

# Wiederholung EM Übergänge

## Erhaltungssätze

1)  $E_i = E_f + \hbar \omega$  (Energieerhaltung)

2)  $\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{J}_\gamma$  (Drehimpuls)

$|J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f$  ;  $m = m_i - m_f$

$\gamma$  : Photon eines  $2^l$ -Pol Übergang  
trägt Drehimpuls  $l$  im Bezug  
auf den Ursprung des Multipols!

N.B.  $\gamma$ -Übergang zwischen  $2 \rightarrow 0 \rightarrow 0$   
streng verboten.

3)  $\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma$  (Paritätserhaltung)

Paritätsquantenzahlen bleiben bei EM WW  
erhalten!

$$\pi_i = (-1)^L \pi_f \quad \text{für } (E\ell) \text{ Strahlung}$$

$$\pi_i = (-1)^{L+1} \pi_f \quad \text{für } (\pi\ell) \text{ Strahlung}$$

Übergangswahrscheinlichkeit abhängig von Multipolarität.

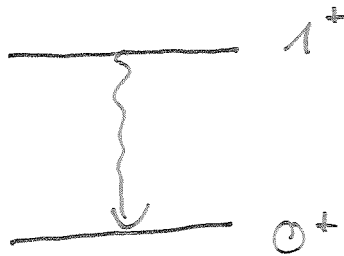
Übergänge zw. Zuständen:

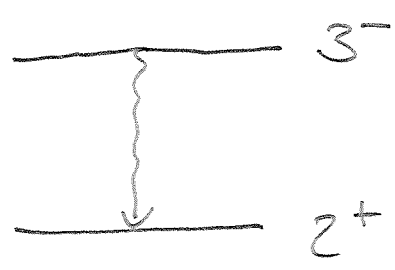
1) unterschiedliche Parität  $\begin{matrix} + & \rightarrow & - \\ - & \rightarrow & + \end{matrix}$  "yes"-Übergänge

$E1, M2, E3, M4, \dots$

2) gleiche Parität  $\begin{matrix} + & \rightarrow & + \\ - & \rightarrow & - \end{matrix}$  "no"-Übergänge

$M1, E2, M3, E4, \dots$

Bsp:   $\Delta J = 1$ , "no", also M1

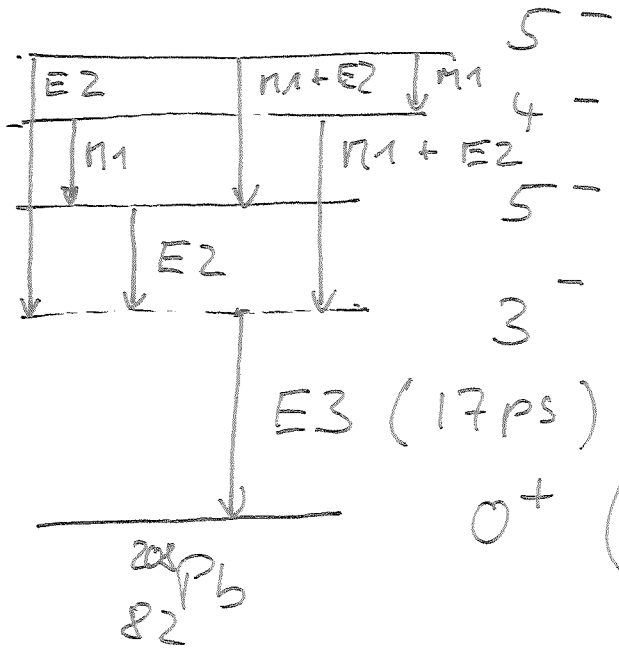
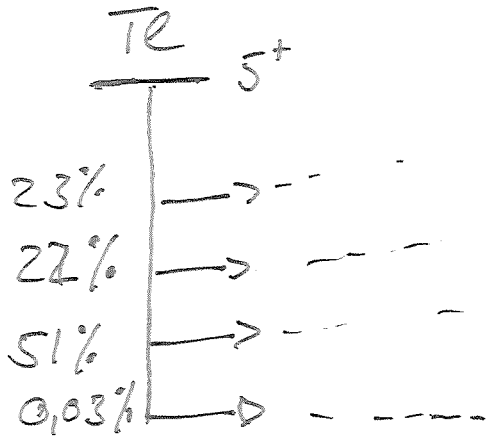
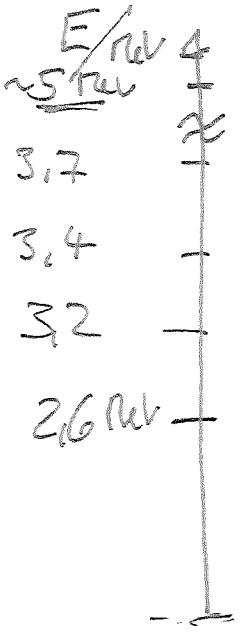
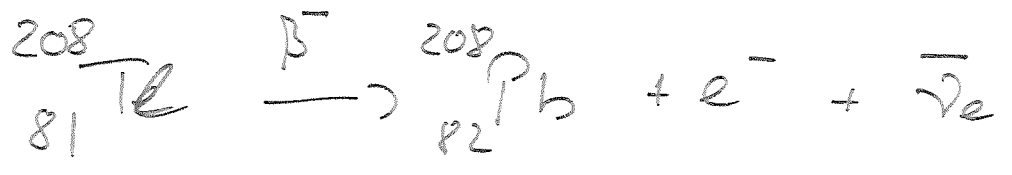


