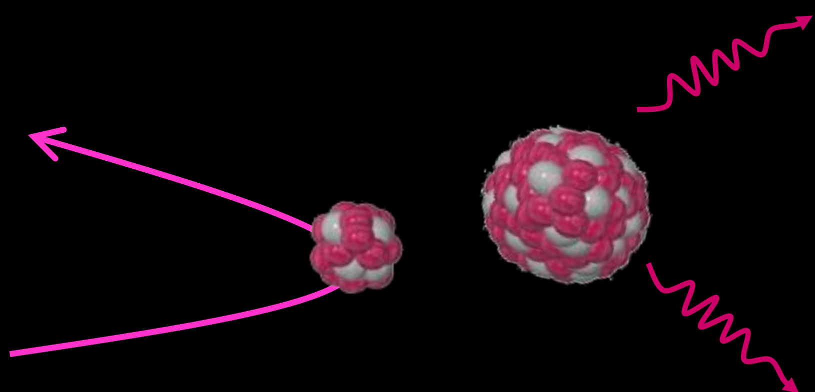
Wykład monograficzny z fizyki jądrowej

Wzbudzenia kulombowskie – narzędzie do badania struktury jąder atomowych



Wykład 4 i 5

Katarzyna Wrzosek-Lipska

SLCJ

Plan wykładu

1. Parametryzacja ruchu po orbicie → całka orbitalna.
2. Różniczkowy przekrój czynny dla różnych multipolowości.
3. Rachunek zaburzeń II rzędu:
   a) człon interferencyjny
   b) efekt reorientacji
4. Względne znaki elementów macierzowych.
5. Rozpad stanów wzbudzonych.
6. Program GOSIA.

Parametryzacja ruchu po orbicie

- Amplituda wzbudzenia stanu *k* wyznaczona w I rzędzie rachunku zaburzeń:

$$a_{k0} = \frac{4\pi Z_P e}{i\hbar} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda+1} (-1)^{I_0 - M_0} \begin{pmatrix} I_0 & \lambda & I_k \\ -M_0 & \mu & M_k \end{pmatrix} \langle I_0 \| \hat{M}(E\lambda) \| I_k \rangle I_{\lambda\mu}^E \qquad (1)$$

- Całka orbitalna $I_{\lambda\mu}^E$ związana z całkowaniem po hiperbolicznej trajektorii Rutherforda:

funkcja zderzenia $S_{\lambda\mu}^E(t)$

$$I_{\lambda\mu}^E = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{i(E_k - E_0)t}{\hbar} \right) r^{-\lambda-1}(t) Y_{\lambda\mu}\big(\theta(t), \varphi(t)\big) dt \qquad (2)$$

- W mechanice klasycznej wprowadza się **reprezentację parametryczną hiperboli**, która jednocześnie określa pozycję pocisku i czas poprzez **bezwymiarowy parametr *w***

$$\begin{cases} r = a \cdot [\varepsilon \cosh w + 1]; \\ t = a/v \cdot [\varepsilon \sinh w + w] \end{cases}$$

$$\varepsilon = 1/\sin(\theta/2); \quad a = \frac{Z_p Z_t e^2}{m_0 v^2} = \frac{1}{2} d\left(\theta = 180^0\right) \qquad (3)$$

W zakresie $w[-\infty;+\infty]$ cząstka porusza się po hiperboli i osiąga odległość największego zbliżenia dla *w = t = 0.*

→ Alder & Winther, Chapt. II.9

Całka orbitalna

- Funkcję zderzenia $S_{\lambda\mu}{}^{E}(t)$ można przedstawić poprzez **bezwymiarową funkcję zderzenia** $\boldsymbol{Q_{\lambda\mu}(\varepsilon,w)}$:

$$Q_{\lambda\mu}(\varepsilon,w)=\mathrm{a}^{\lambda}\frac{(2\lambda-1)!!}{(\lambda-1)!}\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2\lambda+1}}\cdot S^{E}_{\lambda\mu}(w(t)) \tag{4}$$

funkcja zderzenia $S_{\lambda\mu}{}^{E}(t)$

$$I^{E}_{\lambda\mu}=\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{i(E_k-E_0)t}{\hbar}\right)r^{-\lambda-1}(t)Y_{\lambda\mu}\big(\theta(t),\varphi(t)\big)dt$$

- Wyrażając całkę orbitalną $I_{\lambda\mu}{}^{E}$ przez bezwymiarową funkcję zderzenia $Q_{\lambda\mu}(\varepsilon,w)$

  można wydzielić człon $R_{\lambda\mu}(\vartheta,\xi)$ związany z wielkością orbity:

$$\mathrm{I}^{E}_{\lambda\mu}=\frac{1}{\mathrm{a}^{\lambda}v}\frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda-1)!!}\cdot\sqrt{\frac{2\lambda+1}{\pi}}\cdot R_{\lambda\mu}(\theta,\xi) \tag{5}$$

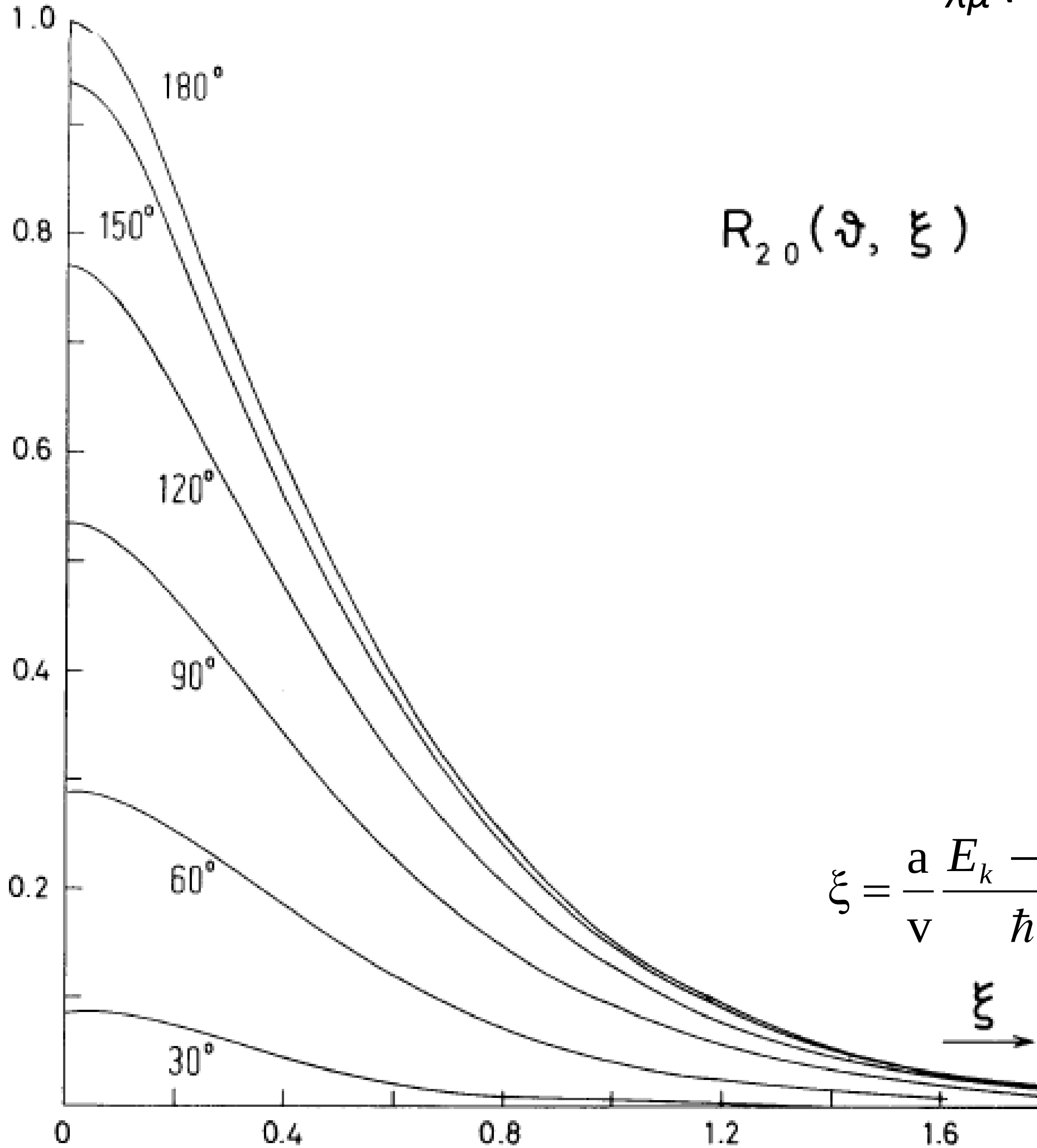
$$R_{\lambda\mu}(\vartheta,\xi)=\int_{-\infty}^{+\infty}Q_{\lambda\mu}(\varepsilon,w)\exp\{\mathrm{i}\xi[\varepsilon\sinh w+w]\}\,\mathrm{d}w \tag{6}$$

$$\varepsilon=1/\sin(\theta/2)$$

$$\xi=\frac{a}{v}\frac{E_k-E_0}{\hbar}$$

$R_{\lambda\mu}(\vartheta,\xi)$ wielkości stabelaryzowane
(K. Alder & A. Winther, Chapt. 4, Tab. 3)

Całka orbitalna $R_{\lambda\mu}(\vartheta,\xi)$



$$\xi = \frac{a}{v}\frac{E_k - E_0}{\hbar}$$

Prawdopodobieństwo wzbudzenia w I rzędzie rachunku zaburzeń

$$a_{k0} = \frac{4\pi Z_P e}{i\hbar} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda+1} (-1)^{I_0 - M_0} \begin{pmatrix} I_0 & \lambda & I_k \\ -M_0 & \mu & M_k \end{pmatrix} \langle I_0 \| \hat{M}(E\lambda) \| I_k \rangle I^E_{\lambda\mu}$$

$$\mathrm{I}^E_{\lambda\mu} = \frac{1}{\mathrm{a}^\lambda v} \frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda-1)!!} \cdot \sqrt{\frac{2\lambda+1}{\pi}} \cdot R_{\lambda\mu}(\theta,\xi)$$

$$P_k = \frac{1}{2I_0+1} \sum_{M_k M_0} | a^2_{k0} |$$

$$\boxed{P_k = \sum_\lambda |\chi^{(\lambda)}_{\mathrm{n}\to\mathrm{k}}|^2 \sum_\mu |\mathrm{R}_{\lambda\mu}(\vartheta,\xi)|^2} \qquad (7)$$

$$\mathrm{R}^2_\lambda(\theta,\xi)$$

$$\chi^\lambda_{\mathrm{n}\to\mathrm{k}} = \frac{\sqrt{16\pi}(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \left(\frac{\mathrm{Z}_{\mathrm{T/P}} \mathrm{e}}{\hbar\, \mathrm{v}} \right) \frac{\langle \mathrm{I}_0 \| \hat{\mathrm{M}}(\mathrm{E}\lambda) \| \mathrm{I}_\mathrm{k} \rangle}{\mathrm{a}^\lambda \sqrt{2\mathrm{I}_0+1}} \qquad (8)$$

prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu $k \sim M(E\lambda) \sim B(E\lambda)$

(„strength parameter")

