# Modifikation der Schalenstruktur bei leichten Kernen (A<50)

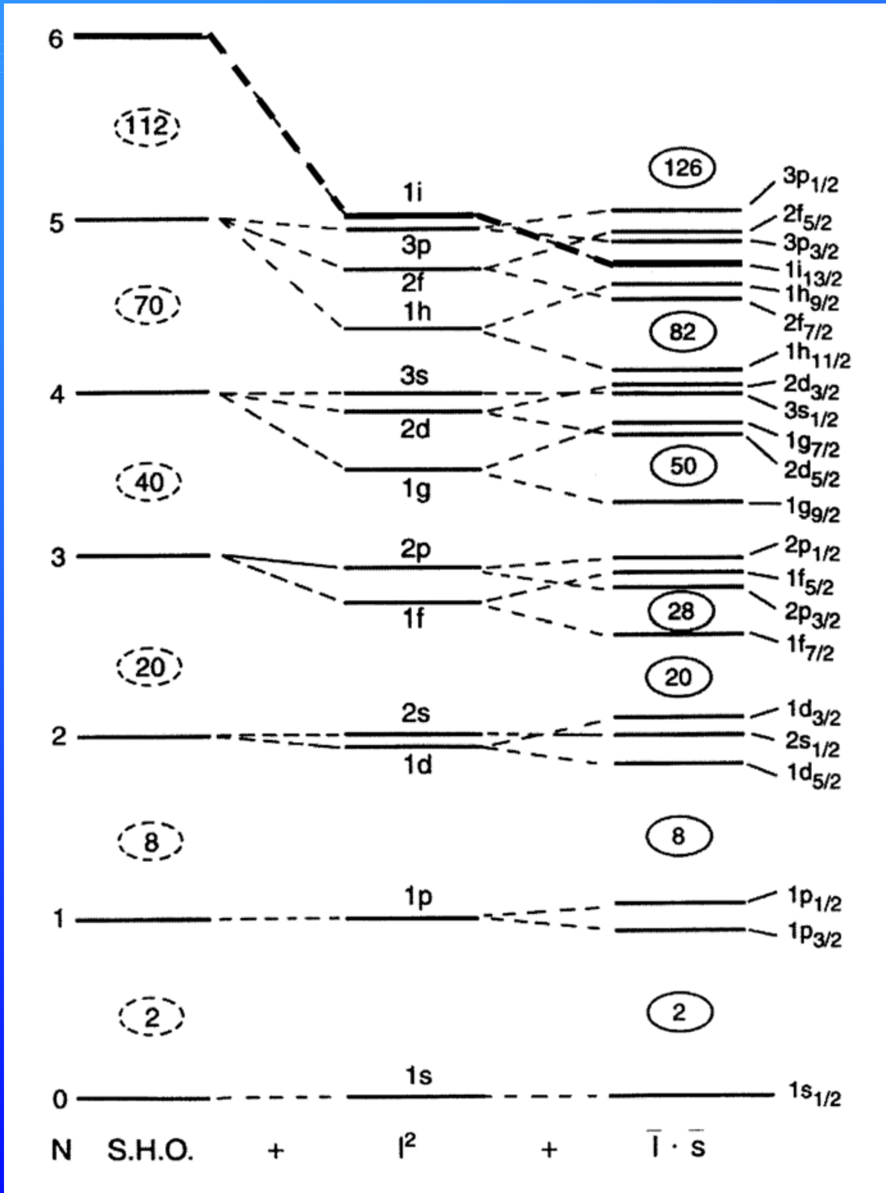
## Schalenmodell

- Magische Zahlen
- Restwechselwirkung
- Modifikation der magischen Zahlen in exotischen neutronenreichen Kernen
  - N=8
  - N=20
  - N=28

## Experimentelle Methoden

- Knock-out Reaktionen
- Coulombanregung bei intermediären Energien (einige 10 MeV/u)
- $\gamma$-Spektroskopie nach Transfer
- $\gamma$-Spektroskopie nach Fragmentation

# Schalenmodell




Unabhängige Teilchen in gemeinsamen Potentialtopf:

Zentralpotenzial (z.B. harmonischer Oszillator)
➔magische Zahlen nicht reproduziert!

+ $l^2$-Korrektur
➔magische Zahlen wieder nicht reproduziert!

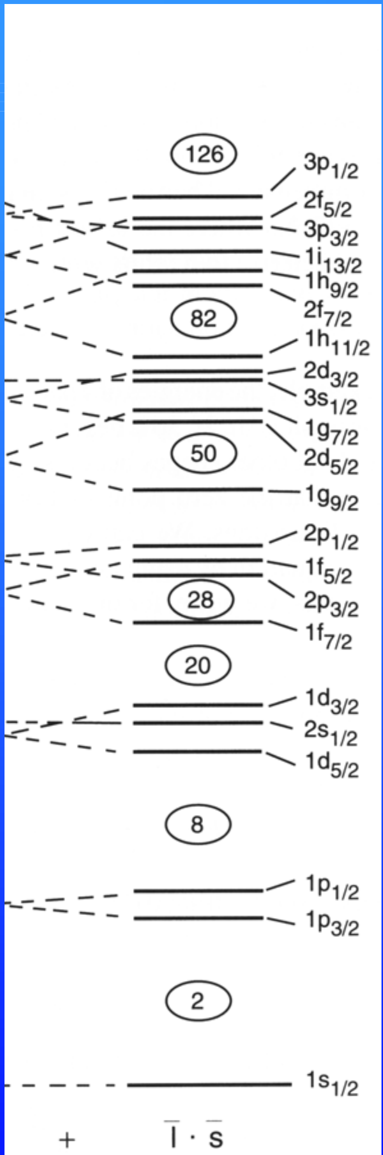
+ l·s-Term (Spin-Bahn-Kopplung)
➔magische Zahlen korrekt

Einfache Vorhersagen ....

# Magische Zahlen

- Abgeschlossene Schalen tragen nicht zum totalen Drehimpuls bei!
- Grosse Separationsenergie $S_{n/p}$ bzw. Bindungsenergie (Stabilität)
- Sphärische Kerne
- Grosse Anregungsenergie $E(2^+)$
- Kleine $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$

# Schalenmodell – Einfache Vorhersagen




Betrachte j-Orbital:

2j+1 magnetische Unterzustände

Orbital voll besetzt: $J = \sum j_i$ $M = \sum m_i = 0 \rightarrow J = 0$

<u>Jedes voll besetzte j-Orbital und damit jede volle Schale trägt nicht zum Kernspin bei!</u>

**Für Kern mit einem Nukleon außerhalb eines vollen Orbitals ist der Kernspin gleich dem Spin dieses letzten Nukleons!**

| | | |
|---|---|---|
| Gefüllte Schale +1 | $^{41}_{20}Ca_{21}$ | $j^{\pi} = \frac{7}{2}^{-}$ |
| Gefüllte Schale -1 | $^{39}_{20}Ca_{19}$ | $j^{\pi} = \frac{3}{2}^{+}$ |
| Gefüllte Orbitale +1 | $^{147}_{65}Tb_{82}$ | $j^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ |

# Restwechselwirkung 1

**Aber:** für detaillierte Beschreibung muß noch Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen betrachtet werden:

$$H = H_0 + H_{RestWW}$$

Wir kennen bereits Paarwechselwirkung

- Weizsäckerscher Massenformel
- Grundzustand von gg-Kernen hat Spin J=0

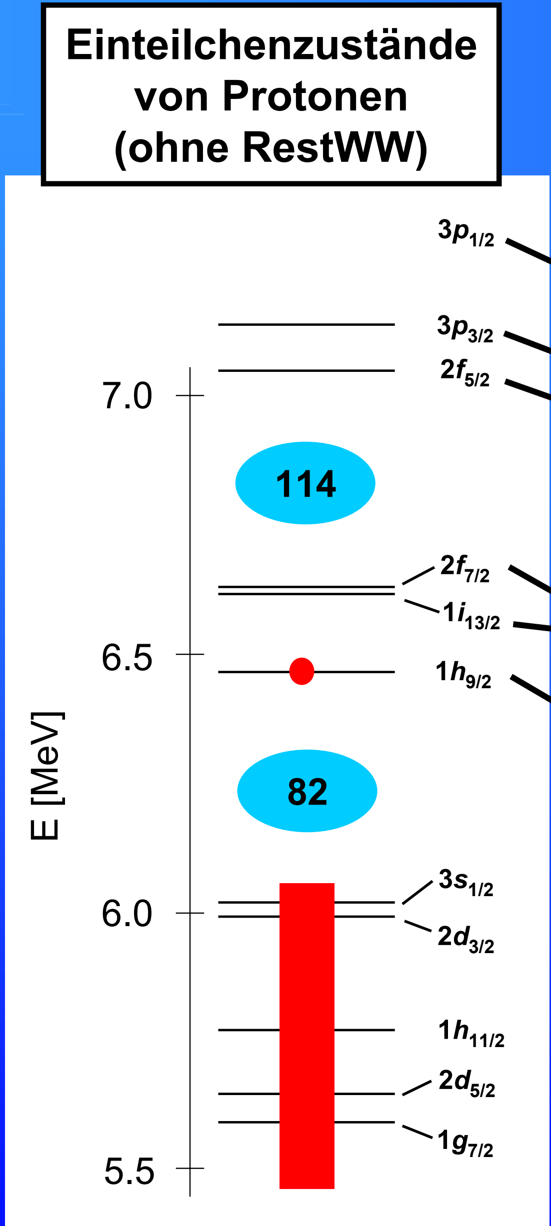
Multipolentwicklung der Restwechselwirkung:

$$V\left(\left|\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right|\right) = \sum_k v_k\left(r_1 r_2\right) P_k\left(\cos\theta\right)$$

- grosse k $\Leftrightarrow$ kurzreichweitige Anteile (z.B. PaarWW)

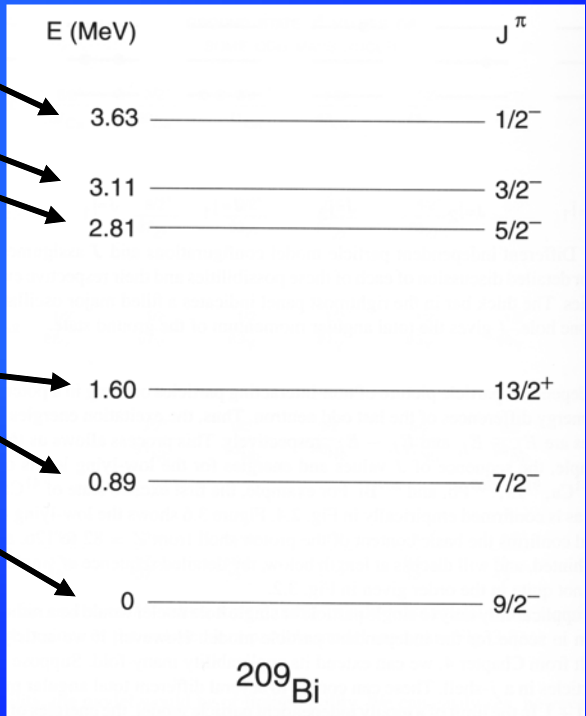
- kleine k $\Leftrightarrow$ langreichweitige Anteile k=0: Monopol (Zentralpotential)
k=2: Quadrupol

# Restwechselwirkung 2




Angeregte Zustände im Kern

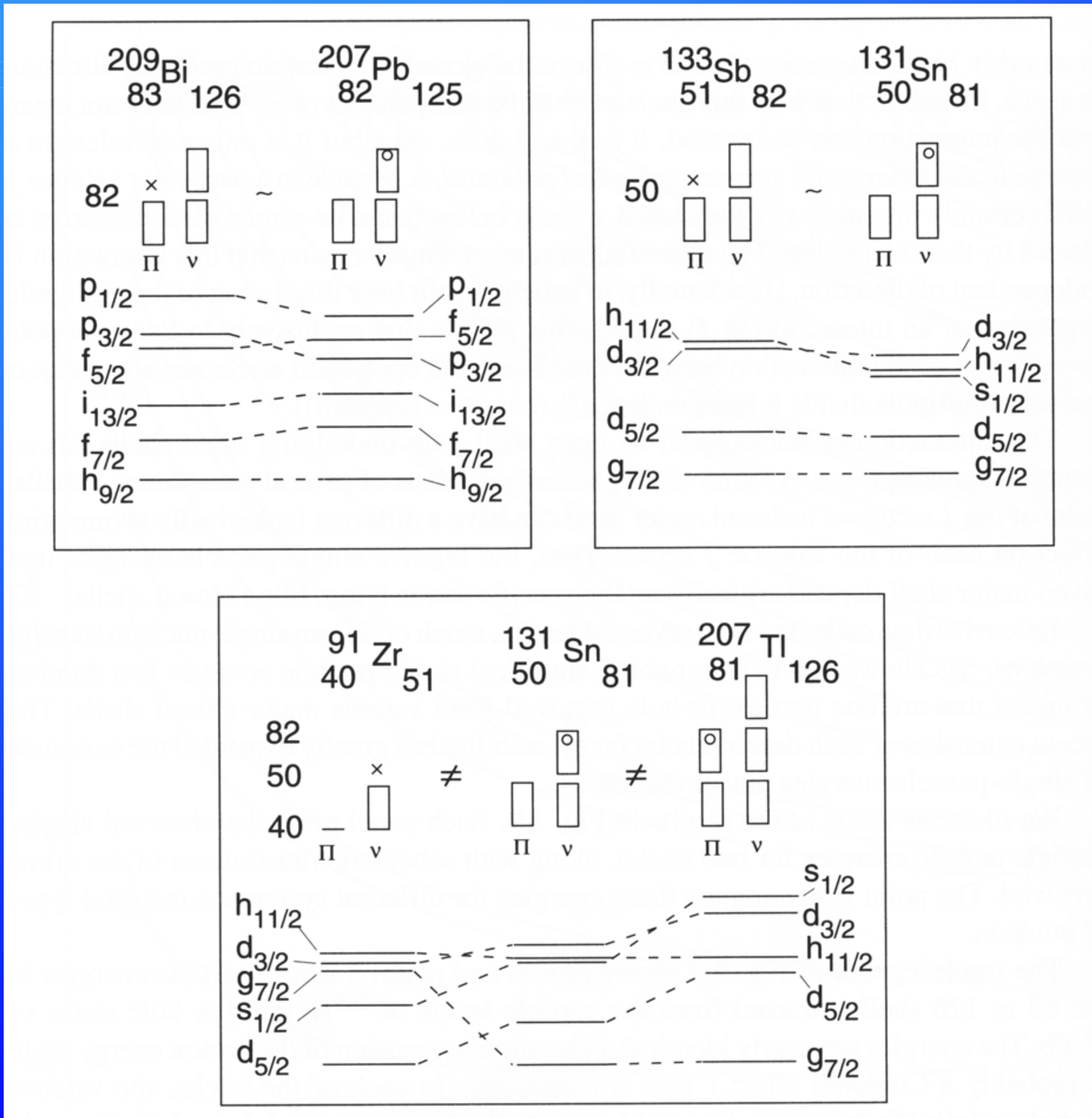
$^{209}_{83}Bi_{126}$




- Sequenz nicht perfekt
- Energien nicht perfekt

➔ **Restwechselwirkung wird benötigt**

# WW eines j-Orbitals mit einer geschlossenen Schale

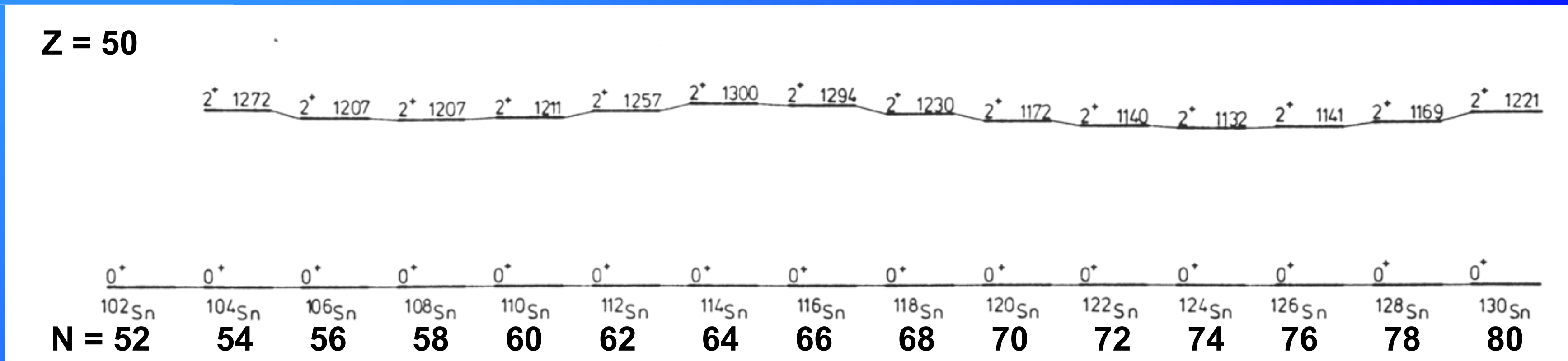



- für verschiedene j-Orbitale kann die WW mit einer geschlossenen Schale unterschiedlich sein

- für ein j-Orbital kann die WW mit verschiedenen geschlossenen Schalen unterschiedlich sein

# Deformation durch p-n-Wechselwirkung

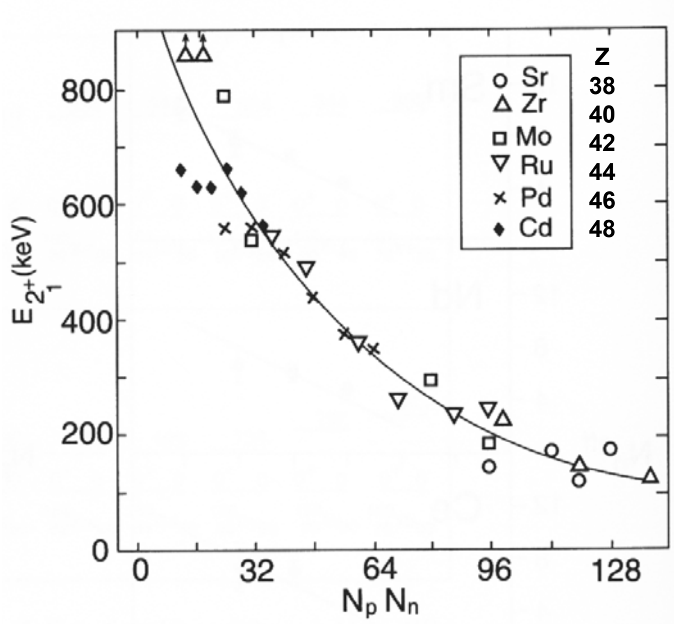
Allein Neutronen außerhalb der geschlossenen Schale führen nicht zu Deformation!!




Es werden sowohl Neutronen als auch Protonen zur Deformation benötigt!!

