

$N = Z - \text{Kerne}$

- In  $N=Z$  Kernen besetzen Protonen und Neutronen die gleichen Orbitale ( $A < 100$ )
- ⇒ Großer Überlapp der WF von Protonen und Neutronen
  - ⇒ Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen lässt sich gut untersuchen

## Isospin

- n-p-(Paar)Wechselwirkung ( $T=0,1$ )
- Spiegelkerne ( $^{50}\text{Cr}$ - $^{50}\text{Fe}$ )
- $\gamma$ -Spektroskopie von Kernen mit  $A=80-90$
- „cross-conjugated“ Kerne ( $^{44}\text{Ti}$ - $^{52}\text{Fe}$ )
- **Quasideuteron-Konfiguration in  $^{50}\text{Mn}$**
- **Isospin-Mischung in  $^{64}\text{Ge}$**

## $\beta$ -Zerfall

- **Gegend um  $^{100}\text{Sn}$**
- Übererlaubte Fermi-Zerfälle und die Unitarität der CKM-Matrix

# Isospin 1

## Wechselwirkung zwischen Nukleonen

- Kernkraft ist ladungsunabhängig
- Coulombkraft ist ladungsabhängig

Proton und Neutron sind Zustände eines Nukleons, die sich in der Projektion  $T_z$  eines Vektors Isospin  $T$  unterscheiden (analog zu Spin  $S$  und Projektion  $S_z$ )

$$T = 1/2; \quad T_z(n) = +1/2$$

$$T = 1/2; \quad T_z(p) = -1/2$$

Für einen Kern  $A(N,Z)$  sind  $T$  und  $T_z$  die Summe über alle  $A$  Nukleonen

$$T = \sum_A T_i$$

Vektorielle Summe

$$T_z = \sum_A T_{z,i} = \frac{1}{2}(N - Z)$$

Skalare Summe

# Isospin 2

$$T^2 |T, T_z\rangle = T(T+1) |T, T_z\rangle \quad \text{Erwartungswert}$$

Eigenzustände von  $H$  haben guten Isospin, wenn gilt:

$$[H, T^2] = 0$$

Leiteroperatoren:

$$T^+ = T_1 + iT_2 \quad T^- = T_1 - iT_2$$

$$\begin{aligned} T^+ |p\rangle &= |n\rangle & T^+ |n\rangle &= 0 \\ T^- |p\rangle &= 0 & T^- |n\rangle &= |p\rangle \end{aligned}$$

# Isospin 3 – Zwei-Nukleon-System

2 Fermionen ( $S=1/2$ )

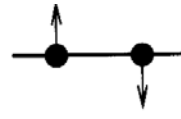
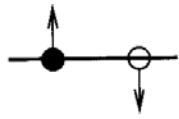
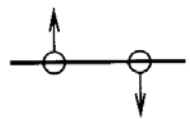
→ WF antisymmetrisch

$$\Phi = \Phi_{Spin} \otimes \Phi_{Isospin}$$

Spin

$\Phi(S=0)$  *antisymmetrisch*

$\Phi(S=1)$  *symmetrisch*



$S=0, T=1$

Isospin-Triplett



$S=1, T=0$

Isospin-Singulett

nn

pn

pp

$T_z$

+1

0

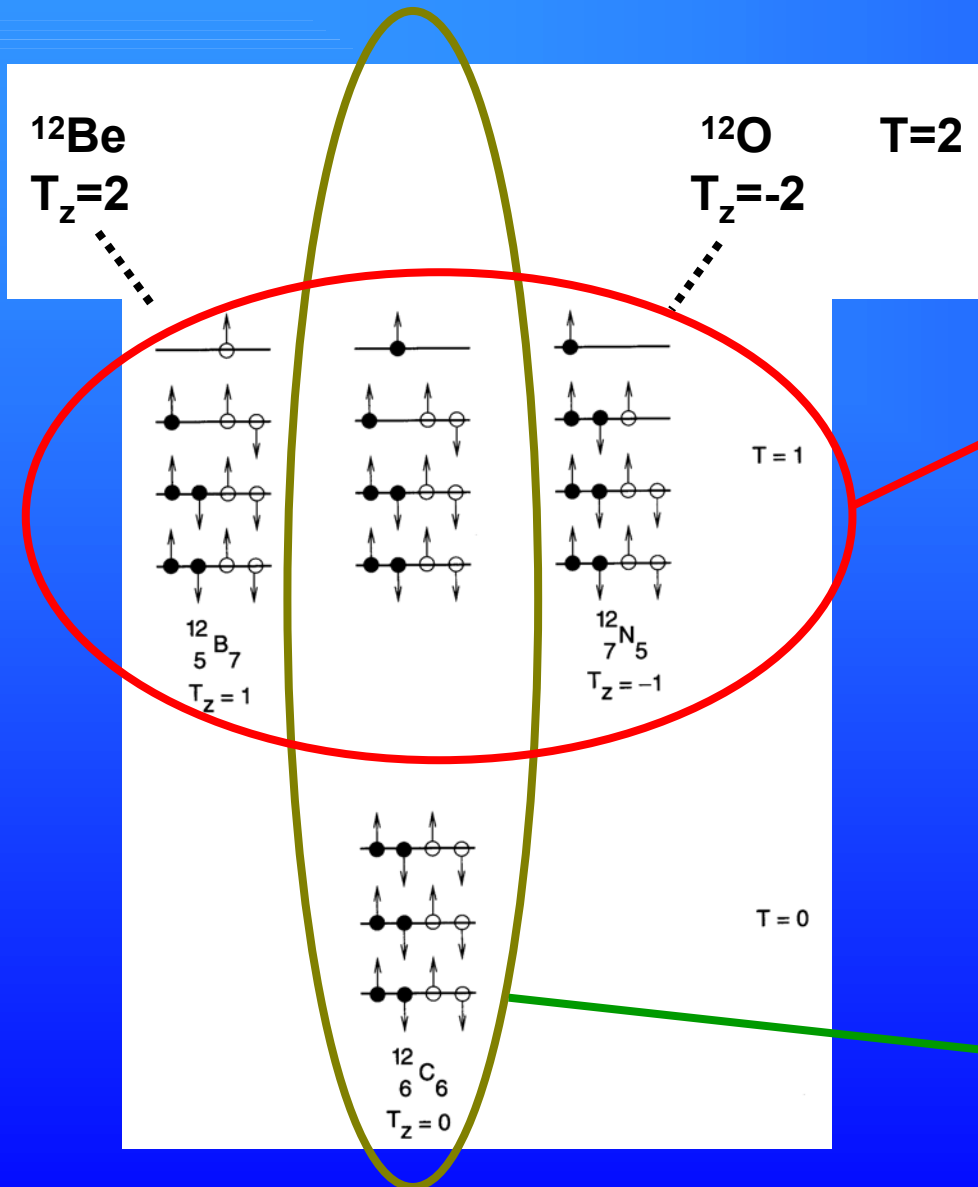
-1

Isospin

$$\Phi_{Isospin}(T=1, T_z=0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_p \phi_n + \phi_n \phi_p) \quad \textit{symmetrisch}$$

$$\Phi_{Isospin}(T=0, T_z=0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_p \phi_n - \phi_n \phi_p) \quad \textit{antisymmetrisch}$$

# Isospin 4 – Kerne mit A=12



Zustände mit gleichem T in verschiedenen Kernen, die gleiche Konfigurationen von Nukleonen repräsentieren:

**Analogzustände**

Analogzustände liegen wegen Ladungsunabhängigkeit der Kernkraft bei der gleichen Anregungsenergie (abzüglich der Coulombwechselwirkung)

In einem Kern mit T<sub>z</sub> können Zustände verschiedenen Isospins T sein, die unterschiedliche Nukleonenkonfigurationen repräsentieren:

$$|T_z| \leq T \leq A/2$$

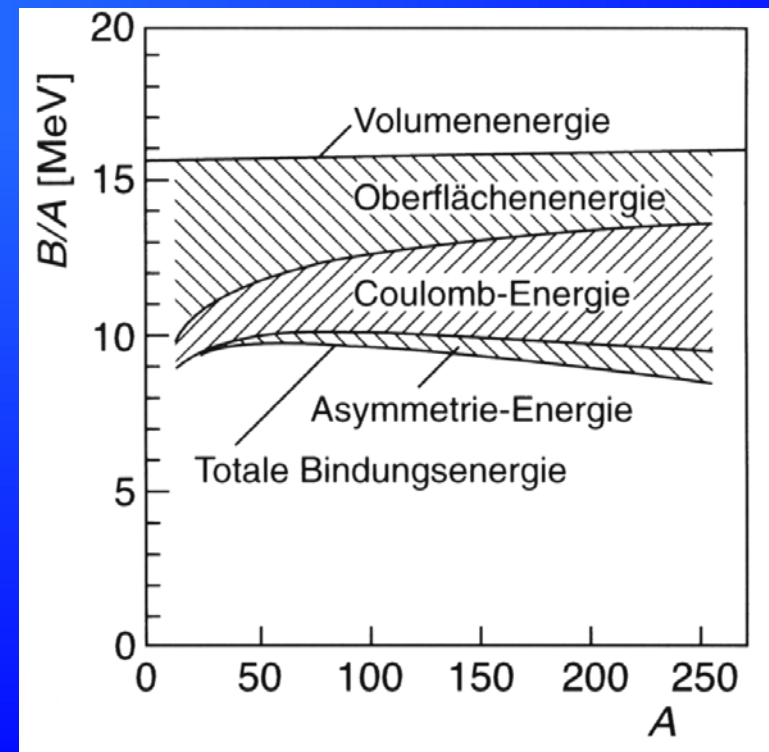
# Weizsäcker'sche Massenformel

Semi-empirische Parametrisierung der Bindungsenergie

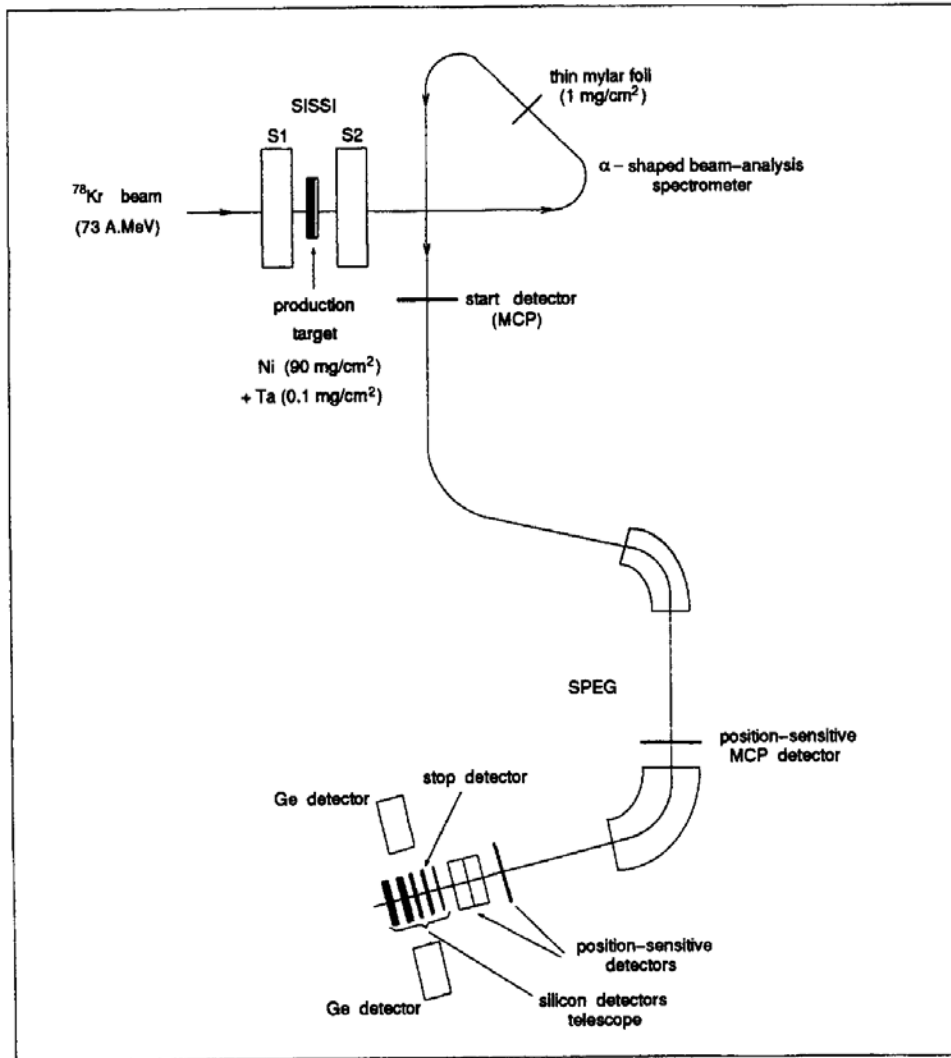
$$B(Z, N) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta$$

$$\delta = a_p A^{-1/2}$$

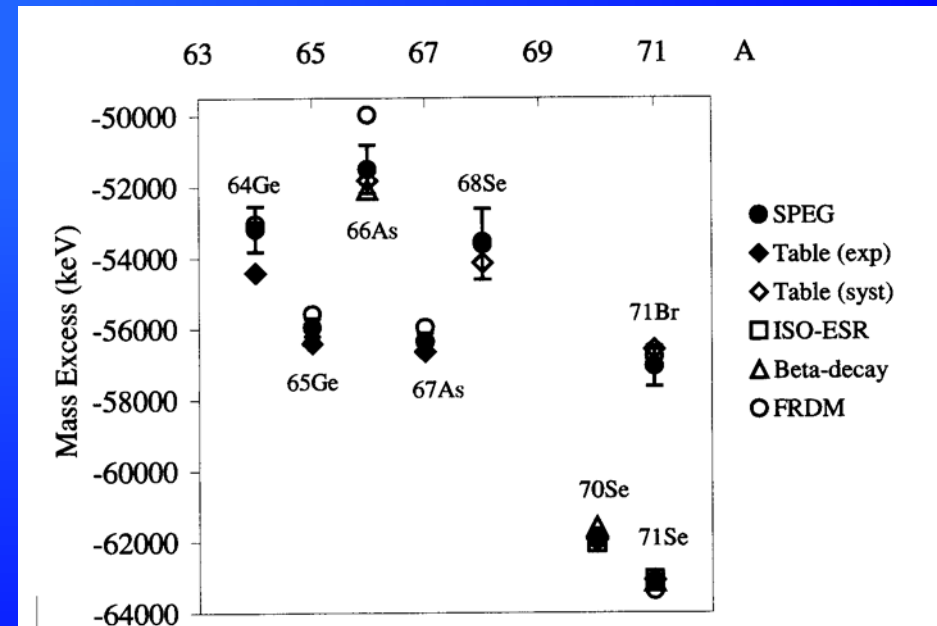
- $a_v = 15,85 \text{ MeV}/c^2$  Volumenterm
- $a_s = 18,34 \text{ MeV}/c^2$  Oberflächenterm
- $a_c = 0,71 \text{ MeV}/c^2$  Coulomb-Energie
- $a_a = 23,21 \text{ MeV}/c^2$  Asymmetrieenergie
- $a_p = 12 \text{ MeV}/c^2$  Paarungsenergie



# Massenmessungen an SPEG@GANIL



Bindungsenergien von Kernen  
mit  $N \approx Z$

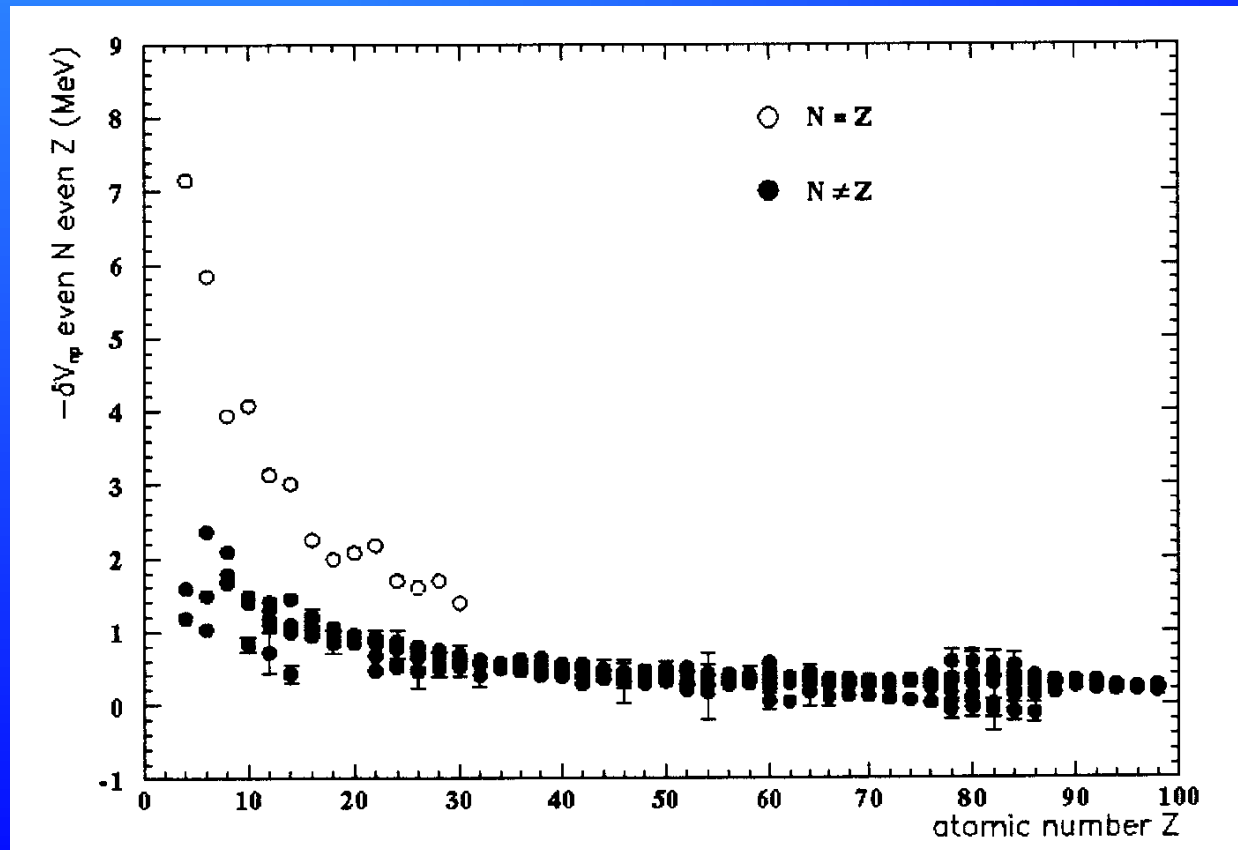




# Empirische n-p-Wechselwirkung

Wechselwirkung zwischen letztem Proton und letztem Neutron:

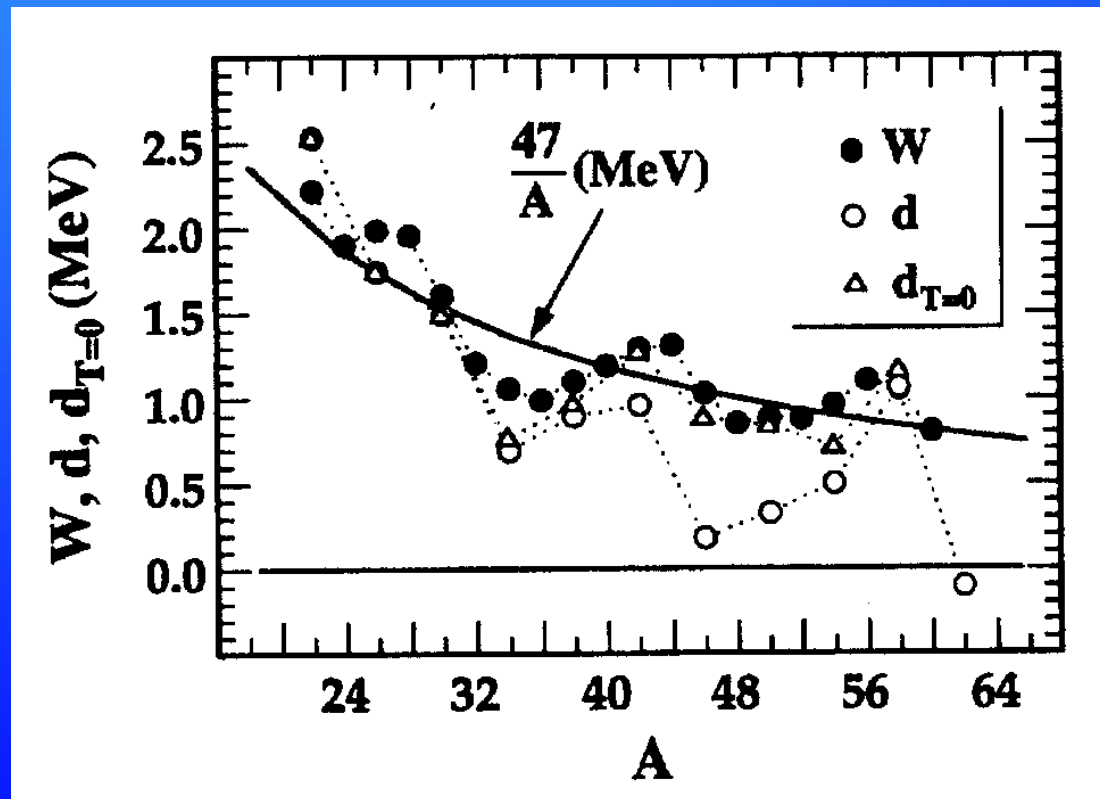
$$-\delta V_{np} = \frac{\partial^2}{\partial N \partial Z}$$
$$= \frac{1}{4} \{ [B(N, Z) - B(N-2, Z)] - [B(N, Z-2) - B(N-2, Z-2)] \}$$