Elektryczny przekrój czynny na wzbudzenie st*anu k*
I rząd rachunku zaburzeń

$$P^{(1)}_{n\to k}(\vartheta,\xi) = \sum_{\lambda} |\chi^{(\lambda)}_{n\to k}|^2 \, R^2_{\lambda}(\vartheta,\xi)$$

$$d\sigma_{E\lambda,k} = \underbrace{\tfrac{1}{4} a^2 \sin^{-4}(\vartheta/2)\, d\Omega}_{\text{Rutherford}} \sum_{\lambda=1,\infty} \underbrace{|\chi^{E\lambda}_{i\to k}|^2 \, R^2_{\lambda}(\vartheta,\xi)}_{P(E\lambda;\, \vartheta,\, \xi)}$$

$$= \left(\frac{Z_{P/T}e}{\hbar v}\right)^2 \sum_{\lambda=1,\infty} a^{-2(\lambda-1)} \, B(E\lambda; I_n \to I_k)\, df_{E\lambda}(\vartheta,\xi)$$

$$a = \frac{Z_p Z_t e^2}{m_0 v^2}$$

Funkcja różniczkowego przekroju czynnego (*differential cross section function*):

$$df_{E\lambda}(\vartheta,\xi) = 4\pi \left| \frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \right|^2 R^2_{\lambda}(\vartheta,\, \xi) \sin^{-4}(\tfrac{1}{2}\vartheta)\, d\Omega$$

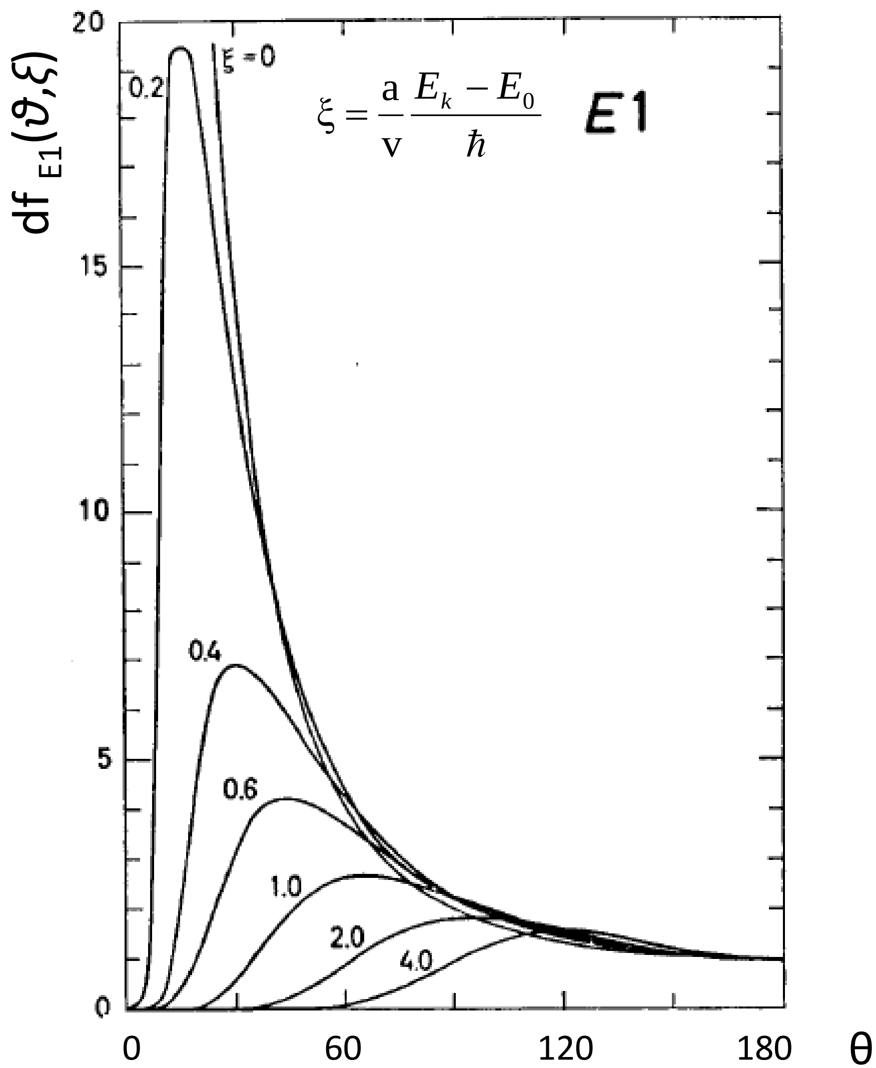
Magnetyczny przekrój czynny

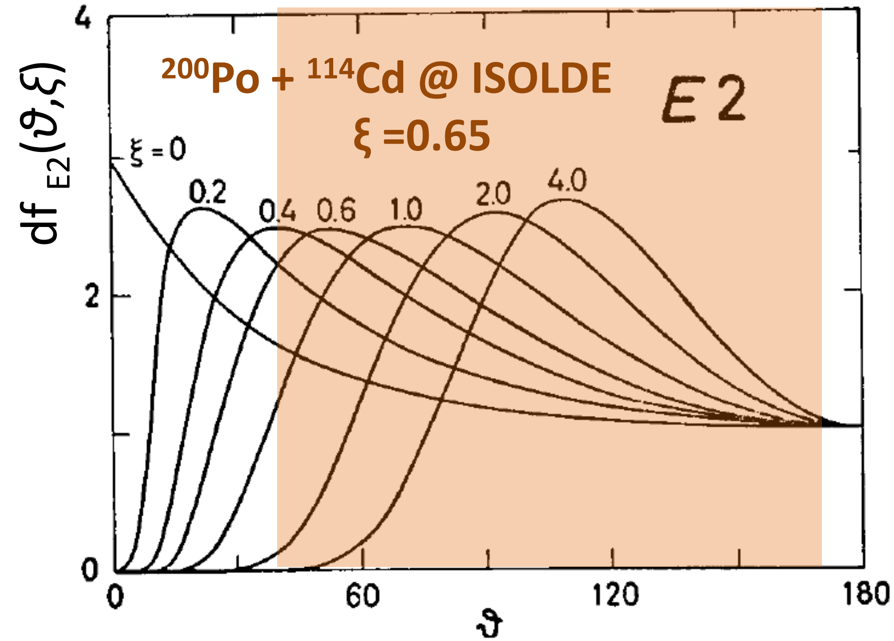
$$d\sigma_{M\lambda} = \tfrac{1}{4}\,\mathrm{a}^2 \sin^{-4}(\vartheta/2)\,\mathrm{d}\Omega \sum_{\lambda=1,\infty} |\,\chi_{i\to f}^{M\lambda}\,|^2\; R_\lambda^2(\vartheta,\xi)$$

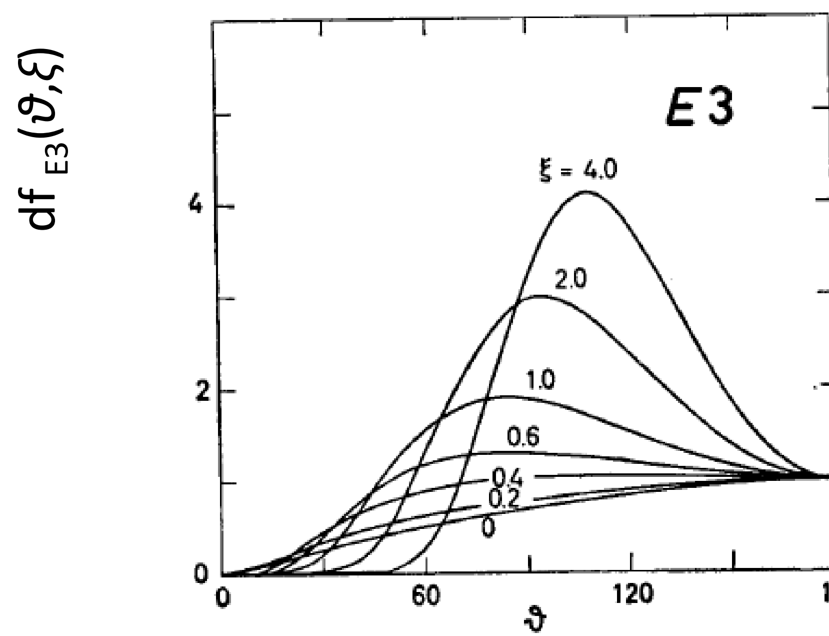
$$= \left(\frac{\mathrm{Z_{P/T}}\,e}{\hbar \mathrm{c}}\right)^2 \sum_{\lambda=1,\infty} \mathrm{a}^{-2(\lambda-1)}\;\mathrm{B}(M\lambda; I_n \to I_k)\,df_{M\lambda}(\vartheta,\xi)$$

- Wbudzenie danego stanu poprzez przejście magnetyczne znacznie słabsze (czynnik *v/c*) w porównaniu ze wzbudzeniem elektrycznym
- dodatkowo: zredukowane prawdopodobieństwa przejść B(*Mλ*) < B(*Eλ*)

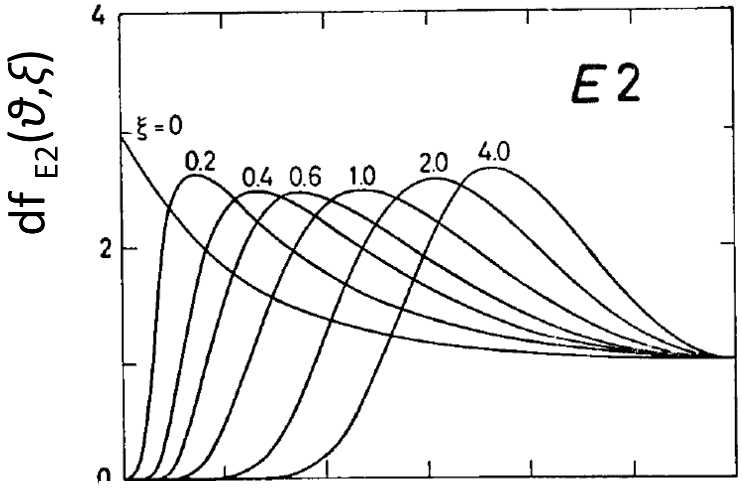
Funkcja różniczkowego przekroju czynnego df $_{E\lambda}(\vartheta,\xi)$

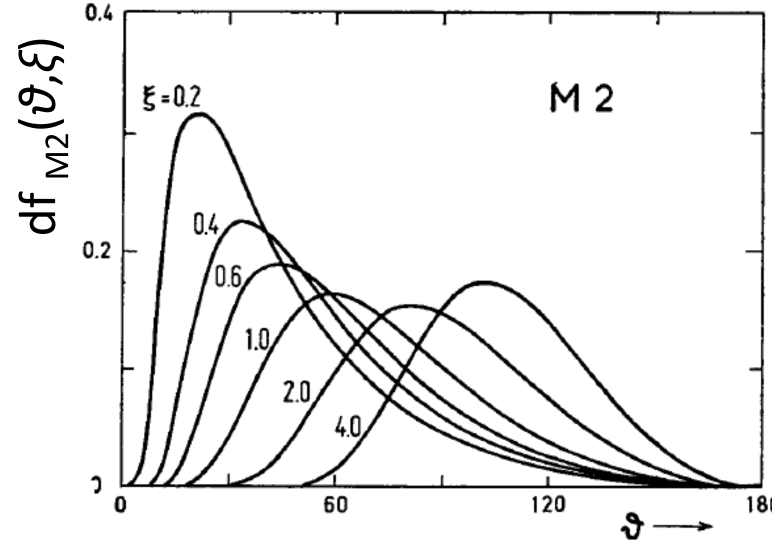






$$\mathrm{d}f_{\mathrm{E}\lambda}\,(\vartheta,\xi) = 4\pi\left|\frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!}\right|^2 R_\lambda^2(\vartheta,\,\xi)\,\sin^{-4}(\tfrac{1}{2}\vartheta)\,\mathrm{d}\Omega$$