## $N_pN_n$-Schema

$N_p$ Anzahl der Protonen
$N_n$ Anzahl der Neutronen
außerhalb einer
abgeschlossenen Schale



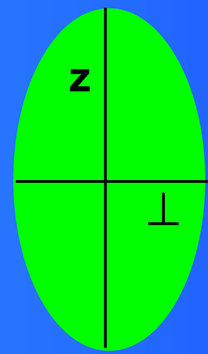

$\Rightarrow$ **Deformation wird durch <u>p-n-Wechselwirkung</u> getrieben!!**

# Deformiertes Schalenmodell

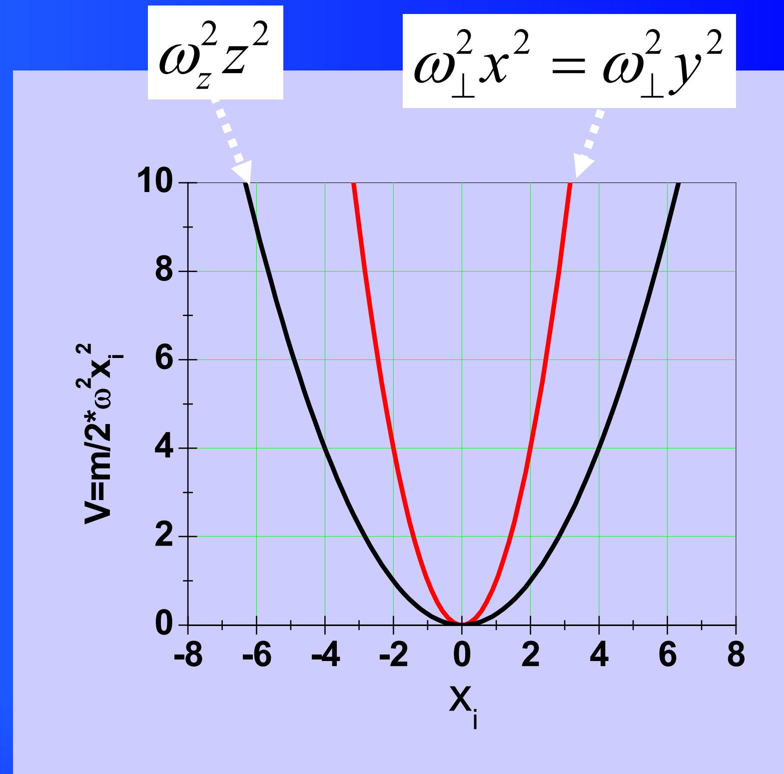
... zur Erinnerung

**Nilsson-Modell**

- deformiertes Oszillatorpotenzial
- axiale Symmetrie um z-Achse




$$\omega_x = \omega_y \equiv \omega_\perp \qquad \omega_x \cdot \omega_y \cdot \omega_z = \omega_0^3$$




**Hamiltonian**

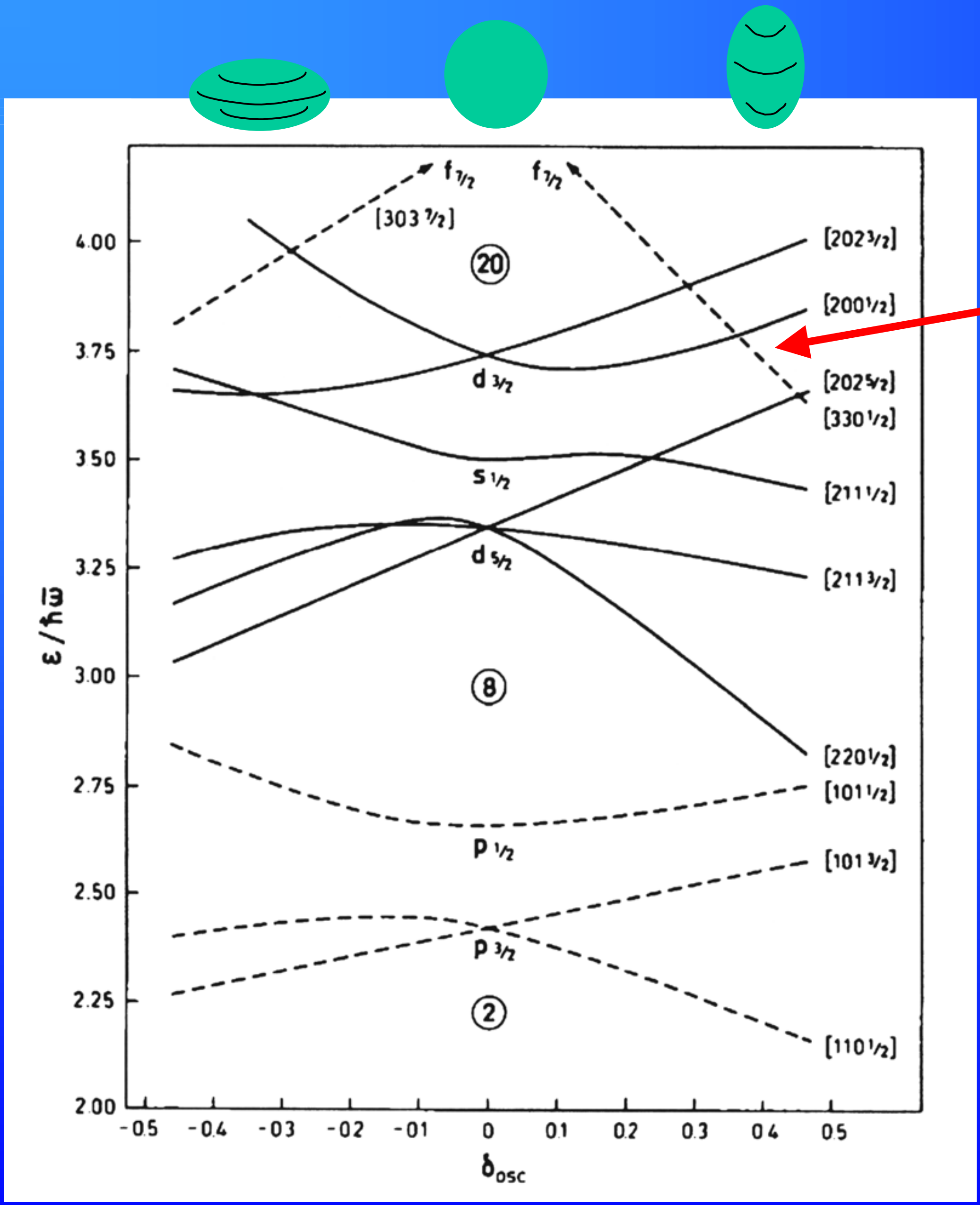
$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m}{2}\left(\omega_\perp^2\left(x^2+y^2\right) + \omega_z^2 z^2\right) + C\cdot\vec{L}\bullet\vec{S} + D\cdot\vec{L}^2$$

Deformationsparameter $\delta$

$$\omega_\perp^2 = \omega_0^2\left(1+\tfrac{2}{3}\delta\right) \qquad \omega_z^2 = \omega_0^2\left(1-\tfrac{4}{3}\delta\right)$$

$$H = \underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m}{2}\omega_0^2 r^2 + C\cdot\vec{L}\bullet\vec{S} + D\cdot\vec{L}^2}_{\text{Schalenmodell mit H.O. Potential}} \underbrace{-\, m\omega_0^2 r^2 \delta \frac{4}{3}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, Y_{20}(\theta,\Phi)}_{\mathrm{H_{def}}}$$

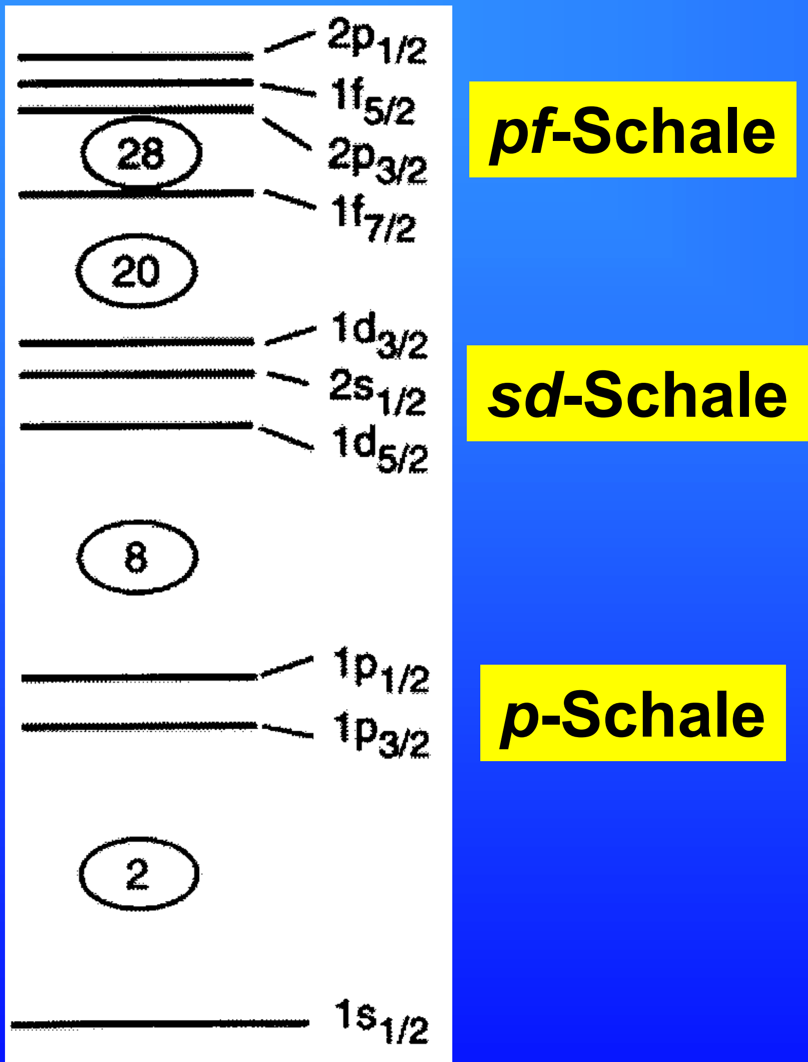
# Modifikation der Schalen durch Deformation




**Intruder**

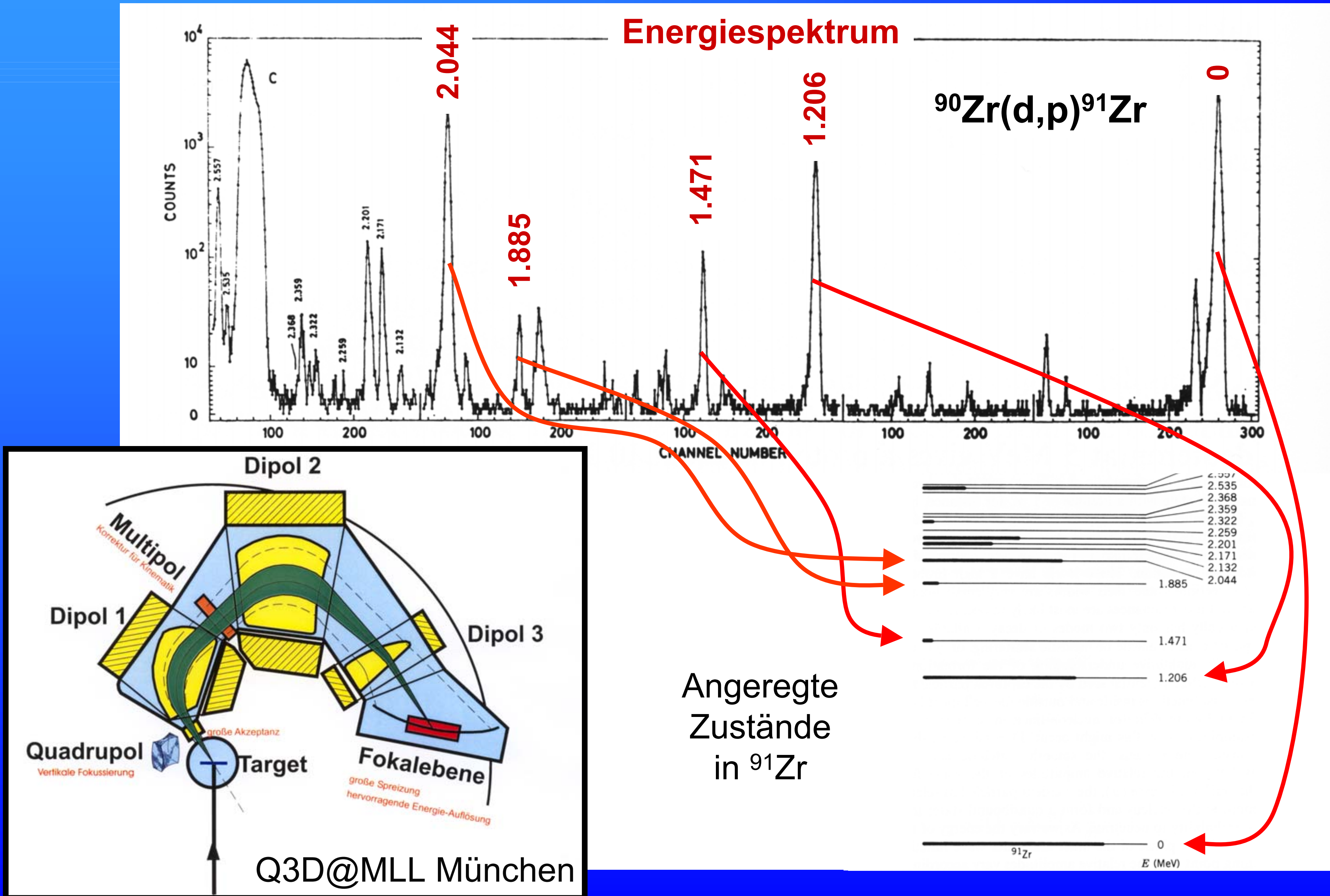
Orbital wird soweit angehoben oder abgesenkt, dass es Orbitale aus einer anderen Schale entgegengesetzter Parität kreuzt

# Schalen für Kerne mit A<50

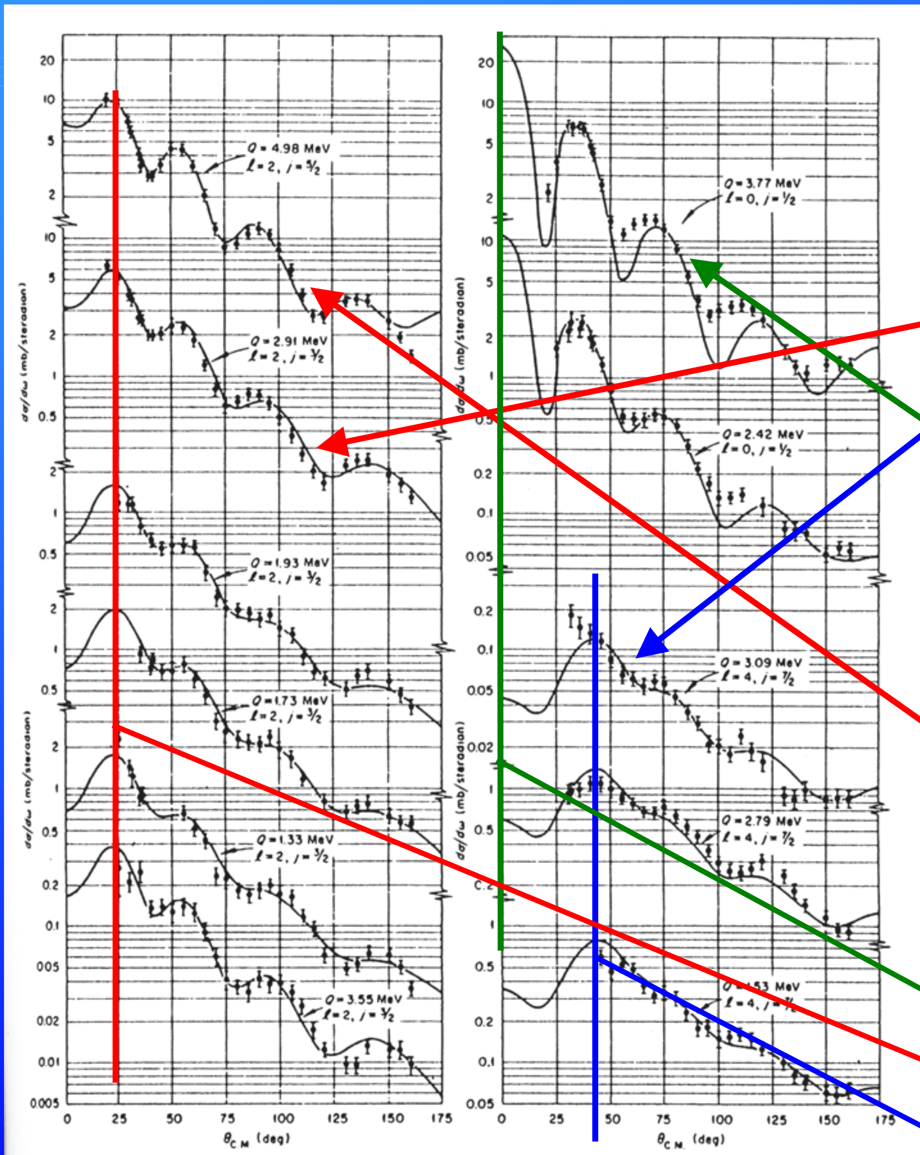


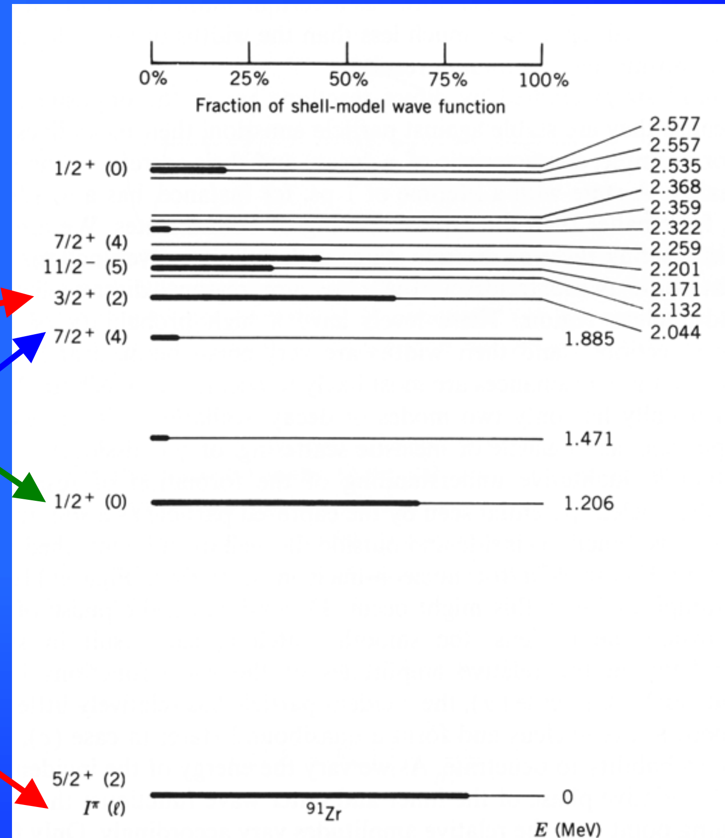

**Wie bestimmt man die Konfiguration bzw. Wellenfunktion eines Zustands?**

# Transferreaktionen 1 - Niveauschema



# Transferreaktionen 2 - Winkelverteilung




**1. Maximum**

$\theta=0^{\circ} \rightarrow l=0$

$\theta\approx25^{\circ} \rightarrow l=2$

$\theta\approx46^{\circ} \rightarrow l=4$

Winkelverteilung $\rightarrow$ l

+ polarisierter Strahl $\rightarrow$ j

# Transferreaktionen 3 – Spektroskopische Faktoren

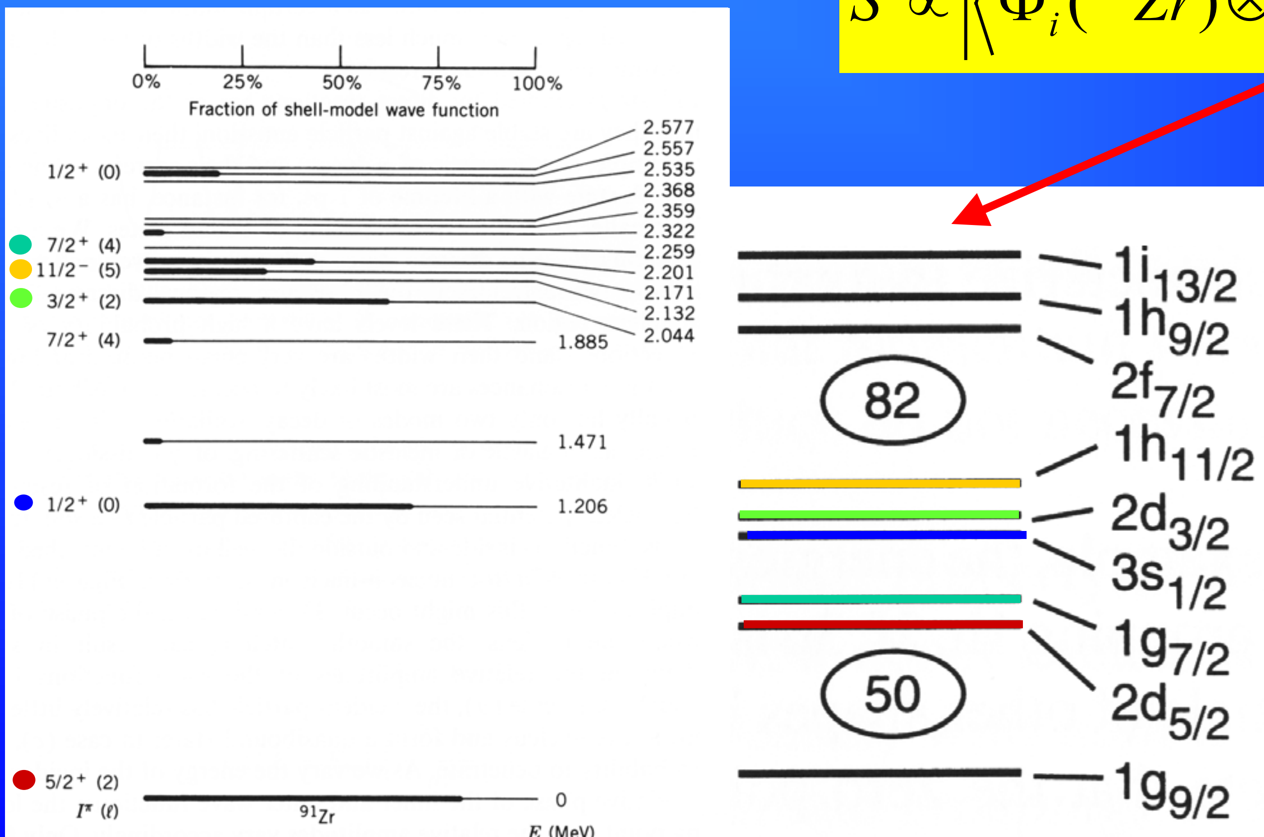
**Vergleich des gemessenen und des theoretischen Wirkungsquerschnitts**

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = S\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{theo}$$

Spektroskopischer Faktor

Der spektroskopische Faktor misst, wie gut ein realer Zustand mit einem Schalenmodellzustand überlappt:

$$S \propto \left| \left\langle \Phi_i(^{90}Zr) \otimes \phi_{SM}(n) \middle| \Phi_f(^{91}Zr) \right\rangle \right|^2$$