# Wigner-Energie

$$B_{np}^{pair} = \varepsilon_{np}(A)\pi_{np} - E_W \quad \varepsilon_{np} : \text{nichtkorrelierte RestWW zwischen n und p}$$

$$E_W = W(A)|N - Z| + d(A)\delta_{NZ}\pi_{np} \quad \pi_{np} = \begin{cases} 1 & \text{für uu - Kerne} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

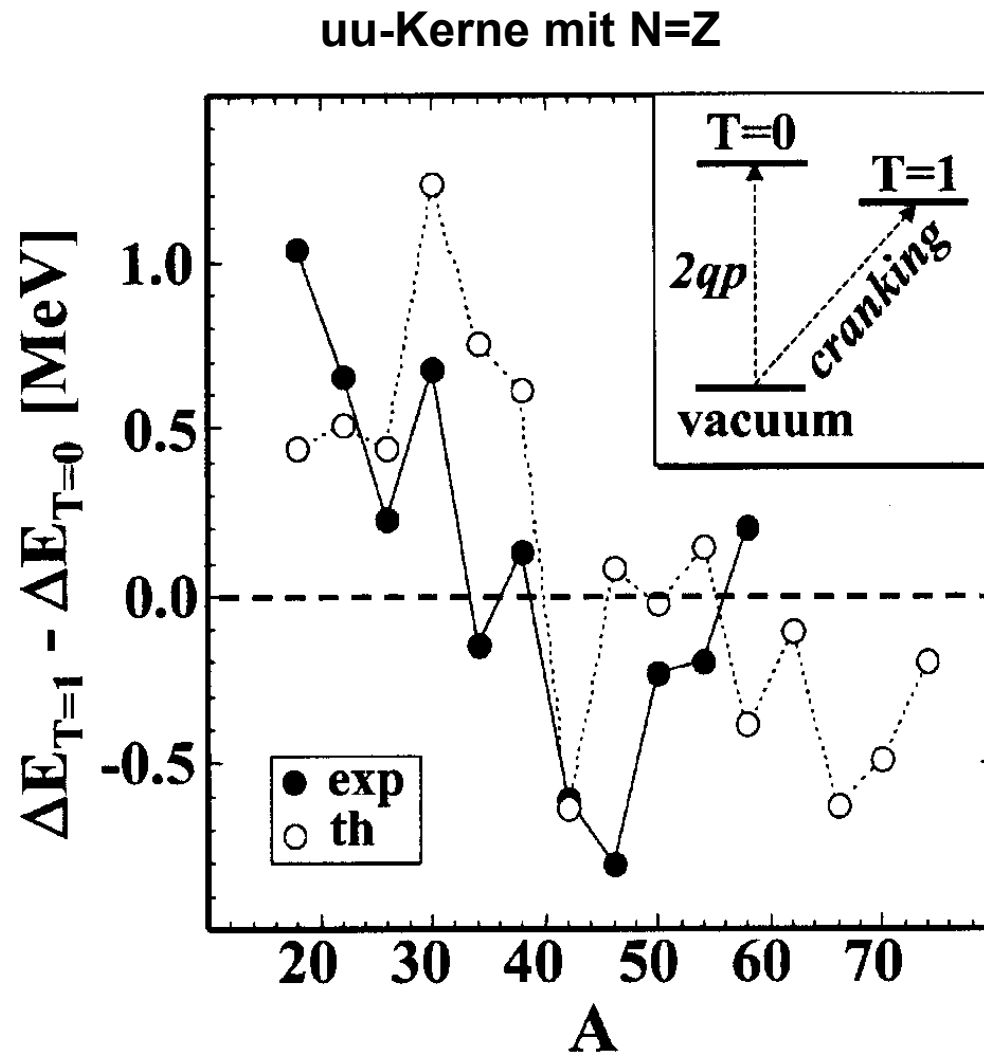


$W(A)$  und  $d(A)$  werden aus Bindungsenergieunterschieden bestimmt:

$$W(A) \approx d_{T=0}(A)$$

Interpretation:  
Beide Terme haben den gleichen mikroskopischen Ursprung, also den  $T=0$  Anteil der PaarWW

# T=0 und T=1 n-p-(Paar)Wechselwirkung



Das Kräfteverhältnis zwischen T=0 und T=1 Anteilen in der np-Wechselwirkung hängt von A ab:

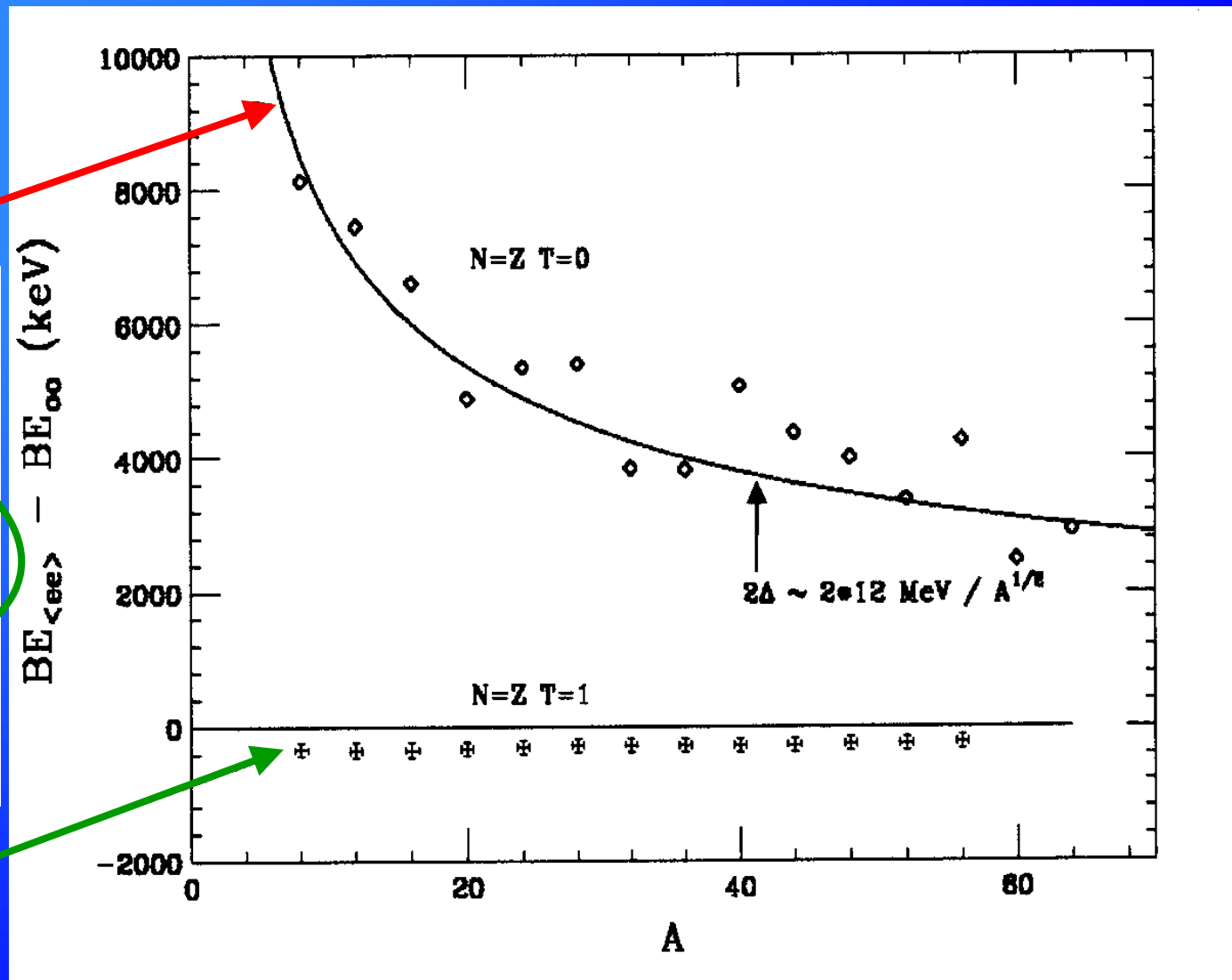
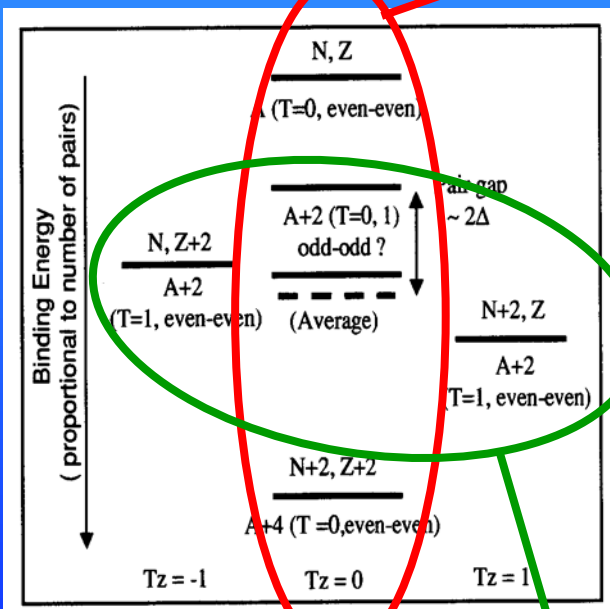
uu-Kerne mit N=Z

Für Kerne  $A < 40$  gilt:  
g.s. hat T=0

Für Kerne  $A > 40$  gilt:  
g.s. hat T=1

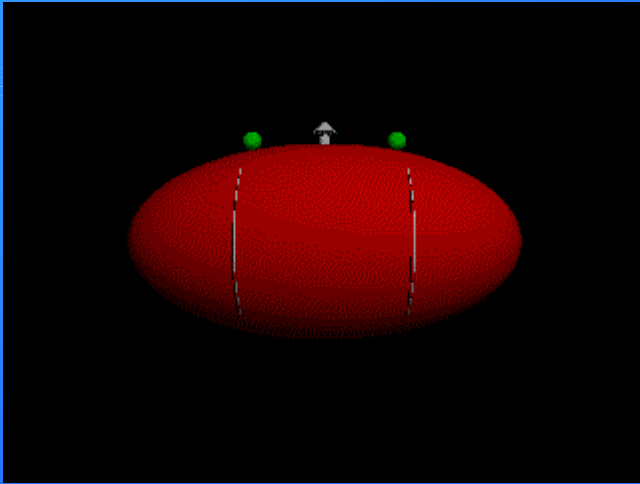
HFB-Rechnungen

# T=0 n-p-Paarwechselwirkung???



... keine T=0 n-p-Paarwechselwirkung erkennbar!!!!

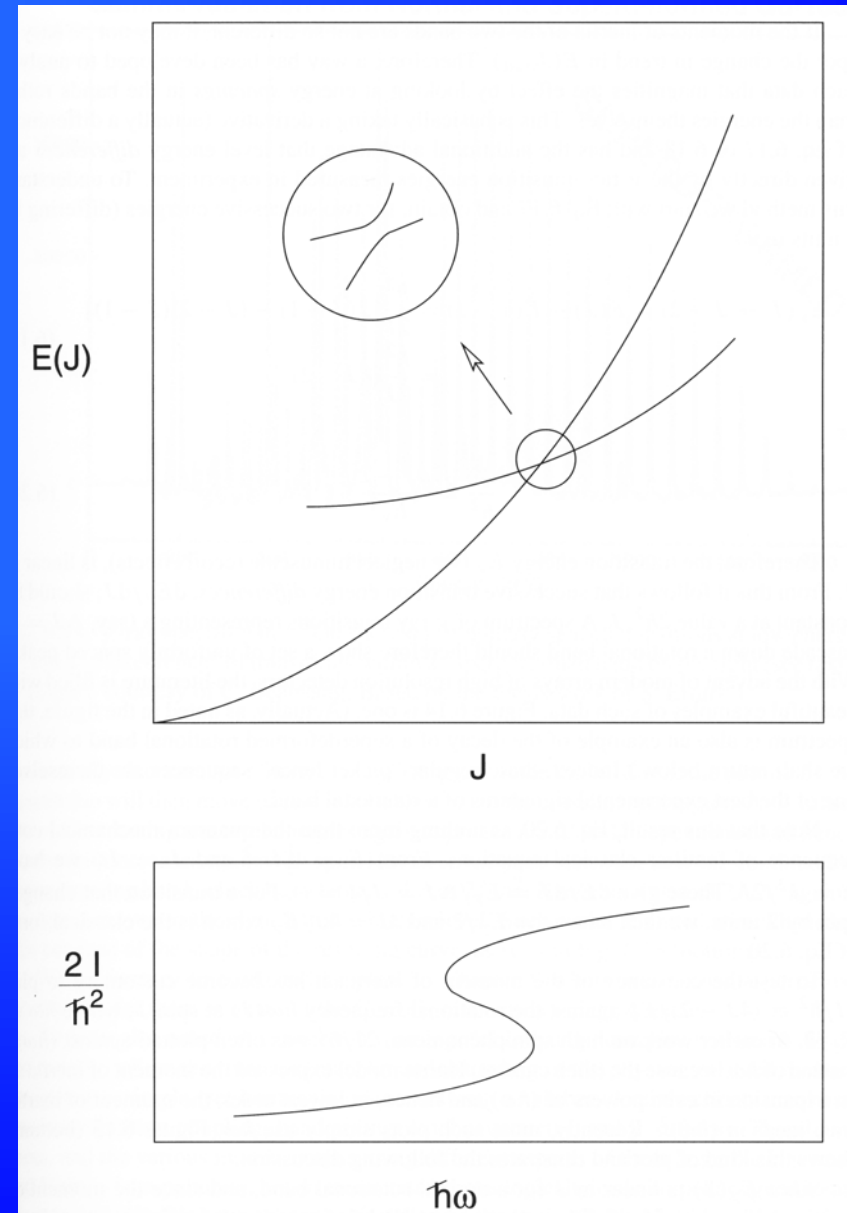
# Coriolis Alignment



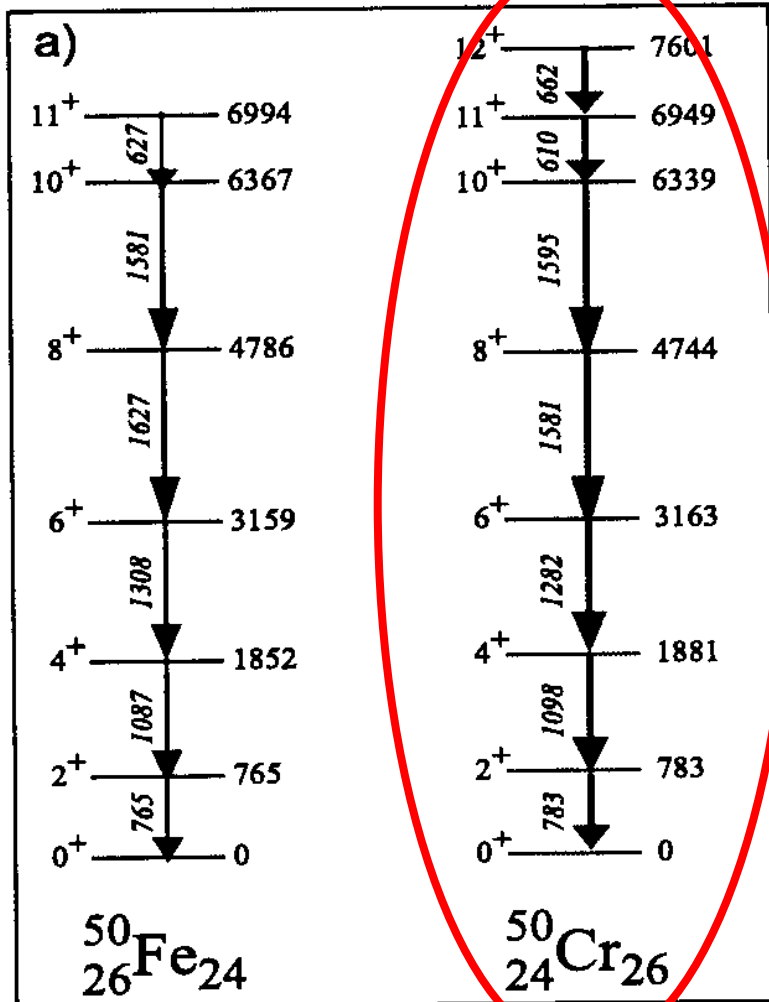
Die intrinsische Konfiguration mit zwei ungepaarten Nukleonen wird ein höheres Trägheitsmoment haben als die Grundzustandskonfiguration.

(Die beiden Nukleonen bewegen sich in der Ebene senkrecht zur Rotationsachse und erhöhen dadurch das Trägheitsmoment.)

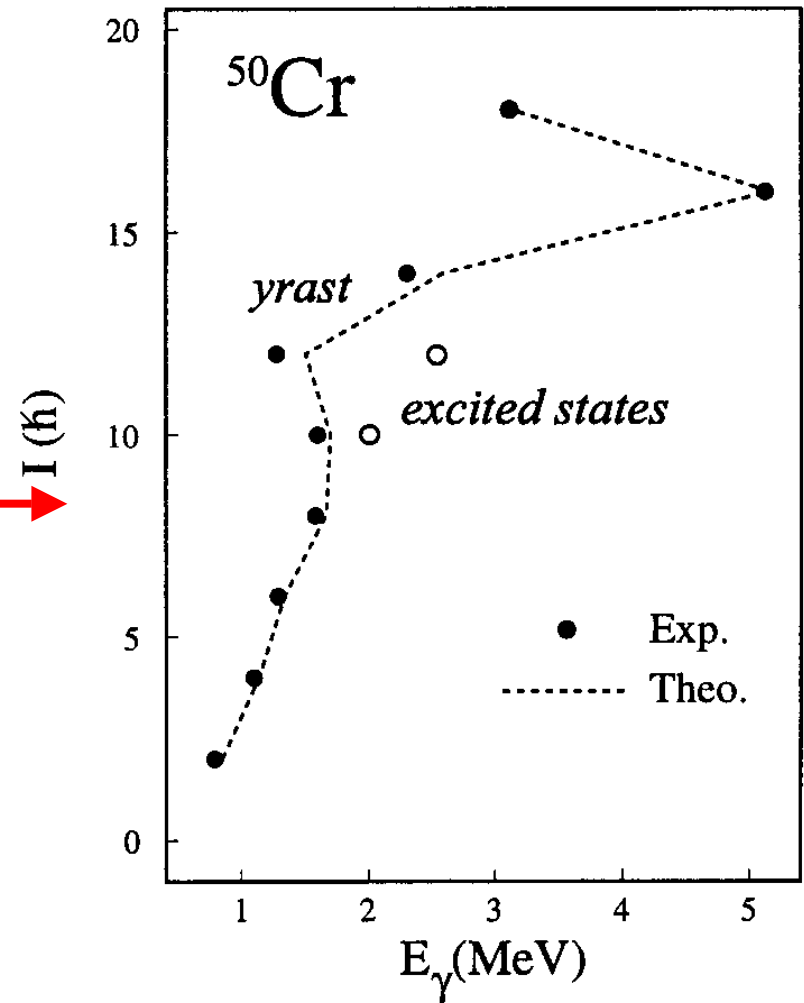
Man kann das Alignment der Nukleonendrehimpulse eines Intruderpaars als eine vermiedene Kreuzung zweier Rotationsbanden betrachten.



# Spiegelkerne und Isospinsymmetrie



Analoge Rotationsbanden



... wird ein Paar von Protonen oder Neutronen ausgerichtet?????