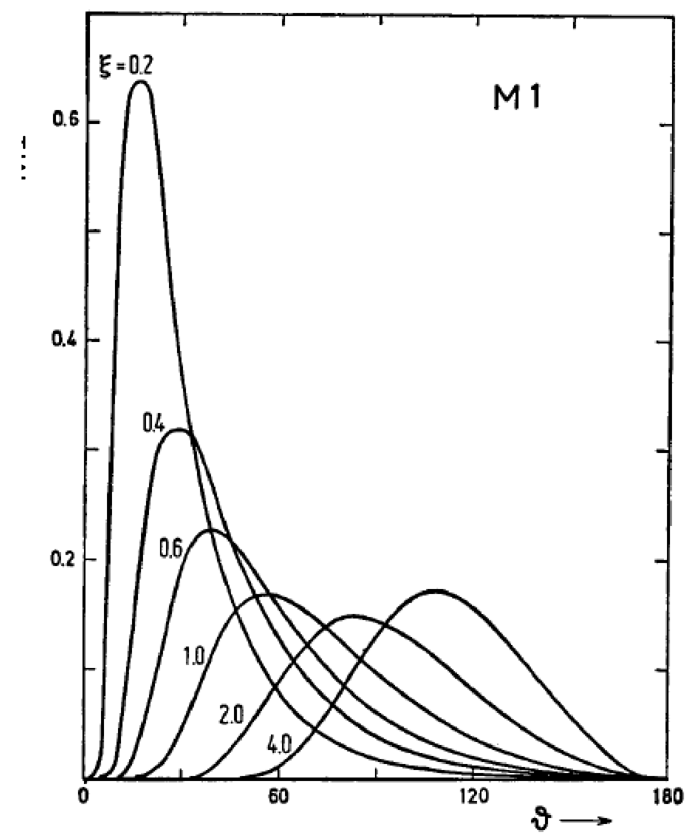
- **$d\sigma_{M\lambda} < d\sigma_{E\lambda}$**

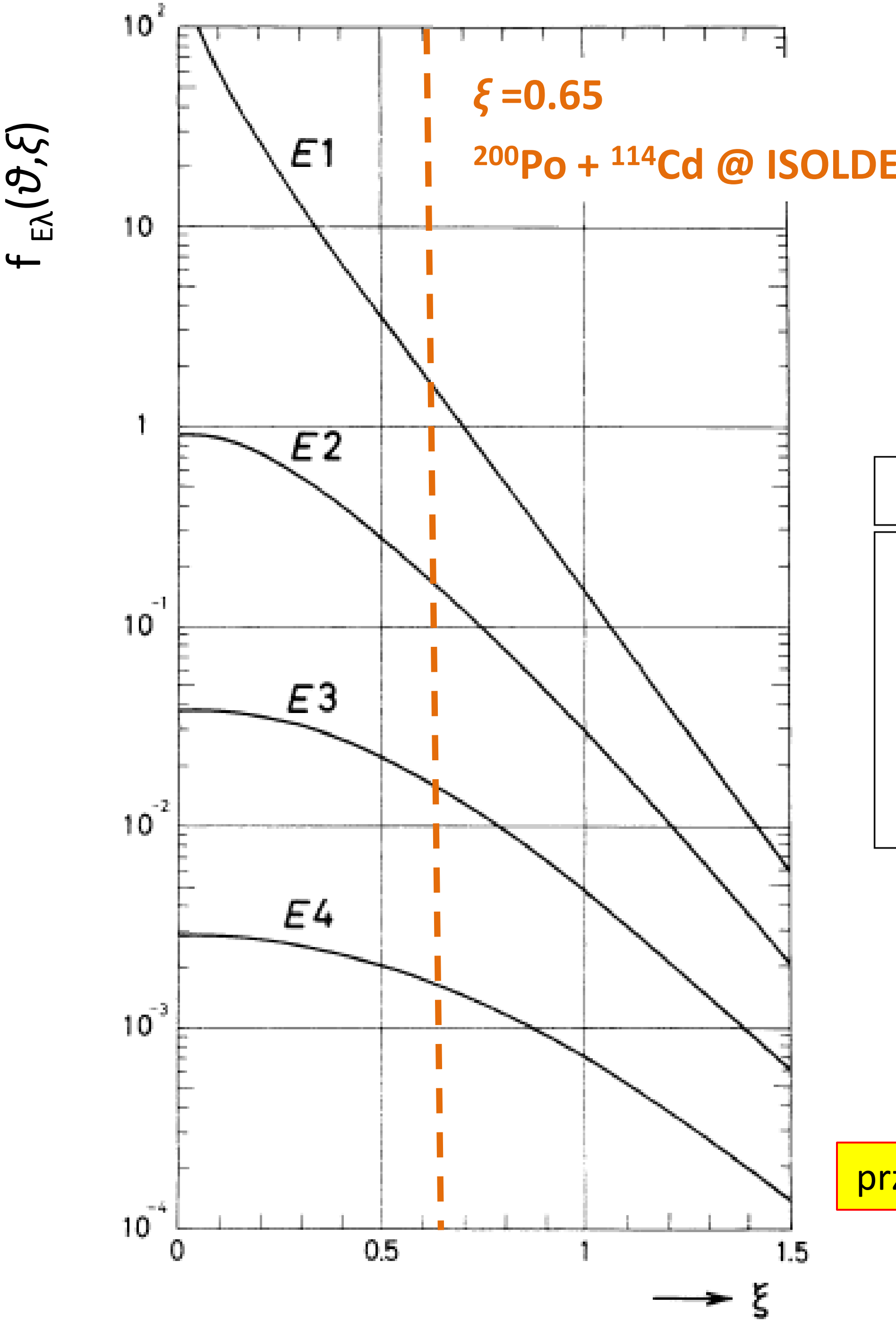
(ze względu na dodatkowy człon $(v/c)^2$ w $d\sigma_{M\lambda}$)

➔ znacząca redukcja $d\sigma_{M\lambda}$ w porównaniu z $d\sigma_{E\lambda}$ (dodatkowo B(M1) < B(E2)). Przykłady:

- ^{200}Po+ ^{114}Cd @ ISOLDE : $d\sigma_{E2} \sim$ **10^3** $\cdot\, d\sigma_{M1}$
  (PhD thesis of N. Kesteloot, KU Leuven)

- ^{66}Zn+ ^{208}Pb @ LNL : $d\sigma_{E2}$ (1 W. u.) ~**300** $\cdot\, d\sigma_{M1}$ (1 W.u.)
  (PhD thesis of M. Rocchini,
  Universita degli Studi di Firenze)





^{128}Xe+^{208}Pb (E=550 MeV)

$\Delta E_{1-2} = 0.5$ MeV

$T\lambda$	$W_\lambda = \frac{B(\lambda)}{B_W(\lambda)}$	$R_\lambda^2 \cdot \lvert\chi^\lambda(1\text{W.u.})\rvert$ *W_λ
$E1$	$2{*}10^{-5}$	0.00002
$M1$	10^{-2}	0.00001
$E2$	50	1.2
$E3$	30	0.02
$E4$	3	0.00007

J.Srebrny, et al., Nuclear Physics A, 557:663, 1993.

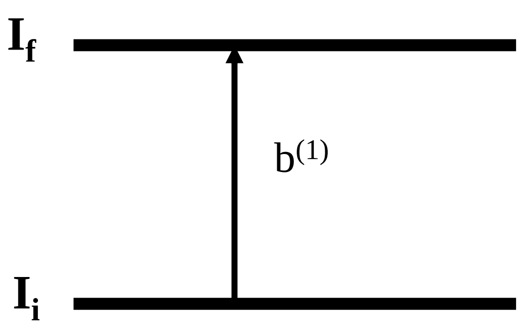
wzbudzenia na drodze **E2 i E3**
rozpad poprzez **E1, E2, M1**

przekrój czynny silnie zależy od **ΔE, λ, v, B(λ)**

Rachunek zaburzeń drugiego rzędu

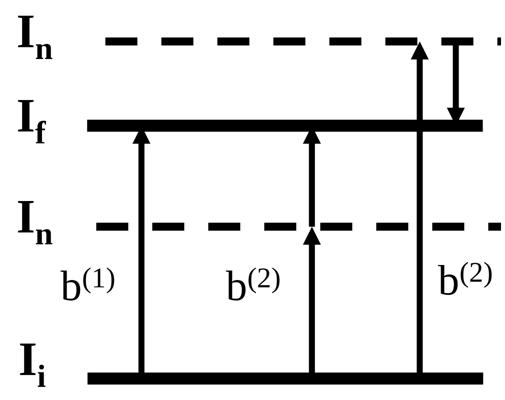
Istotny gdy wzbudzanych jest kilka stanów jądrowych i gdy stany populowane są na drodze wzbudzenia wielostopniowego.

$$P_{i\to f}^{(2)} = (2I_i + 1)^{-1} \sum_{m_i m_f} | b_{if}^{(2)} |^2; \quad b_{if}^{(2)} = b_{if}^{(1)} + \sum_{n} b_{inf}$$



1st order:

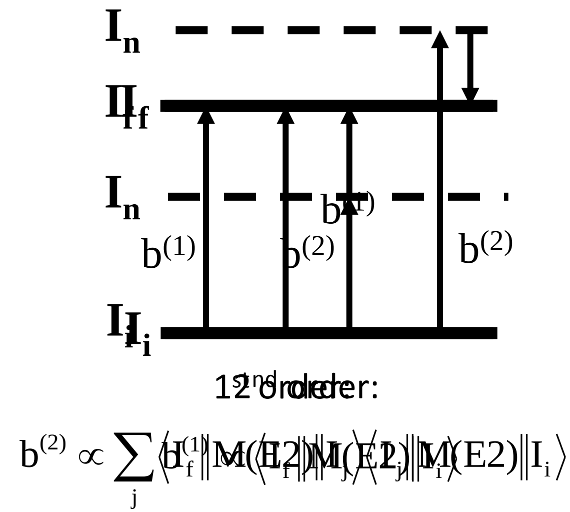
$$b^{(1)} \propto \langle I_f \| M(E2) \| I_i \rangle$$



2nd order:

$$b^{(2)} \propto \sum_{j} \langle I_f \| M(E2) \| I_j \rangle \langle I_j \| M(E2) \| I_i \rangle$$

Rachunek zaburzeń drugiego rzędu



$$P^{(2)}_{i\to f} = P^{(11)} + P^{(12)} + P^{(22)}$$

$$P^{(11)}_{i\to f} = \sum_{\lambda} |\chi^{(\lambda)}_{i\to f}|^2 \sum_{\mu} R^2_{\lambda\mu}(\vartheta, \xi_{i\to f})$$

$$P^{(12)}_{i\to f} \sim \sum_{\lambda} \chi^{(\lambda)}_{i\to f}\ \chi^{(\lambda)}_{i\to n}\ \chi^{(\lambda)}_{n\to f}\ \cdot$$

$$\sum_{\mu} R^{*}_{\lambda\mu}(\vartheta, \xi_{i\to f})\, G_{\lambda\mu}(\vartheta, \xi_{i\to n}, \xi_{n\to f})$$

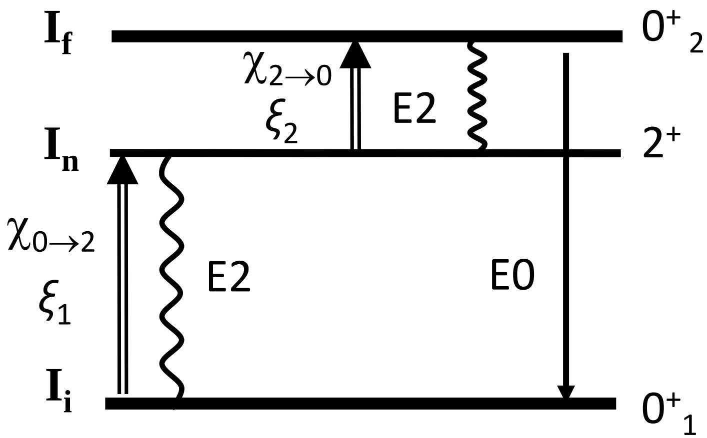
$$P^{(22)}_{i\to f} \sim \sum_{\lambda} |\chi^{(\lambda)}_{i\to n}|^2\, |\chi^{(\lambda)}_{n\to f}|^2\ \cdot$$

$$\sum_{\mu} R^2_{\lambda\mu}(\vartheta, \xi_{i\to f})\, G^2_{\lambda\mu}(\vartheta, \xi_{i\to n}, \xi_{n\to f})$$