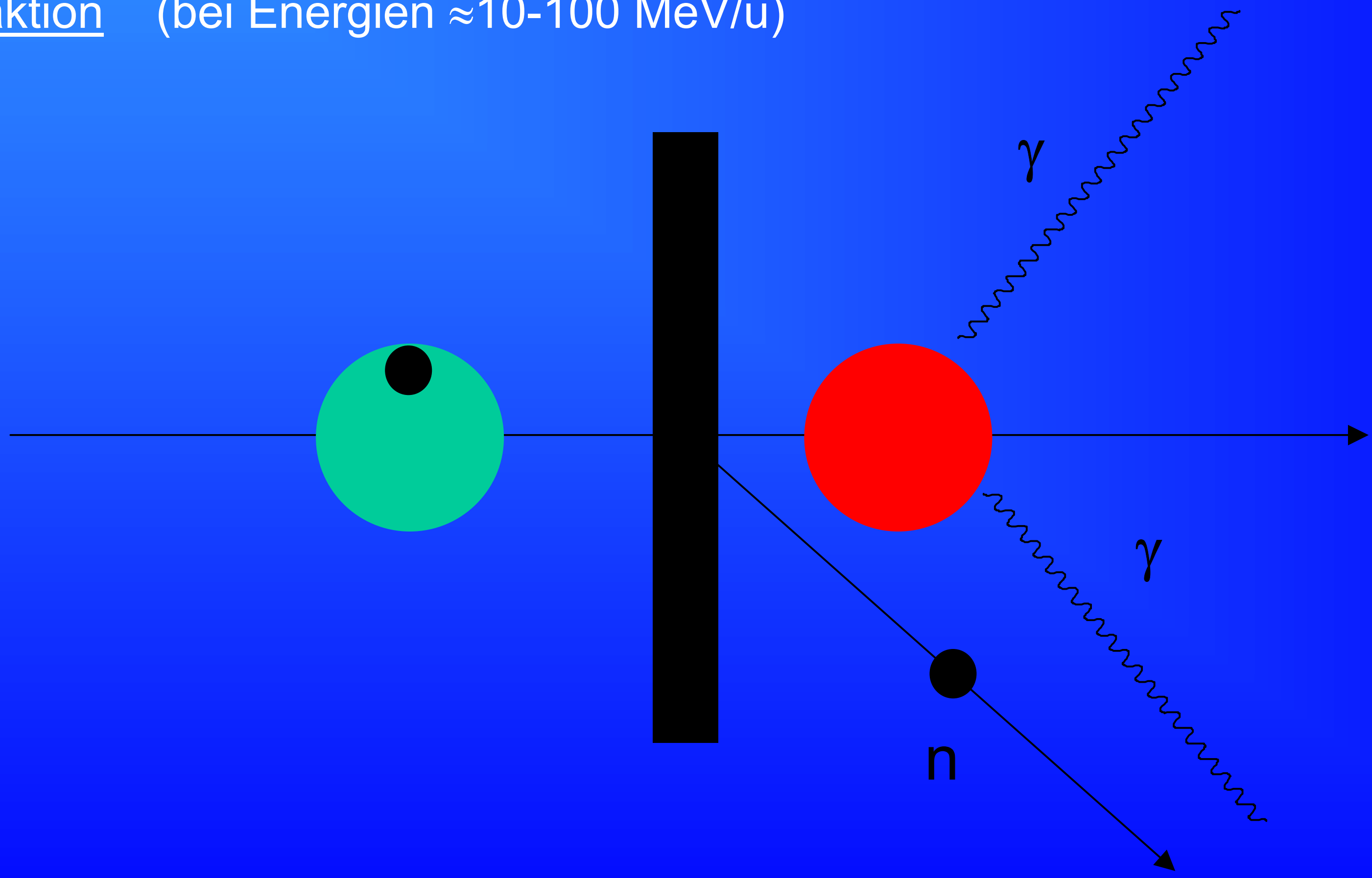

Restwechselwirkung mischt Konfigurationen
➔ reale Zustände oft keine guten Schalenmodellzustände

# Knock-out Reaktion

Exotische radioaktive Kerne existieren nur als Strahl, nicht als Target

- Transferreaktion in inverser Kinematik,
  z. B. d(A,A+1)p (bei Energien ≈MeV/u)

- <u>Knock-out Reaktion</u> (bei Energien ≈10-100 MeV/u)



# Wirkungsquerschnitt für Knock-out

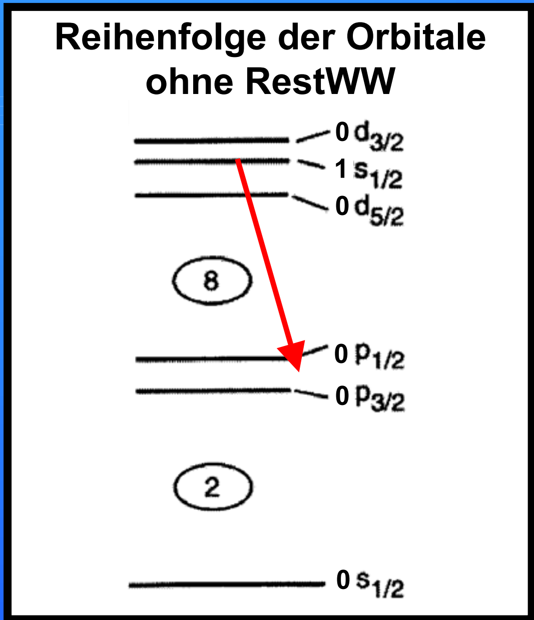
Wirkungsquerschnitt für Endzustand $I^{\pi}$

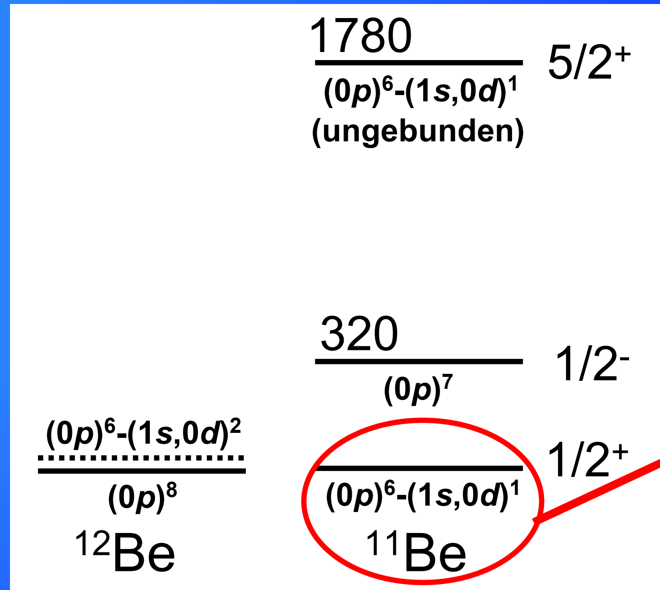
$$\sigma(nI^{\pi}) = \sum_{j} S(nI^{\pi}, lj) \quad \sigma_{sp}(B_N, lj)$$

Spektroskopischer Faktor: Überlapp zwischen Zuständen im Eingangs- und Ausgangskanal

Wirkungsquerschnitt ein Nukleon aus einem Einteilchenzustand (*lj*) und Separationsenergie $B_N$ herauszuschlagen

# n-Wellenfunktion des Grundzustands von $^{12}$Be (N=8)




Grundzustand von $^{11}$Be:
**Intruder**-Konfiguration!!!

**$^{12}$Be:** N=8 $\Rightarrow$ Grundzustand hat reine $(0s)^2$-$(0p)^6$ Konfiguration (abgekürzt als $(0p)^8$)

SM-Rechnungen: Konfigurationen $(0p)^8$ und $(0p)^6$-$(1s,0d)^2$ nahezu entartet

$\Rightarrow$ Grundzustand wird Mischung aus beiden:

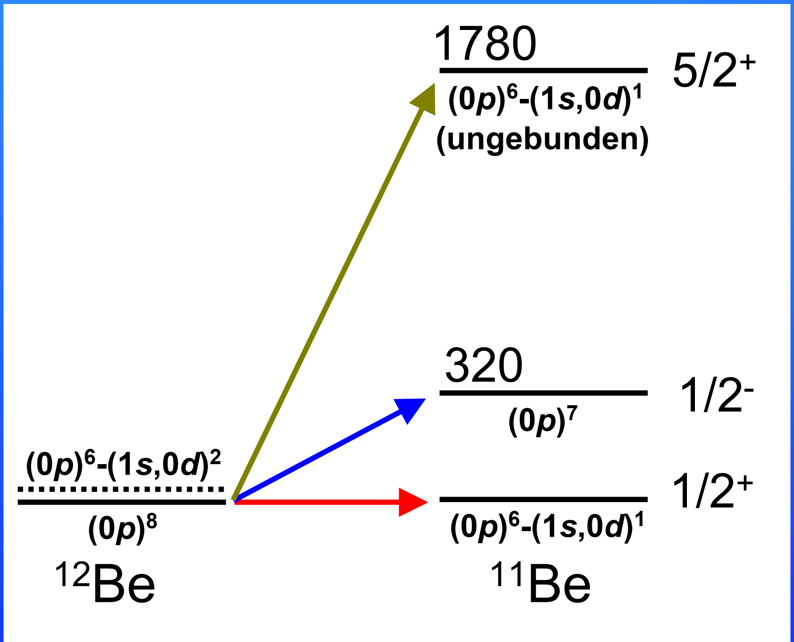
$$\Phi = \alpha\,(0p)^8 + \beta\,\{(0p)^6 \otimes [\gamma_1\,(0d_{5/2})^2 + \gamma_2\,(1s_{1/2})^2 + \gamma_3\,(0d_{3/2})^2]\}$$

(Amplituden $\gamma_{1,2,3}$ aus SM-Rechnung; J=0-Paare energetisch bevorzugt!)

**$^{11}$Be:** Reihenfolge in der *sd*-Schale: $1s_{1/2}$, $0d_{5/2}$ und $0d_{3/2}$

Grundzustand hat Intruder-Konfiguration

# Experiment: Knock-out eines n aus $^{12}$Be




$$\Phi(^{12}\mathrm{Be}) = \alpha\,(0p)^8 + \beta\,\{(0p)^6 \otimes [\gamma_1\,(0d_{5/2})^2 + \gamma_2(1s_{1/2})^2 + \gamma_3(0d_{3/2})^2]\}$$

**Knock-out eines der Neutronen aus $^{12}$Be**

| | | | |
|---|---|---|---|
| $0p_{1/2}$ | ➔ | $1/2^-$ - Zustand in $^{11}$Be | l=1 Neutron |
| $1s_{1/2}$ | ➔ | $1/2^+$ - Zustand in $^{11}$Be | l=0 Neutron |
| $0d_{5/2}$ | ➔ | $5/2^+$ - Zustand in $^{11}$Be | l=2 Neutron |

**Spektroskopischer Faktor**

$$S = \frac{A-1}{A}\; n\; \left|\left\langle \Phi(^{11}\mathrm{Be}) \otimes \phi(\mathrm{n}) \middle| \Phi(^{12}\mathrm{Be}) \right\rangle\right|^2$$

$$= \frac{A-1}{A}\; n\; (c.f.p.)^2$$

„coefficient of fractional parentage“

# Beipiel: Berechnung von spektroskopischen Faktoren

$$S = \frac{A-1}{A}\; n \;\left|\left\langle \Phi(^{11}\mathrm{Be}) \otimes \phi(\mathrm{n}) \middle| \Phi(^{12}\mathrm{Be}) \right\rangle\right|^2$$

$$= \frac{A-1}{A}\; n \;(c.f.p.)^2$$

**B.3. Coefficients of fractional parentage**

The coefficients of fractional parentage $\langle j^n JTvt | \} j^{n-1} J'T'v't' \rangle$ for $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ and $\frac{5}{2}$ with $n \leqslant 3$ are given below. The state $j^n$ is characterized by the quantum numbers $J$ (total spin), $T$ (total isospin), $v$ (seniority) and $t$ (reduced isospin). The phase convention corresponds to that of the Oak Ridge-Rochester shell-model code [French, Halbert, McGrory and Wong (1969); McGrory (1967)].

$n = 1$ or 2; for all $j$-values $\qquad \langle j^n JTvt | \} j^{n-1} J'T'v't' \rangle = +1$

$n = 3; j = \frac{1}{2}$ $\quad \langle (\frac{1}{2})^3 \, \frac{1}{2} \, \frac{1}{2} \, 1 \, \frac{1}{2} | \} (\frac{1}{2})^2 \, 0\,1\,0\,0 \rangle = -0.7071 \qquad \langle (\frac{1}{2})^3 \, \frac{1}{2} \, \frac{1}{2} \, 1 \, \frac{1}{2} | \} (\frac{1}{2})^2 \, 1\,0\,2\,0 \rangle = +0.7071$

$n = 3; j = \frac{3}{2}$

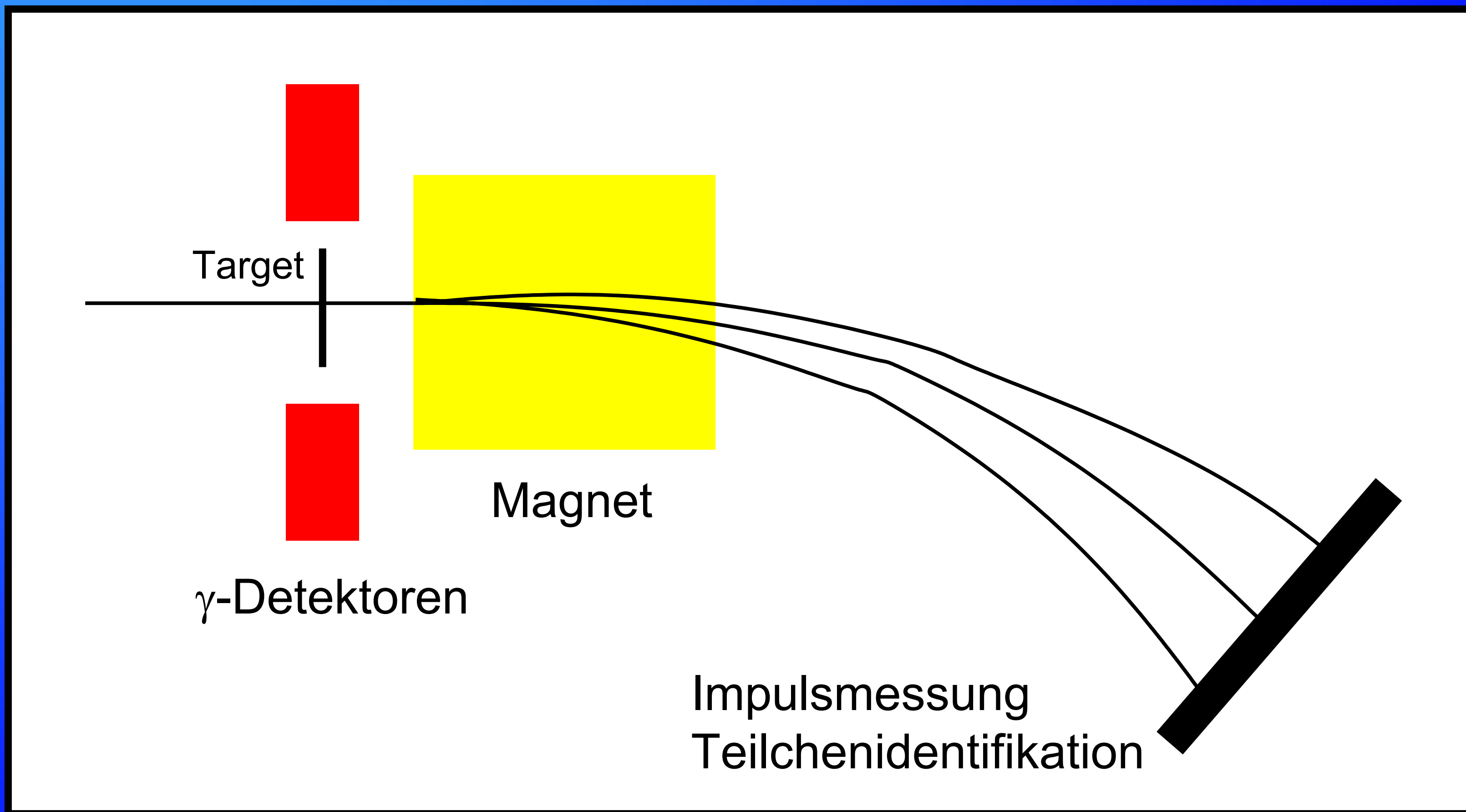
| $(\frac{3}{2})^2$ $(JTvt)$ / $(\frac{3}{2})^3$ $(J'T'v't')$ | (0100) | (1020) | (2121) | (3020) |
|---|---|---|---|---|
| $(\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,3\,\frac{1}{2})$ | 0 | −0.7071 | −0.7071 | 0 |
| $(\frac{3}{2}\,\frac{1}{2}\,1\,\frac{1}{2})$ | −0.6455 | +0.3873 | −0.2887 | +0.5916 |
| $(\frac{3}{2}\,\frac{3}{2}\,1\,\frac{1}{2})$ | +0.4082 | 0 | −0.9129 | 0 |
| $(\frac{5}{2}\,\frac{1}{2}\,3\,\frac{1}{2})$ | 0 | +0.4830 | −0.7071 | −0.5164 |
| $(\frac{7}{2}\,\frac{1}{2}\,3\,\frac{1}{2})$ | 0 | 0 | −0.7071 | +0.7071 |

Beispiel:

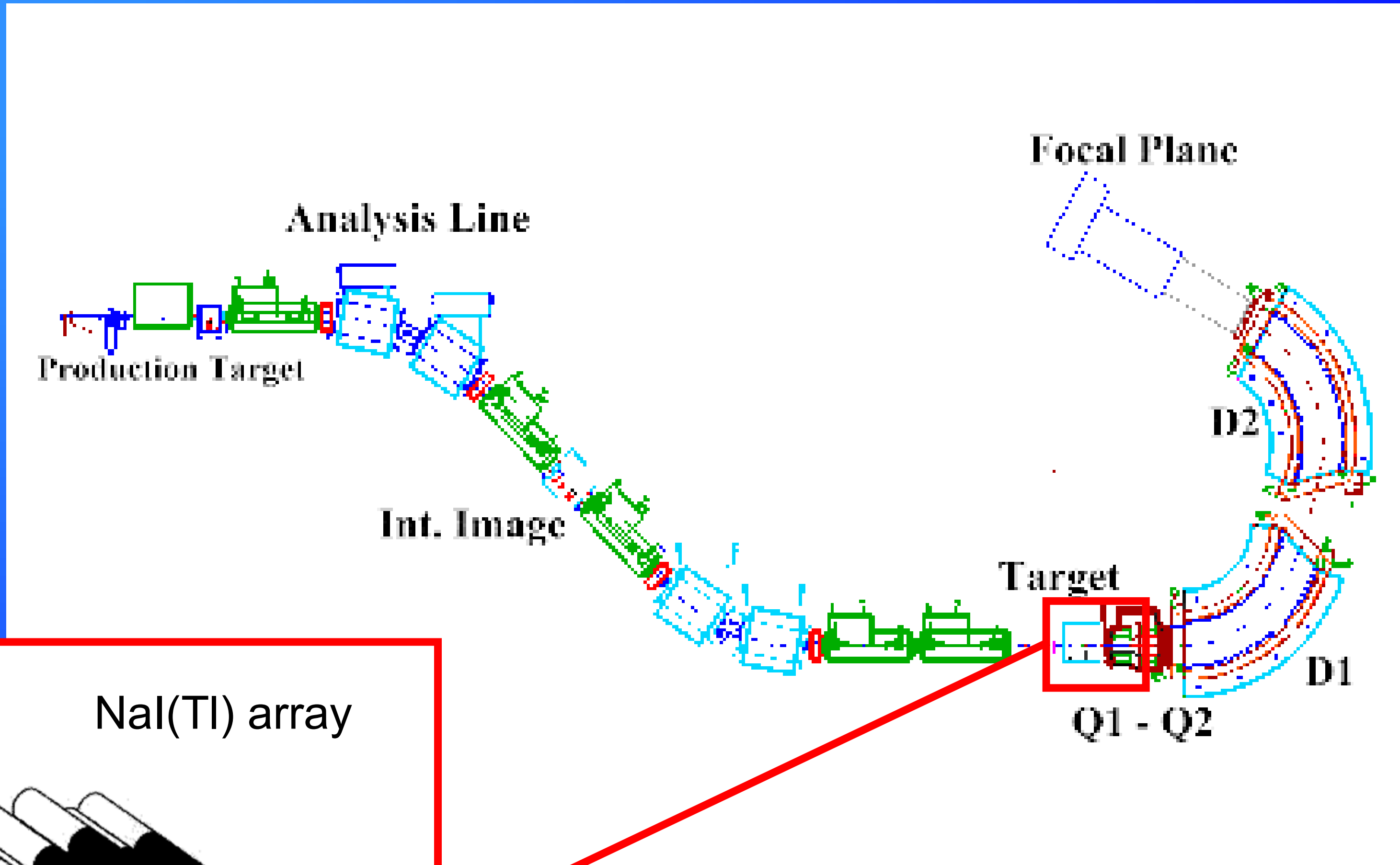
**1 Neutron aus $(0p_{1/2})^2$–Orbital herausschlagen**

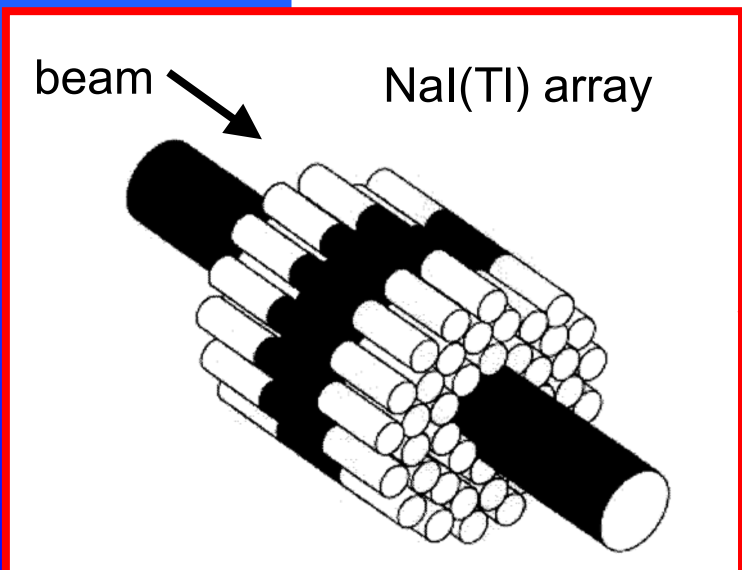
$$S = \frac{10}{11} \cdot 2 \cdot 1^2 = 1.82$$

