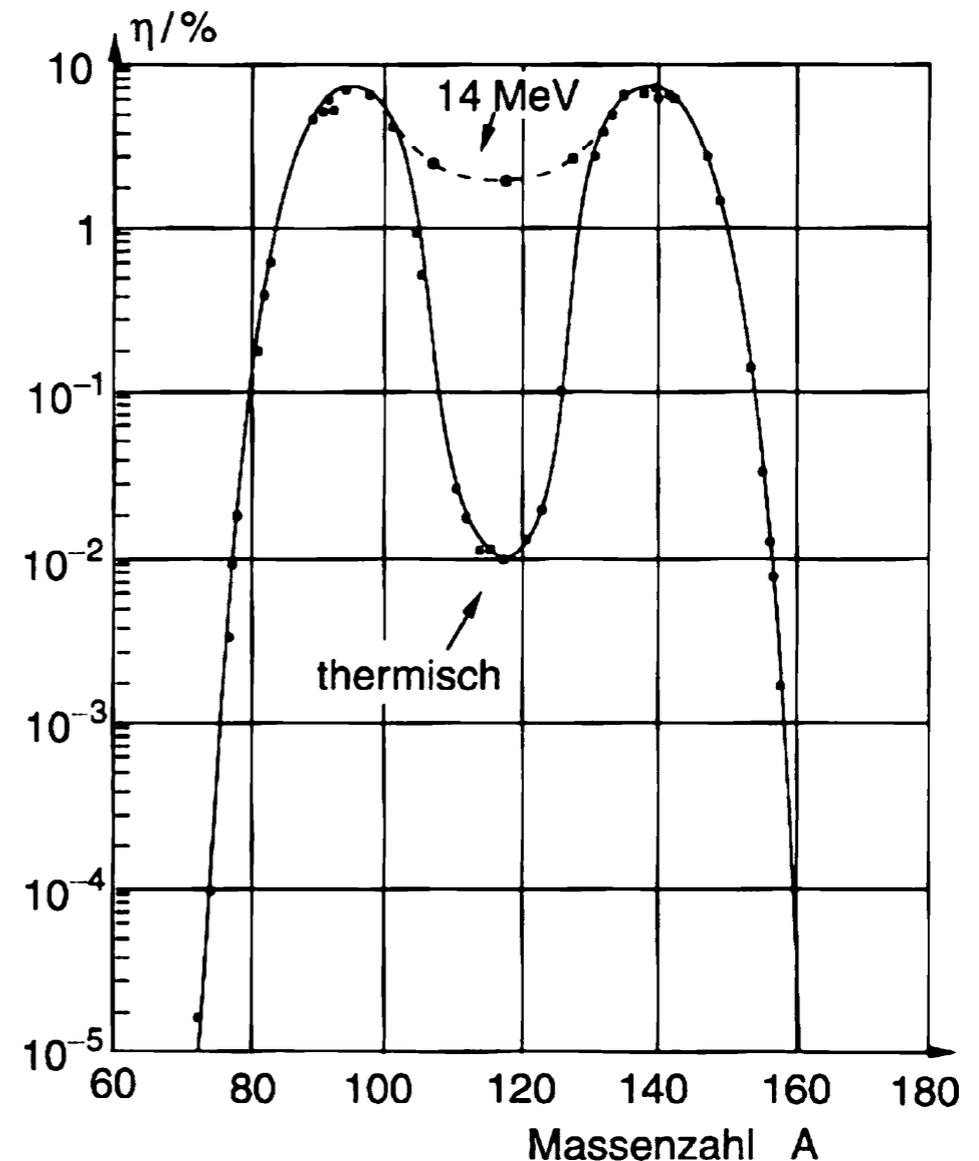
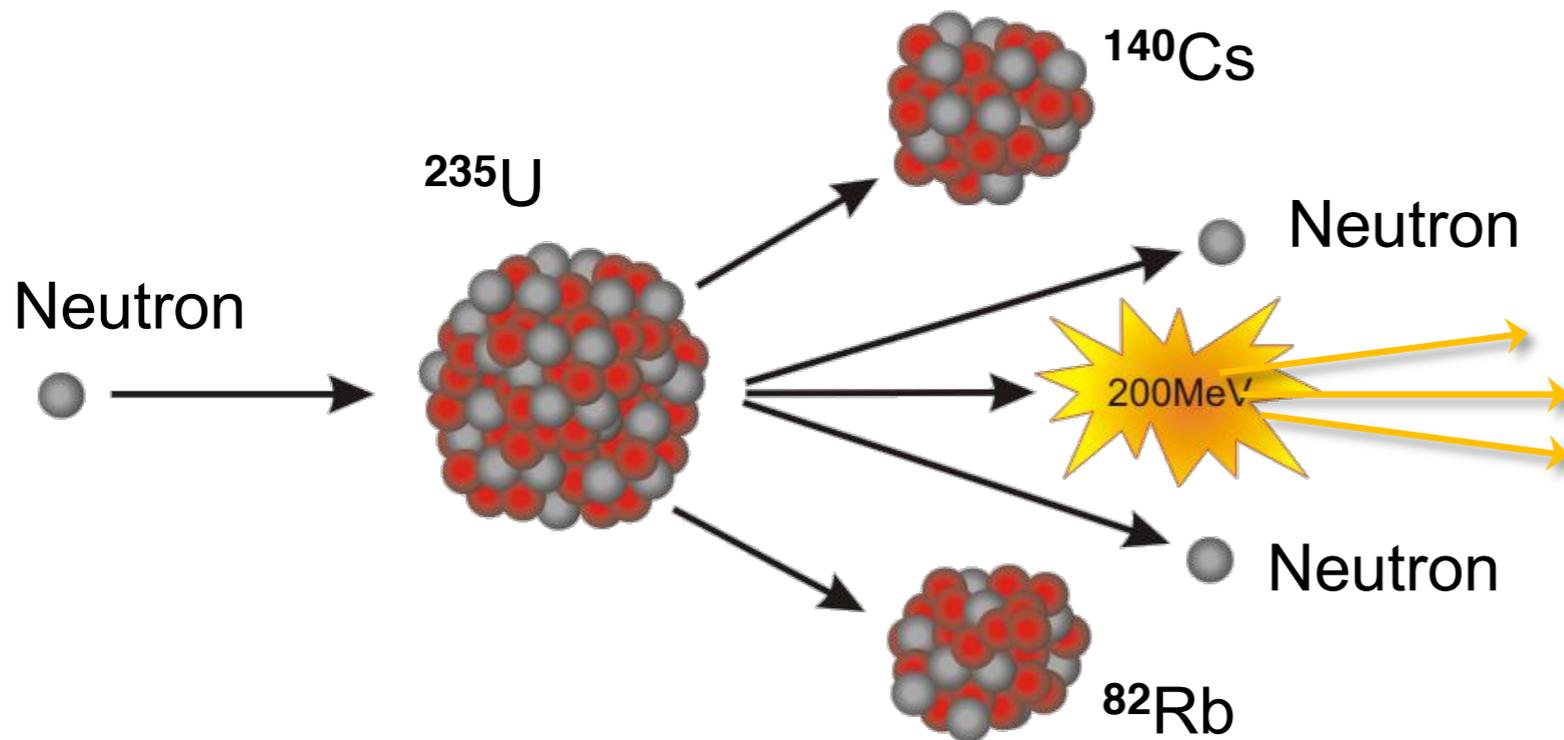
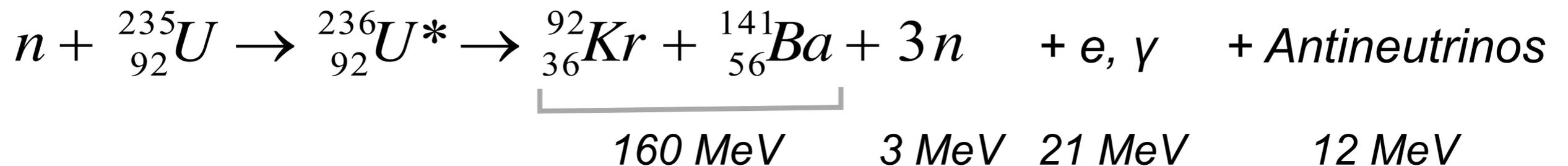