$P^{(22)}$ istotne gdy prawdopodobieństwo bezpośredniego, jednostopniowego wzbudzenia $\chi_{i\to f}$ jest małe lub wzbronione: $\chi_{i\to f} << \chi_{i\to n}\, \chi_{n\to f}$

Adopted after: W. Korten Euroschool Leuven, September 2009, https://www.euroschoolonexoticbeams.be/site/files/2009_Korten_Lecture_Part_2.ppt

Przykład 1: wzbudzenie dwustopniowe stanu 0^+_2

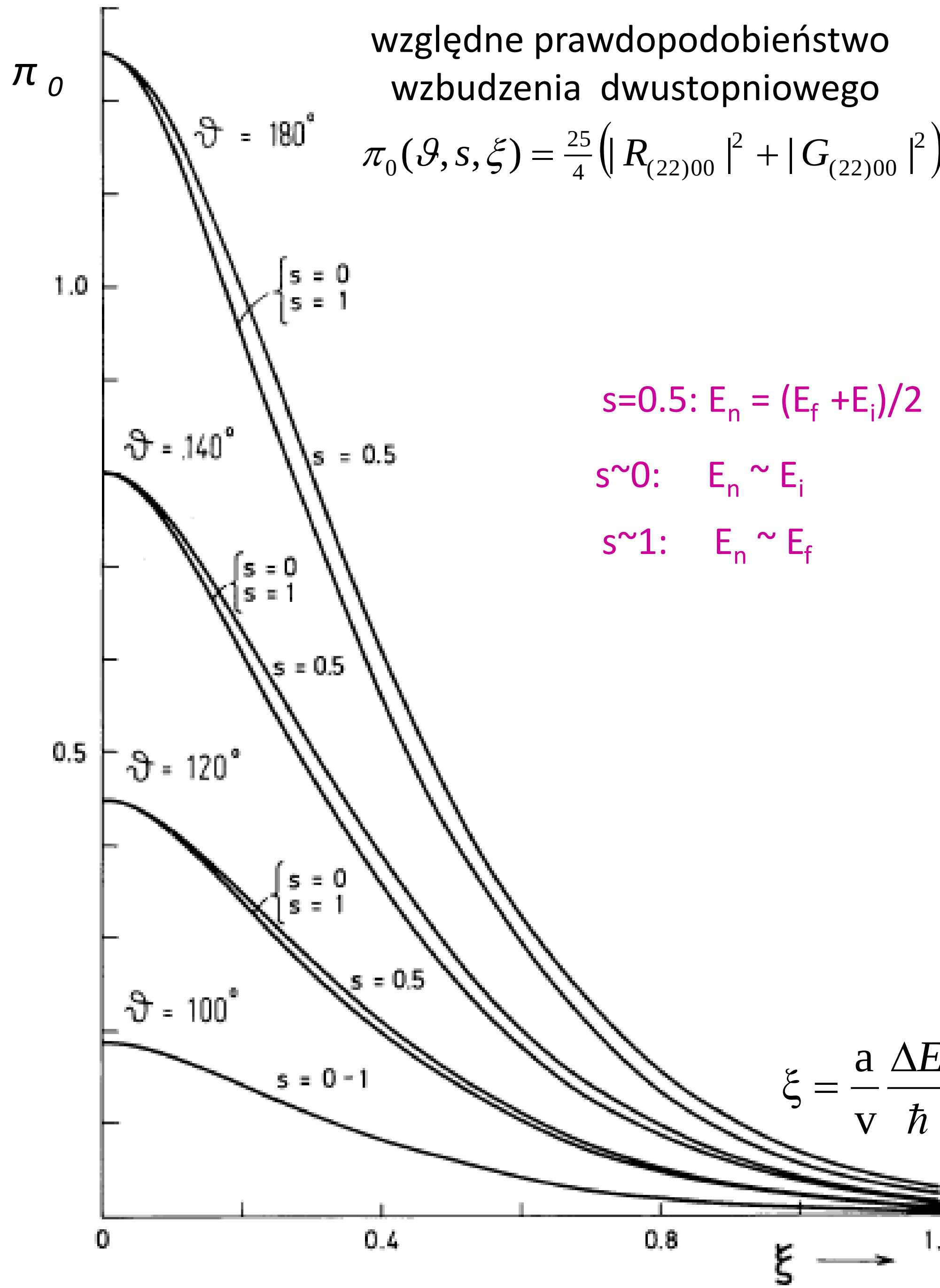


$$P^{(2)}_{J=0} = |\chi_{0_1\to2}|^2\,|\chi_{2\to0_2}|^2\;\pi_0(\vartheta,s,\xi)$$

$$\xi = \xi_1 + \xi_2,\ \mathrm{s} = \xi_1/\xi = \frac{E_n - E_i}{E_f - E_i}$$

względne prawdopodobieństwo wzbudzenia dwustopniowego

$$\pi_0(\vartheta,s,\xi) = \tfrac{25}{4}\left(|R_{(22)00}|^2 + |G_{(22)00}|^2\right)$$



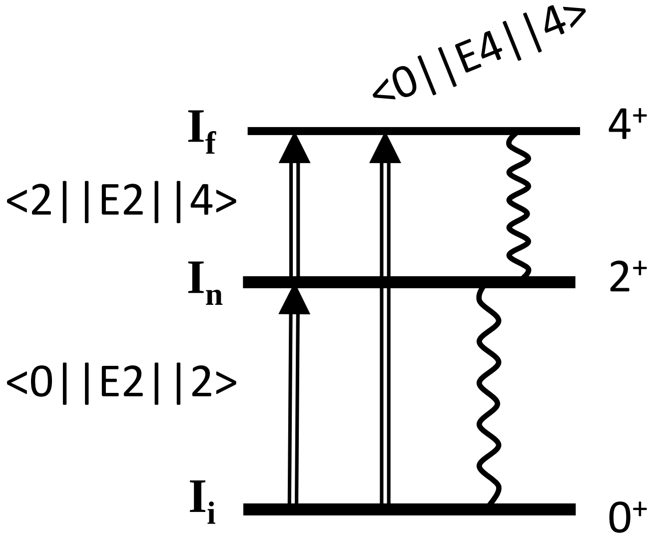
s=0.5: $E_n = (E_f + E_i)/2$

s~0: $E_n \sim E_i$

s~1: $E_n \sim E_f$

$$\xi = \frac{a}{v}\frac{\Delta E}{\hbar}$$

Przykład 2: wzbudzenie stanu 4^+



2-stopniowe wzbudzenie E2 x E2

człon interferencyjny E4 & E2xE2

$$P^{(2)}_{J=4} = |\chi^{(\lambda=2)}_{0\to 2}|^2\, |\chi^{(\lambda=2)}_{2\to 4}|^2\ \pi_4(\vartheta,s,\xi)\ \left[1 + \mathrm{d}(\vartheta,s,\xi)x + o(x^2)\right]$$

$$\approx \left\langle 0^+_1 \| M(E2) \| 2^+_1 \right\rangle^2 \left\langle 2^+_1 \| M(E2) \| 4^+_1 \right\rangle^2 \pi_4(\vartheta,s,\xi)\ \left[1 + \mathrm{d}(\vartheta,s,\xi)x + o(x^2)\right]$$

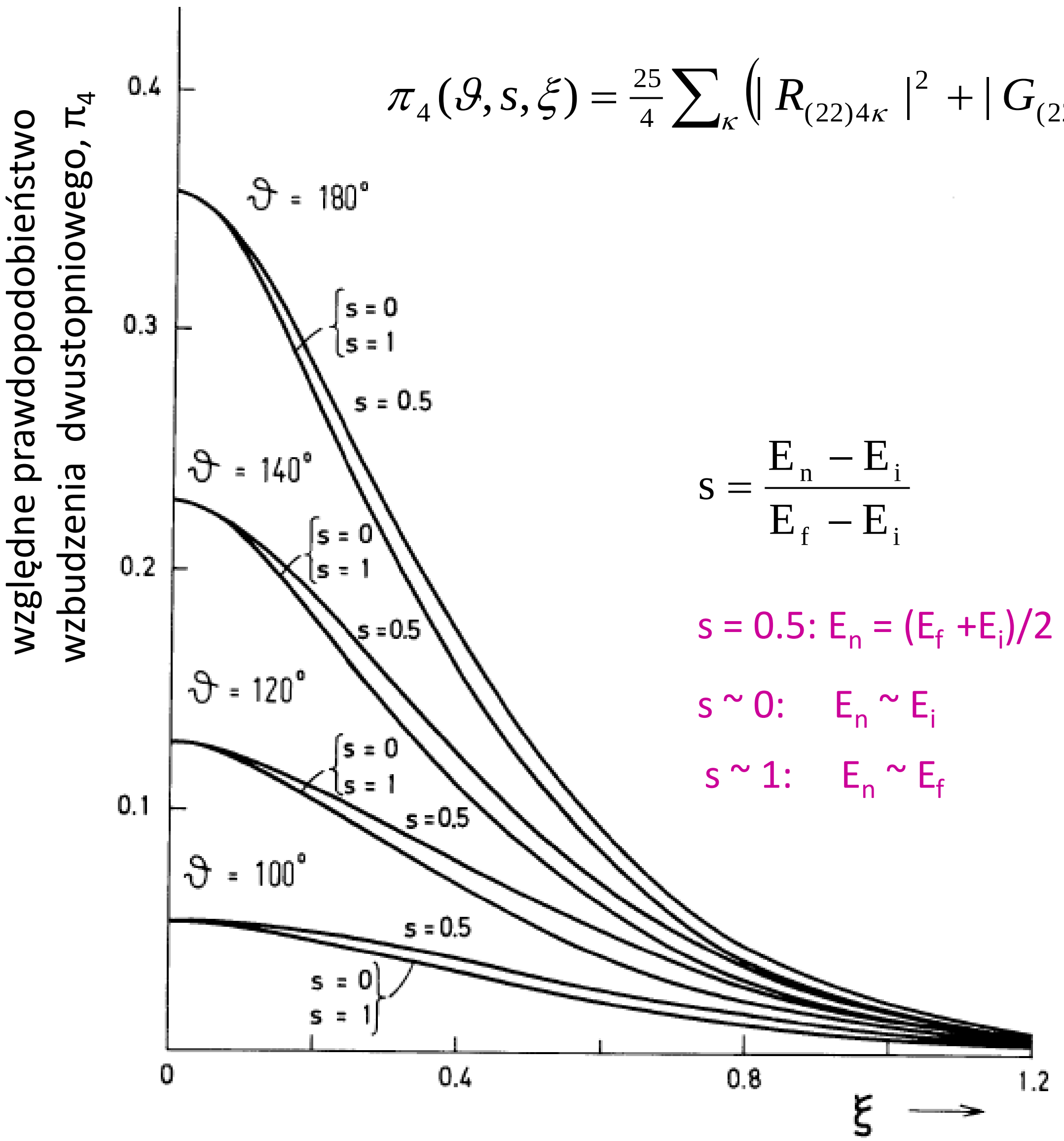
$$\mathrm{x} := \frac{|\chi^{(4)}_{0\to 4}|}{|\chi^{(2)}_{0\to 2}\cdot\chi^{(2)}_{2\to 4}|} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,\frac{5}{7}\,\frac{\hbar v}{Z_1 e}\,\frac{\langle 0 \| M(E4) \| 4\rangle}{\langle 0 \| M(E2) \| 2\rangle\langle 2 \| M(E2) \| 4\rangle}$$

$$P^{(2)}_{J=4} = |\chi^{(2)}_{0\to 2}|^2\, |\chi^{(2)}_{2\to 4}|^2\ \pi_4(\vartheta,s,\xi) \qquad \text{for } \mathrm{x} << 1$$