# Experimentaufbau (schematisch)



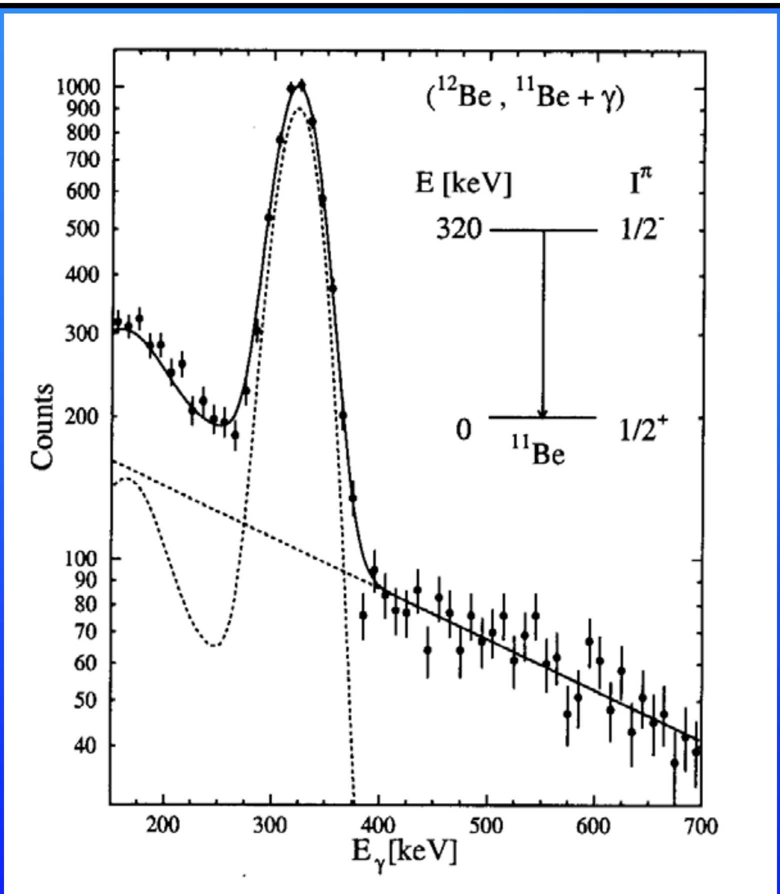
# A800-Spektrograph@MSU

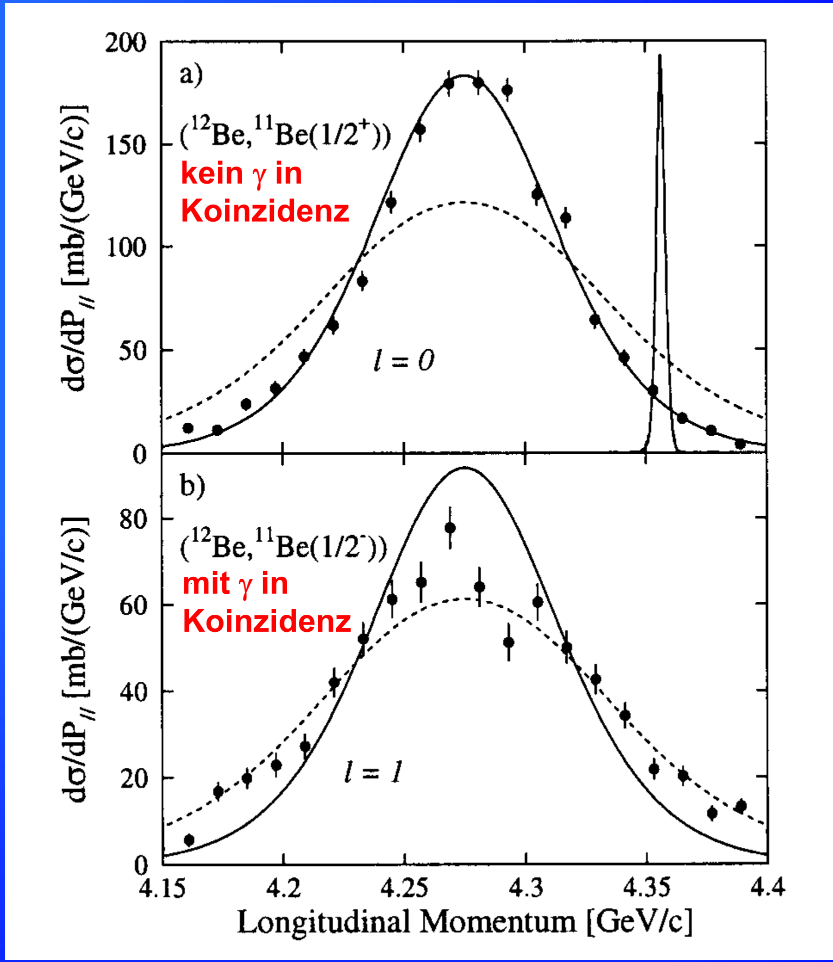


# Knock-out eines n aus $^{12}$Be (N=8) @ 78 MeV/u

**$\gamma$-Spektrum in Koinzidenz mit $^{11}$Be-Restkern**

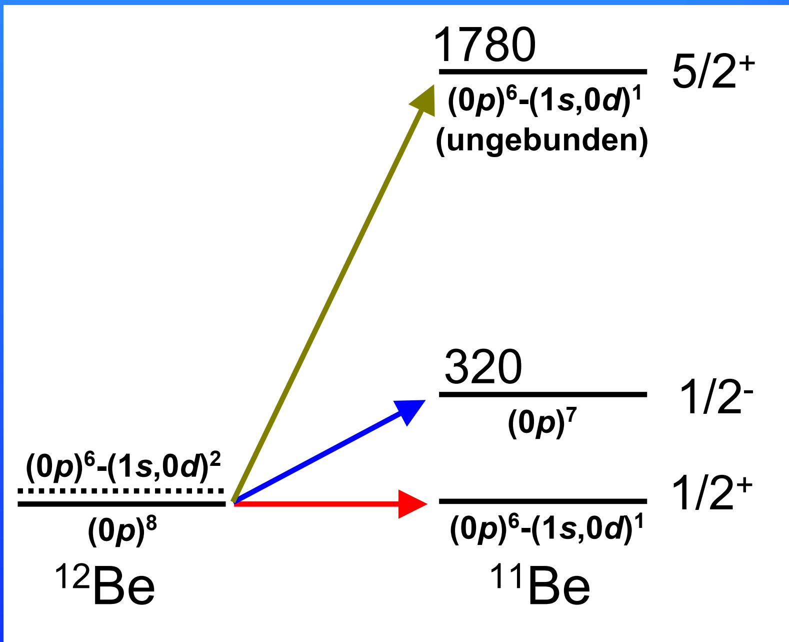



**Messung der Impulsverteilung erlaubt Bestimmung des Drehimpulsesübertrags**

# Analyse: Knock-out eines n aus $^{12}$Be

| $j^\pi$ | $E$ (MeV) | $\sigma_{exp}$ (mb) | $\sigma_{sp}$ (mb) | $S_{exp}$ | $S^*_{exp}$ | $S_{th}$ WBT | $S_{th}$ WBT2 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $1/2^+$ | 0 | $32.0 \pm 4.7$ | 75.9 | $0.42 \pm 0.10$ | $0.53 \pm 0.13$ | 0.51 | 0.69 |
| $1/2^-$ | 0.32 | $17.5 \pm 2.6$ | 47.2 | $0.37 \pm 0.10$ | $0.45 \pm 0.12$ | 0.91 | 0.58 |
| $5/2^+$ | 1.8 | ... | ... | ... | ... | 0.40 | 0.55 |




$$\Phi_{gs}(^{12}\mathrm{Be}) = \alpha\,(0p)^8 + \beta\,\{(0p)^6 \otimes [\gamma_1\,(0d_{5/2})^2 + \gamma_2(1s_{1/2})^2 + \gamma_3(0d_{3/2})^2]\}$$

**g.s. von $^{12}$Be ist eine reine $(0p)^8$ Konfiguration**
**$S(1/2^-) = 1.82$, $S(1/2^+) = 0$ und $S(5/2^+) = 0$**

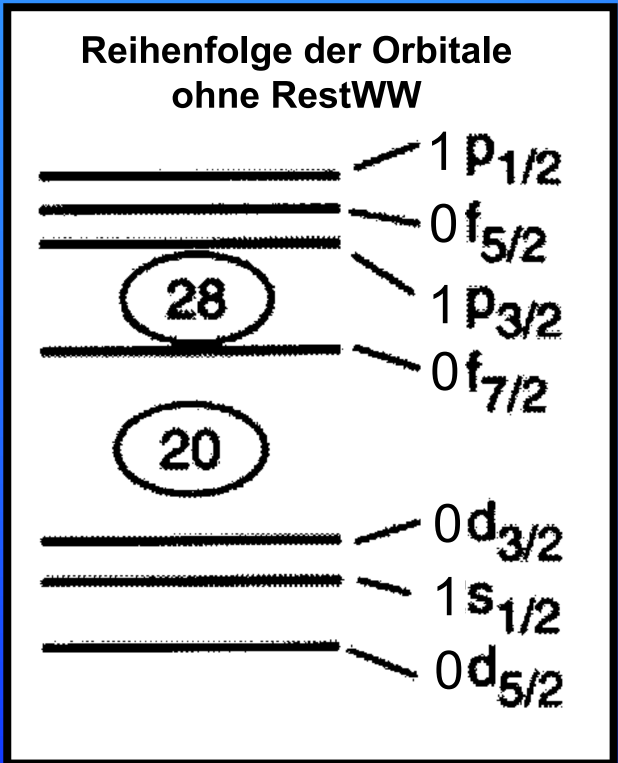
**g.s. von $^{12}$Be ist Mischung aus $(0p)^8$ und $(0p)^6$-$(1s,0d)^2$**
**$S(1/2^-) = 1.82$ reiner $(0p)^8 \rightarrow (0p)^7$**
**$S(1/2^+) = 1.02$ reiner $(0p)^6$-$(1s,0d)^2 \rightarrow (0p)^6$-$(1s,0d)^1$**
**$S(5/2^+) = 0.81$ reiner $(0p)^6$-$(1s,0d)^2 \rightarrow (0p)^6$-$(1s,0d)^1$**

**Verteilung der Stärke auf die Komponenten im Grundzustand von $^{12}$Be:**

**WBT: 50% $(0p)^8$ und 50% $(0p)^6$-$(1s,0d)^2$**
**WBT2: 32% $(0p)^8$ und 68% $(0p)^6$-$(1s,0d)^2$**

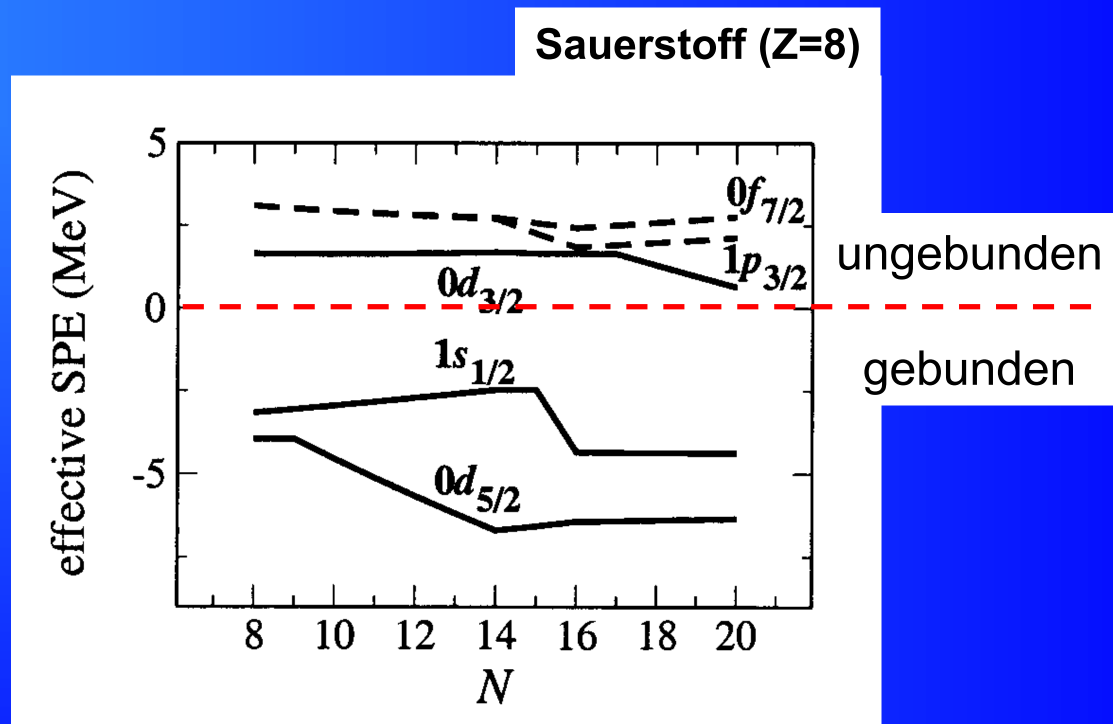
**.... $S(1/2^-)_{exp}$ = 0.45 impliziert sogar, dass die Konfiguration $(0p)^8$ im Grundzustand von $^{12}$Be nur für 25% der Stärke verantwortlich ist!!!**

# Kerne um N=20



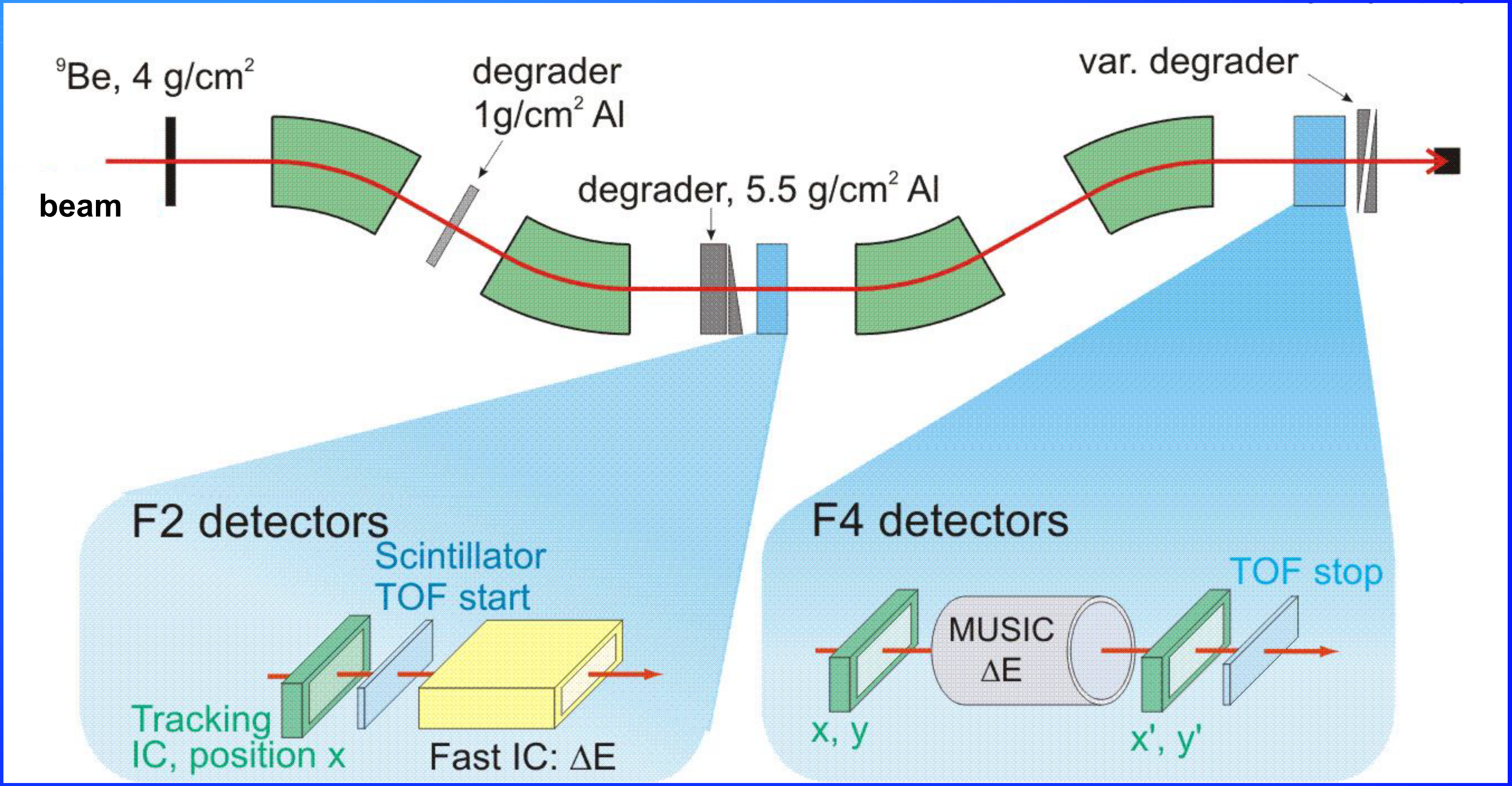

**Es ist sinnvoll die Orbitale unter Berücksichtigung der Rest-WW für jede Kombination N und Z darzustellen**

**→ Effektive Einteilchenenergien (ESPE)**
**Einteilchenenergien unter Berücksichtigung der Rest-WW**




... welches ist das schwerste gebundene Sauerstoff-Isotop????

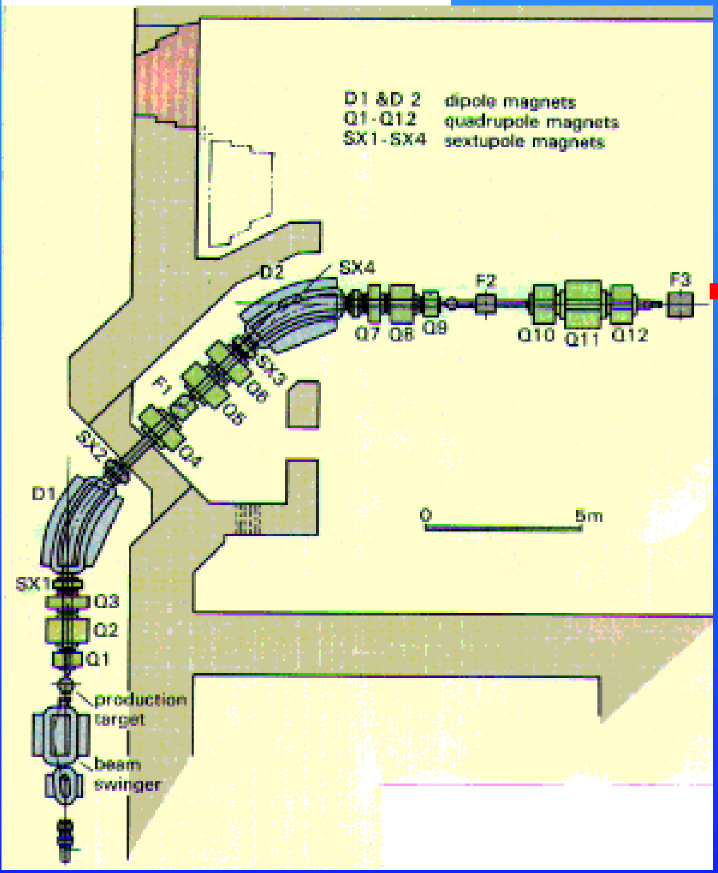
# Fragmentseparator – als Beispiel FRS@GSI