# Spiegelkerne - $^{50}\text{Cr}$ - $^{50}\text{Fe}$

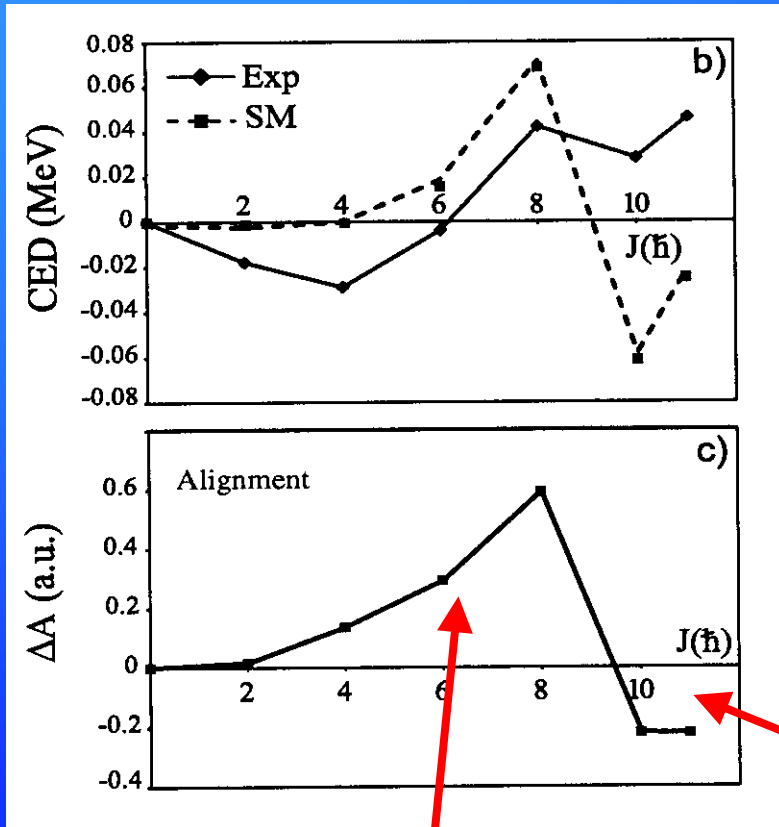
Einziger Unterschied: Protonen stoßen sich ab, Neutronen nicht .....

Schwächste Coulombabstossung bei ausgerichteteten Protonen, da geringster Überlapp der WF

$$CED = E^*(^{50}\text{Fe}) - E^*(^{50}\text{Cr})$$

Zwei Nukleonen im  $f_{7/2}$ -Orbital lassen sich maximal zu  $J=6$  koppeln

$$\Delta A(^{50}\text{Cr}) = \langle J = 6, T = 1 \rangle_{pp} - \langle J = 6, T = 1 \rangle_{nn}$$



$^{50}\text{Cr}$ :

Ausrichtung eines  $f_{7/2}$ -Protonpaares und danach eines  $f_{7/2}$ -Neutronpaares

... und umgekehrt bei  $^{50}\text{Fe}$

# Verzögertes Alignment bei N=Z Kernen

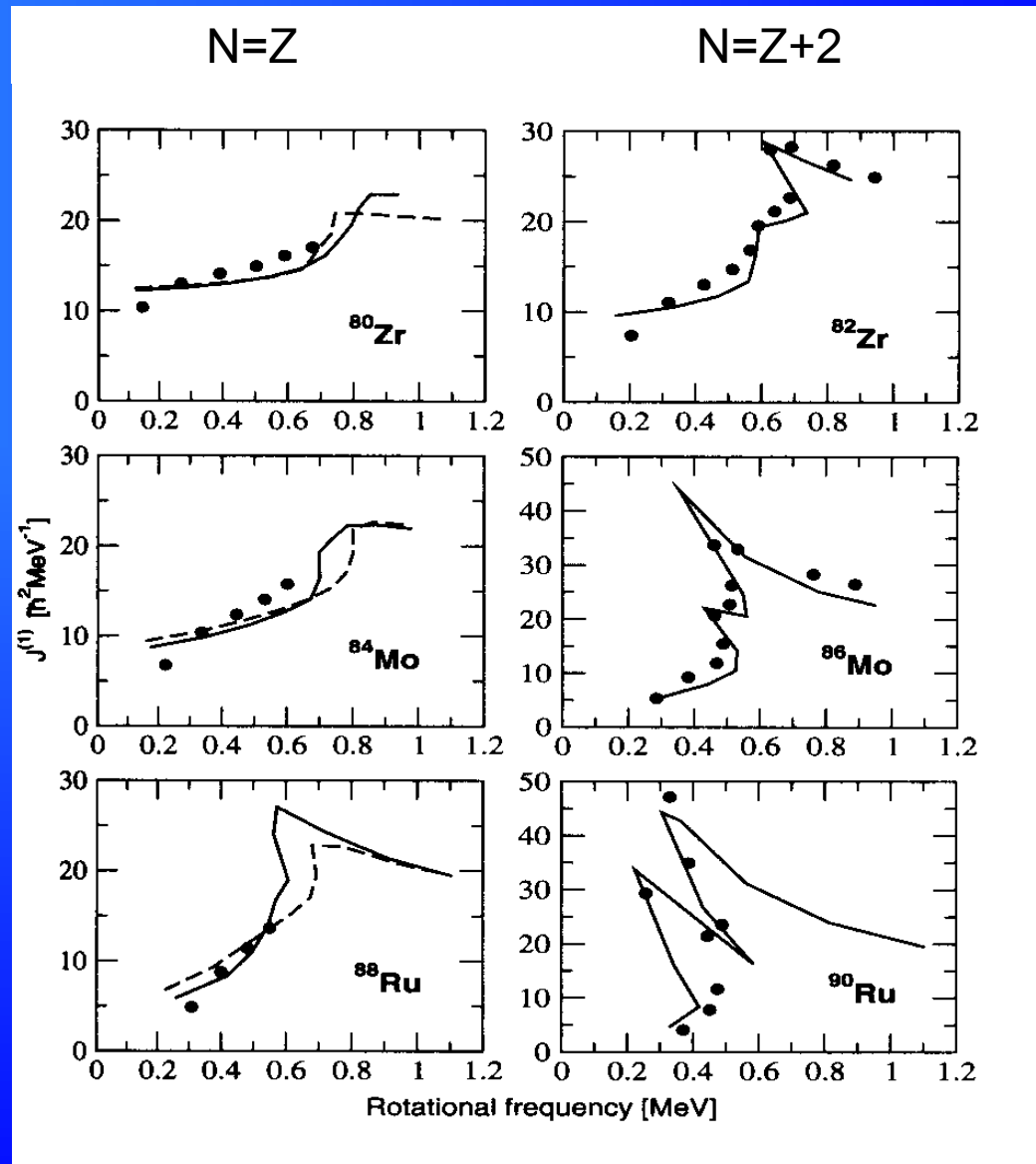
nn-, pp- oder np-Paare reagieren unterschiedlich auf Coriolis-Kraft

Verstärkte np-Wechselwirkung könnte für verzögertes Alignment verantwortlich sein

Theorie: keine np-Paare  
 + „normale“ np-WW —————  
 oder  
 + verstärkte np-WW - - - - -

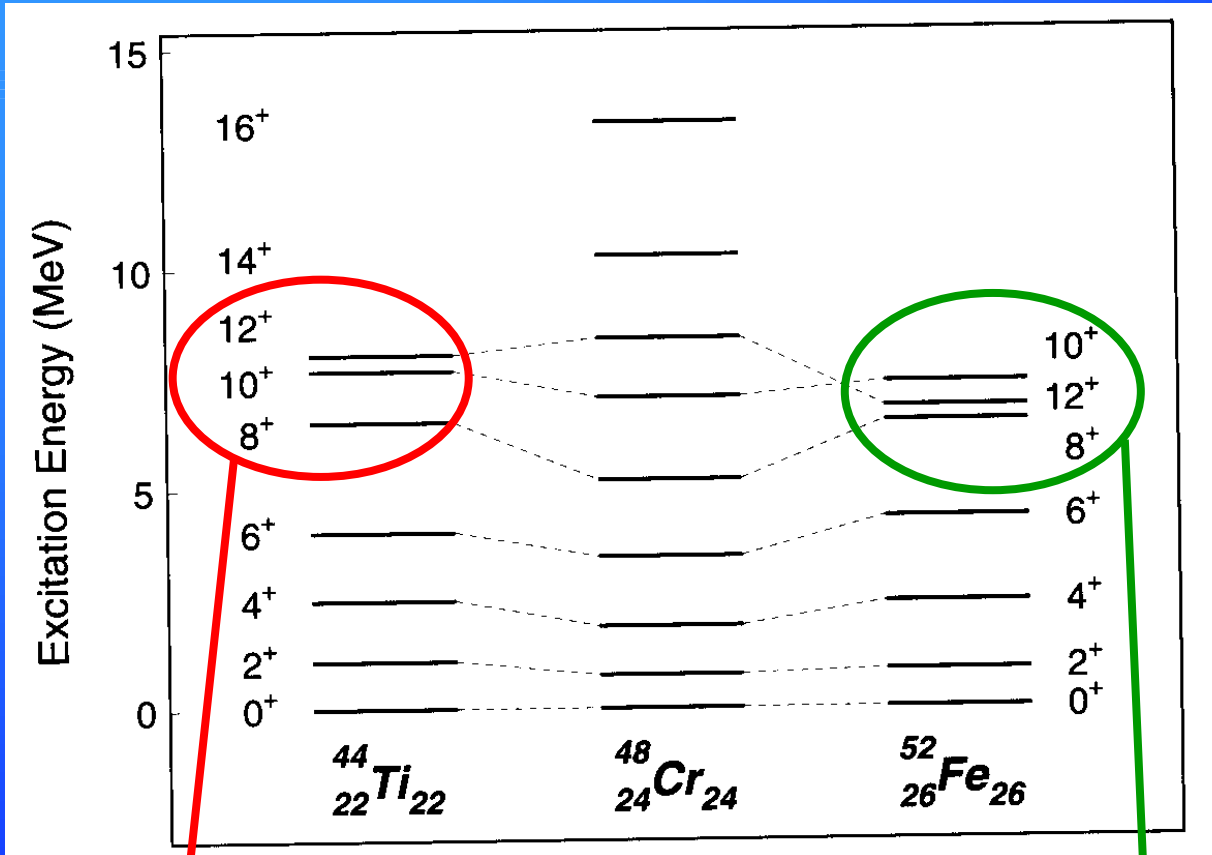
... oder doch np-Paare????

$^{88}\text{Ru}$  ist der schwerste N=Z-Kern für den bisher  $\gamma$ -Spektroskopie gemacht werden konnte!!!!



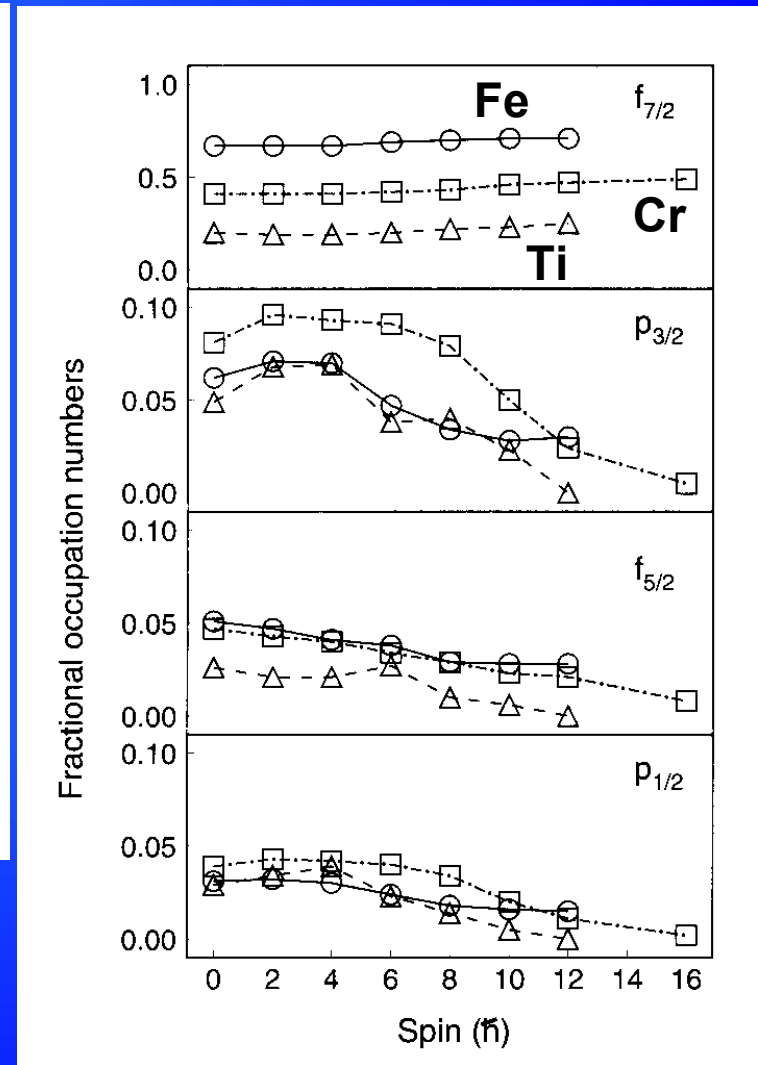


# „Cross conjugated“ Kerne



„Band termination“:  
f<sub>7/2</sub>-Paar kann max. J=6 bilden  
⇒ Bande endet bei J=12

Inversion  
⇒ Isomer



N=Z=20 ist guter Schalenabschluß, N=Z=28 hingegen nicht!!!

- In  $N=Z$  Kernen besetzen Protonen und Neutronen die gleichen Orbitale ( $A < 100$ )
- ⇒ Großer Überlapp der WF von Protonen und Neutronen
  - ⇒ Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen lässt sich gut untersuchen

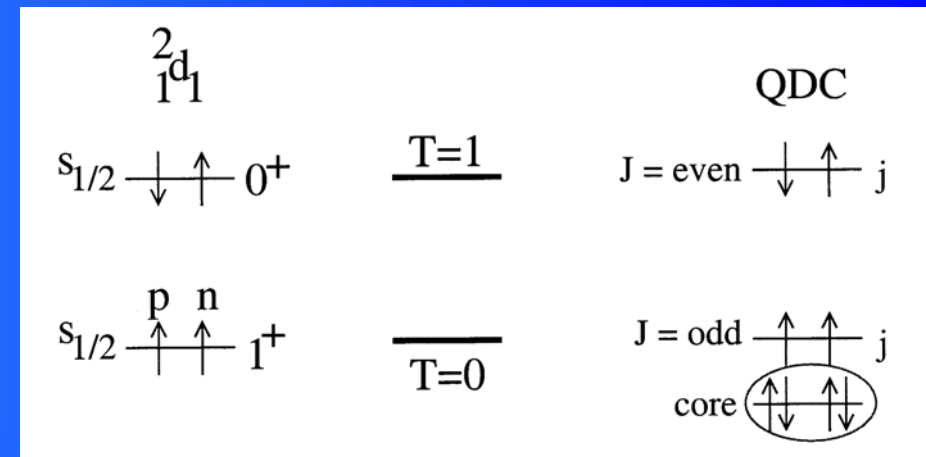
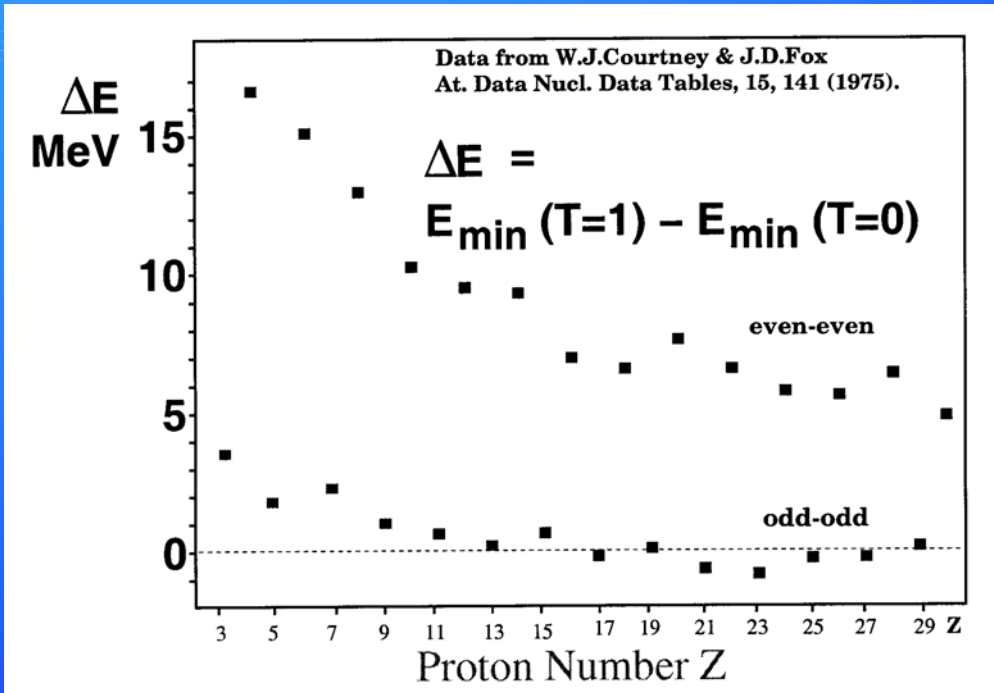
## Isospin

- n-p-(Paar)Wechselwirkung ( $T=0,1$ )
- Spiegelkerne ( $^{50}\text{Cr}$ - $^{50}\text{Fe}$ )
- $\gamma$ -Spektroskopie von Kernen mit  $A=80-90$
- „cross-conjugated“ Kerne ( $^{44}\text{Ti}$ - $^{52}\text{Fe}$ )
- **Quasideuteron-Konfiguration in  $^{50}\text{Mn}$**
- **Isospin-Mischung in  $^{64}\text{Ge}$**

## $\beta$ -Zerfall

- **Gegend um  $^{100}\text{Sn}$**
- Übererlaubte Fermi-Zerfälle und die Unitarität der CKM-Matrix

# Quasideuteron-Konfiguration 1

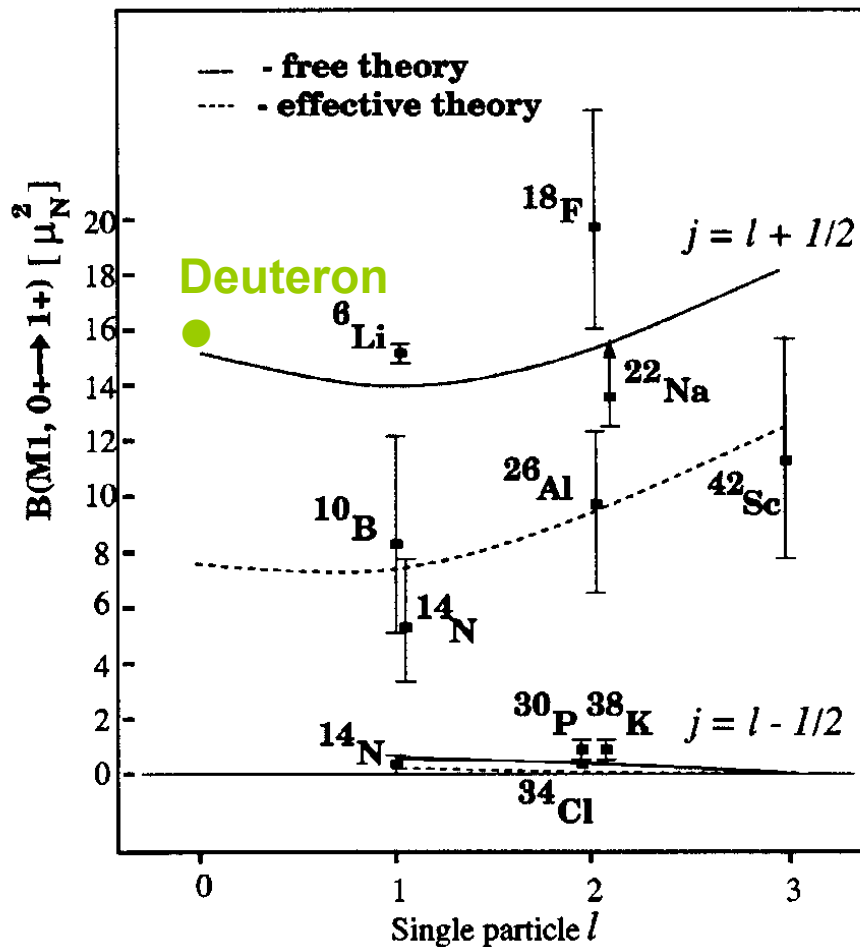


- In uu-Kernen mit  $N=Z$  sind Zustände mit  $T=0$  und  $T=1$  bei ähnlichen Energien
- Experimentell werden teilweise starke M1-Übergänge mit  $\Delta J=1$  und  $\Delta T=1$  beobachtet