$|3-2| \leq l < 3+2 \quad j = \gamma \text{ es } "$

$l = 1, 2, 3, 4, 5$

Im Prinzip:  $(E1), n2, E3, n4, E5$

(Th-232 Serie)



N.B. • keine E1 Übergänge

- immer 2.6 MeV  $\gamma$ -Linie
- $\beta^-$  Übergänge unterliegen oft zusätzlich auch Auswahlregeln!

Klassische Beschreibung: Hecksche Dipol

Emittierte Leistung  $P \propto \omega^4$

Rate der emittierten Photonen  $\propto \frac{P}{E} \propto \omega^3$

( $\hat{=}$  Übergangswahrscheinlichkeit)

$$W_{fi} = \frac{1}{2} \propto E_f^3 \left| \int d\vec{x} \psi_f^* \vec{x} e^{i\vec{k}\vec{x}} \psi_i \right|^2$$

Wellenlänge  $\lambda$  der Gammastrahlung groß vgl. mit Kernradius  $R$

$$\lambda \gg R : E_\gamma = 0,5 \text{ MeV} \rightarrow k = \frac{2\pi}{\lambda} = 400 \text{ fm}^{-1}$$

$$A = 125 \rightarrow R \approx \underline{6 \text{ fm}}$$

$$E = \hbar \omega = \hbar v = \frac{\hbar c}{\lambda} \Rightarrow \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar c}{E} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{0,5 \text{ MeV}}$$

Entwicklung von  $e^{i\vec{k}\vec{x}} = \underline{1} + i\vec{k}\vec{x} + \dots$

$$= \underline{400 \text{ fm}}$$

$$W_{fi} (l=1) \propto E_\gamma^3 \quad (\text{Dipolstrahlung})$$

$$W_{fi} (l=2) \propto E_\gamma^3 k^2$$

$$\propto E_\gamma^5 \quad (\text{Quadrupolstrahlung})$$

allgemein:  $\propto E_\gamma^{(2l+1)}$

$$\tau \propto \left( \frac{1}{E_\gamma} \right)^{2l+1}$$

- d. h. : 1) Lebensdauer nimmt mit zunehmender  $E_\gamma$  ab  
2) " " " steigende  $l$  zu  
aus 2)  $\Rightarrow$  hohe Multipolübergänge sind stark unterdrückt

(Bild)

### Innen Konversion (IC)

Angeregter Kern kann mit einer gebundenen Hüllenelektron  
in direkte WW treten und Anregungsenergie übertragen.  
Coulomb WW zw. Kern und Elektron ähnlich wie  $\alpha$ - $\nu$ -Elektron  
nach Anregung der Elektronenhülle

Energie des emittierten Elektrons ist  $E_e = E_\gamma - \epsilon_c$

Man spricht von K-, L-, ... Konversion

Konversion ist Alternativprozess zur Emission eines  $\gamma$ -Quants.