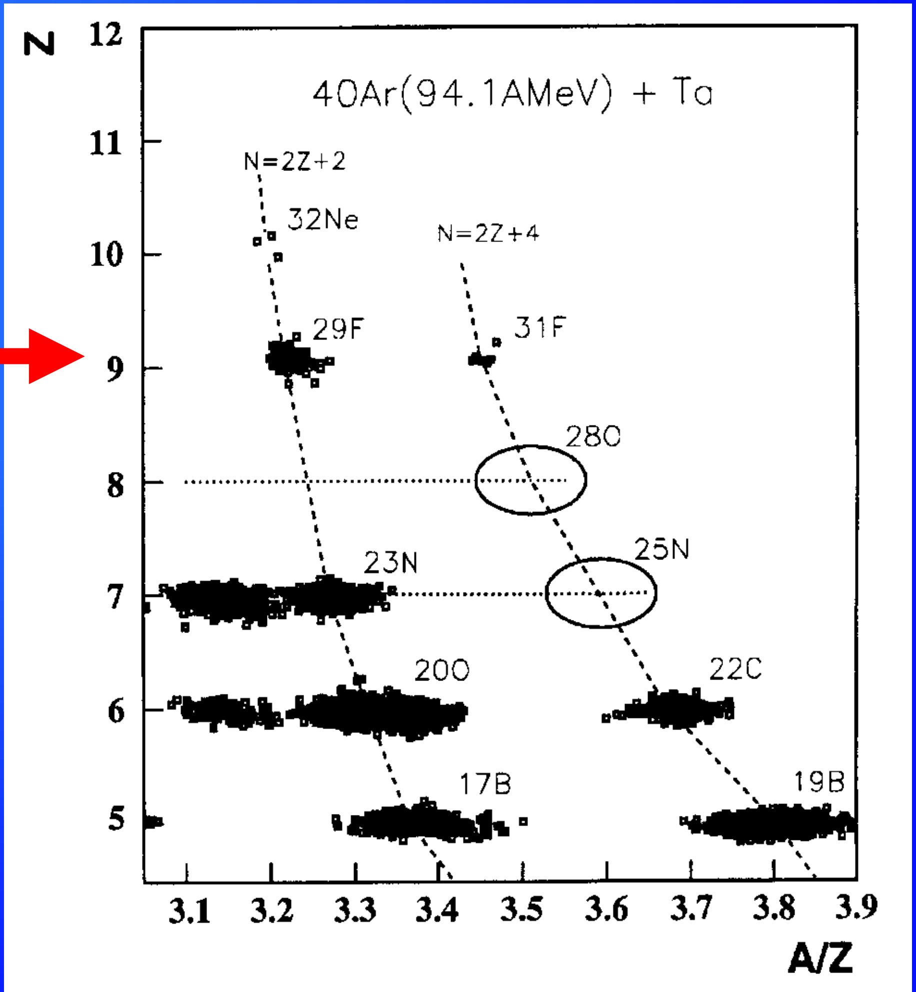



Position x-y ➔ Bahn Bρ ➔ p, A/Z
TOF ➔ v ➔ A
dE/dx ➔ Z

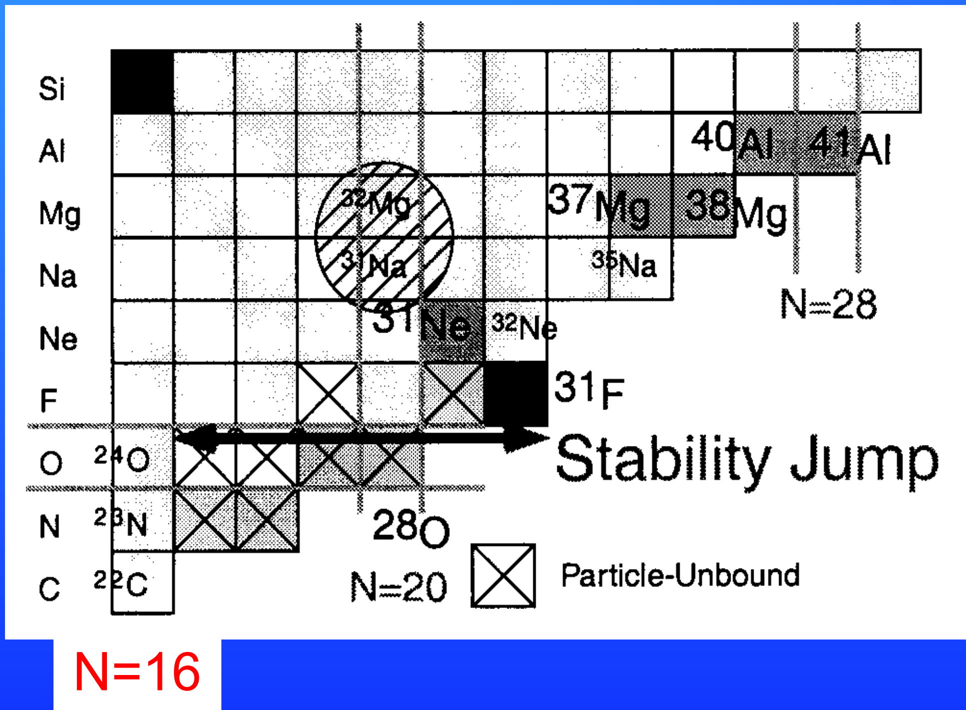
# Typisches Experiment

RIPS@RIKEN



# Ergebnisse 1 (N=16)




**Sauerstoff-Isotope:**

$^{24}$O (N=16) ist gebunden ✓

$^{28}$O ist nicht gebunden ✓

**+ 1 Proton → Fluor**

$^{31}$F ist gebunden!!!!

... ein Proton mehr kann weitere 6 Neutronen binden!!!

# Theorie: στ-στ-Wechselwirkung 1

**Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkung**

**Ansatz (Monopol-Hamiltonian):**

**Zwei-Körper-Matrixelement**

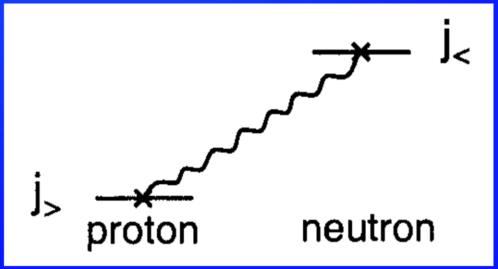
$$V_{j_1 j_2}^{T=0,1} = \frac{\sum_J (2J+1)\langle j_1 j_2 | V | j_1' j_2' \rangle_{JT}}{\sum_J (2J+1)}$$

**z.B. Pairing (Monopol-Anteil):** $V_{Pair} = V_{jj}^{T=1}$

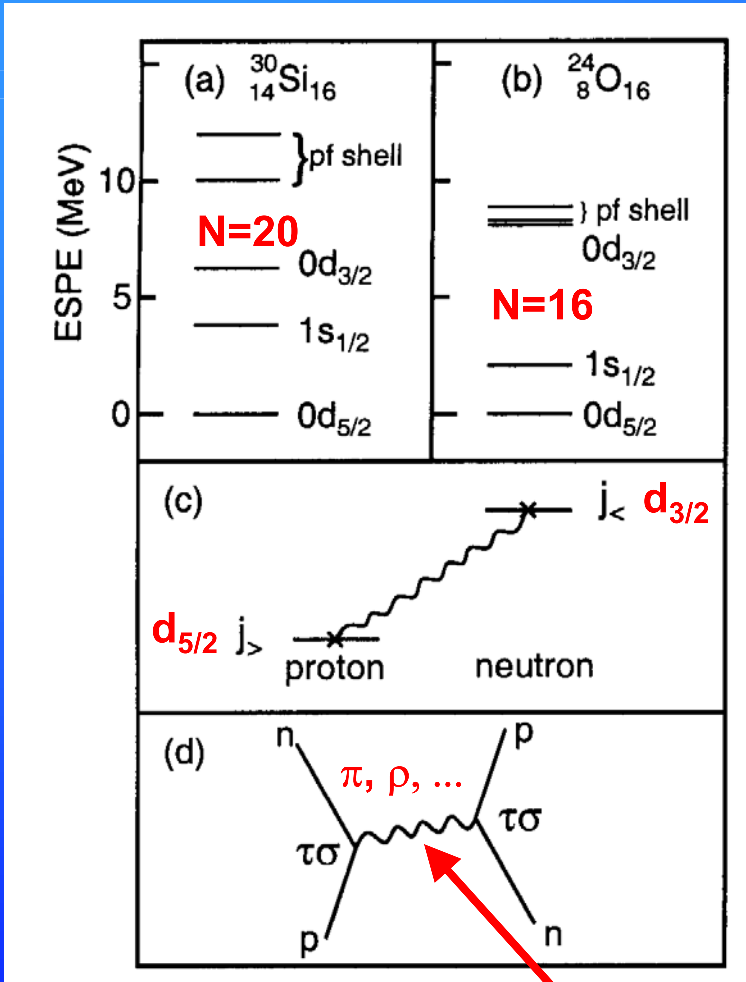
**στ-στ-Wechselwirkung** $V_{\sigma\tau} = \tau \cdot \tau \; \sigma \cdot \sigma \; f_{\tau\sigma}(r)$

**Eigenschaften:**

- **langreichweitiges $f_{\tau\sigma}(r)$ koppelt $V_{\tau\sigma}$ nur Zustände mit gleichen Drehimpuls l, also $j_>$=l+1/2 und $j_<$=l-1/2**
- **σ koppelt Spin-Orbit-Partner $j_>$ und $j_<$ stärker als $j_>$ bzw. $j_<$ jeweils untereinander, bevorzugt also Spinflips**
- **τ bevorzugt Ladungsaustauschprozesse**



# Theorie: $\sigma\tau$-$\sigma\tau$-Wechselwirkung 2



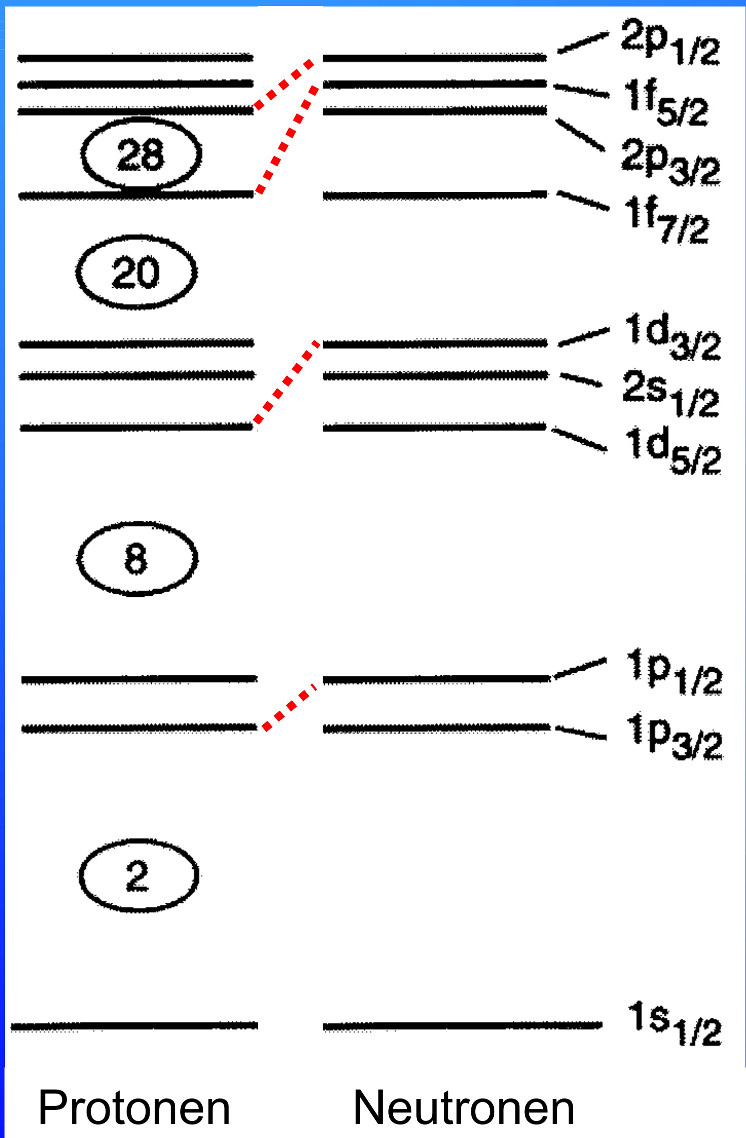

Ohne Protonen im $d_{5/2}$-Orbital ($Z \leq 8$), d.h. für neutronenreiche Kerne, ist N=16 magische Zahl.

Durch attraktive NN-Restwechselwirkung zwischen Protonen im $d_{5/2}$-Orbital und Neutronen im $d_{3/2}$-Orbital wird der Abstand zwischen beiden verringert

$\Rightarrow$ wenn das $d_{5/2}$-Orbital durch Protonen aufgefüllt wird, von Z=9 (F) bis Z=14 (Si), wird aus der magischen Zahl N=16 für neutronenreiche Kerne die bekannte magische Zahl N=20 für stabile Kerne.

Ein-Boson-Austauschpotenziale ($\pi$, $\rho$, ...) haben gerade Terme des Typs $V_{\sigma\tau} = \tau\cdot\tau\ \sigma\cdot\sigma\ f_{\tau\sigma}(r)$ als Hauptbeiträge!!!

# Anwendung auf andere Schalen




**N=6**

$^{8}$He existiert, $^{9}$He hingegen nicht.
Neutronen im $p_{1/2}$-Orbital sind ungebunden ohne Protonen im $p_{3/2}$-Orbital, ihrem Spin-Orbit-Partner.
Die magische Neutronenzahl ist hier N=6!!
Erst wenn die Protonen das $p_{3/2}$-Orbital bevölkern, wird das $p_{1/2}$-Orbital der Neutronen abgesenkt und die gewohnte magische Zahl N=8 entsteht.

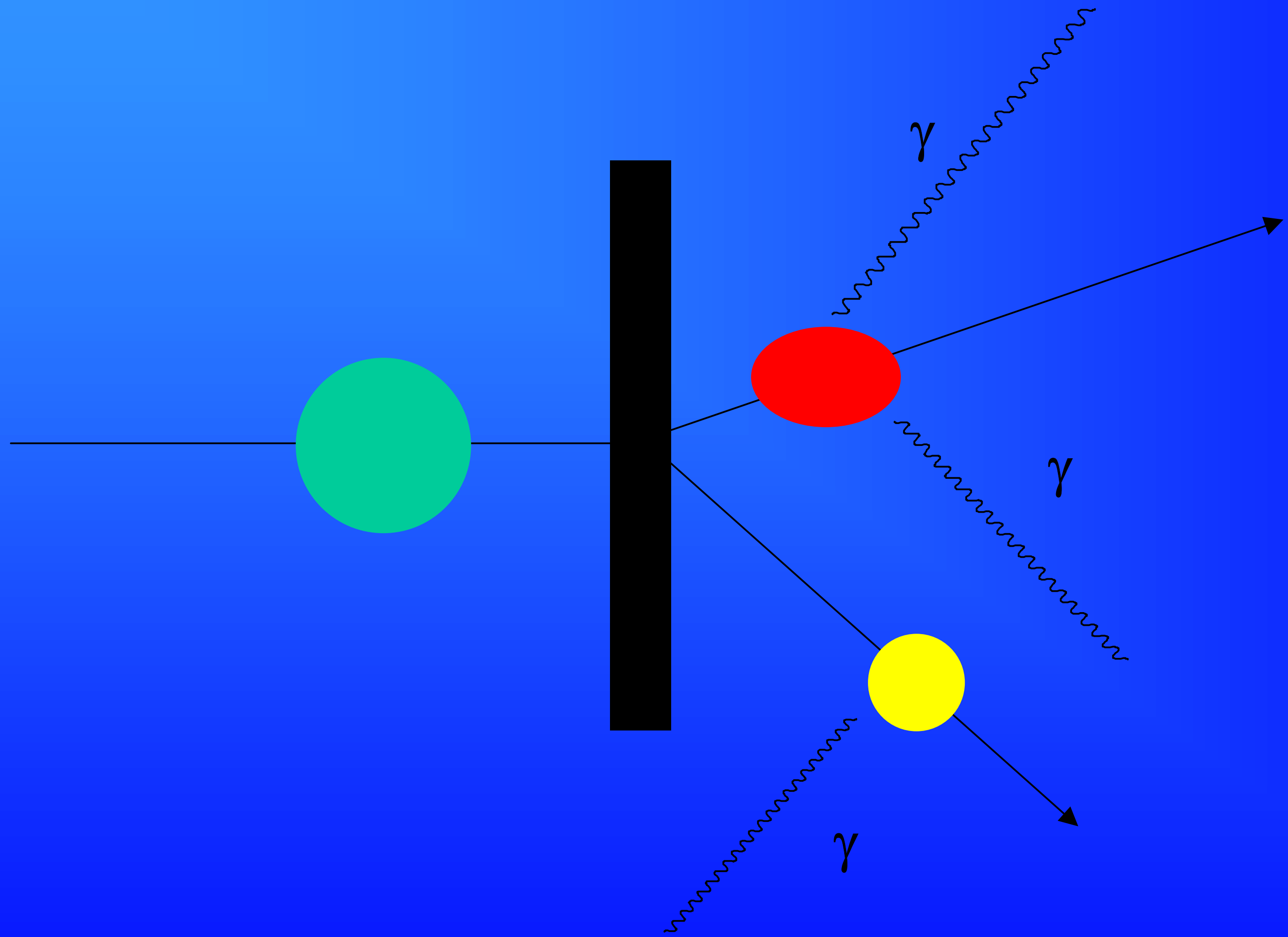
**N=34**

WW zwischen $f_{7/2}$ und $f_{5/2}$

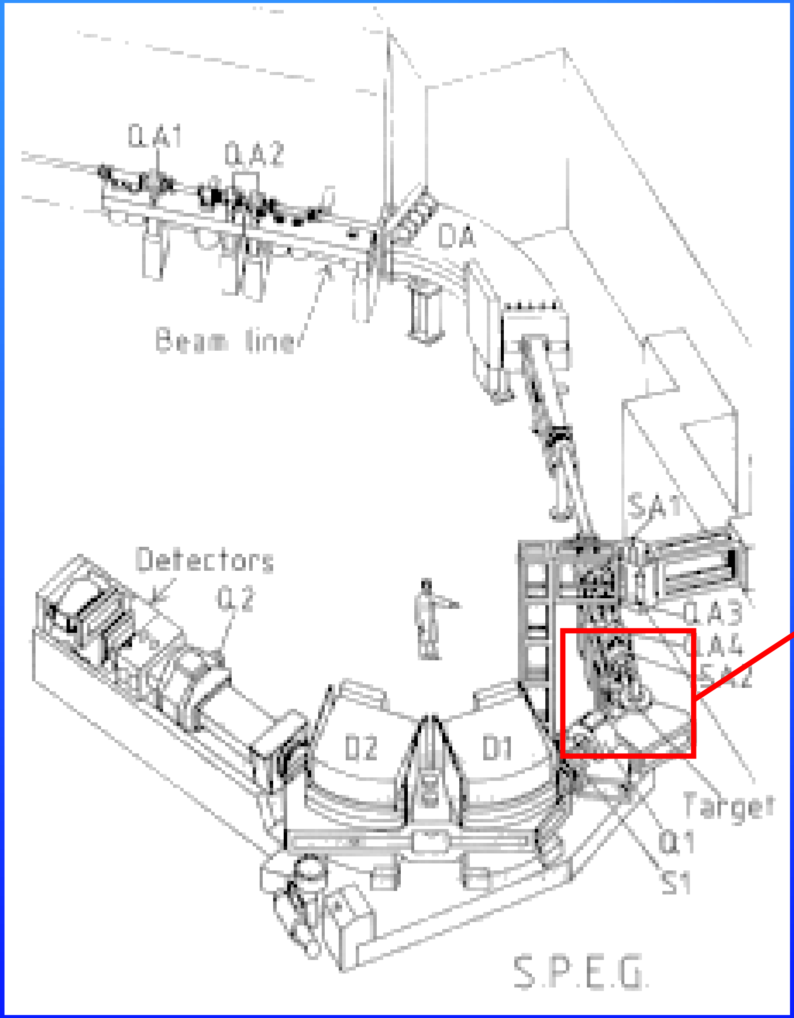
**Existenz von Kernen ✓**

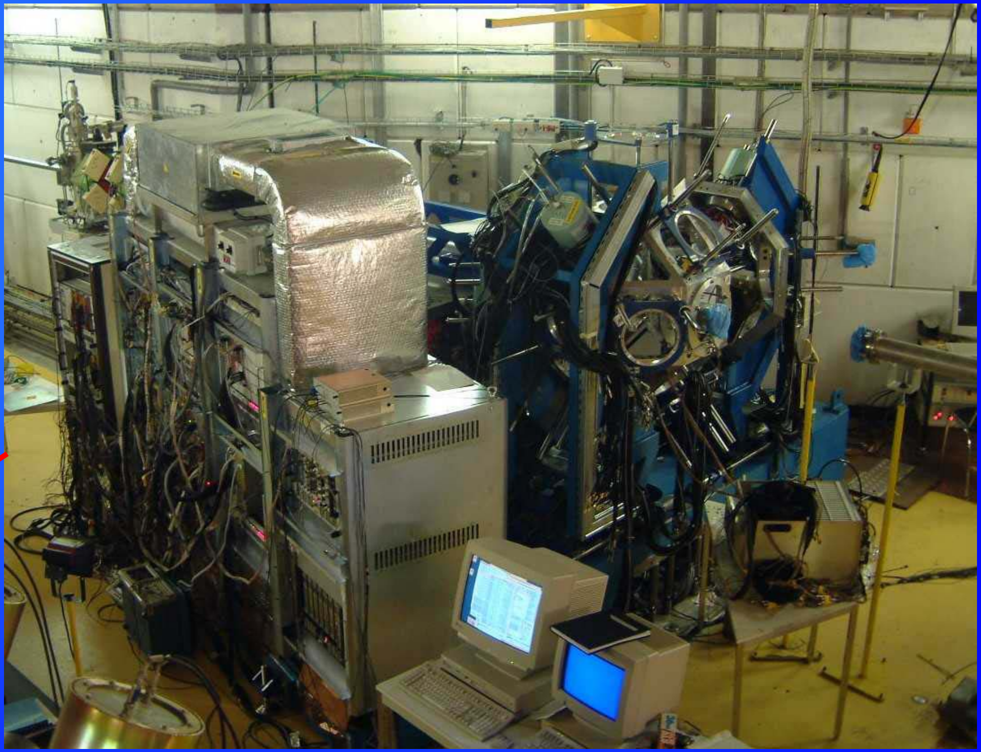
**E(2$^+$), B(E2), .... ?**

# γ-Spektroskopie nach Fragmentierung



# SPEG+EXOGAM@GANIL

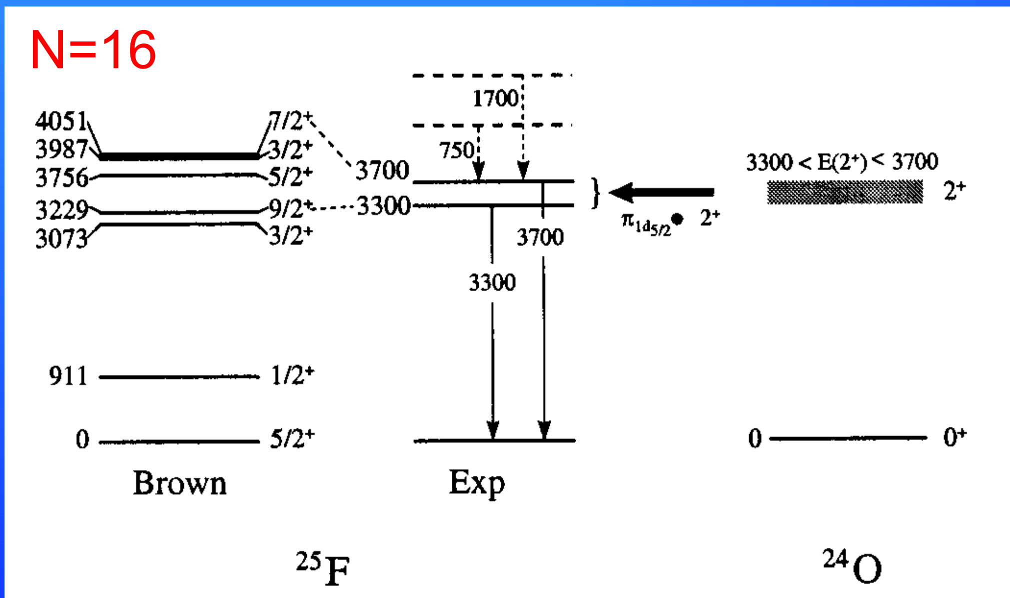


# Form von $^{24}O$

$^{24}O$ ist gebunden, aber ist es auch sphärisch ?