Dwustopniowe wzbudzenie *E*2 stanu 4⁺

$$P^{(2)}_{J=4} = |\chi^{(2)}_{0\to2}|^2 \, |\chi^{(2)}_{2\to4}|^2 \, \pi_4(\vartheta, s, \xi)$$

$$\pi_4(\vartheta, s, \xi) = \tfrac{25}{4} \sum_\kappa \left(|R_{(22)4\kappa}|^2 + |G_{(22)4\kappa}|^2 \right)$$

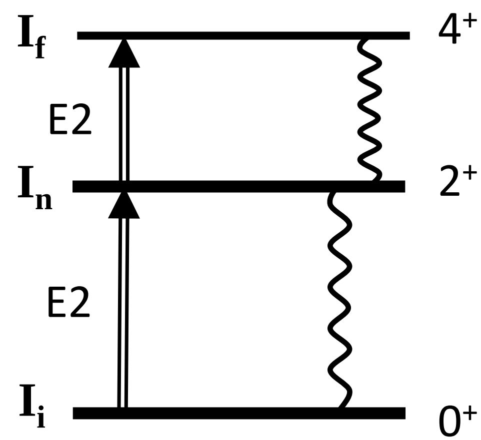


$$s = \frac{E_n - E_i}{E_f - E_i}$$

s = 0.5: $E_n = (E_f + E_i)/2$

s ~ 0: $E_n \sim E_i$

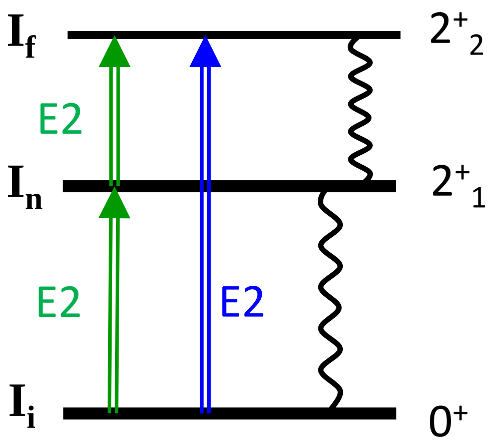
s ~ 1: $E_n \sim E_f$



$$\xi = \frac{a}{v} \frac{\Delta E}{\hbar}$$

Wzbudzenie 1-stopniowe vs 2-stopniowe: stan 2^+_2

Często bezpośrednie wzbudzenie jednostopniowe konkuruje ze wzbudzeniem przez stan pośredni.



wzbudzenie 1-stopniowe: *E*2 $0^+_1 \to 2^+_2$

vs 2-stopniowe *E*2: $0^+_1 \to 2^+_1 \to 2^+_2$

Prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu 2^+_2 zależy również od względnych znaków elementów macierzowych E2

człon interferencyjny

1-stopniowe

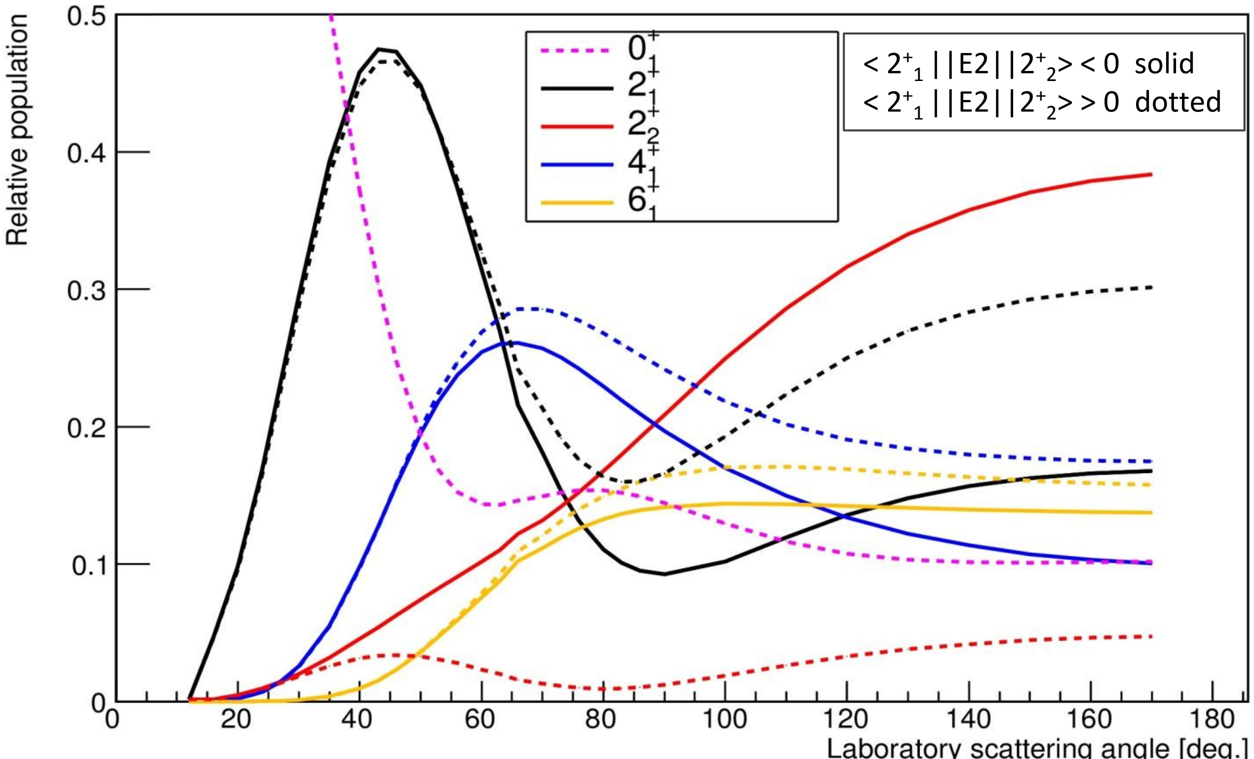
$$P_{2_2^+} = |\chi_{0_1^+\to 2_2^+}|^2 R_2^2(\vartheta,\xi)[1 + y\cdot c(\vartheta,s,\xi)]$$

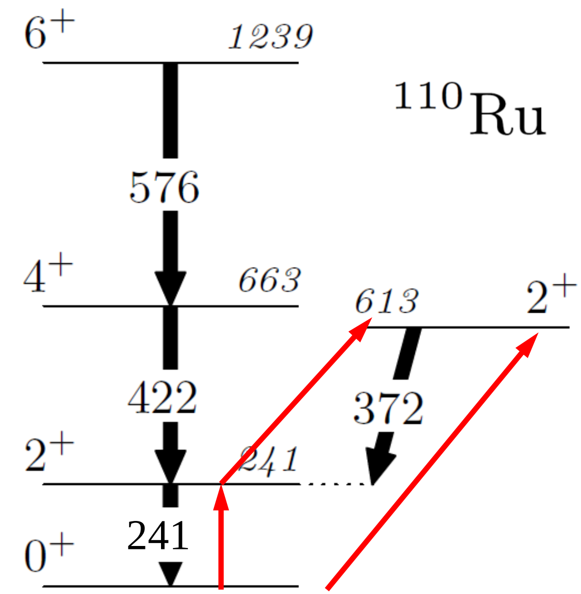
$$y = \frac{\chi_{0_1^+\to 2_1^+}\chi_{2_1^+\to 2_2^+}}{\chi_{0_1^+\to 2_2^+}} = \chi_{0_1^+\to 2_1^+}\frac{1}{\sqrt{5}}\frac{\langle 2_1^+||E2||2_2^+\rangle}{\langle 0_1^+||E2||2_2^+\rangle}$$

Wpływ znaku członu interferencyjnego

Względna populacja stanów wzbudzonych jądrze ^{110}Ru

w eksperymencie ^{110}Ru + ^{208}Pb @ 430MeV





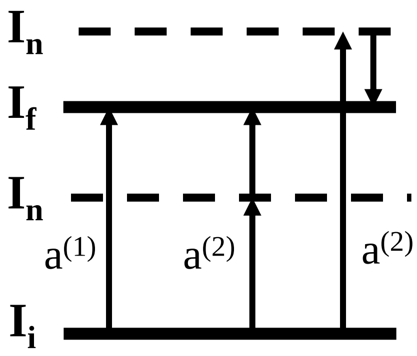
Obliczenia: M. Zielińska

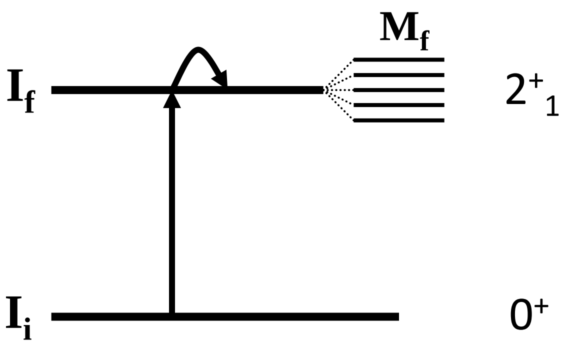
Dla dużych kątów rozproszenia populacja stanu 2^+_2 silnie zależy od znaku członu interferencyjnego $< 0^+_1 || E2 || 2^+_1 > < 2^+_1 || E2 || 2^+_2 > < 2^+_2 || E2 || 0^+_1 >$

M. Zielińska, L. P. Gaffney, K. Wrzosek-Lipska et al.,Eur.Phys.J. A 52, 99 (2016)

Efekt reorientacji

Szczególnym przypadkiem wzbudzenia dwustopniowego jest przypadek gdy stan pośredni I_n jest **podstanem magnetycznym M_f**.





W przypadku gdy $I_i = 0^+$ oraz $I_f = 2^+$:

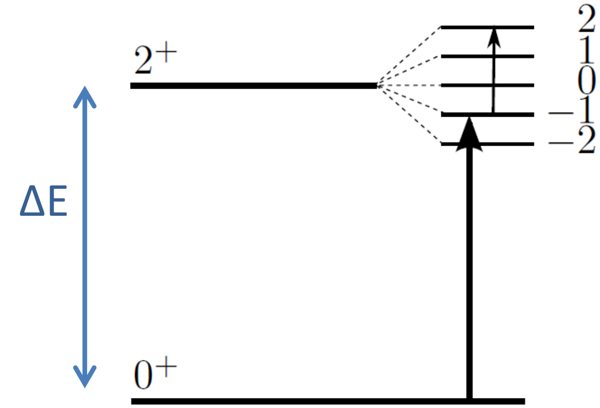
1-stopniowe wzbudzenie

E2 $0^+_1 \rightarrow 2^+_1$

$$P^{(2)}_{0\to 2}(\vartheta,\xi) = |\chi^{(2)}_{0\to 2}|^2 \, R^2_\lambda(\vartheta,\xi)\left[1+\chi^{(2)}_{2\to 2}c(\vartheta, s=1,\xi)\right]$$

$$\chi^{(2)}_{2\to 2} = \frac{4}{15}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\,\frac{Z_{P/T}e}{\hbar v}\,\frac{1}{a^2}\left\langle 2\|M(E2)\|2\right\rangle$$