(6)

Totale Übergangswahrscheinlichkeit  $\lambda_{tot}$

$$\lambda_{tot} = \lambda_{\gamma} + \lambda_e = \lambda_{\gamma} (1 + \kappa)$$

$$\kappa = \frac{\lambda_e}{\lambda_{\gamma}} \quad : \text{Konversionskoeffizient}$$

NB: IC ist kein zweistufiger Prozess bei dem ein  $\gamma$ -Quant emittiert wird, das dann wieder Photoeffekt macht

Exp: Halbwertszeit des Isomeren Zustandes in  $^{99}\text{Tc}$  ( $t_{1/2} = 6\text{h}$ )  
Ändert sich mit chemischer Verbindung  
Kleine Änderung in Elektronendichteverteilung  
am Kernort  $\Rightarrow \lambda_e$

partielle Konversionskoeffizienten für die K-Elektronen  
ist für elektr. Multipole der Ordnung  $2^l$

$$\alpha_K (E \gg E_0) \approx \frac{2}{2l+1} Z^3 \left(\frac{1}{137}\right)^{4l} \left(\frac{2m_0 c^2}{E}\right)^{2l+5/2}$$

Vorlauf der  
 Berechnungen  
 K-Konversions  
 Koeffizienten

$\alpha_k$

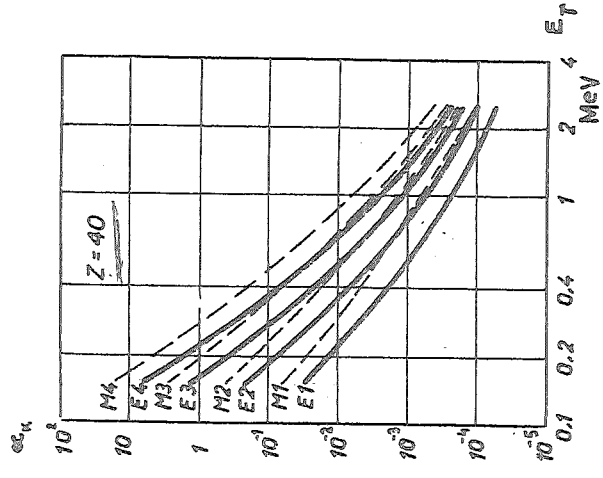


Fig. 12.7

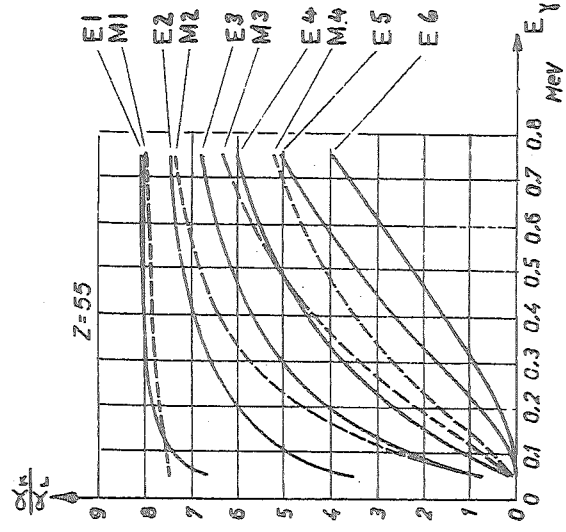


Fig. 12.8

Aus Harriet

Beispielsweise sind die für einen mittelschweren Kern ( $A \approx 100$ ) als Funktion der  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma$  berechneten Lebensdauern  $\tau_{el}$  (Fig. 11.8):

Tab. 11.2.