Interpretation der Zustände als Quasideuteron-Konfiguration gekoppelt zum Rest(gg)-Kern

QD: ein Proton und ein Neutron im gleichen  $j$ -Orbital koppeln zu  $J=0\dots 2j$  und  $T=0$  oder  $1$

# Quasideuteron-Konfiguration 2



Analytische Formeln im QDC-Bild:

$j=l+1/2$ : konstruktive Überlagerung von Spin- und Bahnanteilen in der Übergangsstärke  
 $\Rightarrow$  große B(M1)-Werte

$$B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+) = \frac{3}{4\pi} \frac{j+1}{j} [l + 4.706]^2 \mu_N^2$$

$j=l-1/2$ : destruktive Überlagerung von Spin- und Bahnanteilen in der Übergangsstärke  
 $\Rightarrow$  kleine B(M1)-Werte

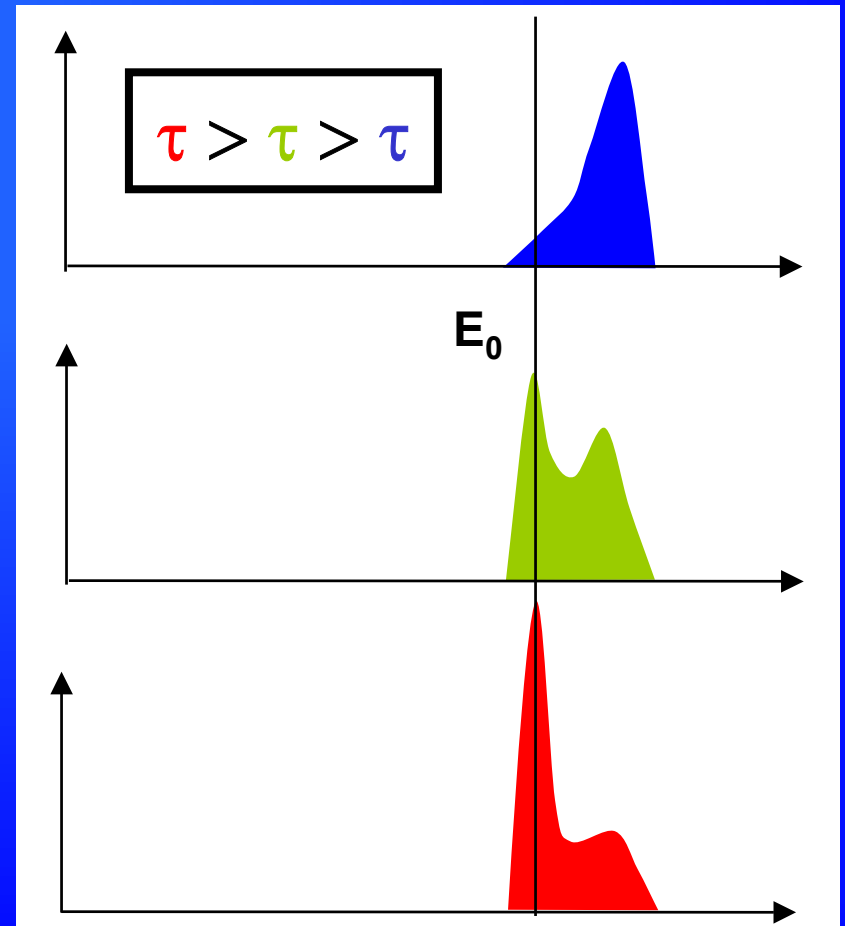
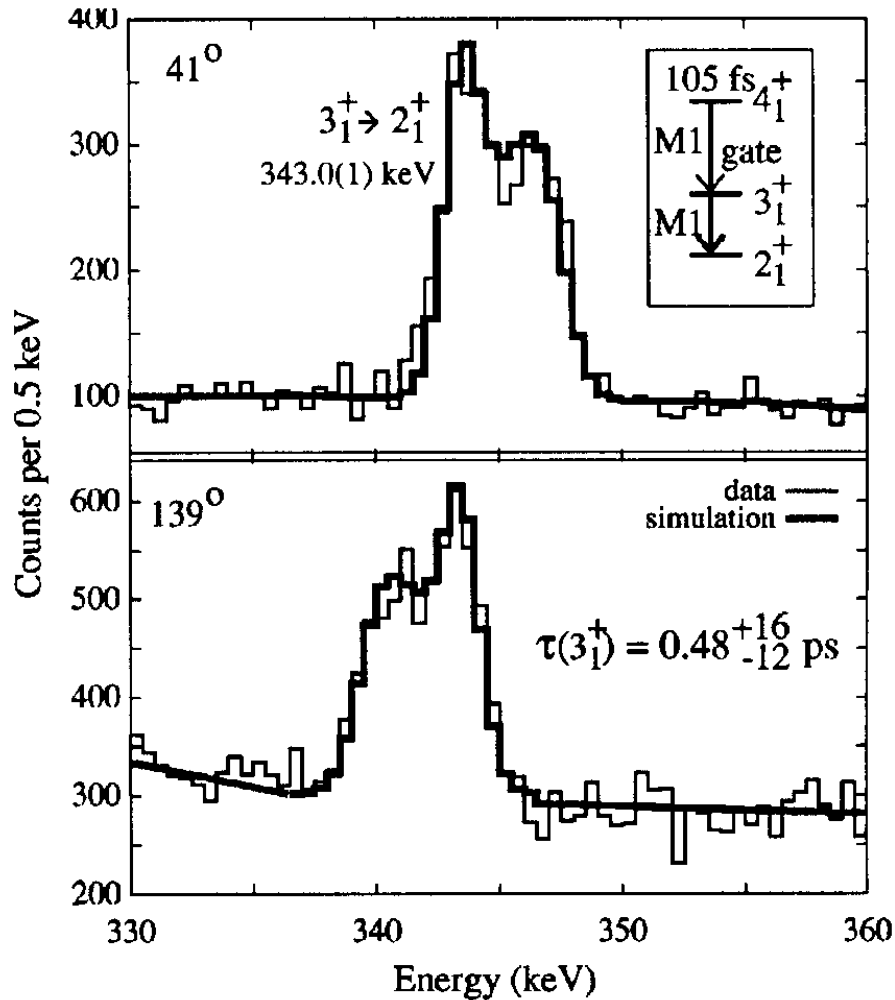
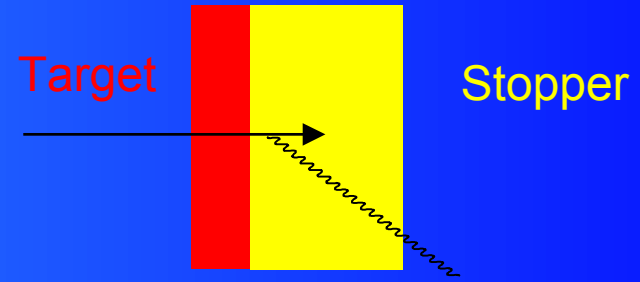
$$B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+) = \frac{3}{4\pi} \frac{j}{j+1} [l - 3.706]^2 \mu_N^2$$

- B(M1) verhalten sich wie es für ein Deuteron zu erwarten wäre
- Im Falle von Konfigurationsmischung ergeben sich kleinere B(M1)-Werte als für reine QDC-Zustände

# $^{50}\text{Mn}$ - Lebensdauerermessung

## DSAM

Doppler Shift Attenuation Method



# $^{50}\text{Mn}$ – Interpretation im QDC-Modell

$$\tau = 0.84_{-1.2}^{+1.6} \text{ ps} \Rightarrow B(M1; 3_{T=0}^+ \rightarrow 2_{T=1}^+) = 2.9_{-0.7}^{+1.0} \mu_N^2 \quad \text{Theo}(QD \text{ Rotor}) = 3.1 \mu_N^2$$

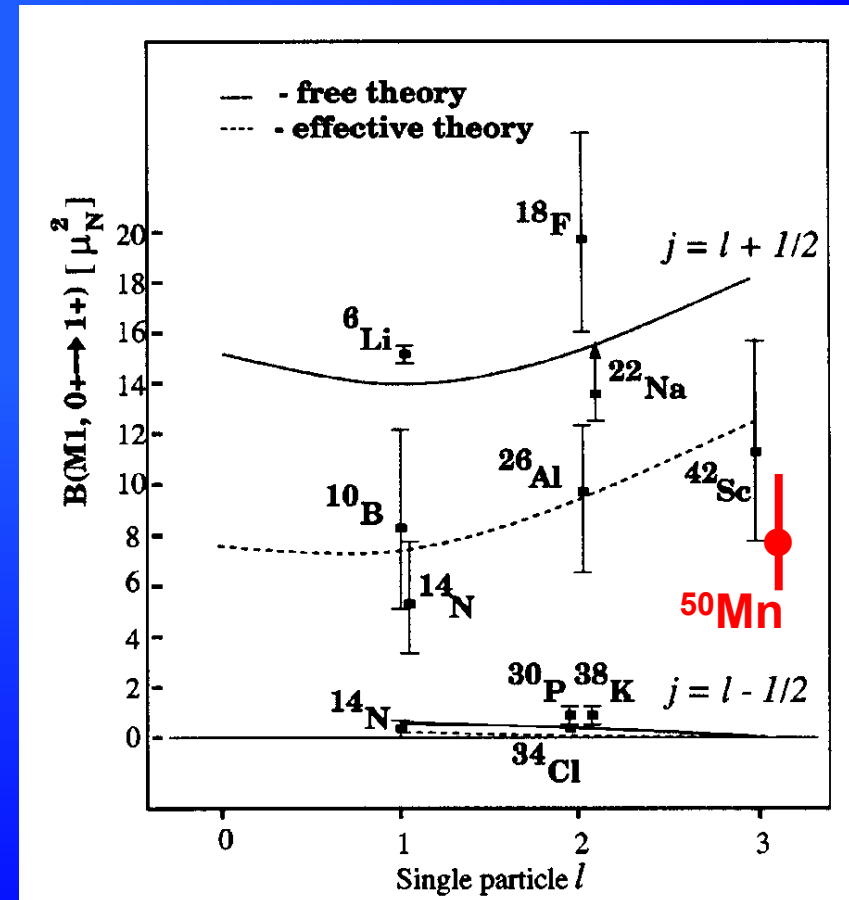
QDC-Modell:

$$B(M1; J+1 \rightarrow J) = \frac{3(J+1)(2j+2+J)(2j-J)}{4j(j+1)(2J+3)} B(M1; 1^+ \rightarrow 0^+)$$

$$B(E\lambda / M\lambda; J_2 \rightarrow J_1) = \frac{2J_1+1}{2J_2+1} B(E\lambda / M\lambda; J_1 \rightarrow J_2)$$

Unter der Annahme, daß QDC-Modell gilt:

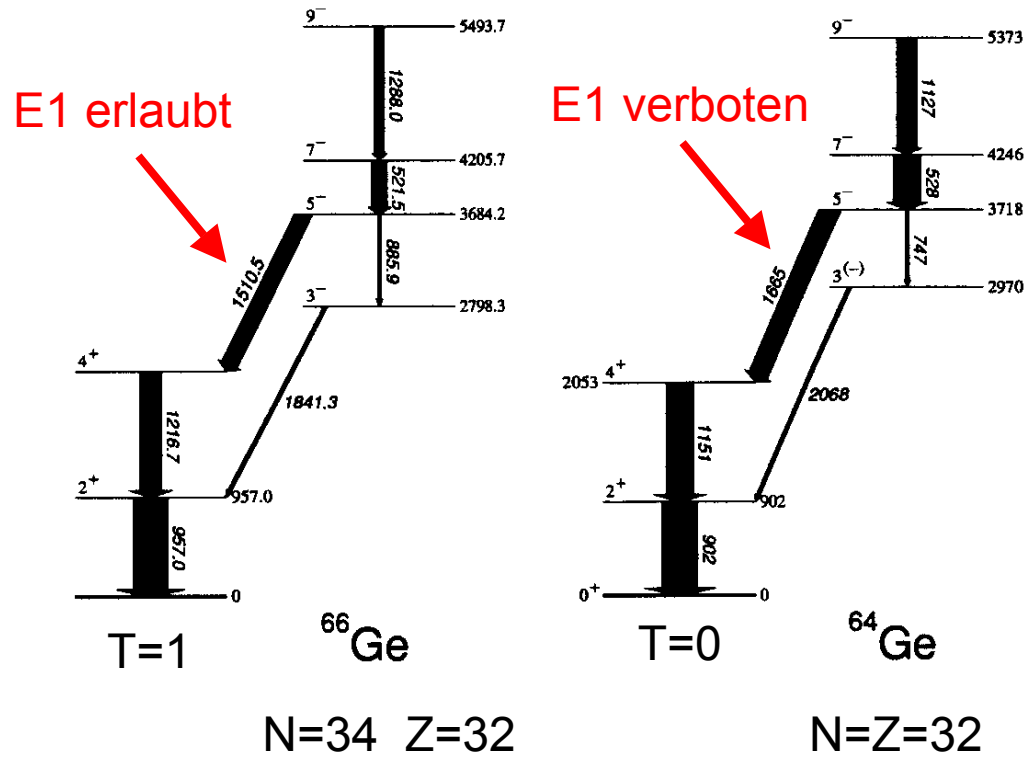
$$B(M1; 0_{T=1}^+ \rightarrow 1_{T=0}^+) = 7.8_{-1.9}^{+2.6} \mu_N^2$$



# Isospin-Auswahlregeln für elektromagn. Übergänge

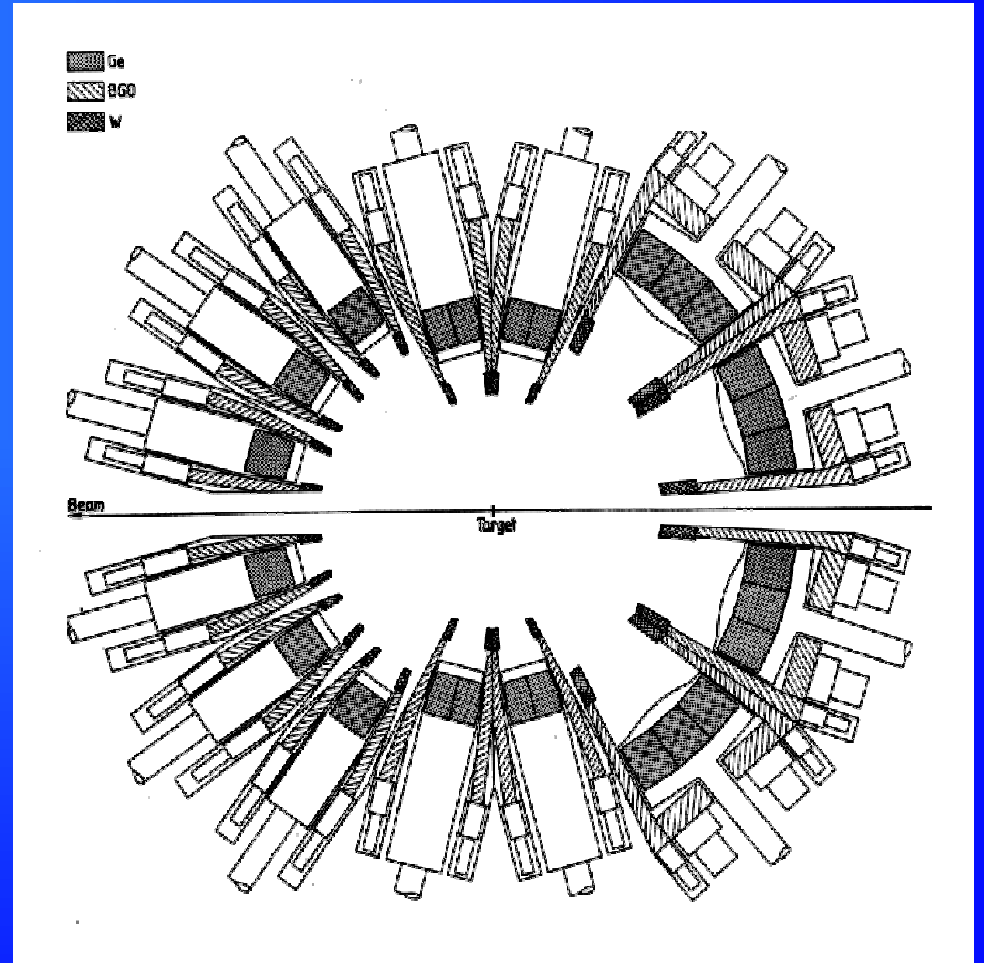
- (1) Nur Übergänge erlaubt mit  $\Delta T = 0, \pm 1$  und  $\Delta T_z = 0$
- (2) In „konjugierten“ Kernen (gleiches A, entgegengesetztes  $T_z$ ) haben sich entsprechende Übergänge mit  $\Delta T = \pm 1$  identische Eigenschaften
- (3) In „konjugierten“ Kernen haben sich entsprechende E1-Übergänge identische Eigenschaften
- (4) In „selbst-konjugierten“ Kernen ( $T_z = 0$ ) sind E1-Übergänge mit  $\Delta T = 0$  verboten