Efekt reorientacji



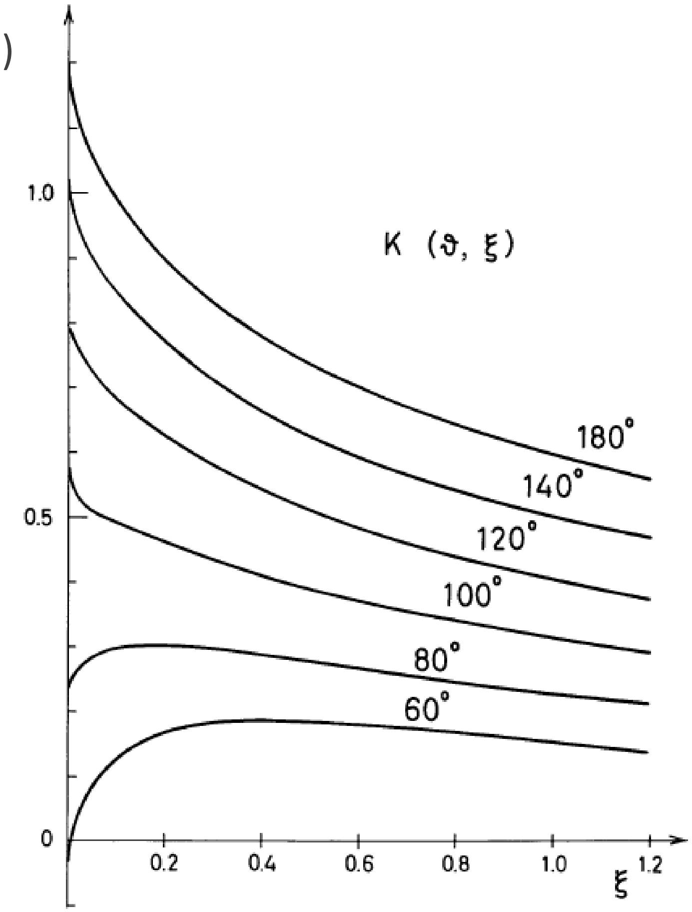
Korzystając z pewnych szczególnych własności funkcji *c(ϑ,s=1,ξ)*

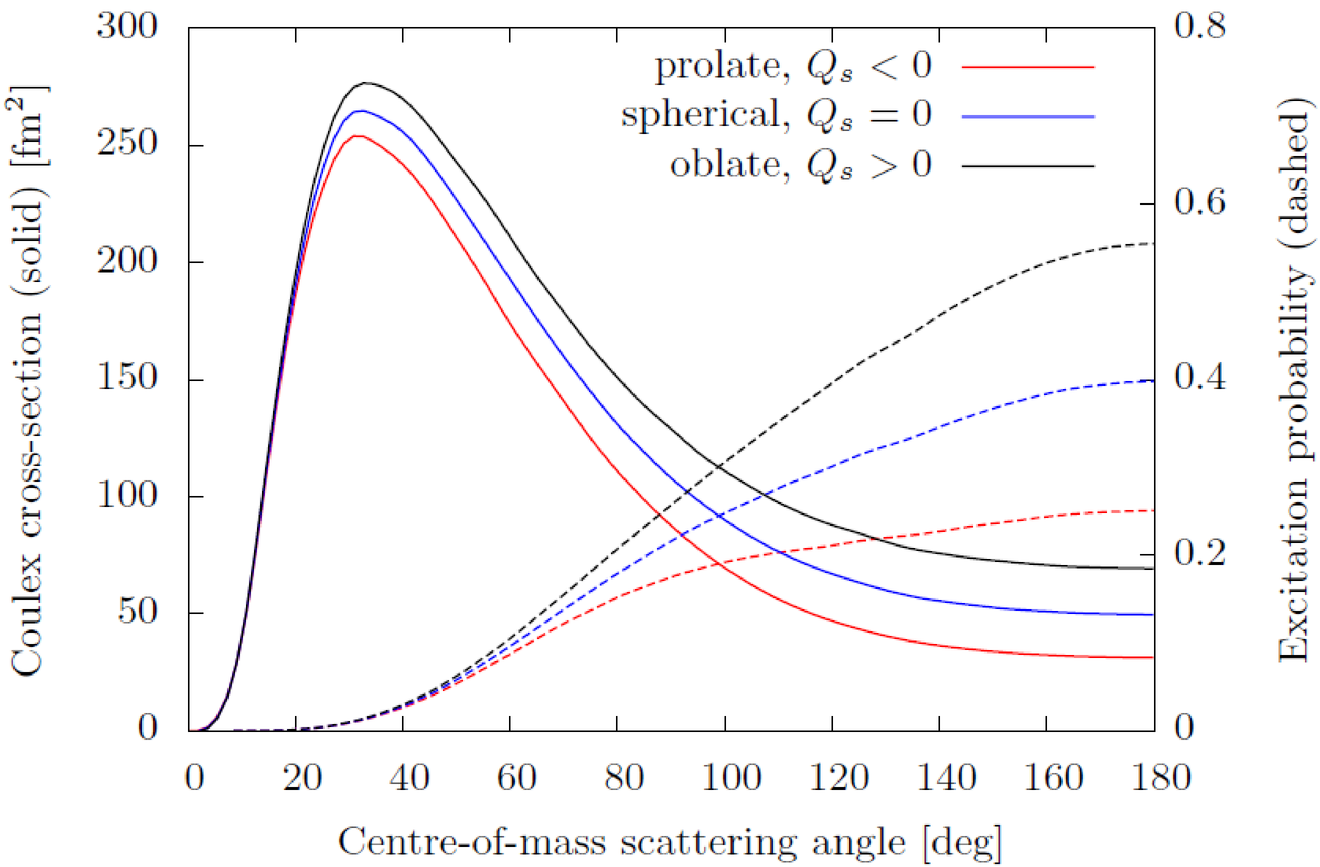
(→ K. Alder & A. Winther „Electromagnetic excitation; Theory of Coulomb excitation with heavy ions" 1975, Chapter 5.6)

prawdopodobieństwo P(2^+_1) można zapisać:

$$P_{2_1^+} = P_2^{(1)}\left[1 + q \cdot K(\vartheta, \xi)\right]$$

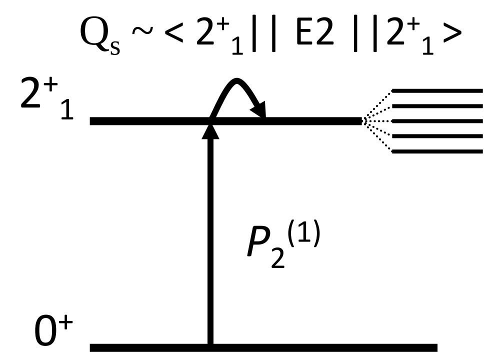
$$q = \frac{A_p \Delta E \langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle}{Z_p(1 + A_p/A_t)}$$





^{184}Hg + ^{120}Sn @ 2.8 MeV/u

Q_s = +/-1.15 or 0 [eb]



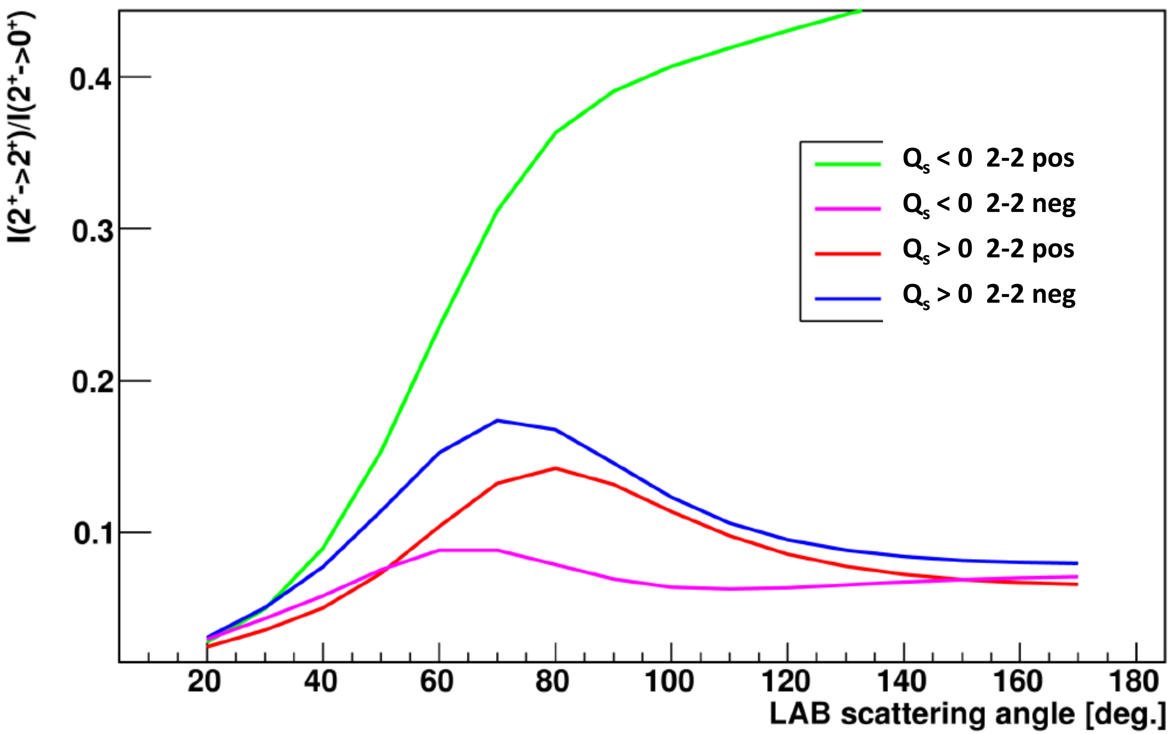
$$P_{2^+} = P_2^{(1)}\left(0^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_1\right)\cdot\left[1 + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{2\pi}{7}}\frac{A_P \Delta E}{Z_T\left(1 + A_P / A_T\right)} Q_s\left(2^+_1\right) K(\theta_{CM}, \xi)\right]$$

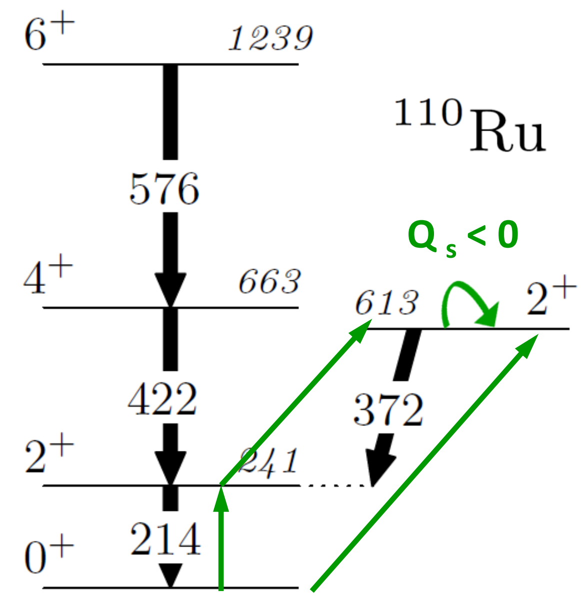
$$eQ_s = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}\sqrt{\frac{1}{2I+1}}(I, I, 2, 0 \mid I, I)\langle I \parallel \hat{M}(E2) \parallel I \rangle \rightarrow eQ_s\left(2^+_1\right) \cong 0.758\langle 2^+_1 \parallel \hat{M}(E2) \parallel 2^+_1 \rangle$$

M. Zielińska, L. P. Gaffney, K. Wrzosek-Lipska et al.,Eur.Phys.J. A 52, 99 (2016)

Względne znaki elementów macierzowych

- Przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie jest czuły na względne znaki elementów macierzowych → wynik interferencji między 1- i 2- (wielo-) stopniowym wzbudzeniem.
- Znak członu interferencyjnego (znak iloczynu elementów macierzowych) jest obserwablą.
- Szczególny przypadek wzbudzenia 2-stopniowego – efekt reorientacji gdzie stanem pośrednim jest podstan magnetyczny *m* → znak elementu diagonalnego (~ Q_s) jest obserwablą.