| $E_\gamma$ | $\tau_{el}$ (sec) für |            |            |           |           |
|------------|-----------------------|------------|------------|-----------|-----------|
|            | E1                    | E2         | E3         | E4        | E5        |
| 0,1 MeV    | $10^{-13}$            | $10^{-6}$  | $10^2$     | $10^9$    | gross     |
| 1 MeV      | $10^{-15}$            | $10^{-10}$ | $10^{-5}$  | 1         | $10^5$    |
| 10 MeV     | $10^{-18}$            | $10^{-15}$ | $10^{-12}$ | $10^{-9}$ | $10^{-6}$ |

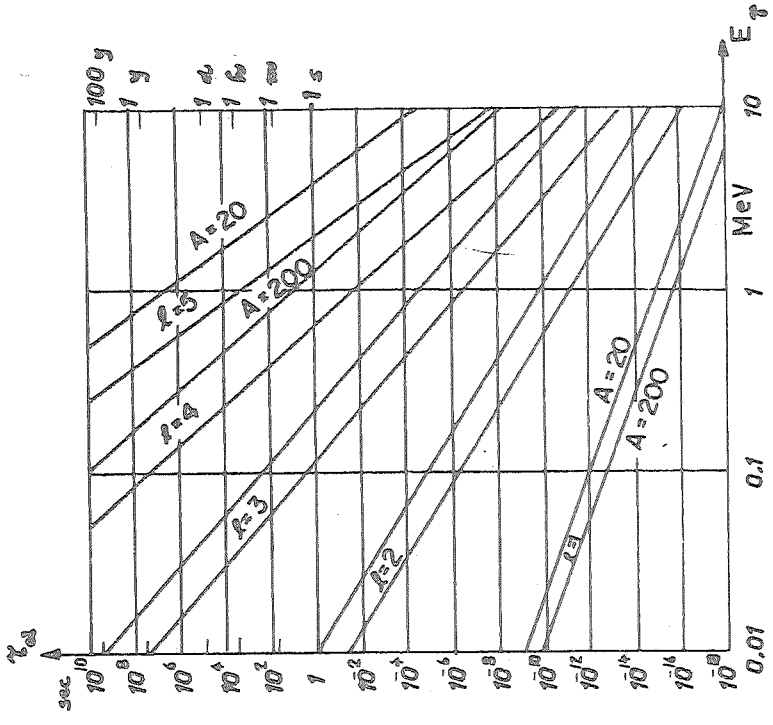


Fig. 11.8

(Marriner)

$$\tau_{el} \approx \left[ \frac{70}{E_\gamma^{(MeV)}} \right]^{2L} \left[ \frac{2}{A^{1/3}} \right]^{2L} \frac{1,29 \cdot 10^{-21}}{A^2} \text{ sec}$$

$$\frac{1}{A^2} = 4 \text{ for } L=1$$

$$= 2,1 \cdot 10^2 \text{ " } L=2$$

$$= 1,6 \cdot 10^4 \text{ " } L=3$$

$$= 1,9 \cdot 10^6 \text{ " } L=4$$



analog

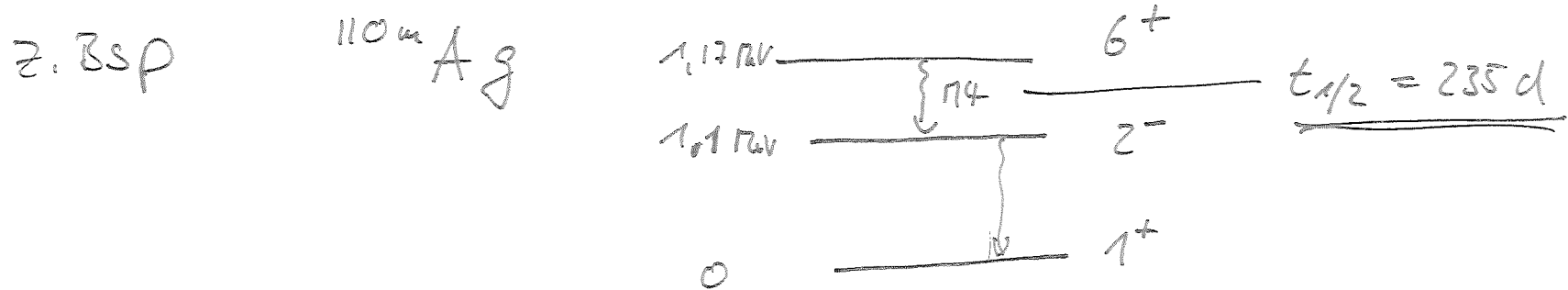
$$\alpha_K(ME) \approx \frac{L}{L+1} Z^3 \left(\frac{1}{137}\right)^4 \left( \right)^{L+3/2}$$