$\gamma$-Spektroskopie $\Rightarrow$ E($2^+$)

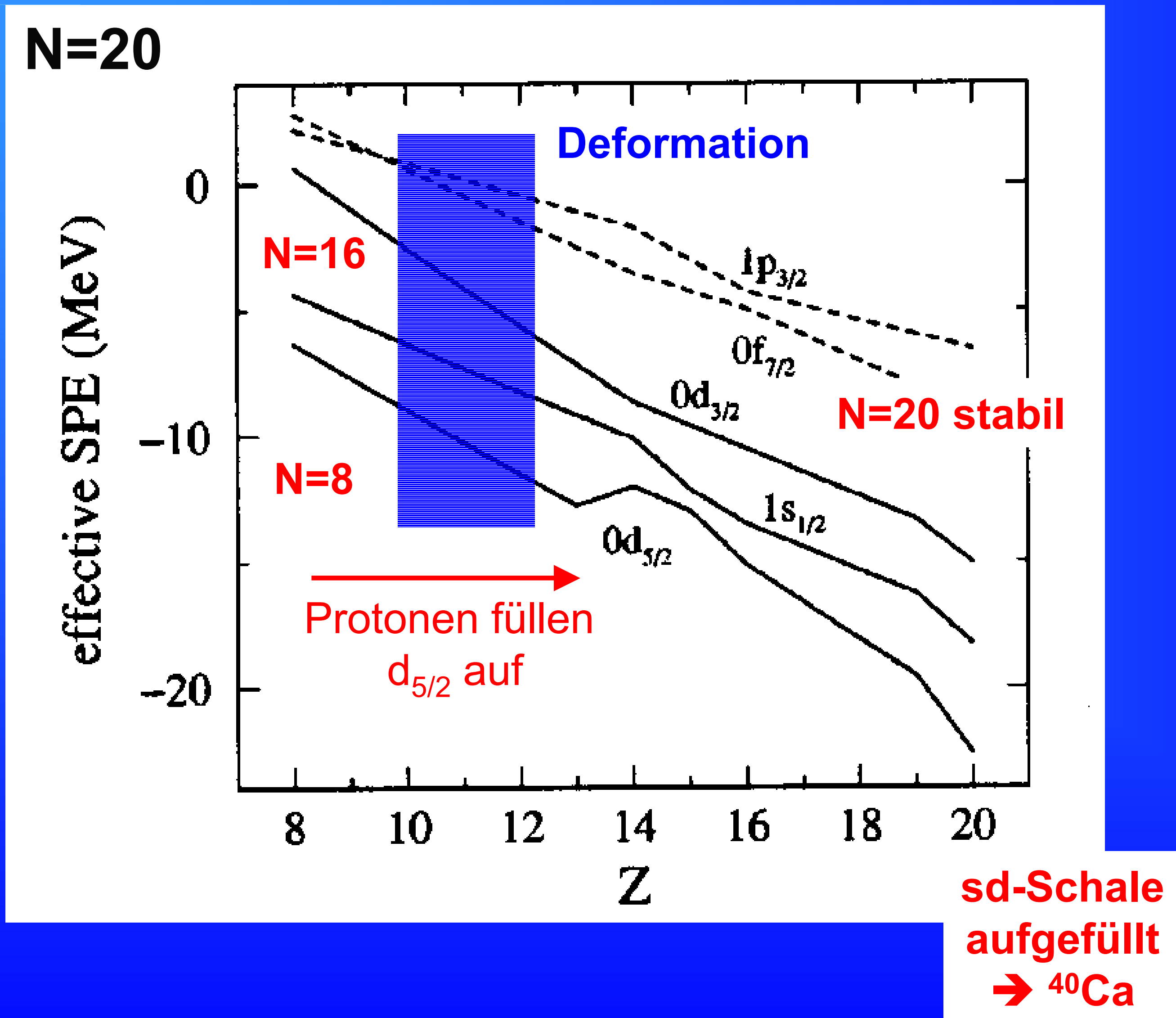



**Unklar, ob $^{24}O$ überhaupt einen gebundenen angeregten Zustand hat**

**Aber: erste angeregte Zustände in $^{25}F$ liegen sehr hoch und lassen sich als Kopplung eines $d_{5/2}$-Protons an einen > 3 MeV liegenden $2^+$ in $^{24}O$ interpretieren**

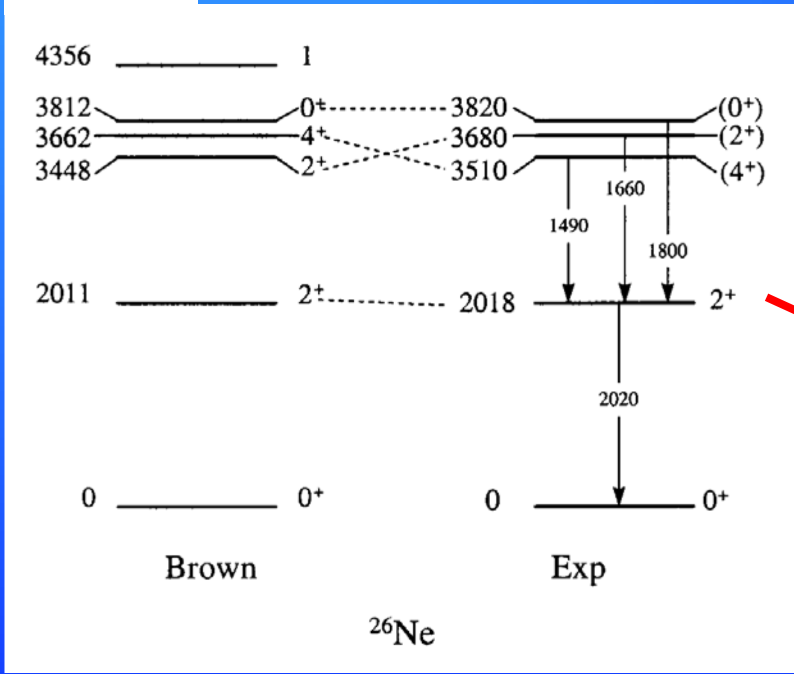
**➔ $^{24}O$ ist <u>sphärischer Kern</u>**

# Evolution der magischen Zahlen von N=16 nach N=20

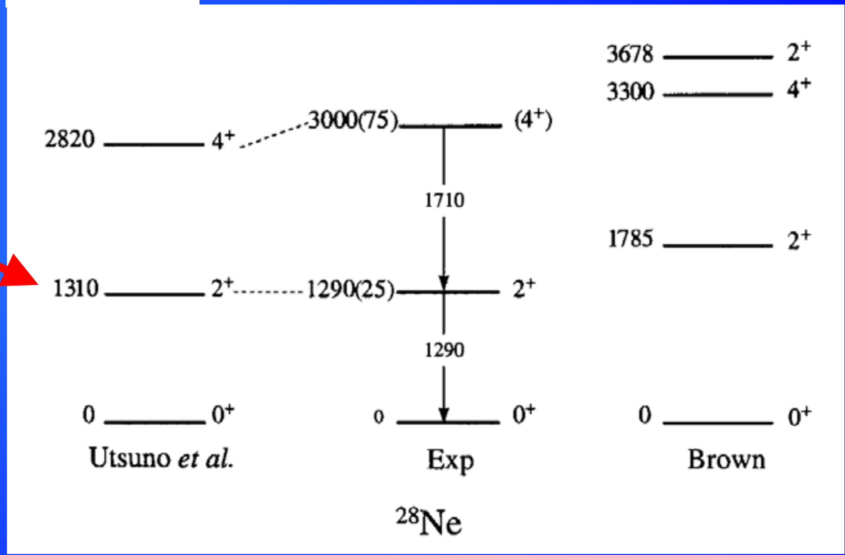


# Außerhalb von N=16

N=16



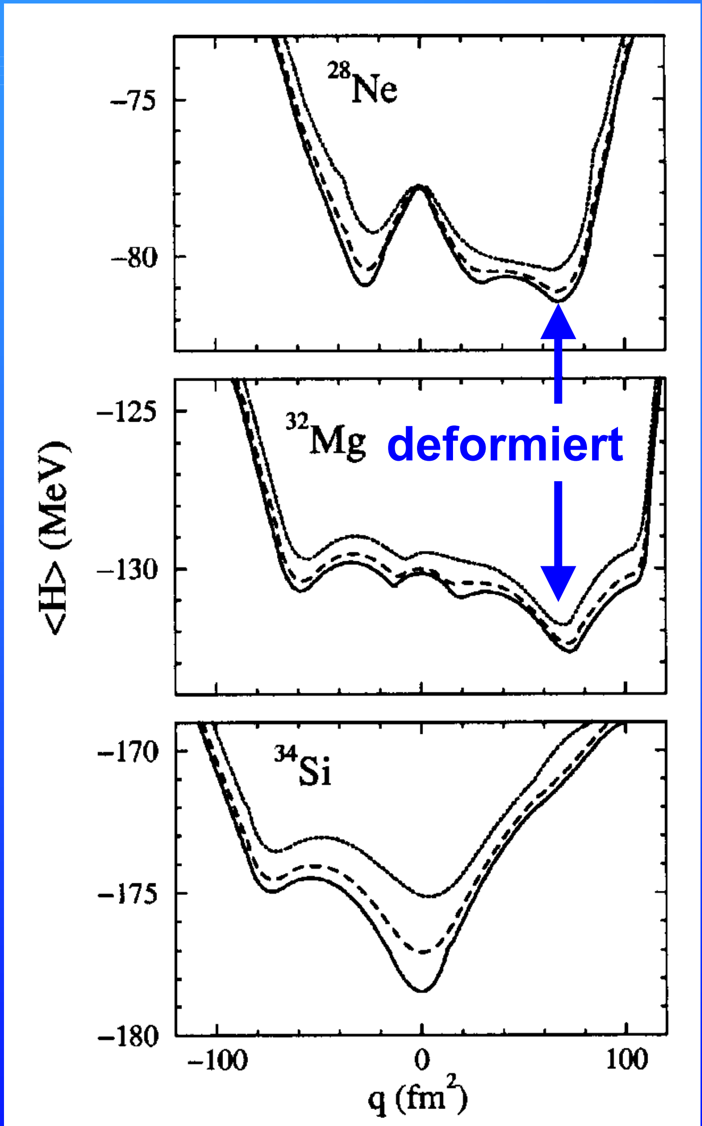

N=18

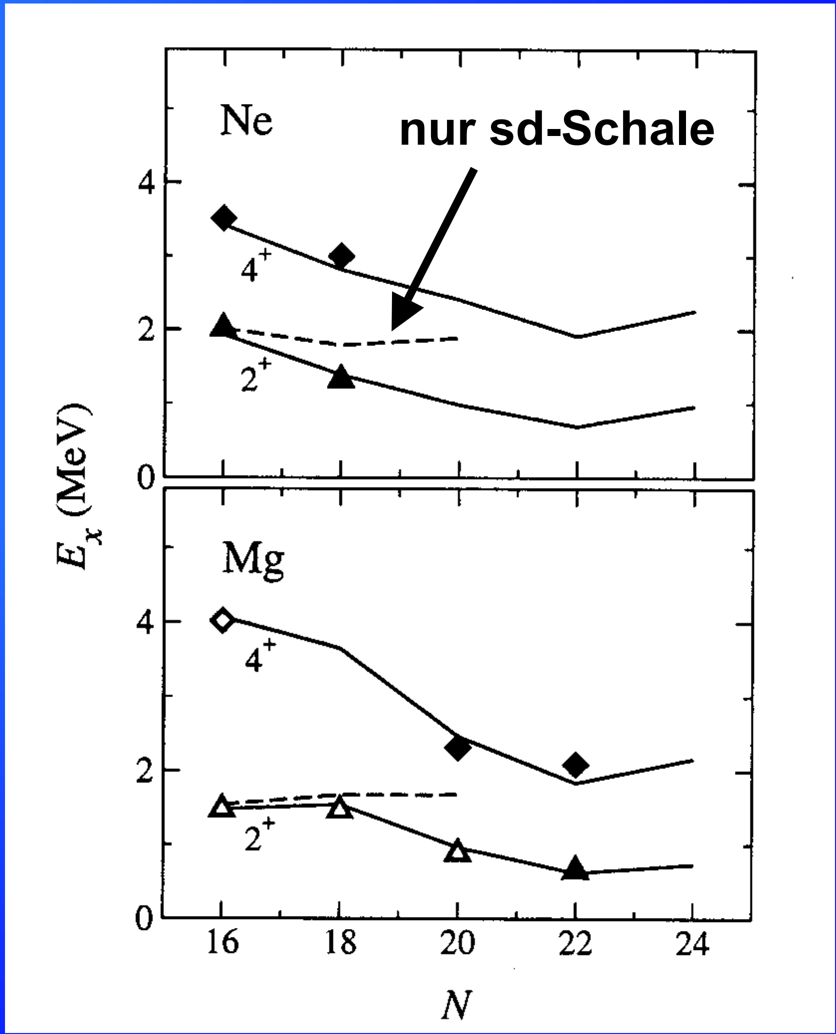



Ne (Z=10, also 2 Protonen außerhalb von Z=8)
Die Energie des ersten $2^+$ sinkt stark ab, wenn zwei Neutronen außerhalb von N=16 zugefügt werden

➔ pn-Wechselwirkung treibt **Deformation!!!**

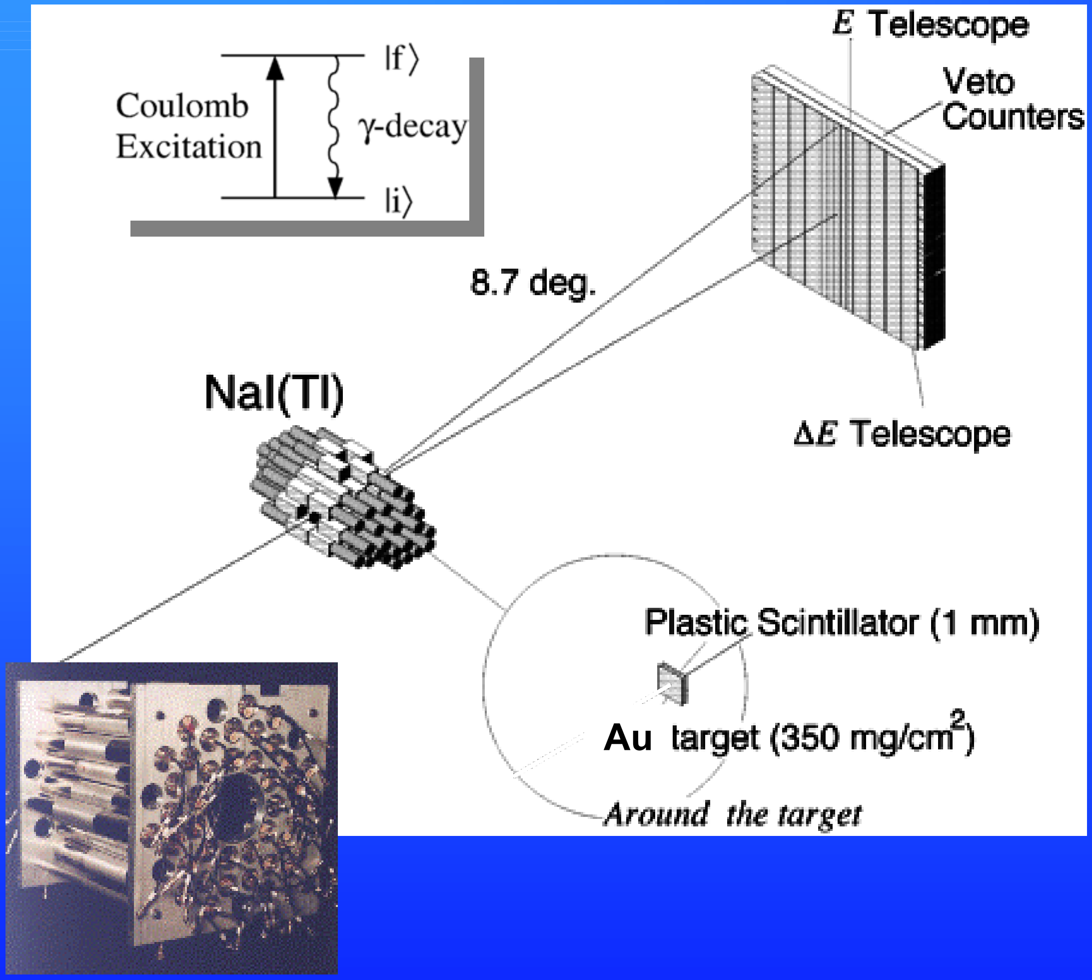
# Deformation bei N=20



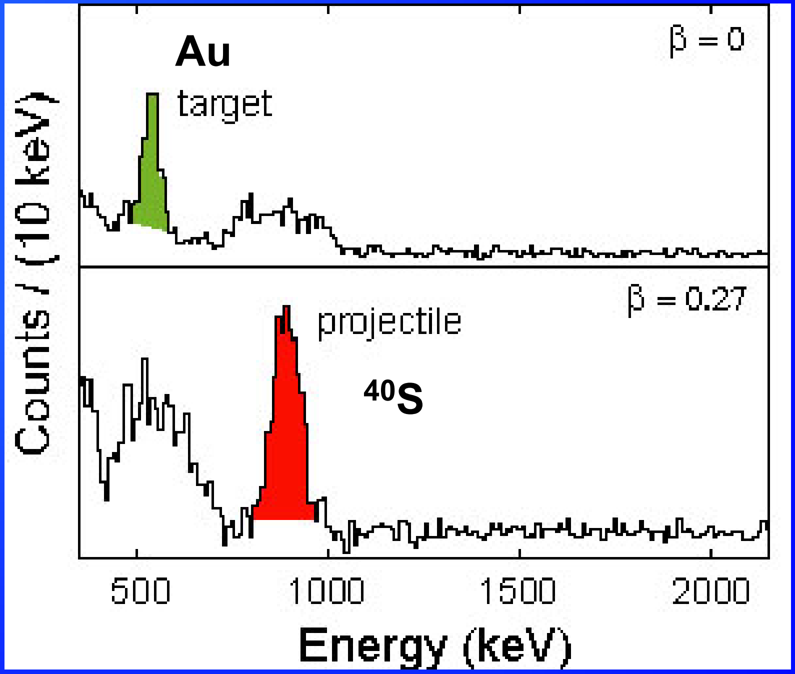




Nur sd-pf-Rechnung beschreibt Verhalten korrekt!!!