# Isospin-Mischung in $^{64}\text{Ge}$ ?



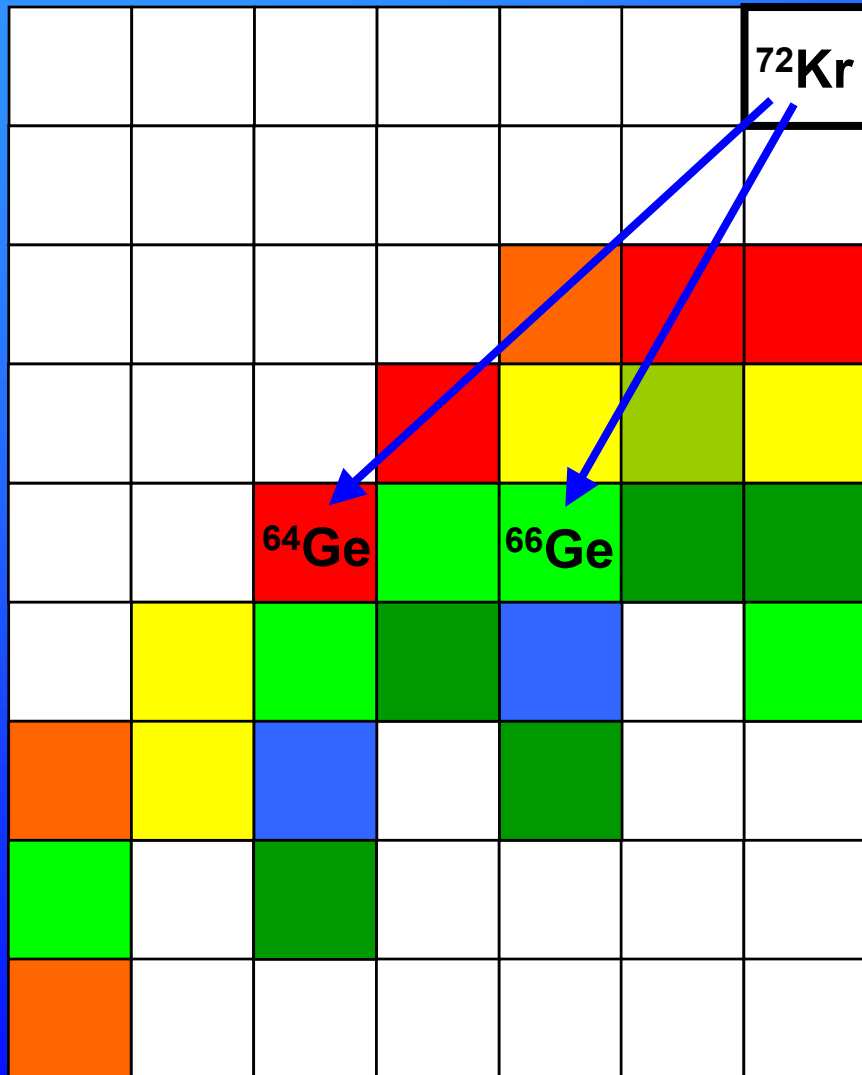


# EUROBALL

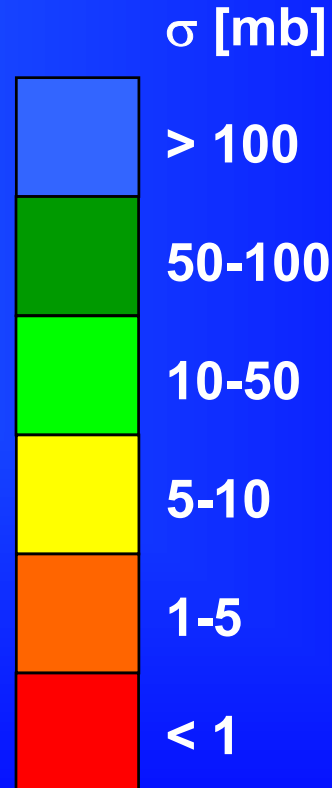


# $^{64}\text{Ge}$ - Population

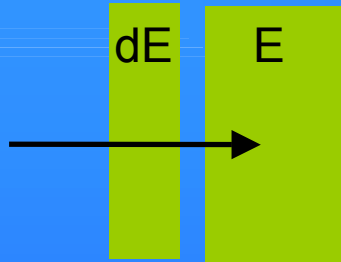
N = 30 31 32 33 34 35 36



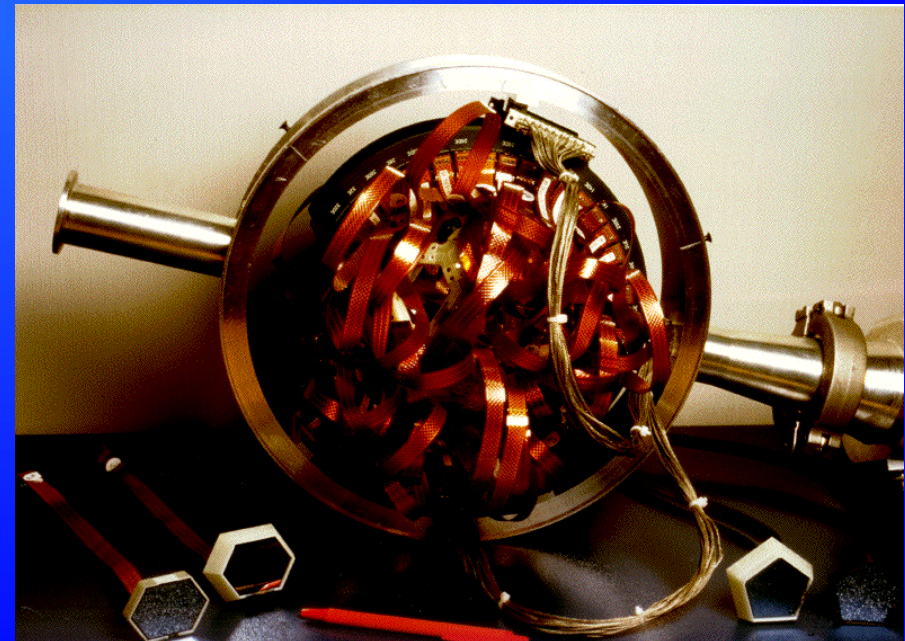
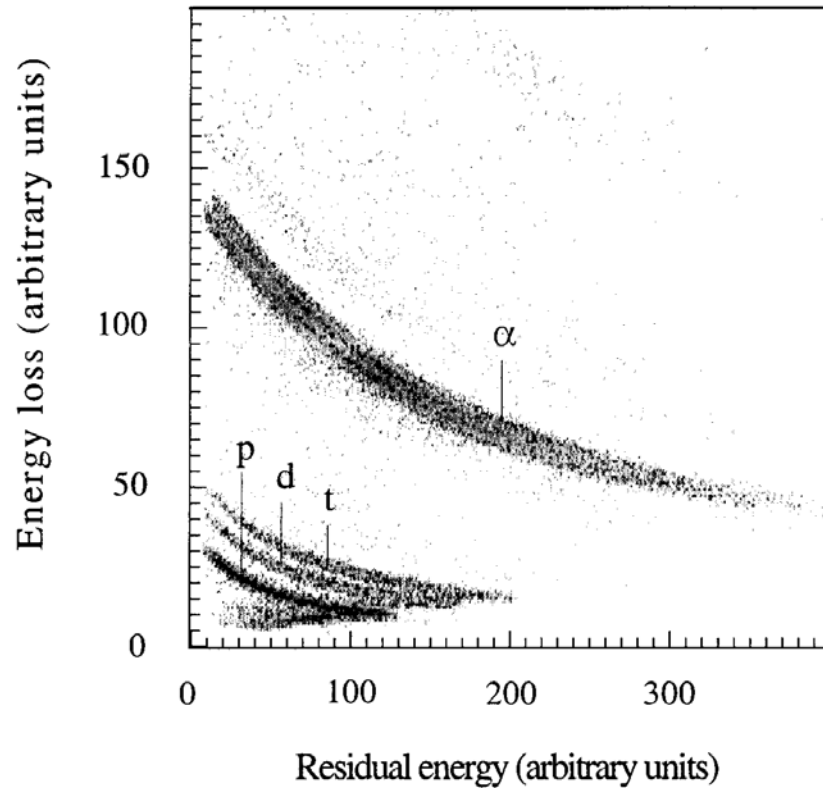
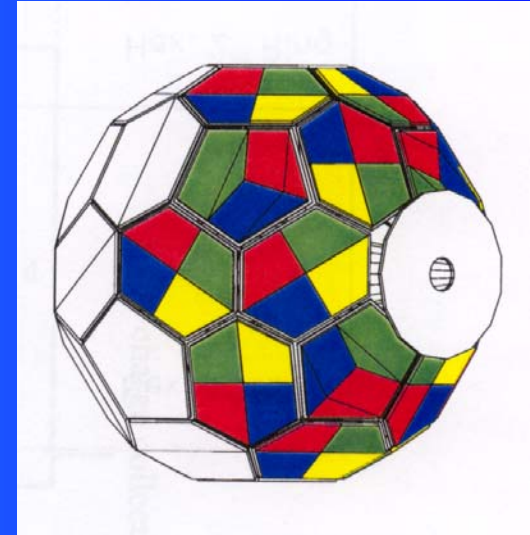
$^{40}\text{Ca}(^{32}\text{S}, 2\alpha)^{64}\text{Ge}$   
 $^{40}\text{Ca}(^{32}\text{S}, 1\alpha 2p)^{66}\text{Ge}$   
 $E_{\text{beam}} = 125 \text{ MeV}$



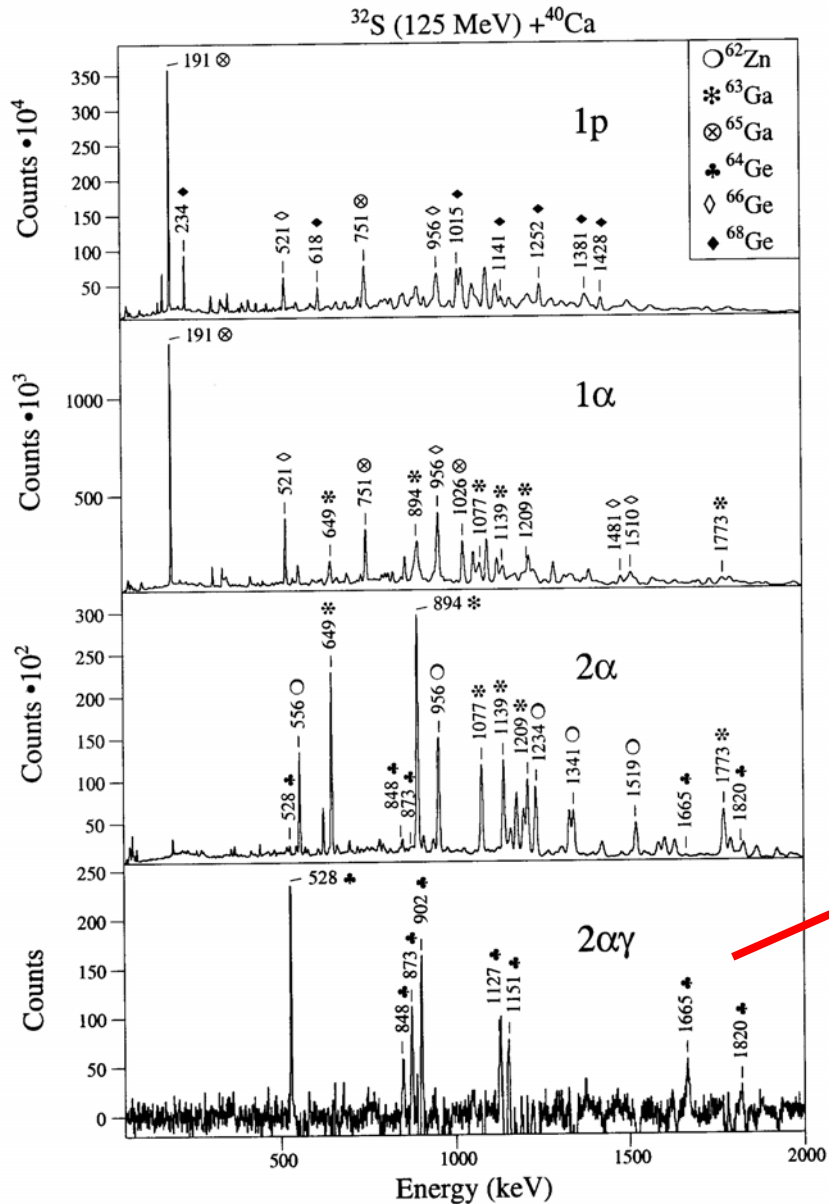
# Detektor für geladene Teilchen



$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{mZ^2}{E}$$

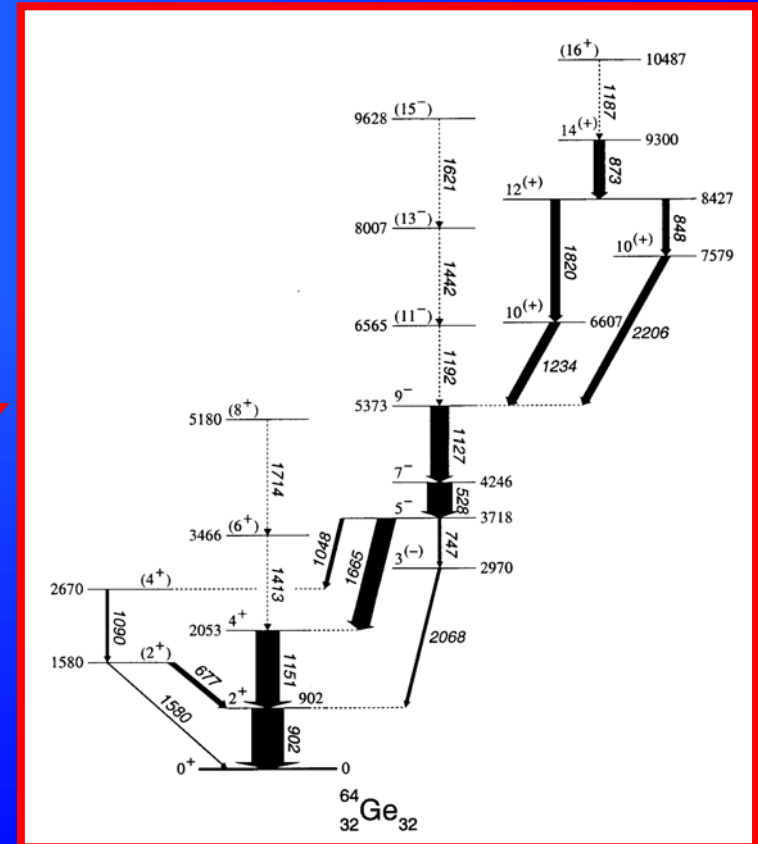


# $^{64}\text{Ge}$ - Teilchen- $\gamma$ -Gates



$^{62}\text{Zn}$ : 2 $\alpha$ 2p 130 mb  
 $^{63}\text{Ga}$ : 2 $\alpha$ 1p 20 mb  
 $^{65}\text{Ga}$ : 1 $\alpha$ 3p 150 mb  
 $^{64}\text{Ge}$ : 2 $\alpha$  0.6 mb  
 $^{66}\text{Ge}$ : 1 $\alpha$ 2p 20 mb  
 $^{68}\text{Ge}$ : 4p 80 mb

$\epsilon_p \approx 50\%$   
 $\epsilon_\alpha \approx 40\%$



# Gammastrahlung - Winkelverteilung

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

Multipolmischungsverhältnis  $\delta$

$$\delta_{\lambda\lambda'} = \frac{\langle J_i \| T(\lambda) \| J_f \rangle / \sqrt{2\lambda+1}}{\langle J_i \| T(\lambda') \| J_f \rangle / \sqrt{2\lambda'+1}}$$

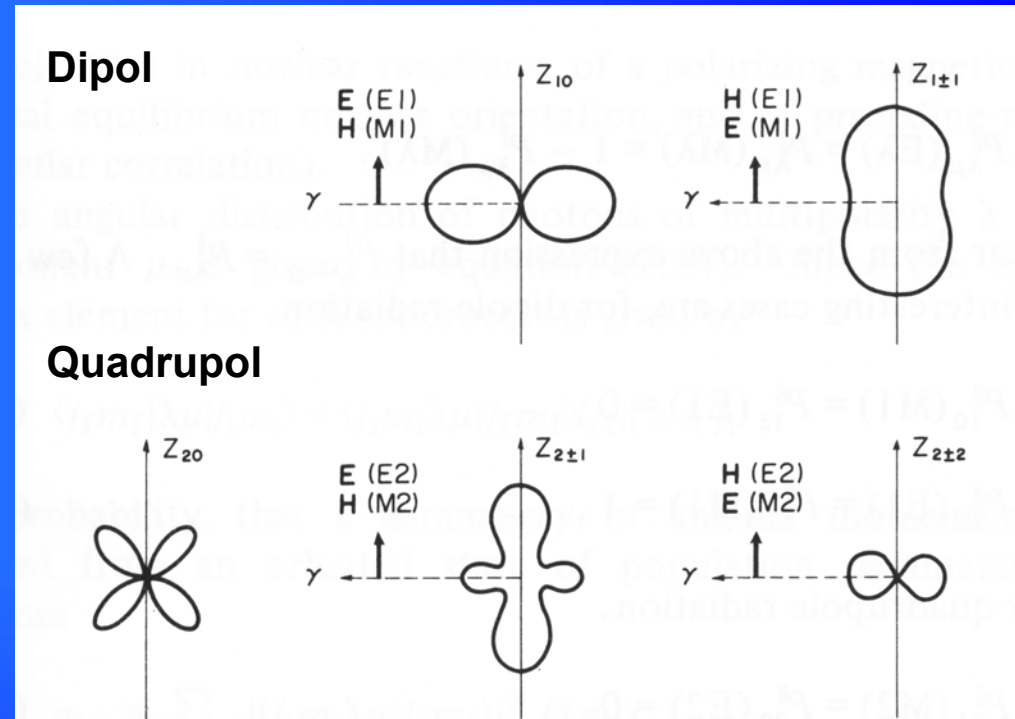
$$A_K = B_K(J_i, w(M_i)) G_K(\tau_i, \nu, q, \dots) R_K(J_i, J_f, \lambda, \lambda', \delta_{\lambda\lambda'}) Q_K$$

$B_K$ : Orientierung – Besetzung der magnet. Unterzustände  $M_i$

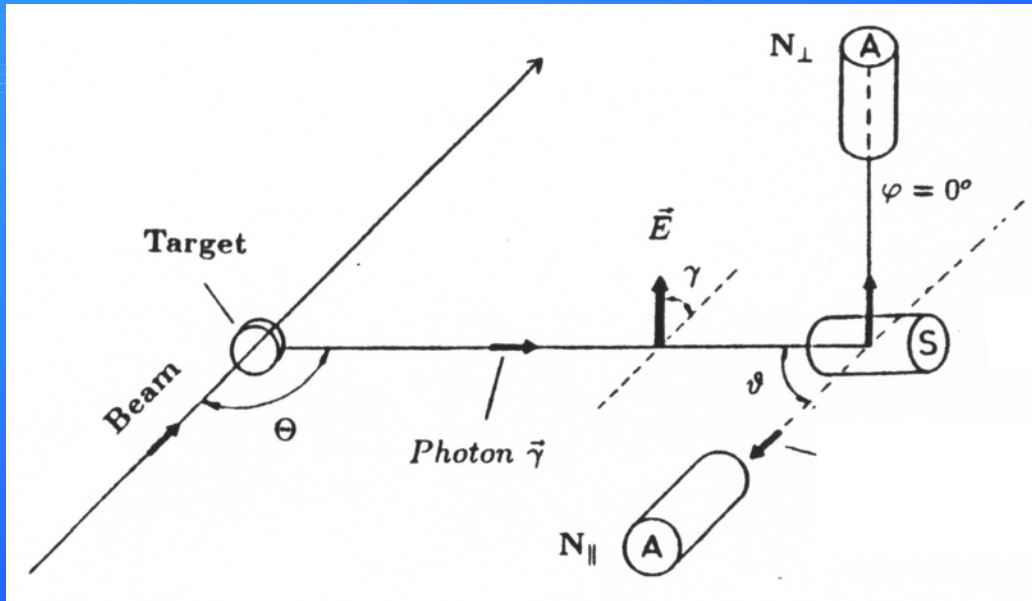
$G_K$ : Deorientierung – Zerstörung der Orientierung durch HyperfeinWW des Kernspins mit den Elektronen der (hochangeregten) Hülle

$R_K$ : Drehimpulskopplung (Kernspins und Multipolfeld)

$Q_K$ : Verschmierung durch endlichen Öffnungswinkel des Detektors



# Gammastrahlung – Linearpolarisation



## Klein-Nishina-Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} \right)^2 \left[ \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma'}} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \gamma \right]$$

**Compton Streuung bevorzugt Streuung in Ebene senkrecht zum  $\underline{E}$ -Vektor!**

### Magnetische Strahlung

( $\underline{E} \perp$  zur Emissionsebene;  $N_{\parallel} > N_{\perp}$ )

$\Rightarrow$

$$A(\theta) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} < 0$$

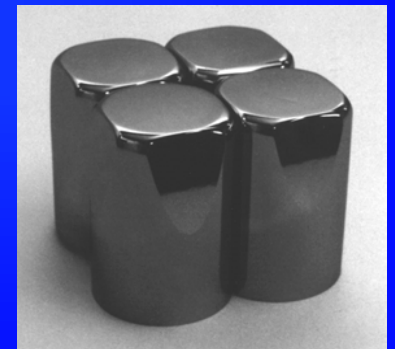
### Elektrische Strahlung

( $\underline{E} \parallel$  zur Emissionsebene;  $N_{\parallel} < N_{\perp}$ )

$\Rightarrow$

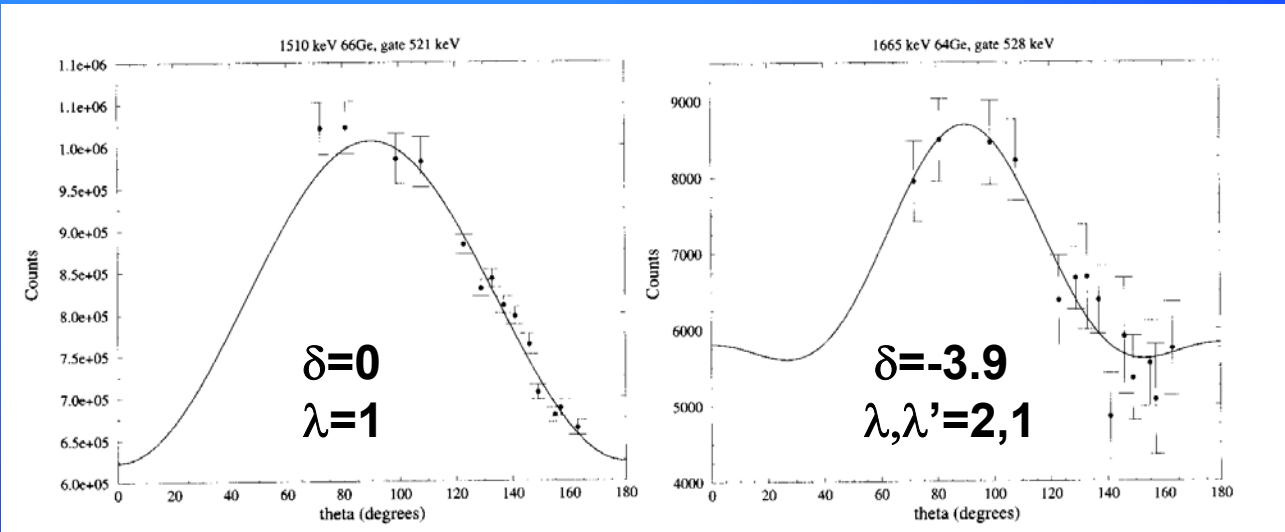
$$A(\theta) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} > 0$$