$\alpha_K$  steigt mit  $Z$  und  $L$   
sinkt mit  $E_\gamma$

Isomere Zustände:

Kerne in langlebige angeregte Zustände  
heißen Isomere  $\tau_\gamma > 10^{-9}$  sec

für kleine Energie und hohe Multipole deutlich  
längere  $\tau_\gamma$  im  $E_{\gamma}/E_\gamma$  Verhältnisse möglich



# Kollektive Kernanregungen

(Bisher Einzelkernanregungen)

Funktion in Gleichgewichtslage  $\pi$  Vielteilchensystem

Dipolresonanz: Schwingung der Protonen u. Neutronen im Kern gegeneinander

Analog existieren Quadrupol- bzw. Octupolresonanzen

## Rotationsanregungen:

Wir betrachten  $gJ$ -Kerne (spinnlos)

Klassisch  $E_{rot} = \frac{|\vec{J}_{tot}|^2}{2\Theta}$

QM  $\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{J}^2}{2\Theta}$

$$E_J = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2\Theta}$$

$\vec{J}$ : Drehimpuls

$\Theta$ : Trägheitsmoment

$\hat{H}_{rot}$ : Hamiltonoperator

$\hat{J}$ : Drehimpulsoperator

$E_j$  Eigenwerte zu  $\hat{H}_{rot}$

(9)

Wegen  $\underline{\Delta E} = E_{j+1} - E_j = \underline{2(j+1)} \frac{\hbar^2}{2I}$

nimmt der Abstand aufeinanderfolgender Zustände linear in  $j$  zu!