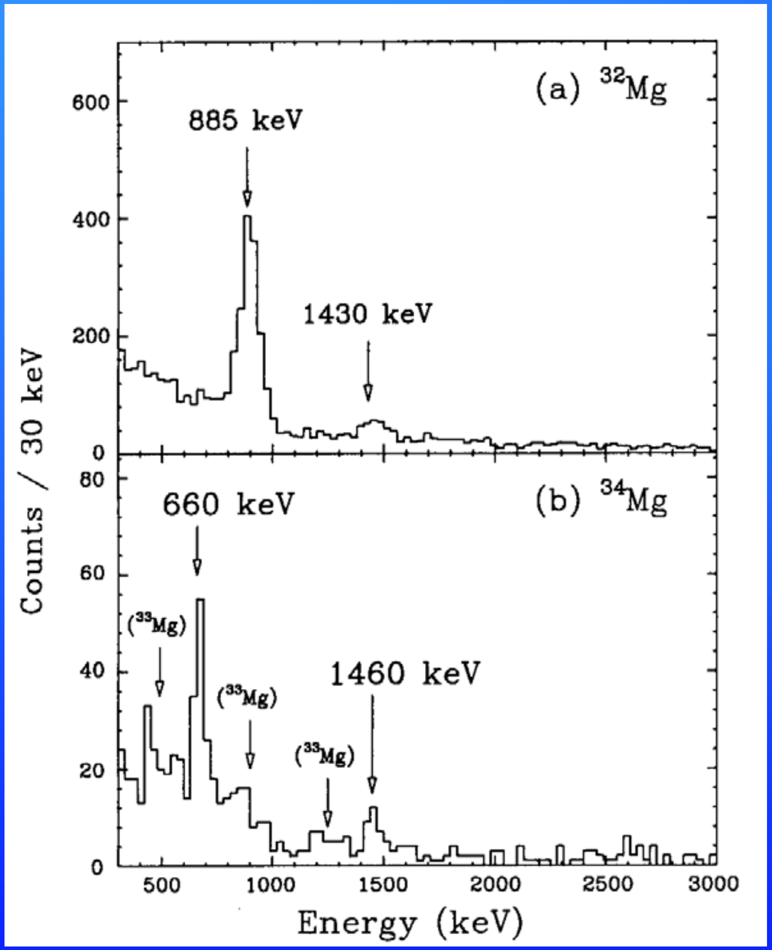
# Intermediäre Coulombanregung

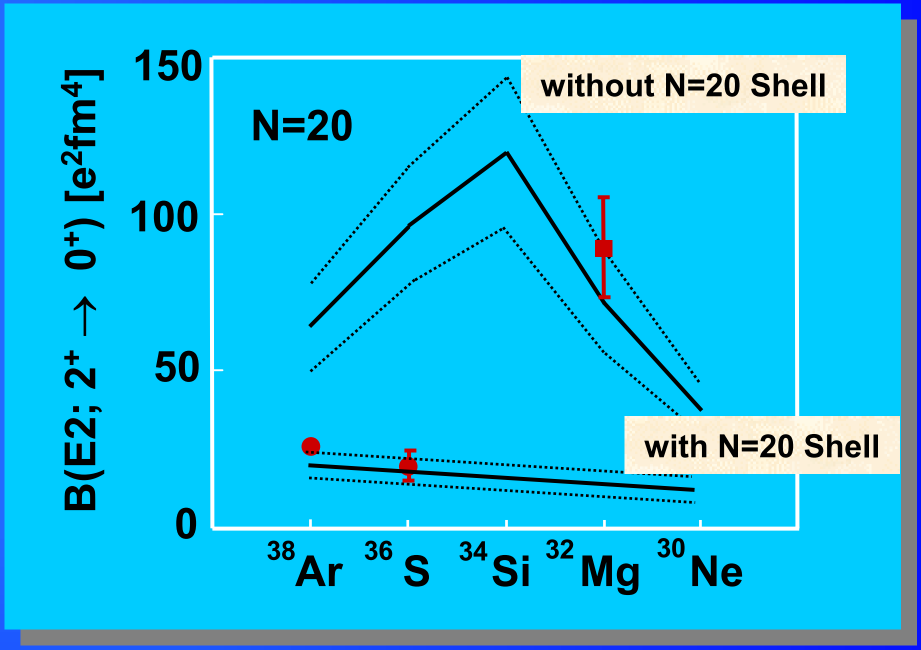



Doppler-Korrektur



# Coulombanregung von Mg




$^{32}$Mg:

$E(4^+)/E(2^+) = 2.6$

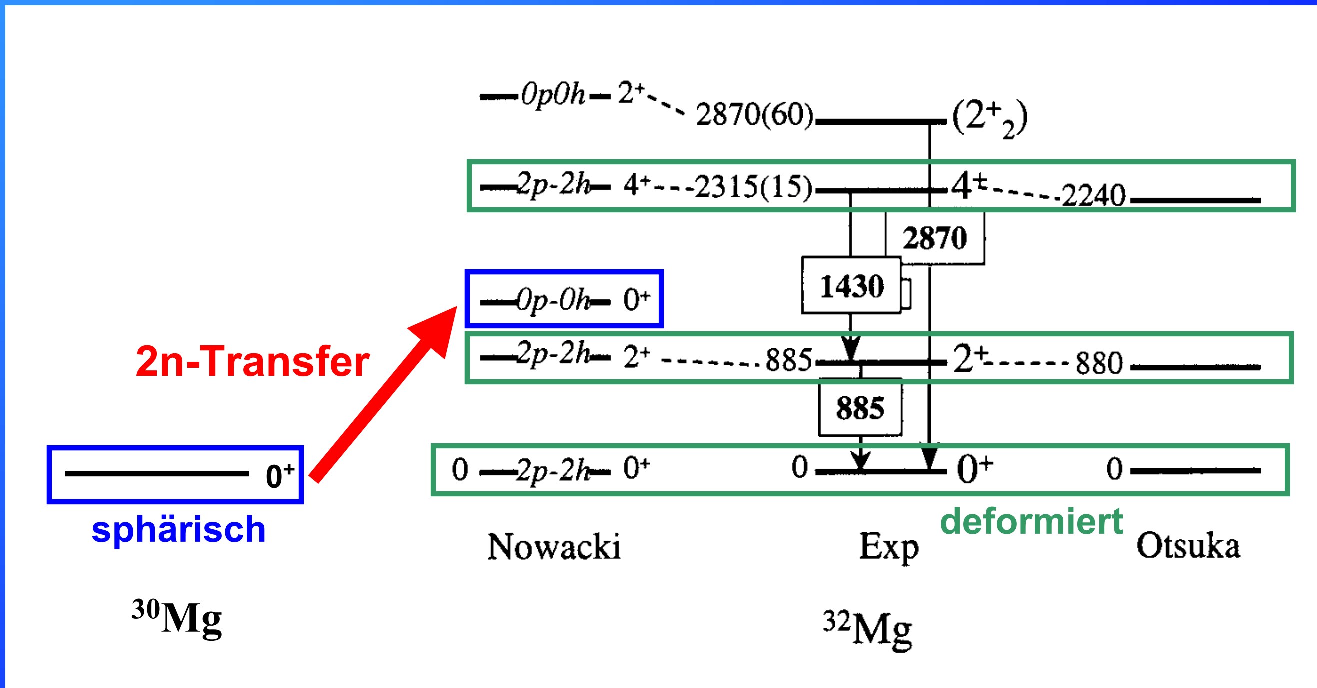
$^{34}$Mg:

$E(4^+)/E(2^+) = 3.2$

Rotator:

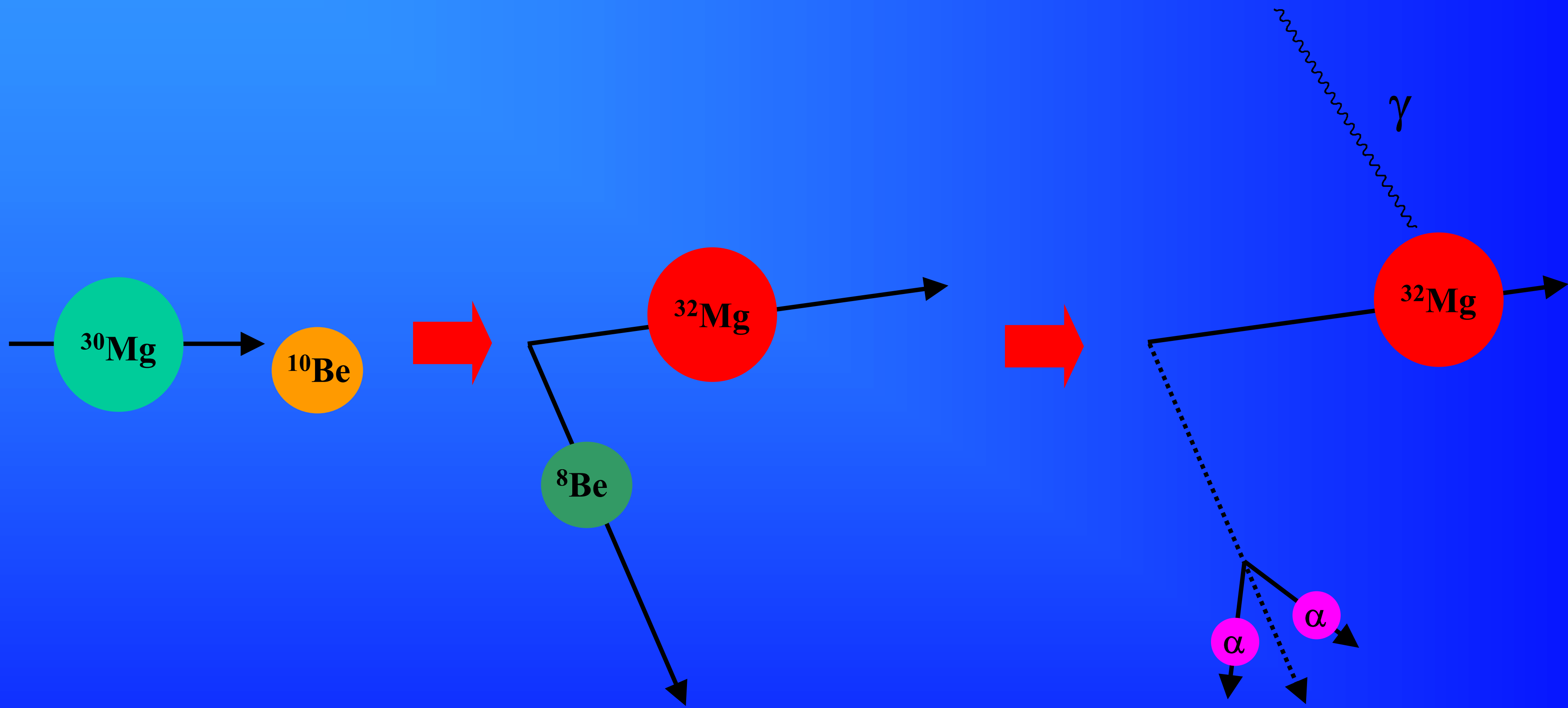
$E(4^+)/E(2^+) = 10/3$

# 2n-Transfer in sphärischen $0^+$ von $^{32}$Mg (1)




Nukleonentransfer findet bevorzugt in Zustände gleicher Form statt

# 2n-Transfer in sphärischen $0^+$ von $^{32}Mg$ (2)



# 2n-Transfer in sphärischen $0^+$ von $^{32}$Mg (3)

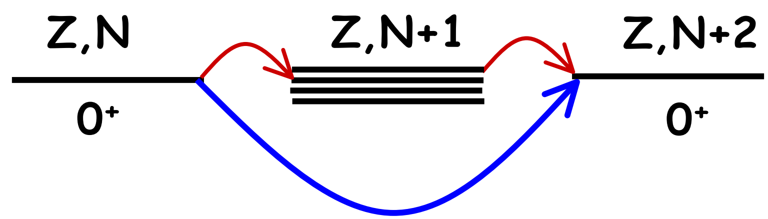
## Einteilchentransfer

→ Einteilchenenergien

→ Quantenzahlen (Bahndrehimpuls L, totaler Drehimpuls J=L+S, Parität)