Abb. 8.3 Massenspektrum (logarithmisch aufgetragen) der Bruchstücke von ${}_{92}^{235}\text{U}$ nach Spaltung durch Neutronen mit Energie < 1 eV („thermisch“) bzw. 14 MeV. Der charakteristische Doppelhöcker hängt mit Unterschieden in der Bindungsenergie der Spaltprodukte zusammen: in den Maxima ist sie (im Mittel) höher als dazwischen (siehe auch Abb. 4.12 sowie Abschn. 7.6.1 – Schalenmodell). Mit zunehmender Energie des Neutrons wird dies weniger wichtig; oberhalb etwa 25 MeV setzt sich allmählich die rein statistische Verteilung in Form einer einzigen Glocken-Kurve durch (in logarithmischer Darstellung eine Parabel). (Abb. aus [58])



| Isotop | Energie [MeV] |
|-------------------|-----------------|
| ^{235}U | 201.7 ± 0.6 |
| ^{238}U | 205.0 ± 0.9 |
| ^{239}Pu | 210.0 ± 0.9 |
| ^{241}Pu | 212.4 ± 1.0 |

Energieaufteilung:



+ verzögerte Neutronen aus β -Zerfall,
0.0065 pro Spaltung

Neutroneneinfang

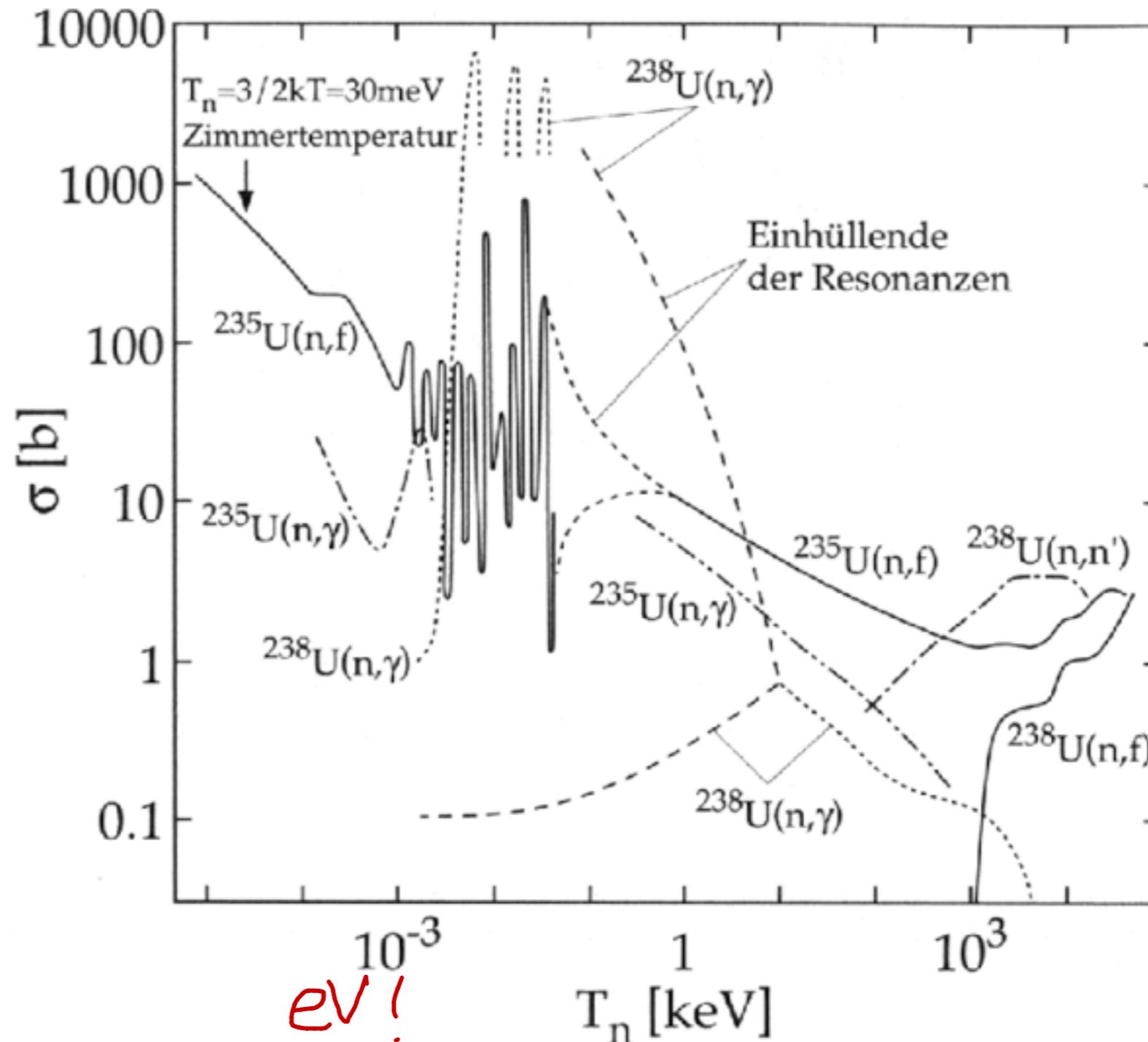
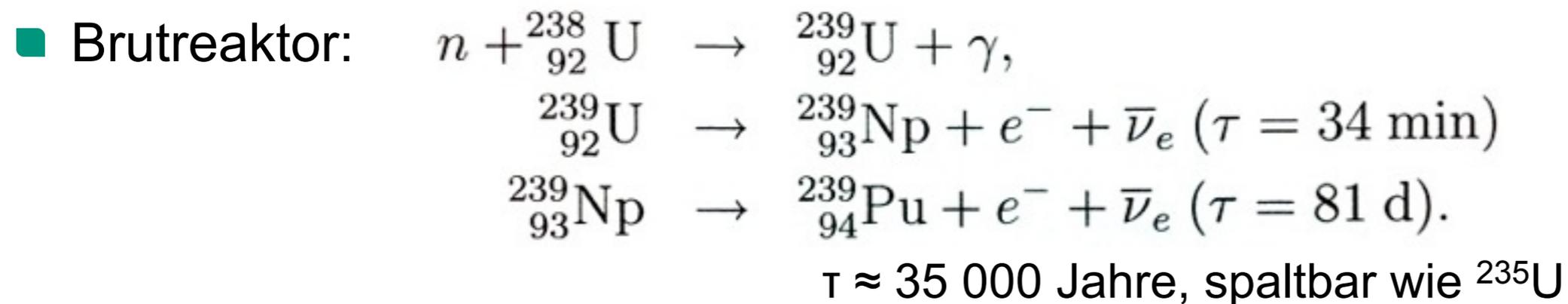