Anregung: Coulomb-WU durch Schwerionen

WU:  $\sigma \propto Z^2$

Ecm  $\lesssim$  Coulombbarriere

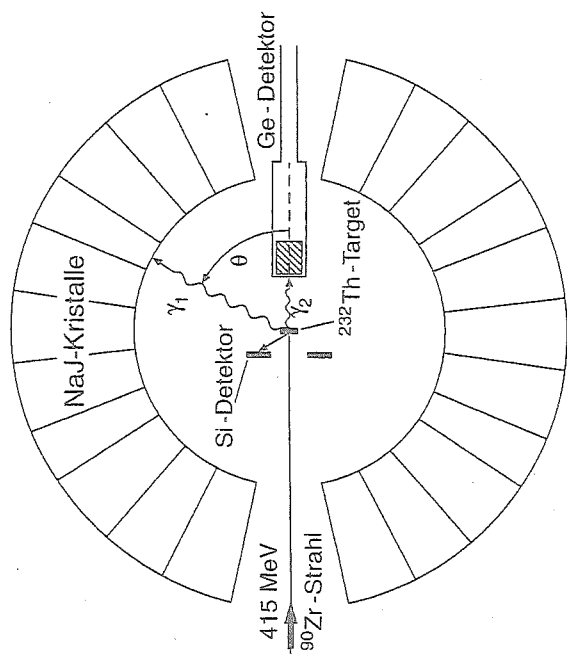


Abb. 18.11. Experimentelle Anordnung zur Untersuchung der Coulomb-Anregung durch Schwerionenstoß. Im gezeigten Beispiel trifft ein  $^{90}\text{Zr}$ -Strahl auf ein  $^{232}\text{Th}$ -Target. Die rückgestreuten Zr-Projektile werden in einem Siliziumdetektor nachgewiesen. Zur Aufnahme eines präzisen  $\gamma$ -Spektrums dient ein Germanium-Detektor, mit dem die  $\gamma$ -Kaskaden innerhalb der Rotationsbanden sehr gut aufgelöst werden können. Diese Photonen werden zusätzlich durch eine Kristallkugel aus NaJ-Zählern mit schlechterer Auflösung gemessen. Mit einer Koinzidenzbedingung zwischen dem Si-Detektor und den NaJ-Kristallen kann man ein Energiefenster auswählen, innerhalb dessen man die Rotationszustände des Kerns mit dem Germanium-Detektor studieren will (nach [Ko88]).

Ans Pohl

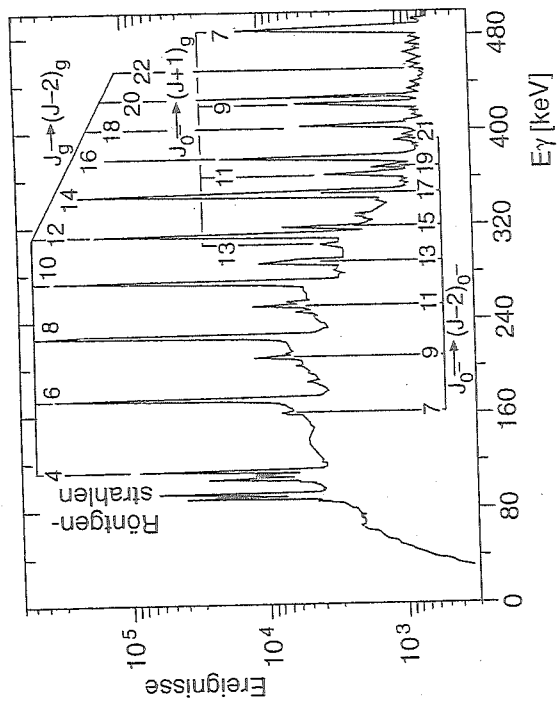


Abb. 18.10. Photonspektrum eines Coulomb-angeregten  $^{232}\text{Th}$ -Kerns. Man erkennt drei Serien zusammengehöriger Linien. Die stärksten Linien entsprechen Übergängen in der Grundzustandsrotationsbande  $J_g \rightarrow (J-2)_g$ . Die beiden anderen Banden sind stark unterdrückt und bauen auf angeregten Zuständen auf (vgl. Abb. 18.12) [Ko88].

*aus Povh*

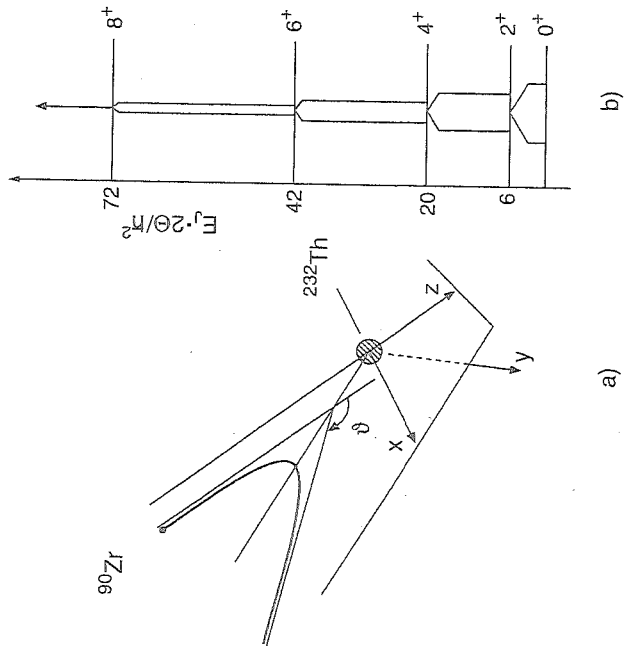
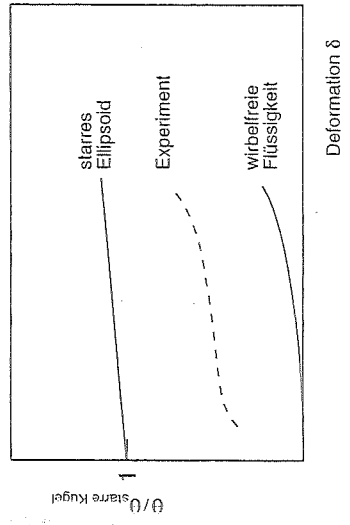