→ Spektroskopische Faktoren

## Paartransfer

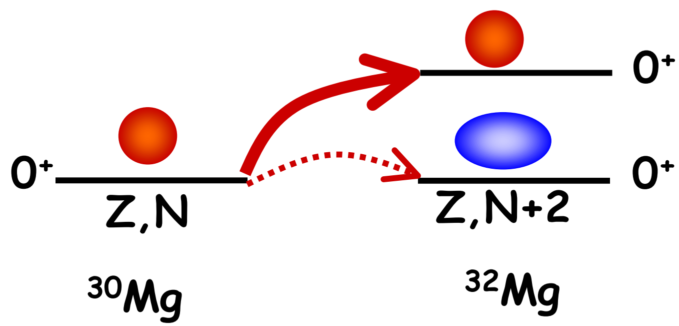



→ Spektroskopische Faktoren

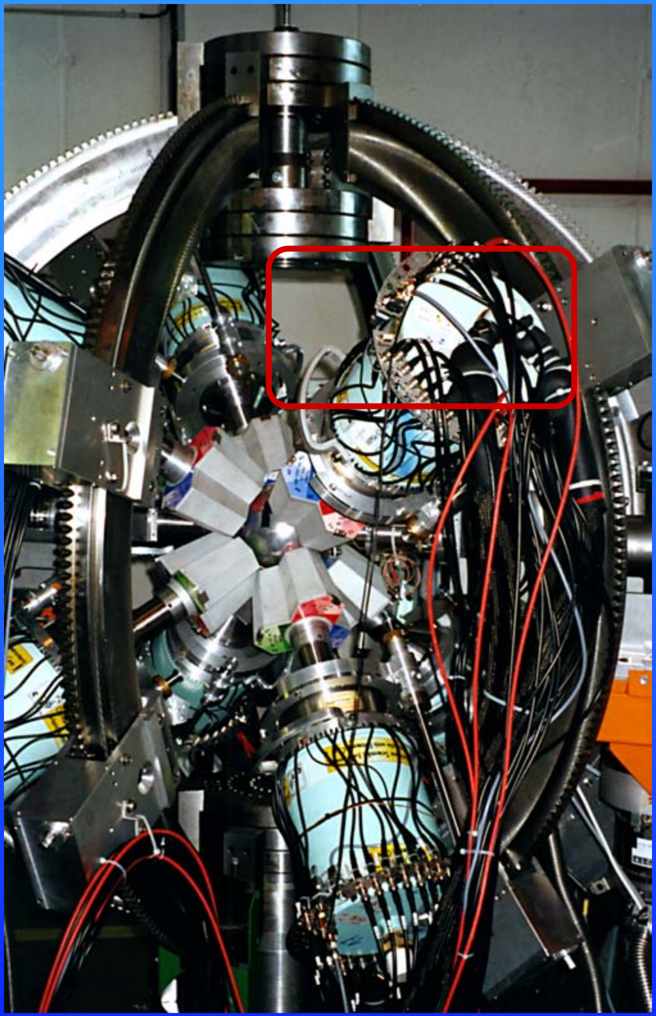
→ sequentieller und simultaner Transfer

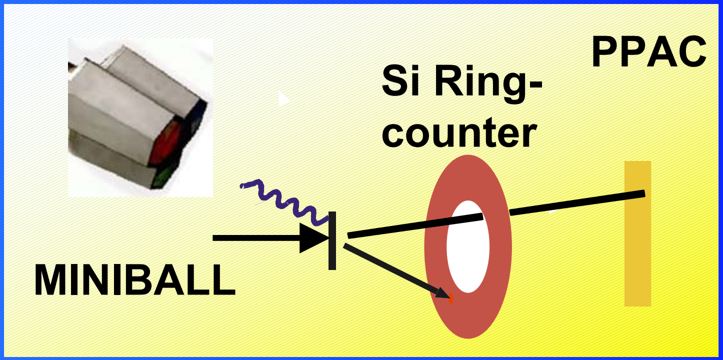
→ Paarungskorrelationen

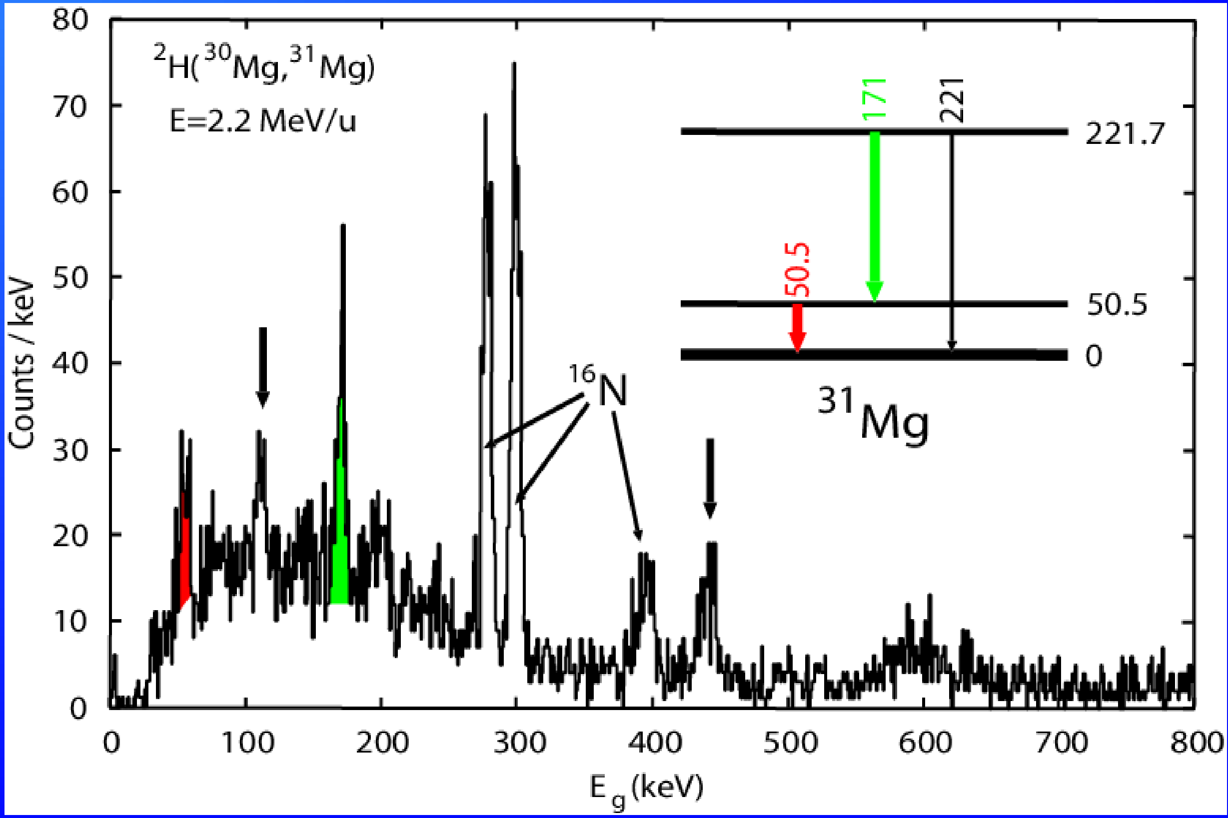
→ Formkoexistenz



# γ-Spektroskopie an REX-ISOLDE mit MINIBALL

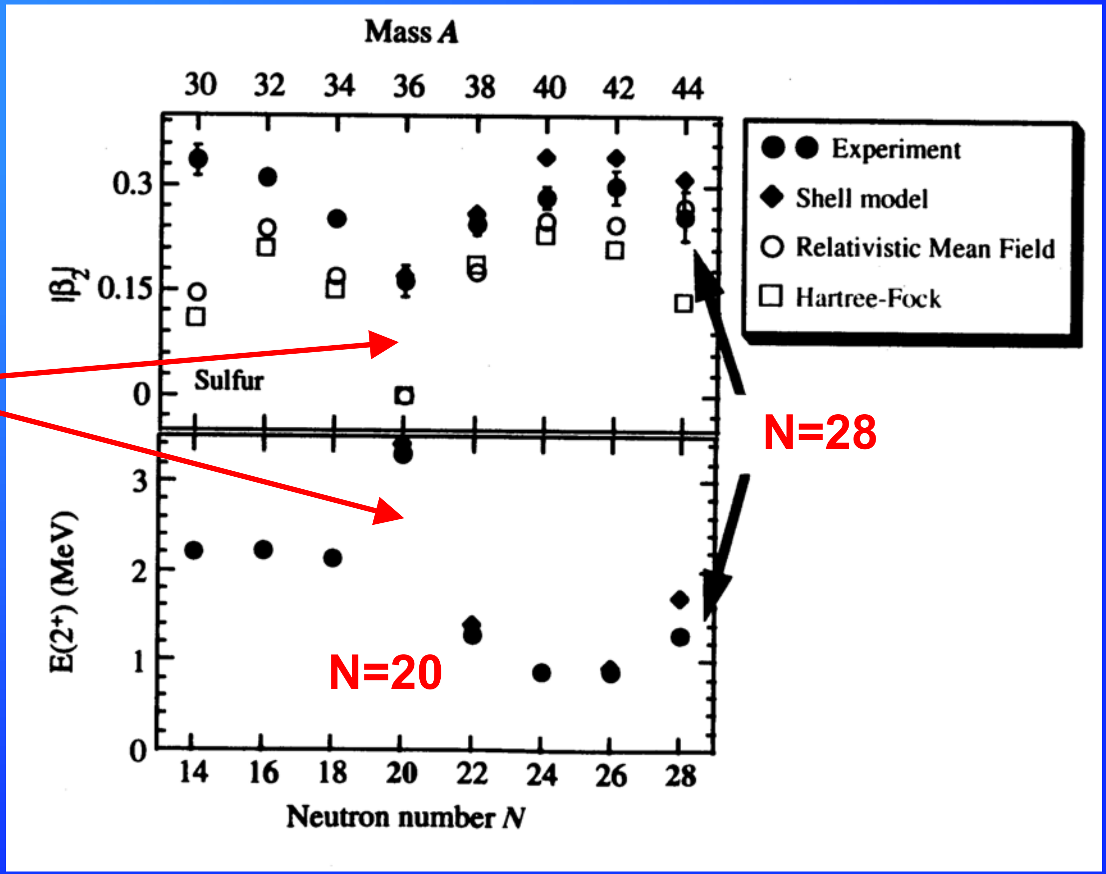




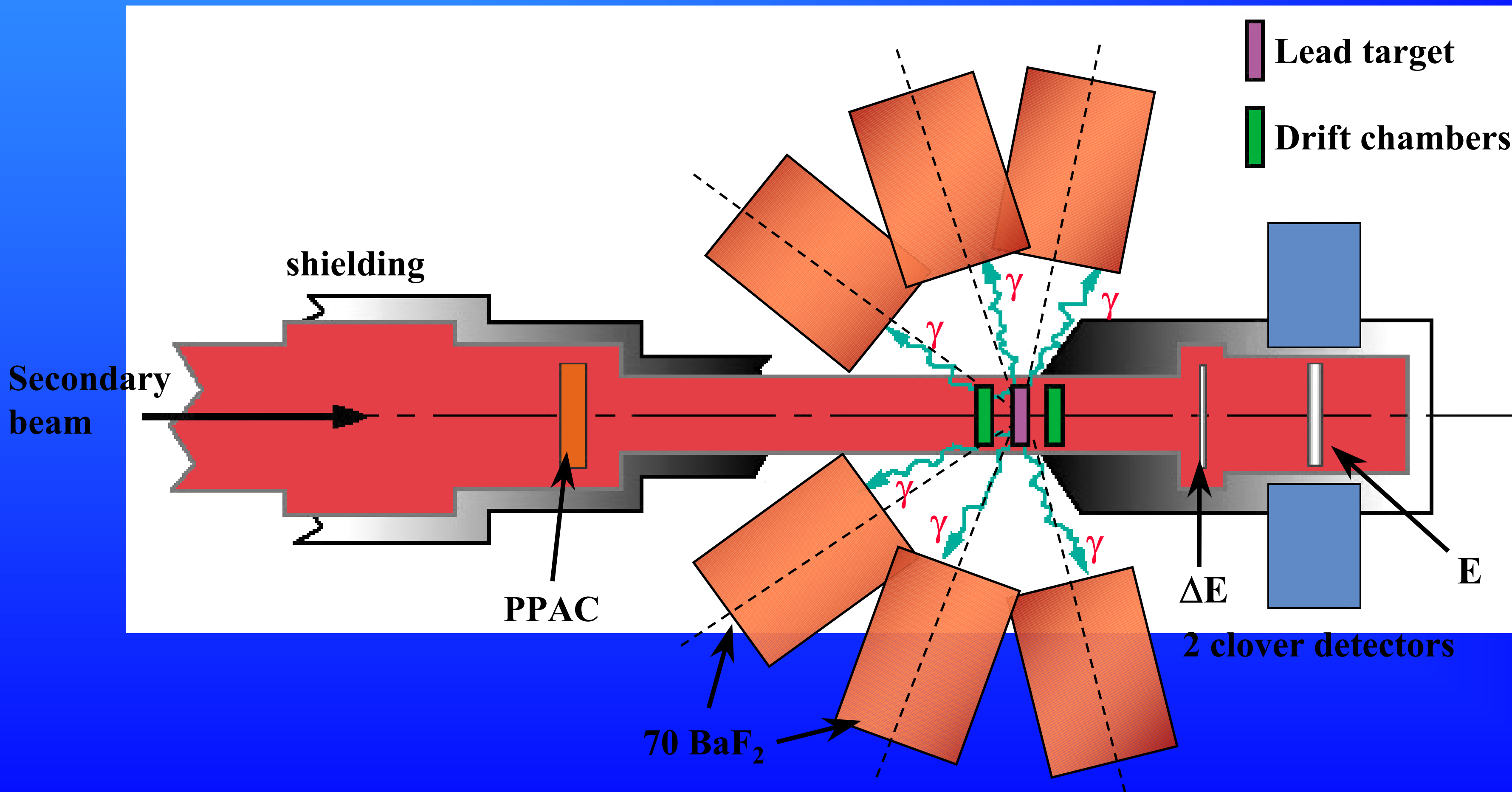



# Schwefel-Isotope

Kleine Deformation
und hohe $E(2^+)$
bei N=20

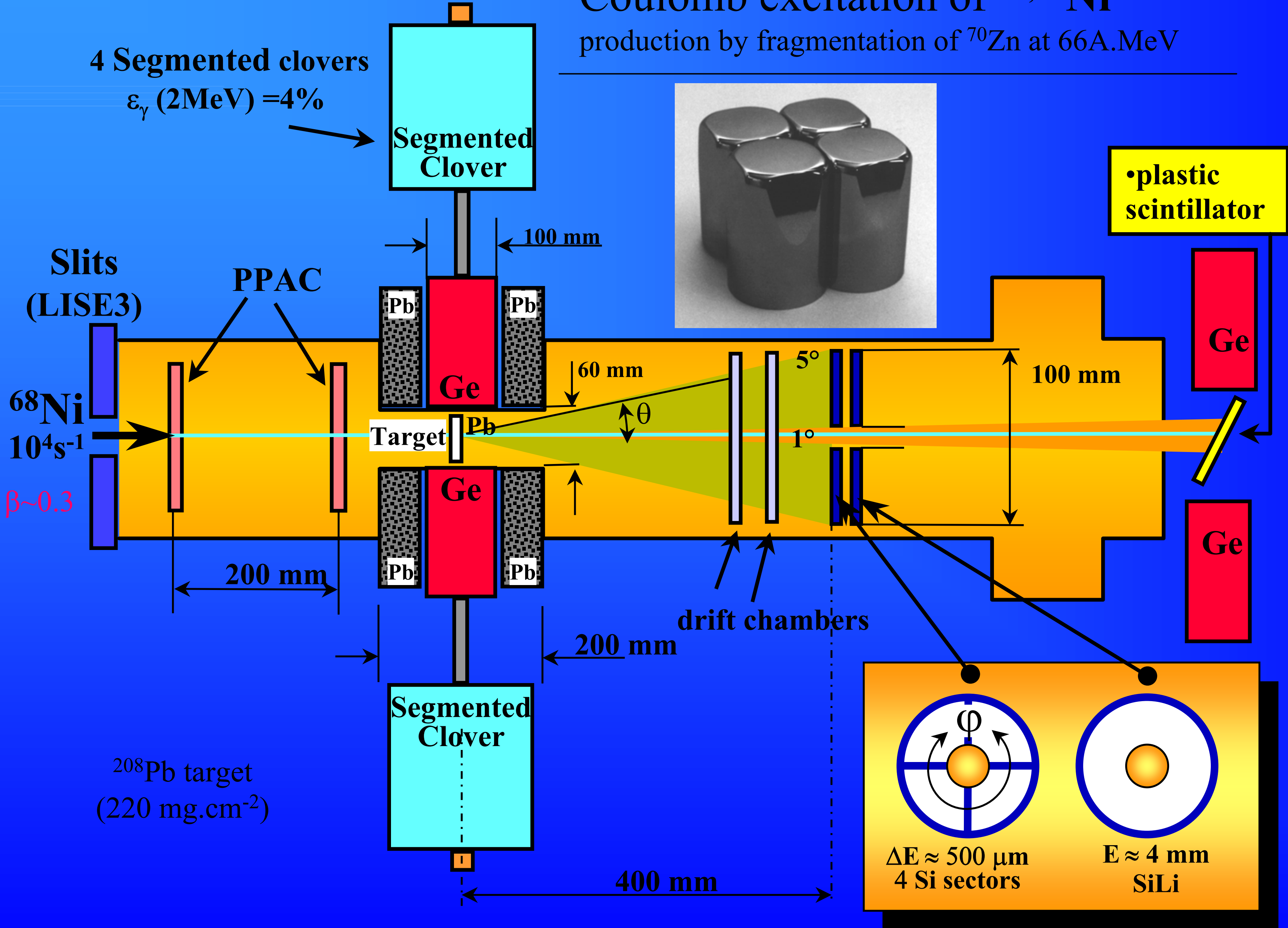


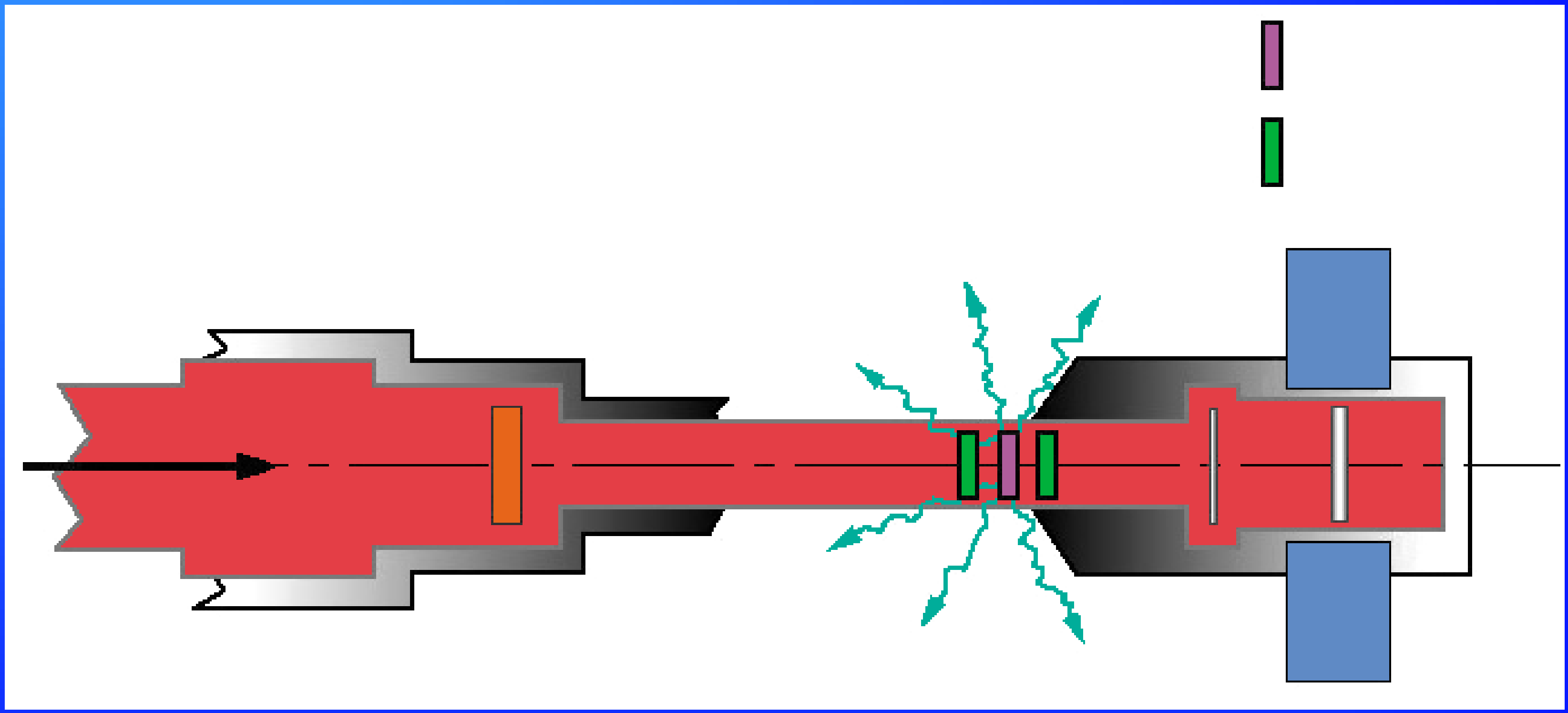

Offenbar ist der Schalenabschluß bei N=28 „aufgeweicht“


Lead target
Drift chambers
shielding
Secondary beam
PPAC
γ
ΔE
E
2 clover detectors
70 BaF2

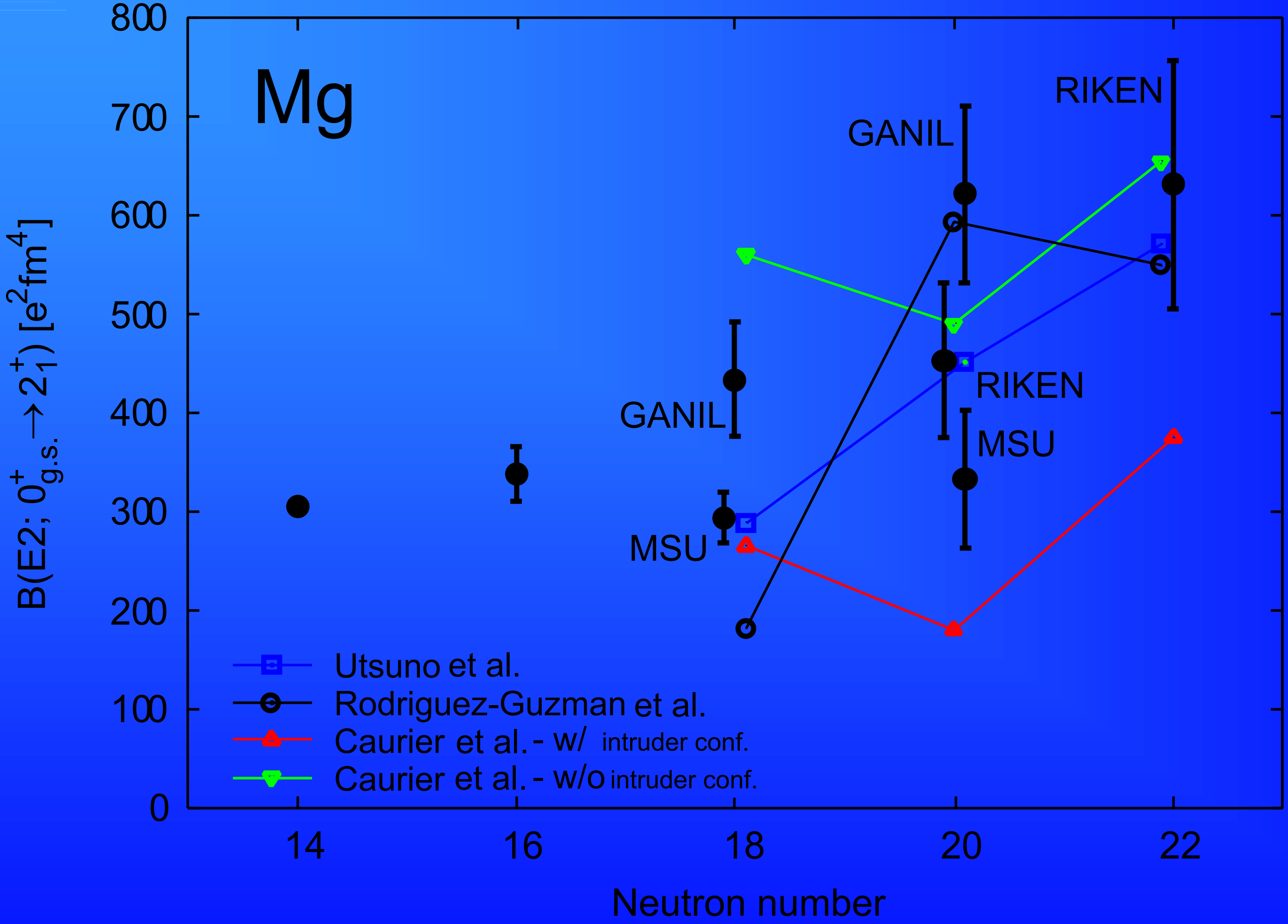
# Coulomb excitation of $^{66,68}$Ni

production by fragmentation of $^{70}$Zn at 66A.MeV



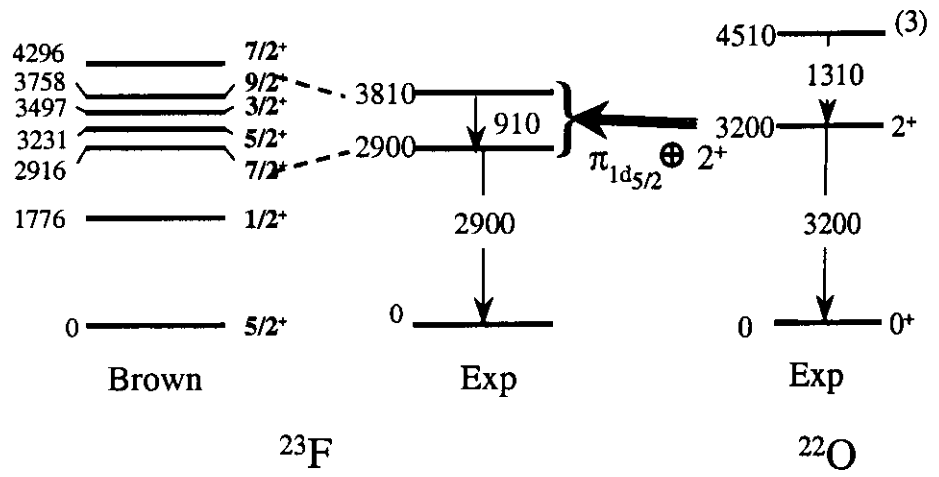


# B(E2)-Werte in Mg

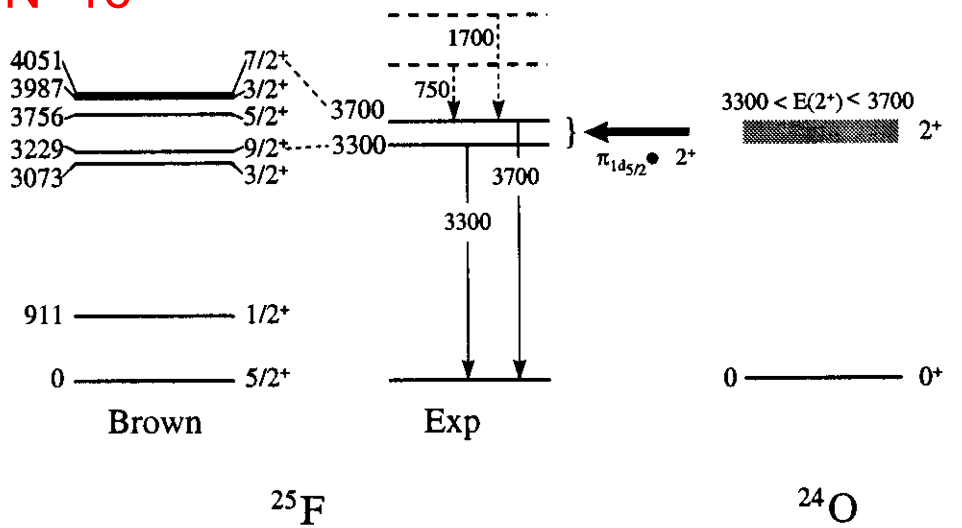


# Ergebnisse 2 (N=16)

N=14




N=16



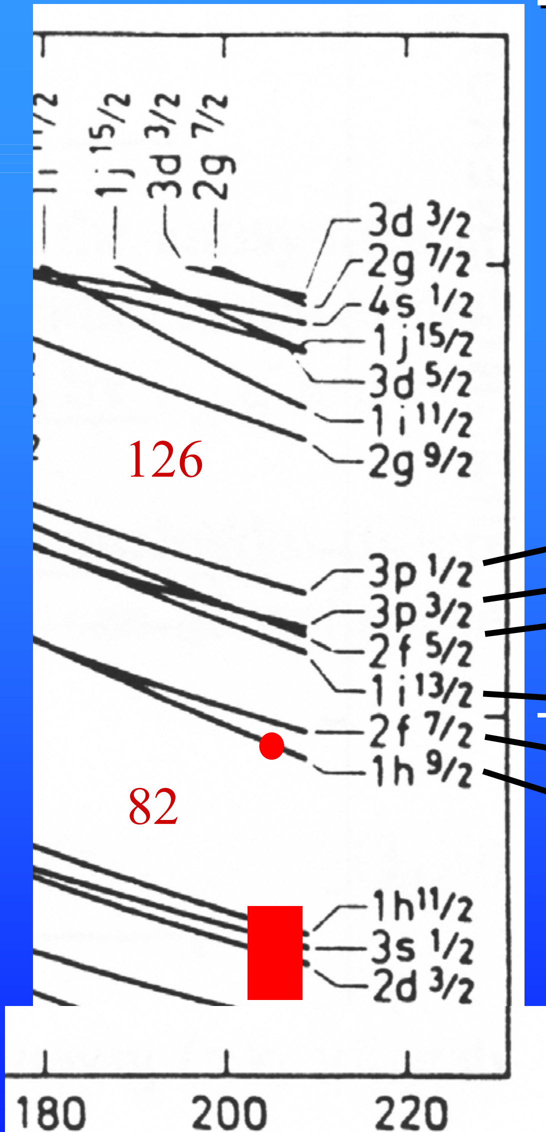

- E($2^+$) hoch
- Zustände in $^{23,25}$F lassen sich „weak coupling" eines Neutrons an $^{22,24}$O-Kern interpretieren

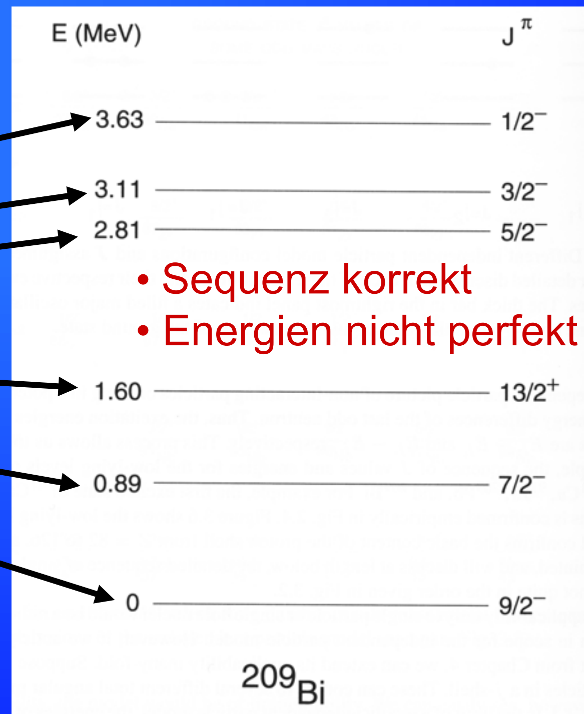
➔ $^{22,24}$O sind <u>sphärische Kerne</u>

# Restwechselwirkung 2

Angeregte Zustände in Schalenmodell Kernen

$^{209}_{83}Bi_{126}$




- Sequenz korrekt
- Energien nicht perfekt

- keine Restwechselwirkung
- keine Coulombwechselwirkung

# $\gamma$-Spektroskopie nach tiefinelastischem Nukleonentransfer