## CLOVER Detektor



# $^{64}\text{Ge}$ – Spins und Multipolaritäten

## Winkelverteilung



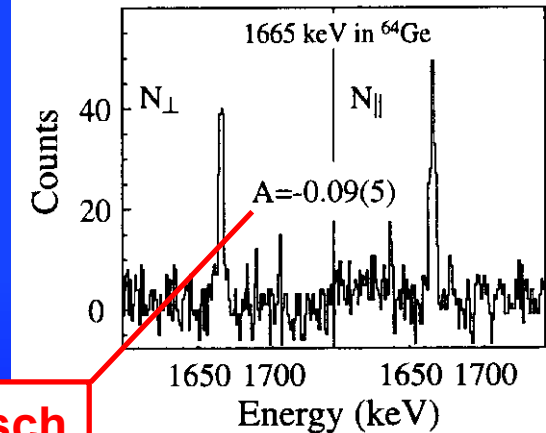
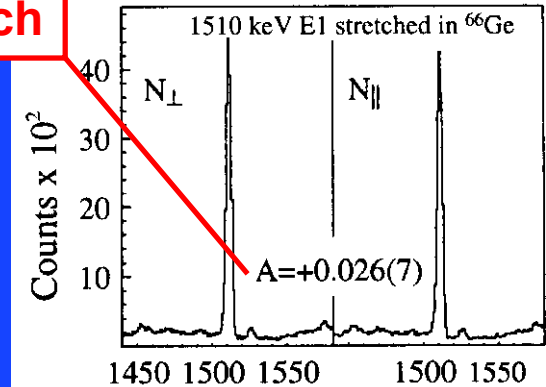
$^{66}\text{Ge}$ : gestreckter E1-Übergang  
 $^{64}\text{Ge}$ : M2 (93%) mit E1-Beimischung



T=1 Beimischung in den T=0 Zuständen von  $^{64}\text{Ge}$   $\Rightarrow$   
 Übergänge zwischen T=0(1) und T=1(0) Anteilen in WF

## Polarisation

elektrisch

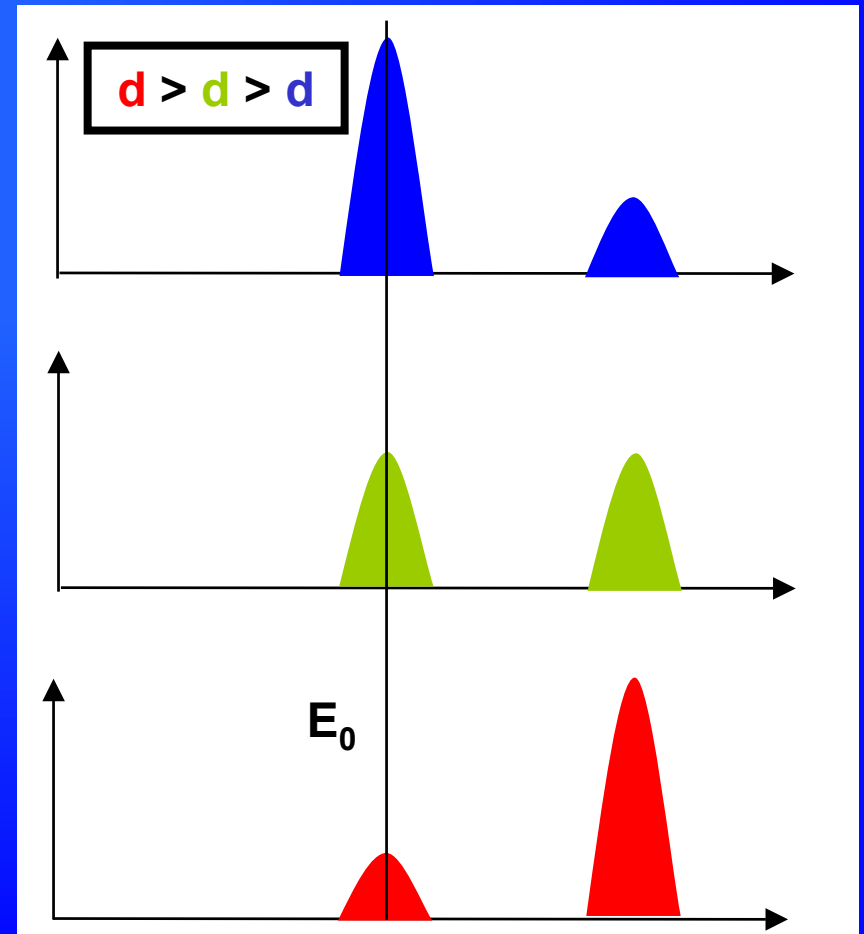
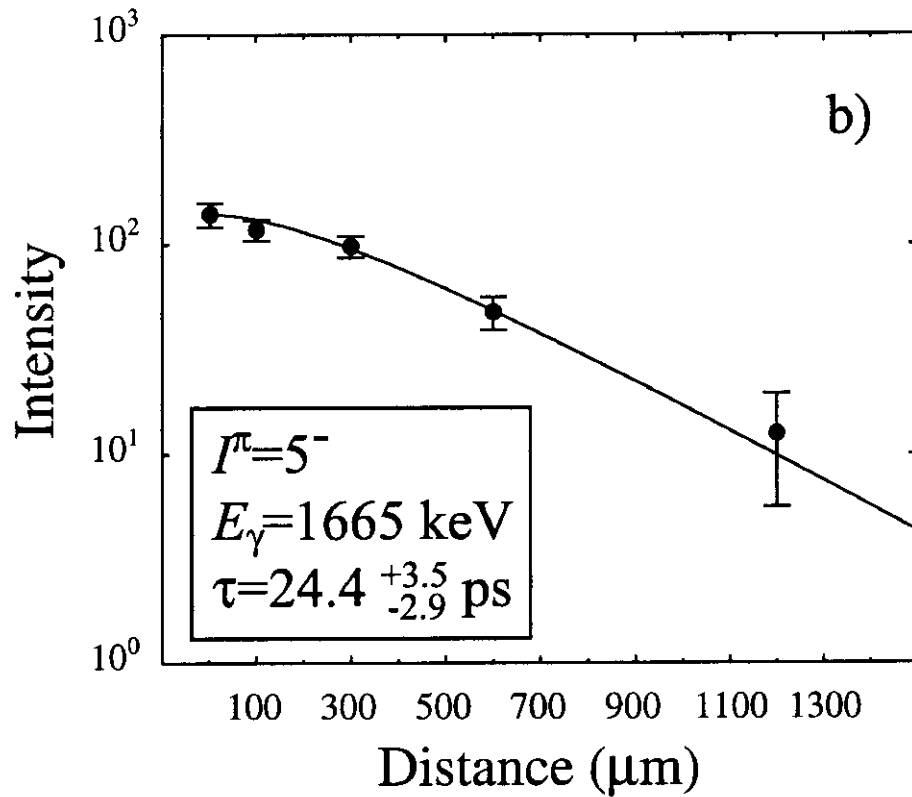
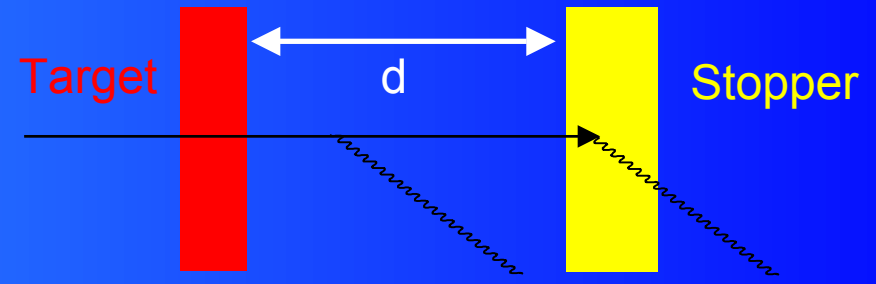


magnetisch

$$A(\theta) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}$$

# $^{64}\text{Ge}$ - Lebensdauern

## Recoil Distance Method



$^{66}\text{Ge}$ :  $B(E1, 5 \rightarrow 4) = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ W.u.}$

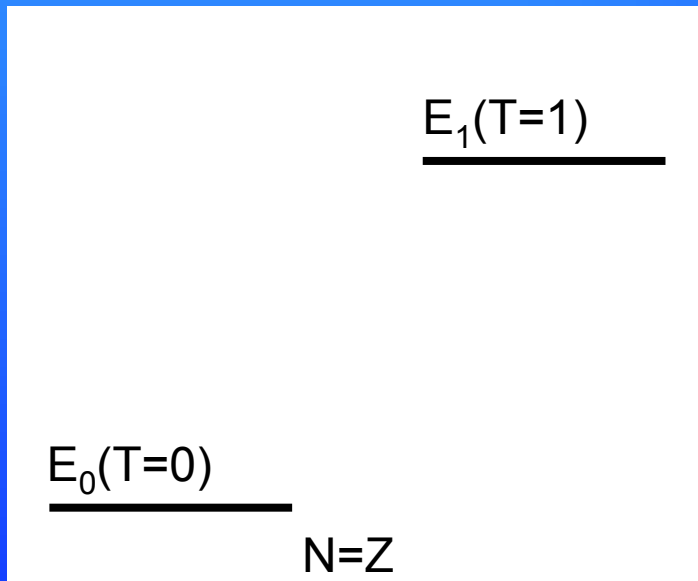
$^{64}\text{Ge}$ :  $B(E1, 5 \rightarrow 4) = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ W.u.}$

$B(M2, 5 \rightarrow 4) = 6 \text{ W.u.}$



# Isospin-Mischung durch Coulombwechselwirkung

Coulombwechselwirkung ist ladungsabhängig und kann daher Zustände mit verschiedenem Isospin  $T$  mischen:



$$H_{Coul} = \sum_{i < j} \left(\frac{1}{2} - T_z^{(i)}\right) \left(\frac{1}{2} - T_z^{(j)}\right) \frac{e^2}{r_{ij}}$$

$$\Phi = \alpha \Phi_1(T=1) + \beta \Phi_0(T=0)$$

Störungsrechnung 1. Ordnung:

$$a^2 \approx \frac{|\langle 0 | H_{Coul} | 1 \rangle|^2}{(E_0 - E_1)^2}$$

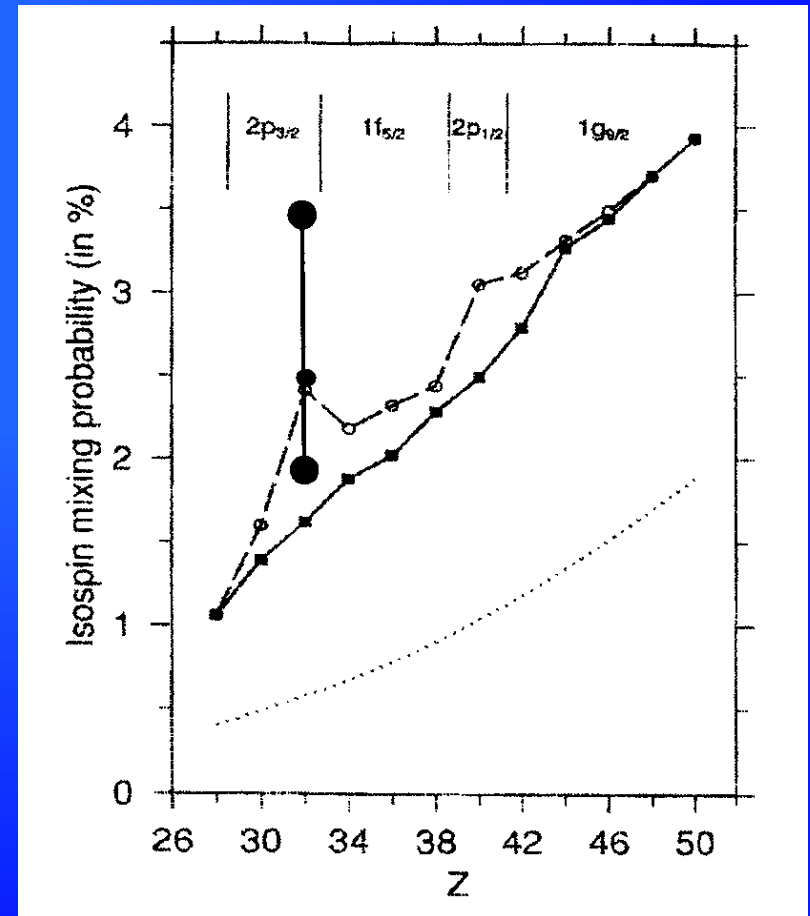
$$|64, J, T, T_z = 0\rangle = \left| \left[ (66, J, T = 1) \otimes (h^2, J = 0, T = 1) \right] J, T, T_z = 0 \right\rangle$$

Kein guter Isospin ( $T=0,1,2$ ) in  $^{64}\text{Ge}$ !!!

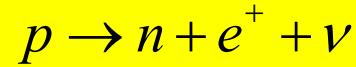
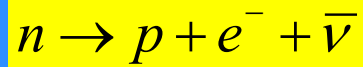
# $^{64}\text{Ge}$ - Isospin-Mischung!

$$B(E1, ^{64}\text{Ge}) = \frac{8}{3} \alpha^2 B(E1, ^{66}\text{Ge})$$

$$\Rightarrow \alpha^2 = 2.5\%$$



# $\beta$ -Zerfall 1



Isoaxiale Kopplung

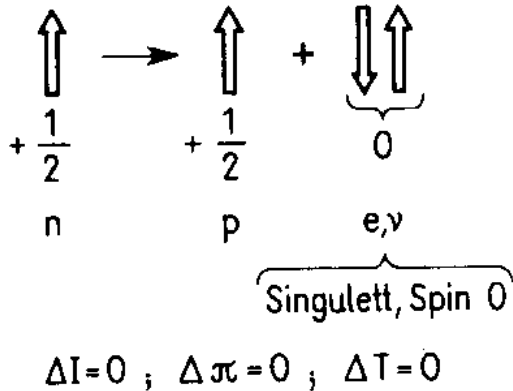
$$H_F = g_V T^-$$

Isovektorielle Kopplung

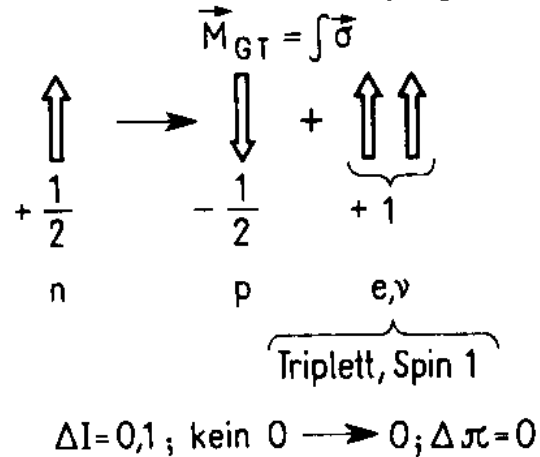
$$H_{GT} = g_A \sigma T^-$$

$$g_A / g_V = -1.25$$

Fermi-Übergänge  $M_F = \int 1$



Gamow-Teller-Übergänge



Übergangswahrscheinlichkeit

$$N(p) dp = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H_\beta | i \rangle \right|^2 \frac{dn}{dE_0}$$

Fermis Goldene Regel

# $\beta$ -Zerfall 2

$$H_{fi} = \langle \Phi_f \varphi(e) \varphi(\nu) | H_F + H_{GT} | \Phi_i \rangle \quad \text{Matrixelement}$$

Ansatz: ebene Welle

$$\varphi(e) = e^{-ikr} = 1 + ikr + \dots \approx 1 \quad k = 10^{-2} \text{ fm}^{-1} \quad (e \text{ mit } 2 \text{ MeV})$$

$$r \approx 1-10 \text{ fm} \quad (\text{Kernradius})$$

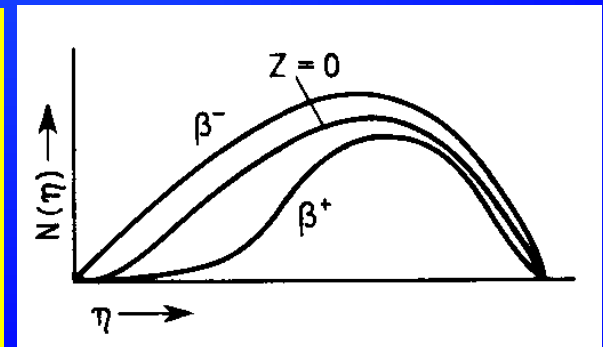
$\ell = 0 \quad 1 \quad \dots$  Bahndrehimpuls des e

$$|H_{fi}|^2 = g_V^2 \left| \langle \Phi_f | T^- | \Phi_i \rangle \right|^2 + g_A^2 \left| \langle \Phi_f | \sigma T^- | \Phi_i \rangle \right|^2$$

$$= g_V^2 M_F^2 + g_V^2 M_{GT}^2$$

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{g_V^2 M_F^2 + g_V^2 M_{GT}^2}{B} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F(Z, \varepsilon) d\varepsilon$$

$$\varepsilon = E/m_0 c^2 \quad \eta = p/m_0 c \quad B = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_0^5 c^4}$$



# β-Zerfall 3

## Übergangsstärke

$$f(Z, \varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F(Z, \varepsilon) d\varepsilon$$

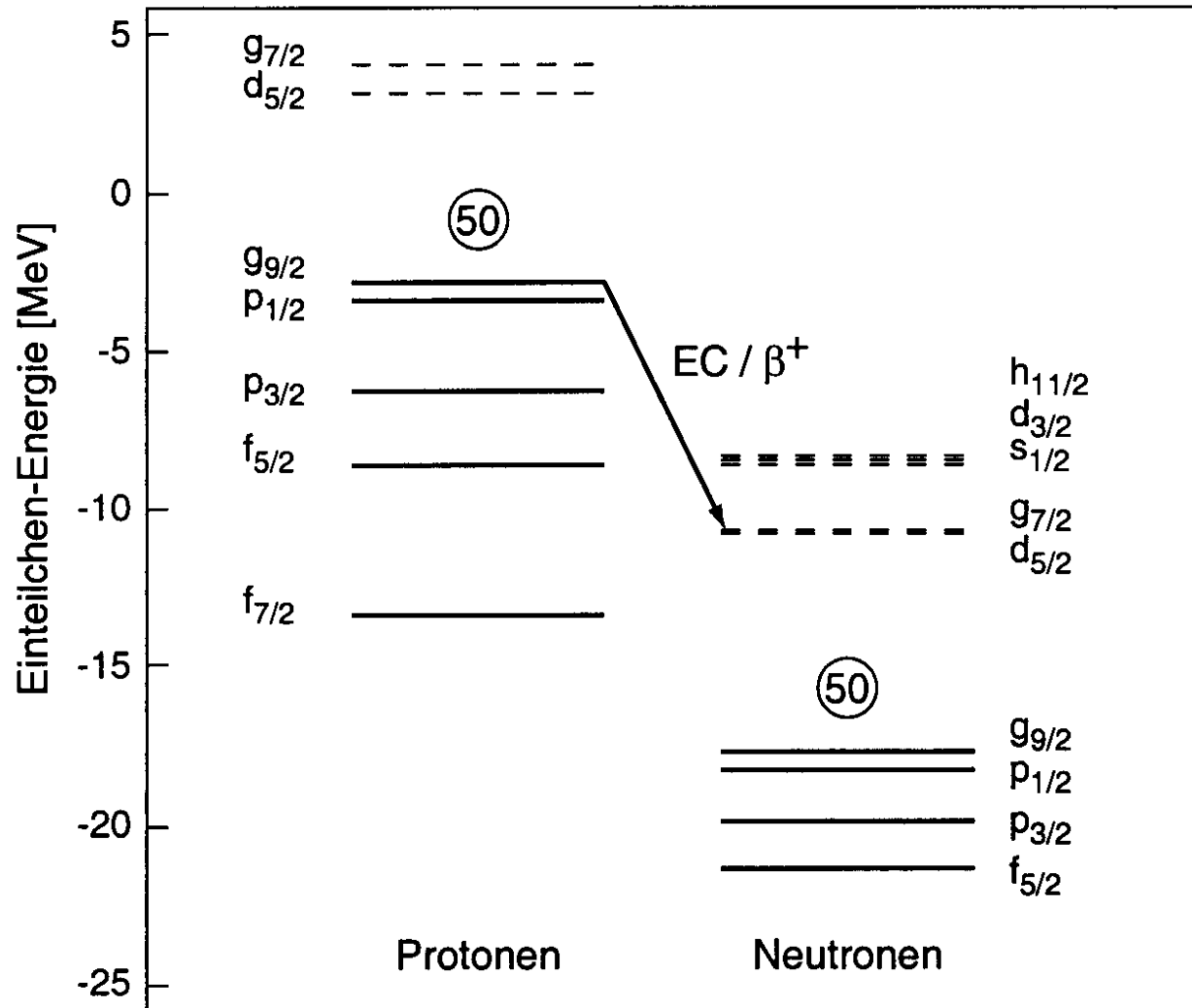
$$f(Z, \varepsilon_0) t_{1/2} \equiv ft = \frac{B \ln(2)}{g_V^2 M_F^2 + g_V^2 M_{GT}^2}$$