Abb. 18.9. (a) Kinematik des Schwerionenstoßes am Beispiel der Reaktion  $^{90}\text{Zr} + ^{232}\text{Th}$ . Das Projektil beschreibt eine hyperbolische Bahn im Coulomb-Feld des Targetkerns. (b) Schematische Darstellung der vielfachen Coulomb-Anregung einer Rotationsbaude. Durch sukzessive Quadrupolanregung werden die Zustände  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$  ... (mit abnehmender Intensität) bevölkert.

*Aus Revh*



*theta/theta\_0*

Abb. 18.13. Trägheitsmoment deformierter Kerne. verglichen mit dem einer starren Kugel, als Funktion des Deformationsparameters  $\delta$ . Zum Vergleich sind die Extremfälle eines starren Ellipsoids und einer wirbelfreien Flüssigkeit angegeben.

*Aus Revh*

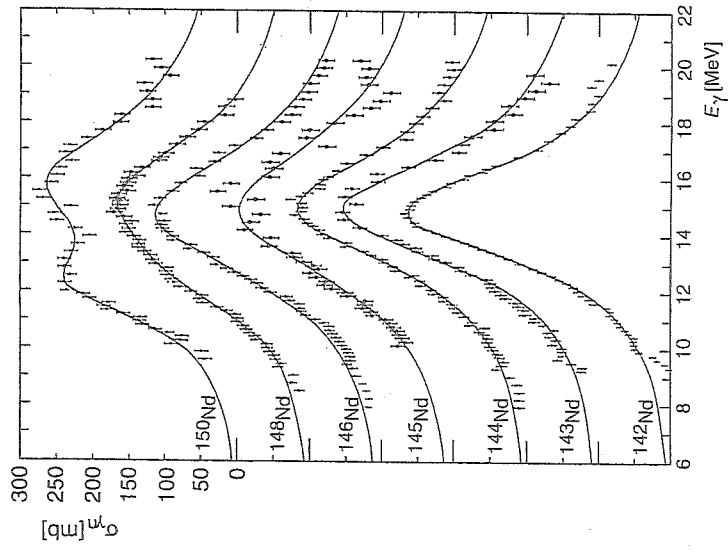


Abb. 18.3. Wirkungsquerschnitt für die  $\gamma$ -induzierte Emission von Neutronen in Neodym-Isotopen [Be75]. Um eine klarere Darstellung zu erhalten, sind die Kurven vertikal gegeneinander verschoben. Neodym-Isotope bilden einen Übergang von kugelsymmetrischen zu deformierten Kernen. Die Riesesonanz am kugelsymmetrischen Kern  $^{142}\text{Nd}$  ist schmal; die Riesesonanz am deformierten Kern  $^{150}\text{Nd}$  zeigt ein doppeltes Maximum.

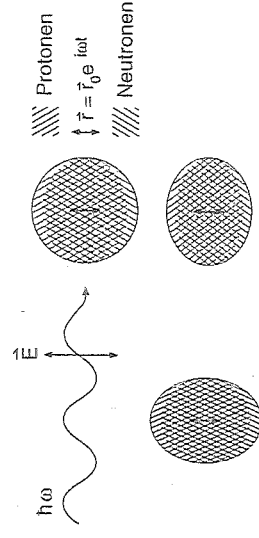


Abb. 18.4. Interpretation der Dipolresonanz als Schwingung der Protonen und Neutronen gegeneinander. In deformierten Kernen (*unten*) gibt es zwei verschiedene Schwingungsmoden.

aus Pohl