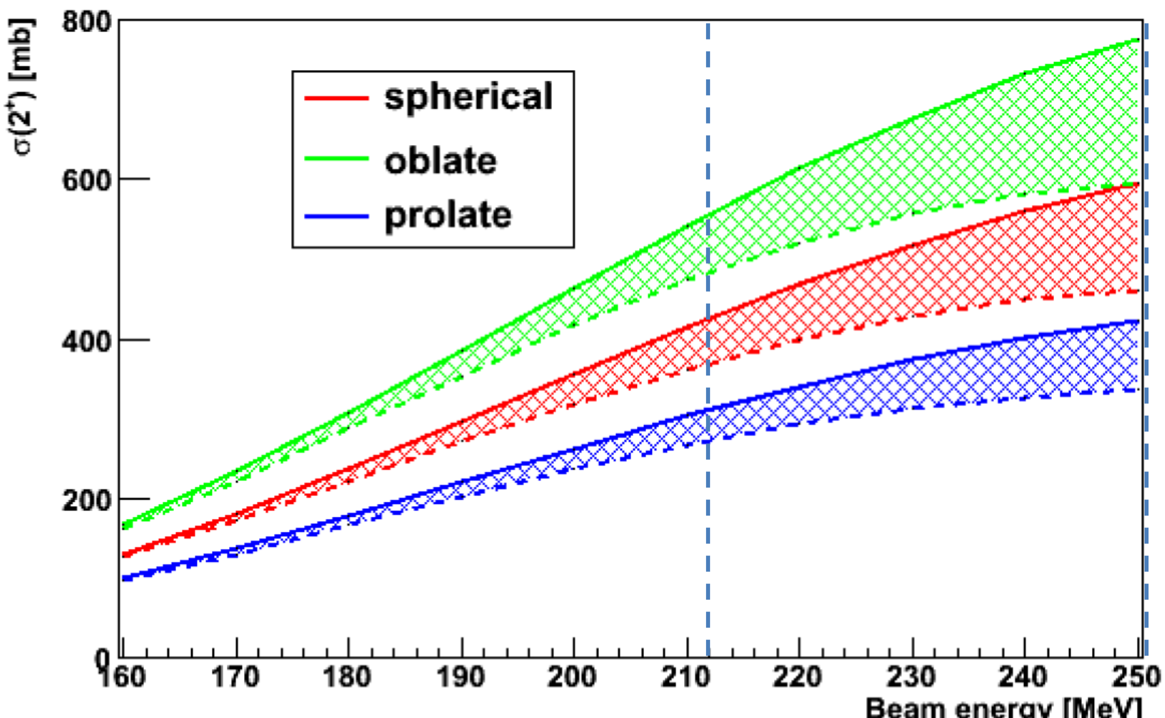


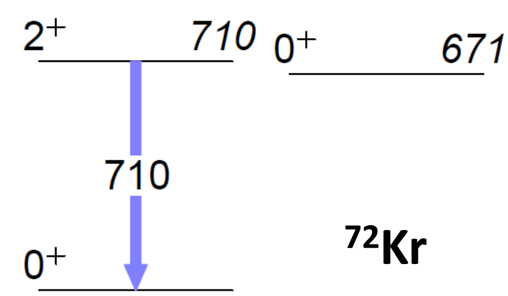
Obliczenia: M. Zielińska

Wzbudzenie 2-stopniowe stanu 0^+_2 vs efekt reorientacji

- Całkowity przekrój czynny σ (2^+_1) zależy od < 2^+_1 ||E2|| 0^+_1> oraz < 2^+_1 ||E2|| 2^+_1>.
- Wpływ nieznanego elementu < 2^+_1 ||E2|| 0^+_2> na $\sigma(2^+_1)$ jest mniejszy przy energii 205 MeV niż przy maksymalnej energii bezpiecznej 243 MeV.
- Całkowity przekrój czynny $\sigma(2^+_1)$ rośnie wraz z rosnącą energią wiązki, ale czułość na Q_s maleje, z uwagi na blisko leżący stan 0^+_2.
- Aby zyskać czułość na wyznaczenie Q_s dla ^{72}Kr należałoby zmniejszyć energię wiązki.

^{72}Kr +^{110}Pd (ISOLDE) @ 205 MeV





—— < 2^+_1 ||E2|| 0^+_2> = 0 eb

----- < 2^+_1 ||E2|| 0^+_2> = 0.7 eb

Obliczenia: M. Zielińska

Wzbudzenie *E*1 poprzez gigantyczny rezonans (GDR)

- W eksperymentach wzbudzeń kulombowskich wysoko leżące stany GDR nie są obserwowane.
- Możliwe jest wzbudzenie wirtualne stanu I_f poprzez stany GDR.
- GOSIA: korekta na tego typu efekty (*E1 polarizability*) – kwadrupolowa część oddziaływania V(E2) pomnożona przez czynnik:

$$1 - d \cdot \frac{E_p A_t}{Z_t^2 (1 + A_p / A_t)} \frac{a}{r}$$

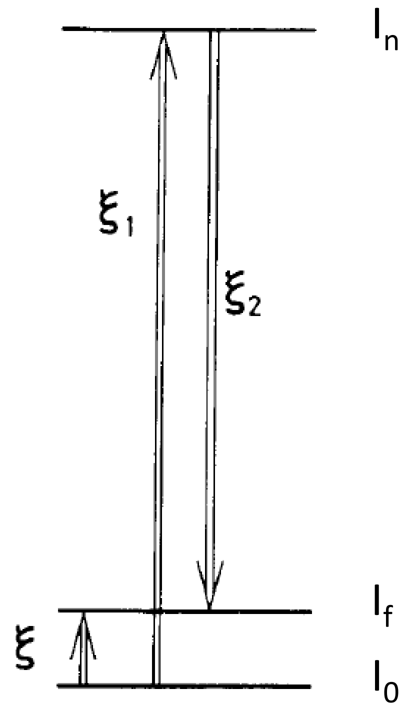
gdzie d = 0.005 – *E1 polarisation strength*

(empiryczna wartość wyznaczona z pomiarów przekroju czynnego na absorpcję fotojądrową w eksperymentach γγ')

Alder and Winther (appendix J)

- Może wpływać na populację wysoko leżących stanów jądrowych wzbudzanych kulombowsko;

np.: ^{104}Ru – zmiana populacji stanu 10^{+} na poziomie 10% jeśli wpływ od wzbudzeń wirtualnych poprzez stany GDR jest zwiększony dwukrotnie.



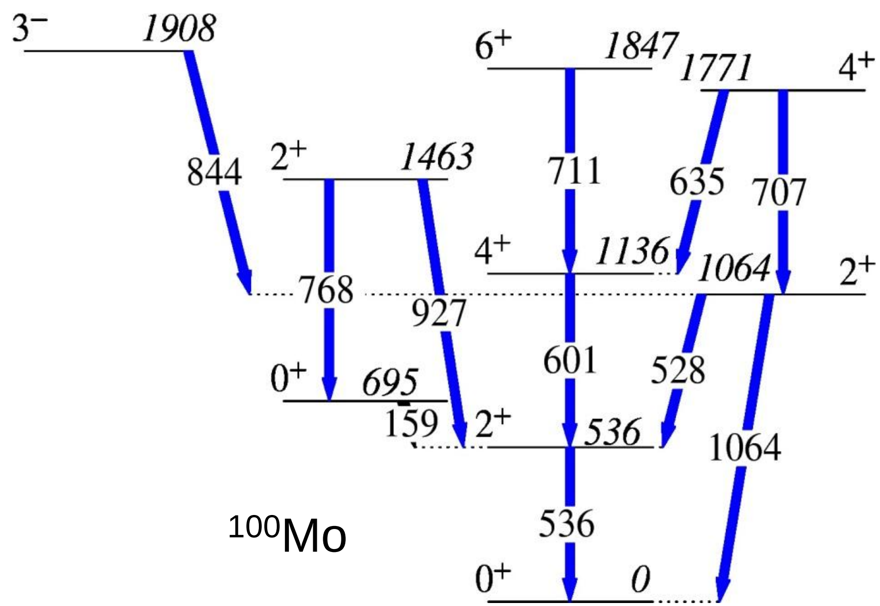
N. Orce *„Nuclear polarization effects in Coulomb excitation studies"*
https://arxiv.org/pdf/1510.04087.pdf

Prezentacja N. Orce , Gosia workshop 9-11.04

Realia eksperymentalne

- Proste przypadki – populacja stanów na drodze wyłącznie 1- lub 2-stopniowej są rzadkie.

  (gł. wiązki egzotyczne → Coulex@ISOLDE ~2.8 MeV/A)
- Najczęściej mamy do czynienia ze **wzbudzeniem wielostopniowym**.
- Stany wzbudzone populowane są poprzez **różne stany pośrednie**.
- W analizie uwzględnia się **różne możliwe drogi wzbudzenia** danego stanu jądrowego.
- Prawdopodobieństwo wzbudzenia danego stanu zależy od wielu elementów macierzowych.
- Układ sprzężonych równań różniczkowych na amplitudy wzbudzeń rozwiązywany numerycznie → **GOSIA**.



Różne drogi wzbudzenia stanu 2^+_3 poprzez przejścia E2:

$0^+_1 \rightarrow 2^+_3$

$0^+_1 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 2^+_3$

$0^+_1 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 0^+_2 \rightarrow 2^+_3$

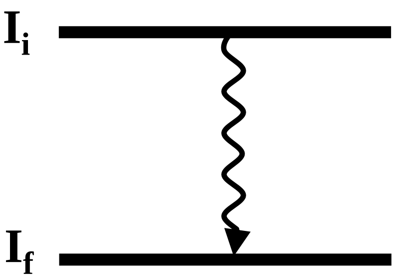
$0^+_1 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 2^+_2 \rightarrow 2^+_3$

$0^+_1 \rightarrow 2^+_2 \rightarrow 2^+_3$

$0^+_1 \rightarrow 2^+_1 \rightarrow 4^+_1 \rightarrow 2^+_3$

….

Rozpad stanów wzbudzonych



- W zredukowanym elemencie macierzowym < I_f ||$M(T\lambda)$|| I_i> zawarta jest informacja o wpływie struktury jądra na prawdopodobieństwo przejść γ.

- Prawdopodobieństwo rozpadu stanu wzbudzonego drogą emisji kwantu γ zależy zarówno od multipolowości $T\lambda$ oraz energii przejścia E_γ

$$P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda\left((2\lambda+1)!!\right)^2}\frac{1}{\hbar}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)$$

- Z kolei zredukowane prawdopodobieństwo przejscia $B(T\lambda; I_f \rightarrow I_i)$ wyraża się bezpośrednio przez zredukowany element macierzowy:

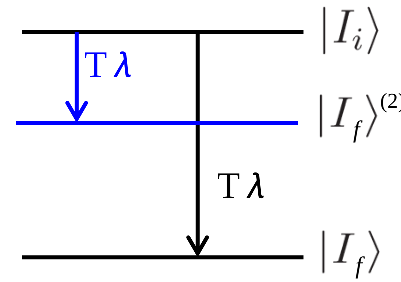
$$B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i+1}|\langle I_f\|\hat{M}(T\lambda)\|I_i\rangle|^2$$

$$B(\lambda, I_f \rightarrow I_i) = \frac{2I_i+1}{2I_f+1}B(\lambda, I_i \rightarrow I_f)$$

Proces wzbudzenia jak i deekscytacji stanów jądrowych opisuje **ten sam** zestaw elementów macierzowych.