Abbildung 43: Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutronen am Uran. Dicht liegende Resonanzen können nicht gezeichnet werden, daher wird die Einhüllende der Resonanzmaxima und -minima gezeigt. (n, γ): Neutronenabsorption und Zerfall durch γ -Emission; f: Spaltung; n': Streuung (nach [22]).

Kettenreaktion

- ^{238}U erfordert > 1 MeV, keine Kettenreaktion möglich, sondern Einfang und Abregung durch γ -Strahlung
- ^{235}U
 - hat große WQ für thermische Neutronen! n “moderieren”
 - Anteil 0.7% im natürlichen Uran
- Multiplikationsfaktor:
 $k = (N_n \text{ in Generation } i) / (N_n \text{ in Generation } i - 1)$
 - Reaktion bricht ab für $k < 1$ und divergiert für $k > 1$
 - $k = f(\text{^{235}U-Gehalt, Moderator, Geometrie})$
 - “kritische Masse” für $k = 1$ bei 50 kg Kugel ^{235}U (\varnothing 8.4 cm) erreicht; kann durch Tricks drastisch reduziert werden...



Reaktorregelung

Neutronenzahl N wächst exponentiell:

$$dN = \left(\frac{k-1}{\tau_{prompt}} + \frac{\alpha}{\tau_{verz.}} \right) N dt \quad \Rightarrow \quad N = N_0 e^{\left(\frac{k-1}{\tau_{prompt}} + \frac{\alpha}{\tau_{verz.}} \right) t}$$

$\begin{array}{cc} / & / \\ 1 \text{ ms} & 100 \text{ ms} \end{array}$

Wähle k etwas kleiner als 1: “prompt unkritischer” Betrieb

Mit $\alpha = 0.0065$ und $\tau_{verz.}$ ist die Regelzeit dann $T = \tau_{verz.}/\alpha \approx 15 \text{ s}$,

mechanische Regelung der moderierten Neutronen mit Cd-Stäben möglich