Große Matrixelemente  
 $\Leftrightarrow$   
 großer Überlapp der WF

Art des Übergangs	Auswahlregeln		log ft	Beispiel	
	Spin	Parität <sup>1)</sup>		Isotop	Halbwertszeit
Übererlaubt	$\Delta I = 0, \pm 1$	(+)	$3,5 \pm 0,2$	$^1_0\text{n}$	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	$\pm 2$	(-)	$8,5 \pm 0,7$	$^{91}_{40}\text{Y}$	61 d
Zweifach verboten	$\pm 2$	(+)	$12,1 \pm 1,0$	$^{137}_{55}\text{Cs}$	30 a
Dreifach verboten	$\pm 3$	(-)	$18,2 \pm 0,6$	$^{87}_{37}\text{Rb}$	$6 \cdot 10^{10}$ a
Vierfach verboten	$\pm 4$	(+)	22,7	$^{115}_{51}\text{In}$	$6 \cdot 10^{14}$ a

Falls kein Übergang mit  $l=0$  möglich ist, kann das Elektron auch mit  $l>0$  emittiert werden, was zu kleineren Übergangsstärken führt  $\Rightarrow$  „verbotene“ Übergänge

# $^{100}\text{Sn}$

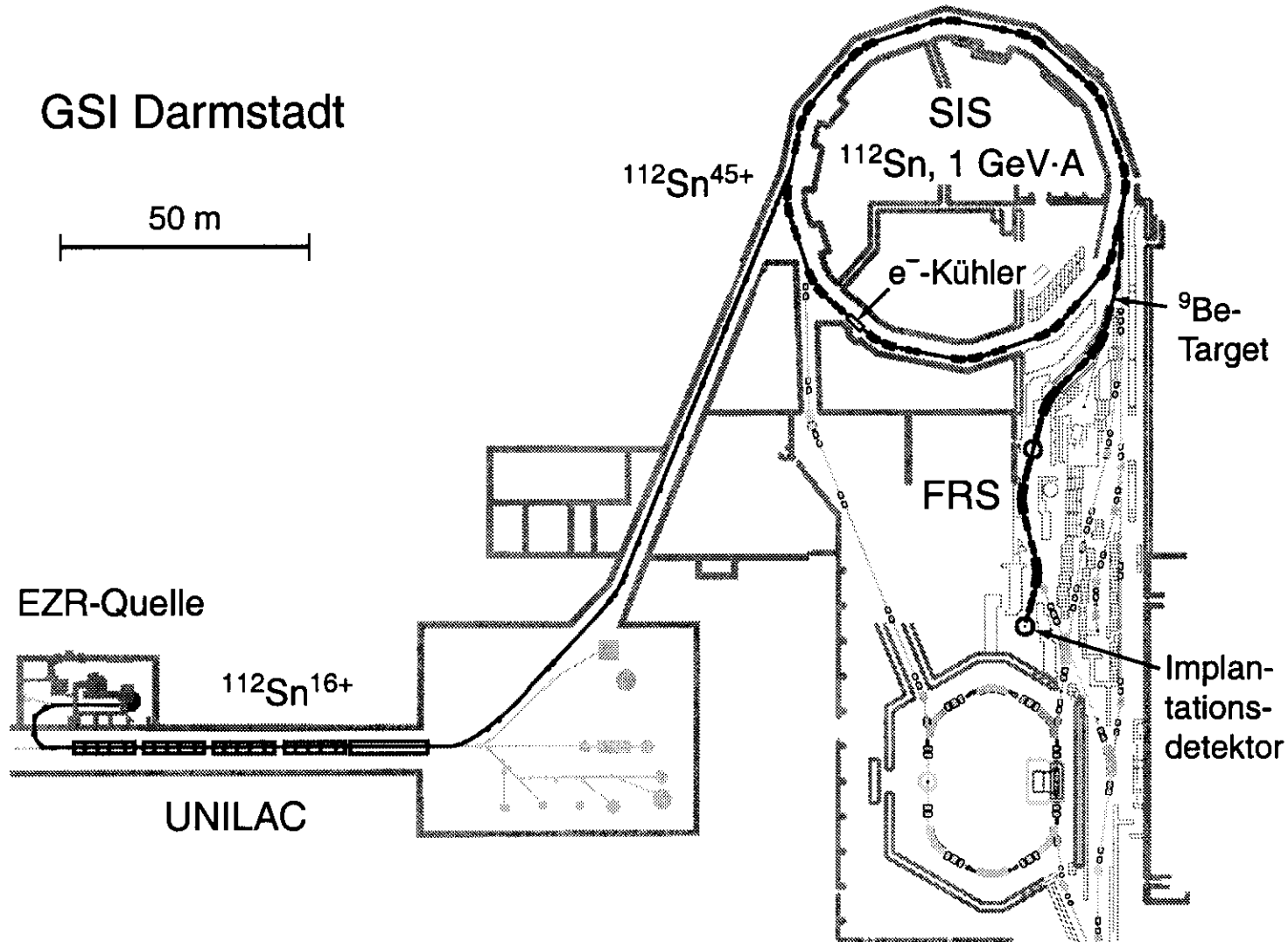


Für Kerne um  $^{100}\text{Sn}$  mit  $Z \leq 50$  und  $N \geq 50$ :

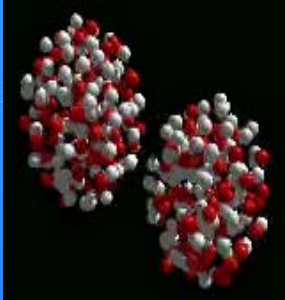
$$\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$$

Gamow-Teller-Übergang

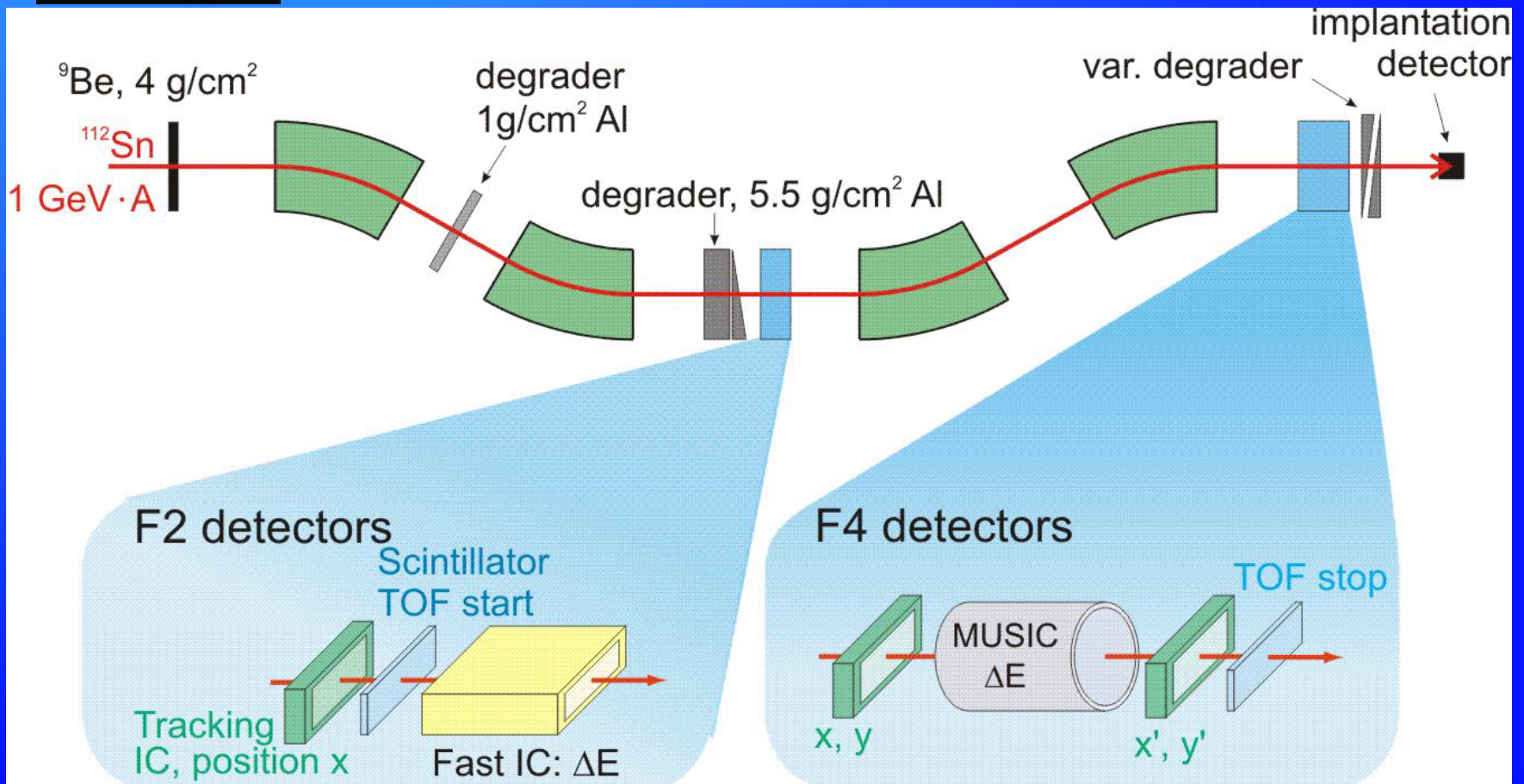
# $^{100}\text{Sn}$ – Experiment @ GSI



# $^{100}\text{Sn}$ – FRS@GSI

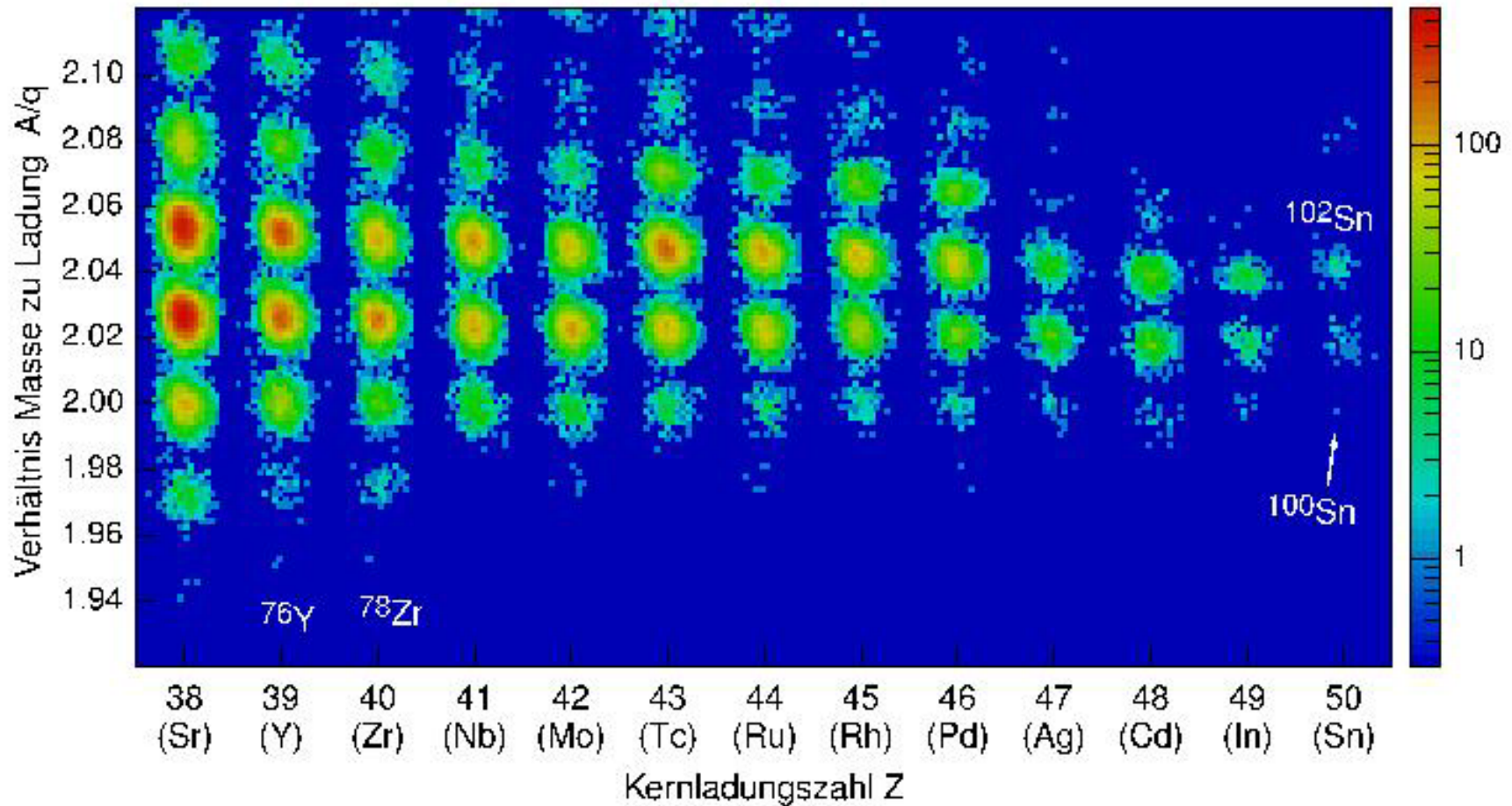


36m





# $^{100}\text{Sn}$ - Identifikation der Fragmente



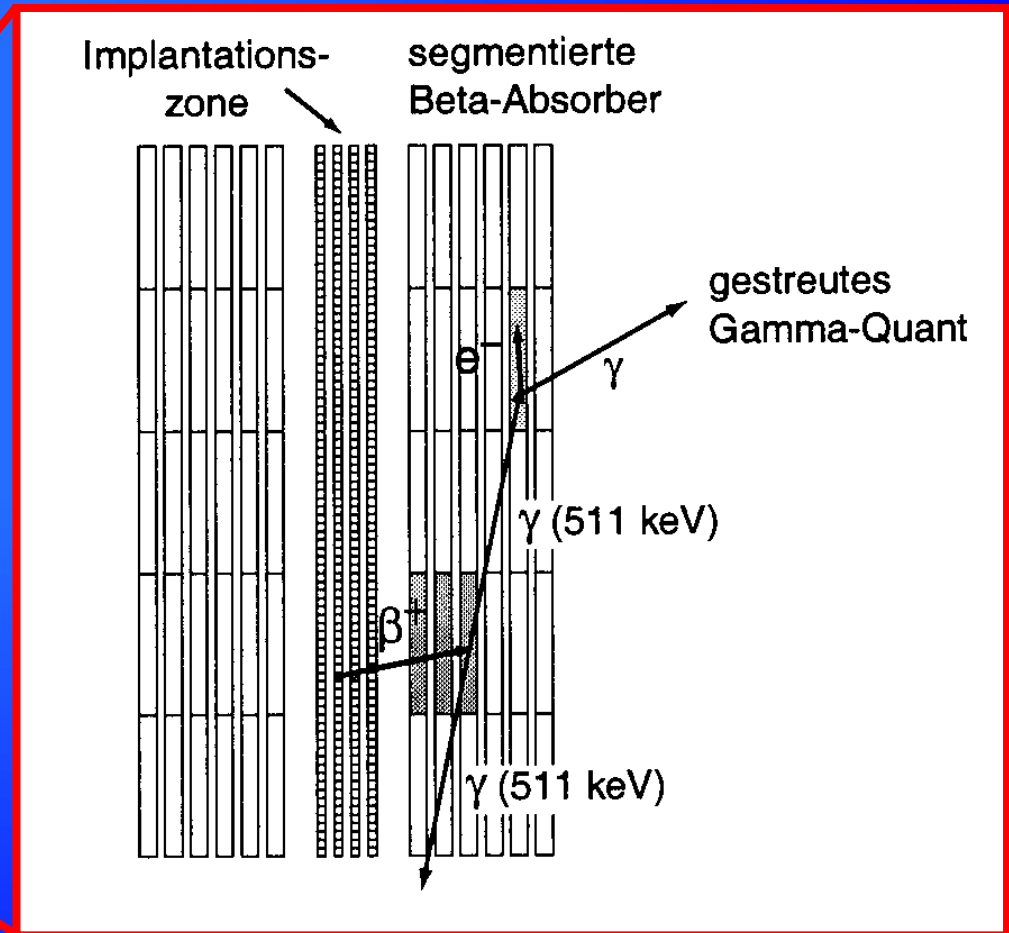
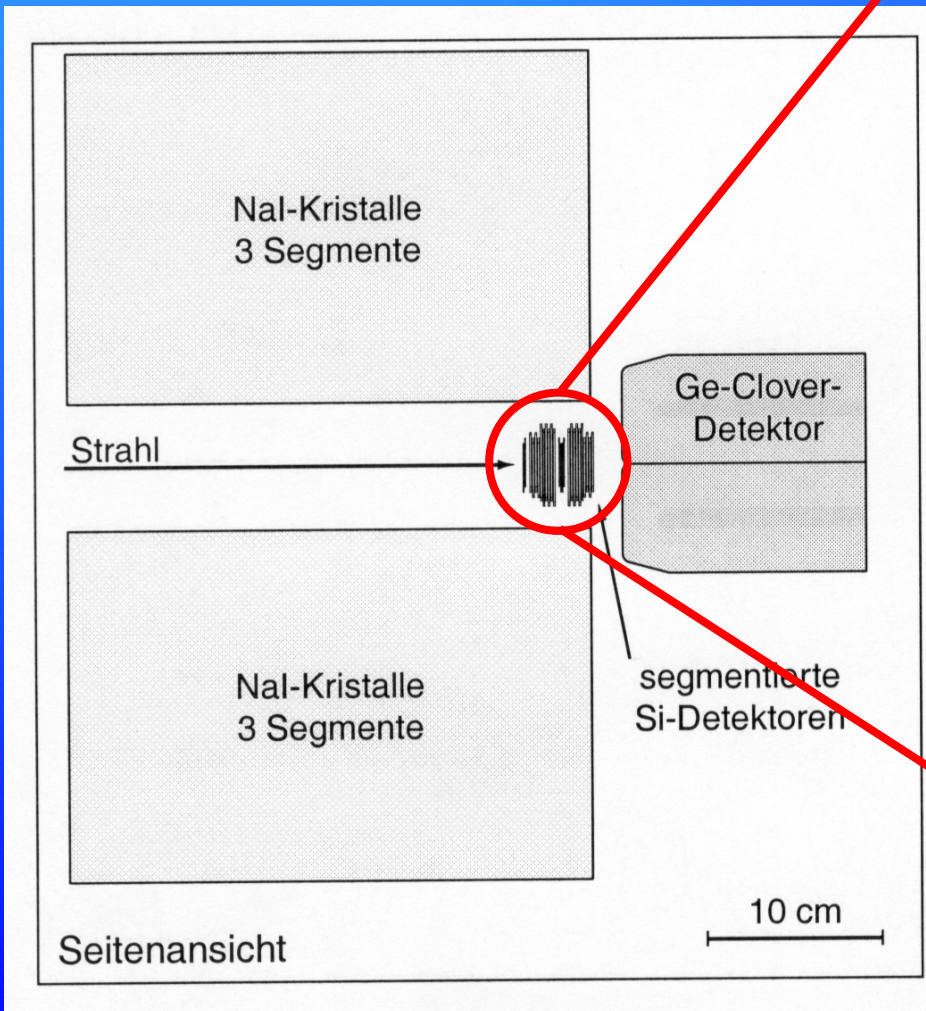
Auflösung Kernladungszahl:

$$\Delta Z = 0.23 \text{ (FWHM)}$$

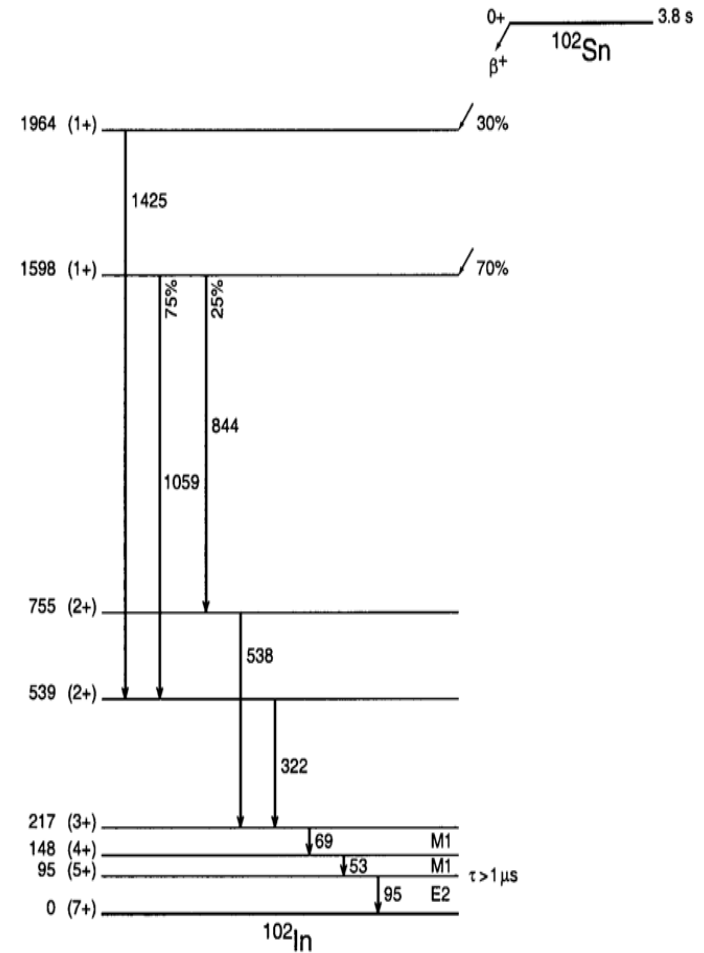
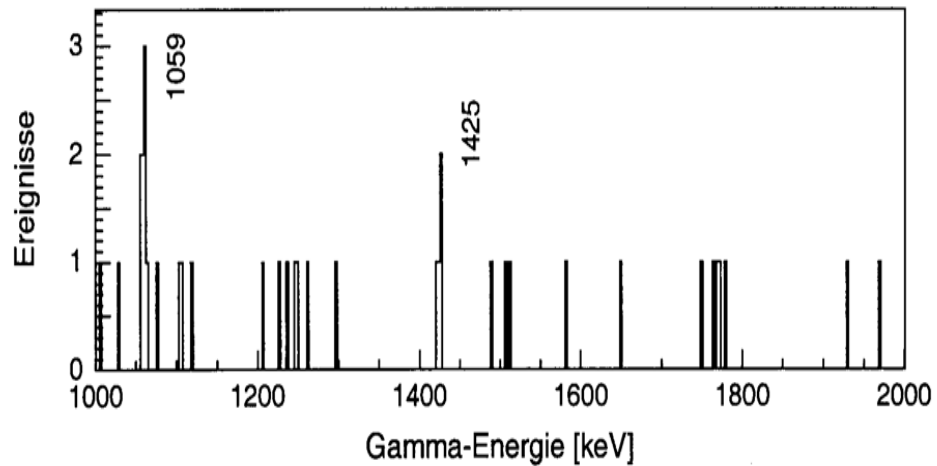
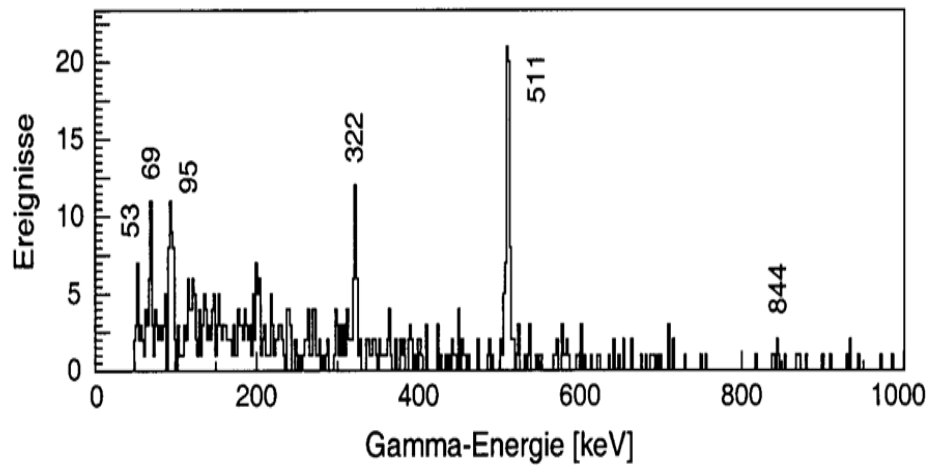
Auflösung Massenzahl:

$$\Delta A = 0.32 \text{ (FWHM)}$$

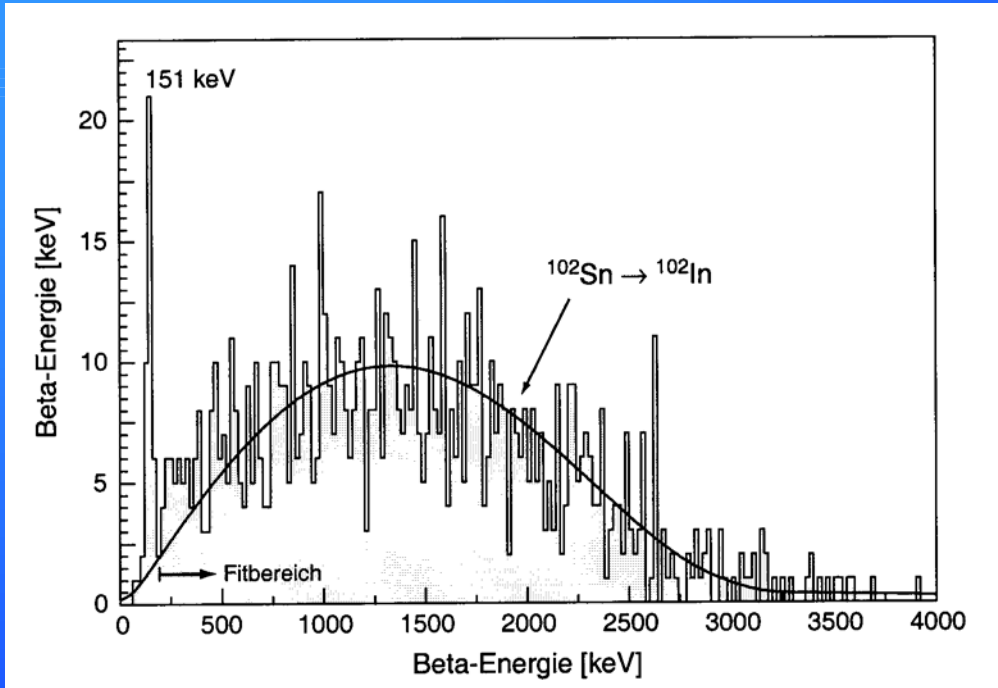
# $^{100}\text{Sn}$ - Implantationsdetektor



# $^{102}\text{Sn}$ -Zerfall – $\gamma$ -Spektroskopie

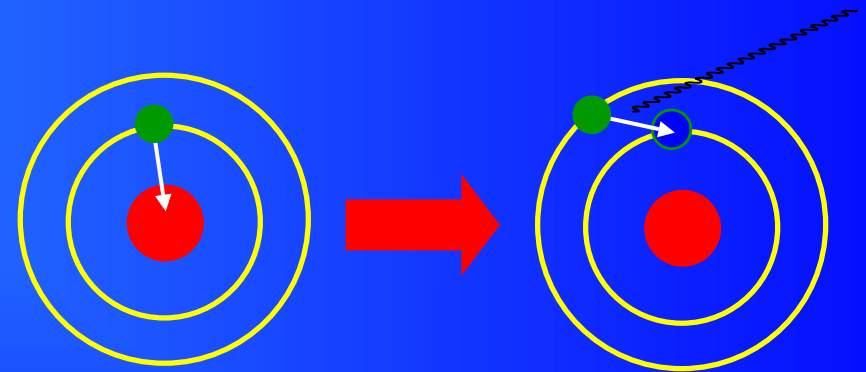


# $^{102}\text{Sn}$ -Zerfall – $\beta$ -Spektroskopie



Diskrete 151 keV-Linie im  $\beta$ -Spektrum ???

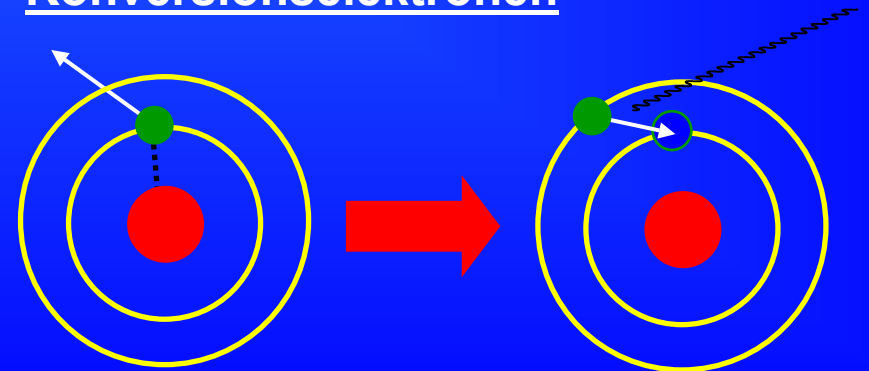
$\beta^+$ -Zerfall  $\Leftrightarrow$  Elektroneneinfang (EC)



Röntgenquanten werden in Si-Detektor detektiert und addieren sich zu e-Energien!!!!

<i>Konversions – <math>e^-</math> (M1)</i>	<i>53 keV</i>
<i>Konversions – <math>e^-</math> (M1)</i>	<i>69 keV</i>
<i>K – Röntgen aus In (EC)</i>	<i>28 keV</i>
	<i>151 keV</i>

Konversionselektronen



# Halbwertszeiten

Übererlaubte Fermi-Übergänge:

- großer Überlapp der WF

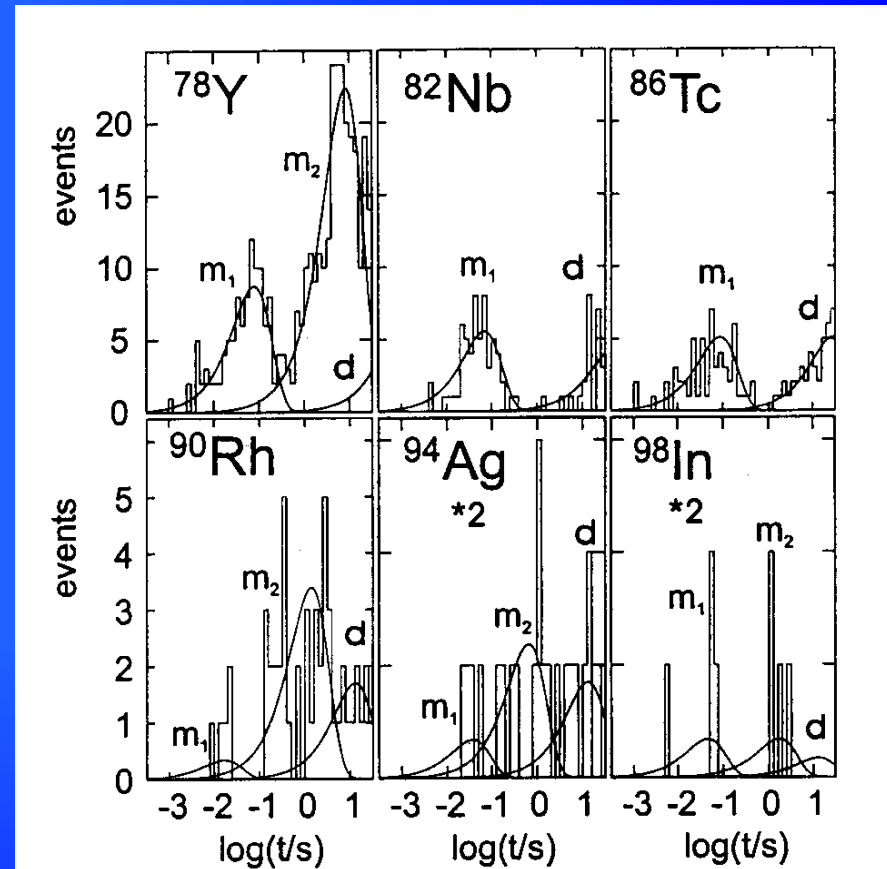
-  $0 \rightarrow 0$

-  $\Delta T=0$

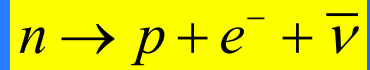
$\Rightarrow$  uu N=Z-Kerne um  $^{100}\text{Sn}$

Übererlaubte  
Fermi-Übergänge  
zwischen isobaren  
Analogzuständen

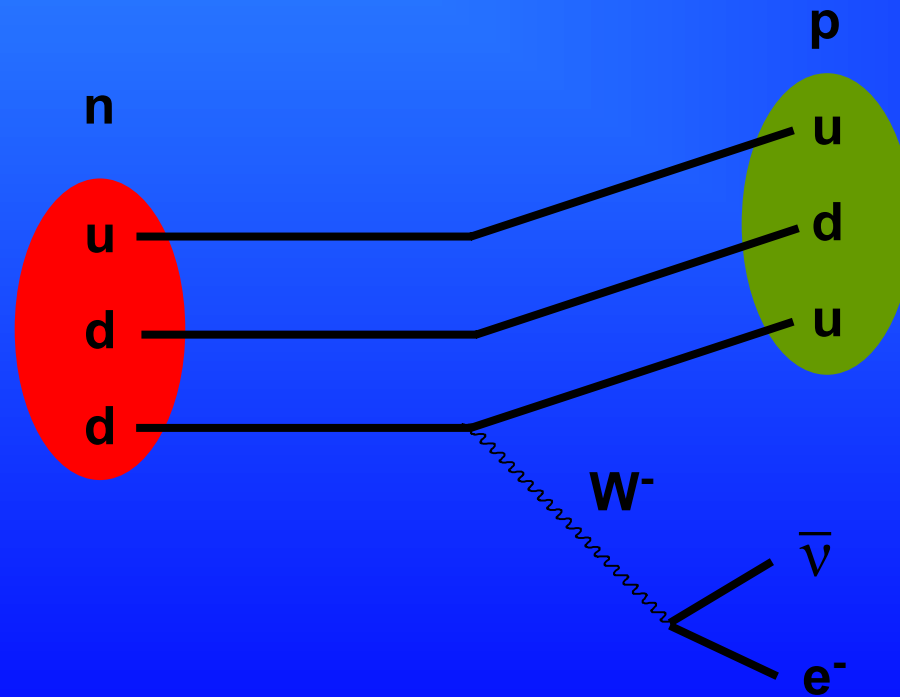
Kern	$T_z$	$T_{1/2}$
$^{78}\text{Y}$	$0(T=1)$	$55^{+9}_{-6}$ ms
$^{82}\text{Nb}$	$0(T=1)$	$48^{+8}_{-6}$ ms
$^{86}\text{Tc}$	$0(T=1)$	$59^{+8}_{-7}$ ms
$^{90}\text{Rh}$	$0(T=1)$	$12^{+9}_{-4}$ ms
$^{94}\text{Ag}$	$0(T=1)$	$26^{+26}_{-9}$ ms
$^{98}\text{In}$	$0(T=1)$	$32^{+32}_{-11}$ ms
$^{78}\text{Y}$	$0(T=0)$	$5.7^{+0.7}_{-0.6}$ s
$^{90}\text{Rh}$	$0(T=0)$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$ s
$^{94}\text{Ag}$	$0(T=0)$	$0.45^{+0.20}_{-0.13}$ s
$^{98}\text{In}$	$0(T=0)$	$1.2^{+1.2}_{-0.4}$ s



# $\beta$ -Zerfall aus anderer Perspektive



$\beta$ -Zerfall erlaubt Blick ins Innere der Nukleonen!!!!



# CKM-Matrix

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Starke und elektromagnetische Wechselwirkung erhalten Flavour, schwache Wechselwirkung dagegen nicht:

Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix verbindet Masseneigenzustände der Quarks (u,s,b) mit Quark-Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (u',s',b')

$U_{CKM}$  ist unitär:

$$U_{CKM}^T = \left( \overline{U_{CKM}} \right)^{-1}$$

⇒ z.B.

$$V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 = 1$$

β-Zerfall

$$\begin{pmatrix} 0.9741 - 0.9756 & 0.219 - 0.226 & 0.0025 - 0.0048 \\ 0.219 - 0.226 & 0.9732 - 0.9748 & 0.038 - 0.044 \\ 0.004 - 0.014 & 0.037 - 0.044 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix}$$

Experimentelle Werte  
(Particle Physics Booklet 2002)

# Übererlaubte Fermi-Zerfälle

	$Q_{EC}$ (keV)	$t_{1/2}$ (ms)	$R$ (%)	$P_{EC}$ (%)	$ft$ (s)	$\mathcal{F}t$ (s)
$^{10}\text{C}$	1907.77(9)	19290(12)	1.4645(19)	0.296	3038.7(45)	3072.9(48)
$^{14}\text{O}$	2830.51(22)	70603(18)	99.336(10)	0.087	3038.1(18)	3069.7(26)
$^{26m}\text{Al}$	4232.42(35)	6344.9(19)	$\geq 99.97$	0.083	3035.8(17)	3070.0(21)
$^{34}\text{Cl}$	5491.71(22)	1525.76(88)	$\geq 99.988$	0.078	3048.4(19)	3070.1(24)
$^{38m}\text{K}$	6044.34(12)	923.95(64)	$\geq 99.998$	0.082	3049.5(21)	3071.1(27)
$^{42}\text{Sc}$	6425.58(28)	680.72(26)	99.9941(14)	0.095	3045.1(14)	3077.3(23)
$^{46}\text{V}$	7050.63(69)	422.51(11)	99.9848(13)	0.096	3044.6(18)	3074.4(27)
$^{50}\text{Mn}$	7632.39(28)	283.25(14)	99.942(3)	0.100	3043.7(16)	3073.8(27)
$^{54}\text{Co}$	8242.56(28)	193.270(63)	99.9955(6)	0.104	3045.8(11)	3072.2(27)
					Average, $\overline{\mathcal{F}t}$	3072.3(9)
					$\chi^2/\nu$	1.10

$$ft(1 + \delta_R)(1 + \delta_C)$$

$$\equiv \mathcal{F}t = \frac{B \ln(2)}{2g_V^2(1 + \Delta_R^V)}$$

$$\overline{\mathcal{F}t} = 3072.3 \pm 0.9 \pm 1.1$$

$$g_V^2 = g_F^2 V_{ud}^2 \Rightarrow V_{ud}^2 = \frac{B \ln(2)}{2g_F^2(1 + \Delta_R^V)\overline{\mathcal{F}t}} \quad (\Delta_R^V = 2.4 \pm 0.08\%)$$

$g_F$  aus reinleptonischen Zerfall:  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$$\Rightarrow |V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0005 \Rightarrow \sum_i V_{ui}^2 = 0.9968 \pm 0.0014$$

$$\sum_i V_{ui}^2 < 1$$

Unitarität ist verletzt!!!!



# Unitarität der CKM-Matrix

## 1) Übererlaubte $\beta$ -Zerfälle ( $0 \rightarrow 0$ )

$$\sum_i V_{ui}^2 = 0.9968 \pm 0.0014$$

Vorteil: reiner  $g_V$  Anteil; kleiner exp. Fehler  
Problem: viele theo. Korrekturen

## 2) Zerfall des freien Neutrons

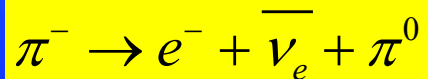
$$\sum_i V_{ui}^2 = 1.0007 \pm 0.0042$$

Vorteil: keine Kernstruktur-Korrekturen  
Problem:  $g_A$  und  $g_V$  Anteile; großer exp. Fehler

$$m_n - m_p = 1.2933318 \pm 0.0000005 \text{ MeV}$$

$$\tau = 885.7 \pm 0.8 \text{ s}$$

## 3) Zerfall des $\pi^-$ ( $0^- \rightarrow 0^-$ )



Vorteil: reiner  $g_V$  Anteil; keine Kernstruktur-Korrekturen  
Problem: großer exp. Fehler durch kleines BR

$$\sum_i V_{ui}^2 = 0.9833 \pm 0.0311$$

$$m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0} = 4.5936 \pm 0.0005 \text{ MeV}$$

$$\tau = (2.60033 \pm 0.0005) \times 10^{-8} \text{ s}$$

$$BR = (1.025 \pm 0.034) \times 10^{-8}$$