Dane spektroskopowe:

- czas życia: $\tau_I = \dfrac{1}{\sum_{\lambda,f} |i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \to I_f)}|^2}$



przejścia elektryczne: $n(\lambda)=\lambda$

przejścia magnetyczne: $n(\lambda)=\lambda+1$

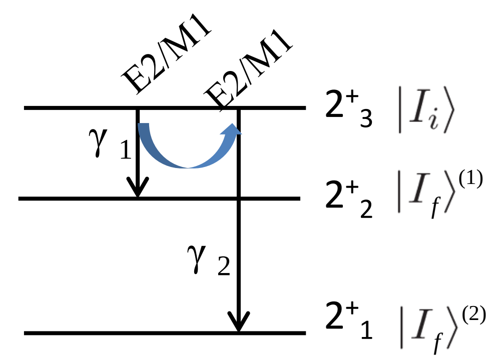
$$P(T\lambda; I_i \to I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda\left((2\lambda+1)!!\right)^2}\frac{1}{\hbar}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(T\lambda; I_i \to I_f)$$

$$B(T\lambda; I_i \to I_f) = \frac{1}{2I_i+1}|\langle I_f \| \hat{M}(T\lambda) \| I_i\rangle|^2$$

- współczynnik zmieszania: $\delta(E2/M1) = 0.835 \cdot E_\gamma \cdot \dfrac{\langle I_f \| E2 \| I_i\rangle}{\langle I_f \| M1 \| I_i\rangle}$ $E2$ [eb], $M1$ [μ_N], E_γ [MeV]

- współczynnik rozgałęzienia przejść γ:

$$R = \frac{E_{\gamma 1}^{(2\lambda+1)} \cdot |\langle I_{f1} \| \text{M}(E2) \| I_i\rangle|^2}{E_{\gamma 2}^{(2\lambda+1)} \cdot |\langle I_{f2} \| \text{M}(E2) \| I_i\rangle|^2} \cdot \frac{1-\delta_{\gamma 1}^{-2}}{1-\delta_{\gamma 2}^{-2}}$$



- współczynniki konwersji wewnętrznej → przejścia na drodze *E*0

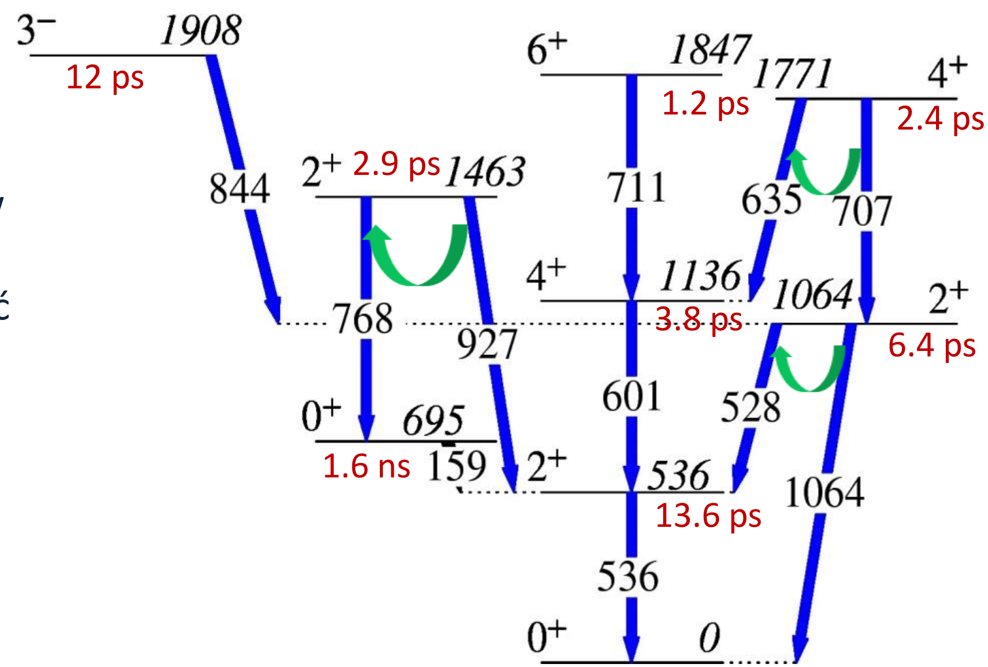
→ **Prezentacja K. Wrzosek-Lipska, Gosia workshop 9-11.04**

Liczba elementów macierzowych vs liczba danych eksperymentalnych

- Liczba elementów macierzowych większa niż liczba obserwowanych przejść γ.

- Różnorodny wpływ poszczególnych elementów macierzowych na populację danego stanu.
  → w analizie danych wykorzystuje się zależność przekroju czynnego od kąta rozproszenia.

- Pomocnym jest użycie dodatkowych danych spektroskopowych:
  - czasy życia,
  - współczynniki rozgałęzień przejść γ,
  - współczynniki zmieszania np.: δ(E2/M1).

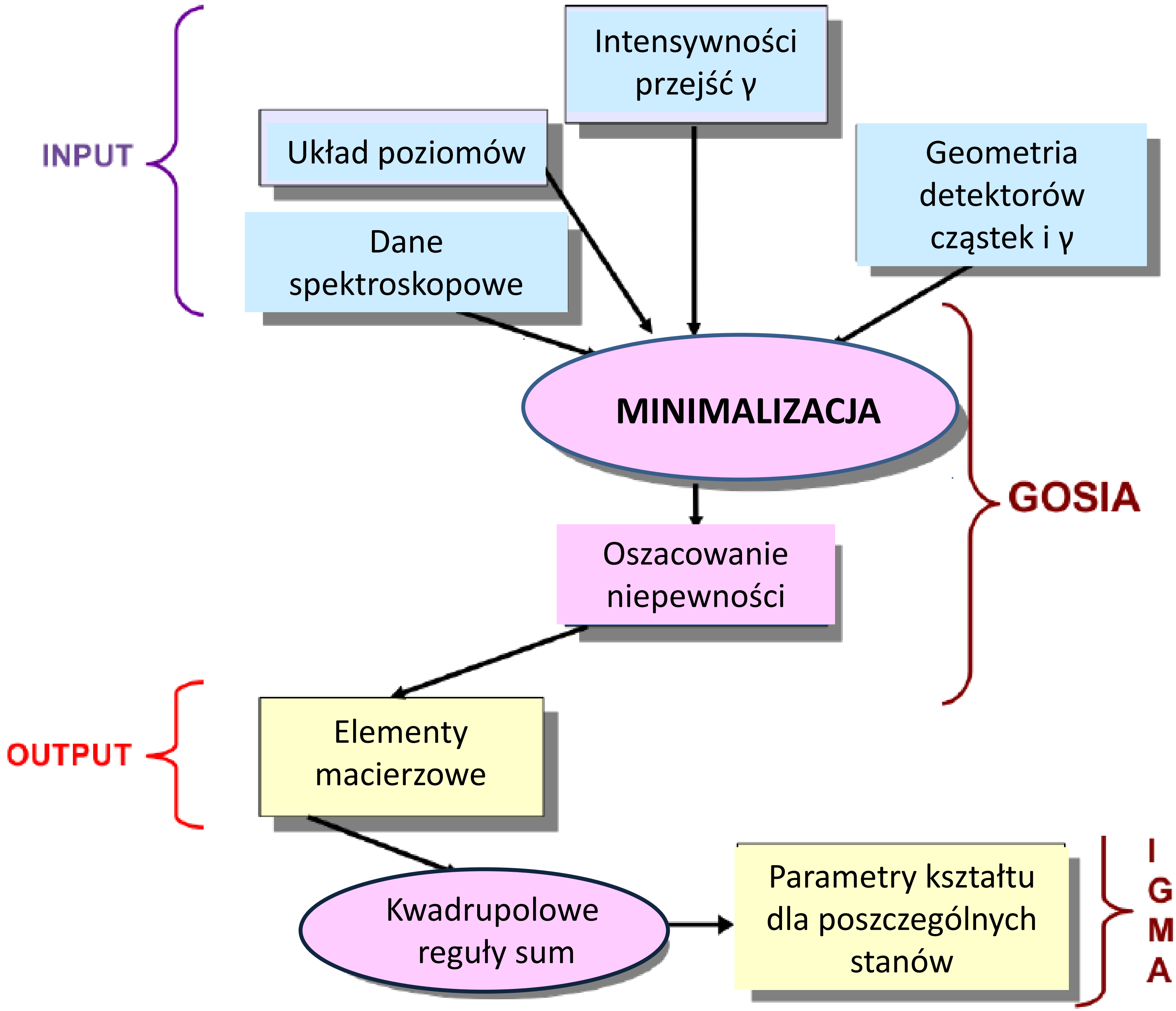


^{100}Mo

- Niekiedy, w rzadkich przypadkach, stosuje się teoretyczne przewidywania dotyczące sprzężeń pomiędzy elementami macierzowymi.

→ **Prezentacja M. Zielińska , Gosia workshop 9-11.04**

- Dla zadanego schematu poziomów jądrowych program GOSIA pozwala na **dopasowanie zestawu elementów macierzowych do zmierzonych intensywności przejść γ**, uwzględniając także inne dostępne **dane spektroskopowe** charakteryzujące badane jądro.
- Dla określonej **kinematyki rozproszenia** (zdefiniowanej poprzez geometrię detektorów) i dla danego zestawu **elementów macierzowych** rozwiązywany jest metodami numerycznymi układ sprzężonych równań różniczkowych na **amplitudy wzbudzeń**, wyliczana jest **populacja** stanów oraz **intensywności przejść promieniowania γ**.
- Uwzględnia się także szereg zjawisk wpływających na intensywności przejść γ:
  - zjawisko konwersji wewnętrznej,
  - skończone rozmiary detektorów germanowych,
  - efekt jądrowej deorientacji (oddziaływaniem momentu magnetycznego jądra z kaskadą elektronów w silnie zjonizowanych wybitych z tarczy atomach → depolaryzacje jądrowych stanów wzbudzonych → rozmyciem rozkładów kątowych promieniowania γ).
- Wyliczone intensywności porównuje się ze zmierzonymi w eksperymencie.
- Dodatkowo bada się zgodność innych eksperymentalnych danych spektroskopowych.



INPUT
Układ poziomów
Dane spektroskopowe
Intensywności przejść γ
Geometria detektorów cząstek i γ
MINIMALIZACJA
GOSIA
Oszacowanie niepewności
OUTPUT
Elementy macierzowe
Kwadrupolowe reguły sum
Parametry kształtu dla poszczególnych stanów
I
G
M
A

Podsumowanie (1/2)

- Prawdopodobieństwo wzbudzenia kulombowskiego $P(I^{\pi})$ rośnie wraz z
  → rosnącym parametrem χ (*strength parameter*) t.j. $Z_{P/T}$, $M(\sigma\lambda)$, E
  → rosnącym kątem rozproszenia t.j. θ_{cm}
  → malejącym parametrem ξ (*adiabacity parameter*) t.j. ΔE, a/v.

- Rozkład kątowy różniczkowego przekroju czynnego $d\sigma(\theta)/d\Omega$ zależy w sposób zróżnicowany od multipolowość λ i parametru ξ
  → możliwość rozróżnienia różnych multipolowości przejść (E2/M1, E2/E3 etc.)

- Całkowity przekrój czynny σ_{tot} jest o 2-3 rzędy wielkości mniejszy dla przejść magnetycznych w porównaniu do przejść elektrycznych.

- Przejścia E2 i E3 są kilkadziesiąt razy przyśpieszone w stosunku do przewidywań modelu jednocząstkowego → wzbudzenie kulombowskie danego stanu odbywa się na drodze E2 i E3, rozpad zaś poprzez przejścia M1, E2, E1.

Podsumowanie (2/2)

- Prawdopodobieństwo wzbudzenia stanów populowanych na drodze 2- (wielo-) stopniowego wzbudzenia zależy od efektów drugiego rzędu - momentów kwadrupolowych stanów wzbudzonych i znaku członów interferencyjnych

  → względne znaki elementów macierzowych są obserwablą eksperymentalną.

- W eksperymentach wzbudzeń kulombowskich stany populowane są poprzez różne stany pośrednie na drodze wzbudzenia wielostopniowego → układ sprzężonych równań różniczkowych na amplitudy wzbudzeń rozwiązywany numerycznie (program **GOSIA).**

- Proces wzbudzenia jak i deekscytacji stanów jądrowych opisuje ten sam zestaw elementów macierzowych.

- Dane spektroskopowe stanowią istotne więzy dla wielowymiarowej analizy danych pochodzących z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich.