

Naruszenie symetrii izospinowej przez oddziaływanie silne w jądrach o $N \sim Z$

P. Bączyk J. Dobaczewski M. Konieczka T. Nakatsukasa
K. Sato W. Satuła

Zakład Teorii Struktury Jąder Atomowych, Instytut Fizyki Teoretycznej
Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski



Seminarium *Fizyka Jądra Atomowego*
Warszawa, 24 listopada 2016

1) Wstęp

- Oddziaływanie nukleon-nukleon
- Koncept izospinu
- Izobaryczne stany analogowe

2) Definicje

- Różnice energii wiązania:
MDE i TDE
- Co jest do zrobienia?

3) Teoria

- Oddziaływanie Skyrme'a
- Klasyfikacja Henley'a i Millera
- Implementacja w modelu DFT

4) Wyniki

- Pierwsze wyniki bez Coulomba
- Procedura dopasowania
- Odtwarzanie MDE i TDE

5) Perspektywy

- obliczenia mas
- formuła IMME
- MED
- przejścia γ i β

Oddziaływanie nukleon-nukleon (NN)

$$V_{nn} \stackrel{?}{=} V_{pp} \stackrel{?}{=} V_{pn}$$

elektromagnetyczne

Coulomb



różne ładunki

neutron $q = 0$

proton $q = +1$

jądrowe silne

z eksperymentów
rozproszeniowych:

$$a_{nn} \neq a_{pp} \neq a_{pn}$$



różny skład kwarkowy
(różne masy i ładunki u i d)

neutron udd

proton uud

- Jakie są tego konsekwencje w jądrach atomowych?
- Czy możemy znaleźć zadowalający opis teoretyczny?

Isospin nukleonu: $t = \frac{1}{2}$

Rzut izospinu:

neutron $t_z = +\frac{1}{2}$

proton $t_z = -\frac{1}{2}$

Rzut całkowitego izospinu dla jądra o masie $A = N + Z$:

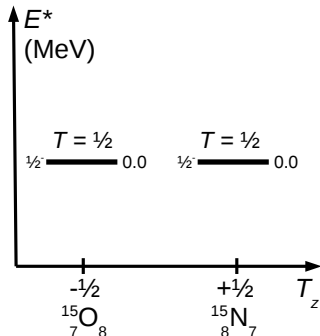
$$T_z = \sum_{i=1}^A t_z(i) = \frac{N - Z}{2},$$

$$T_z = -T, -T + 1, \dots, T - 1, T,$$

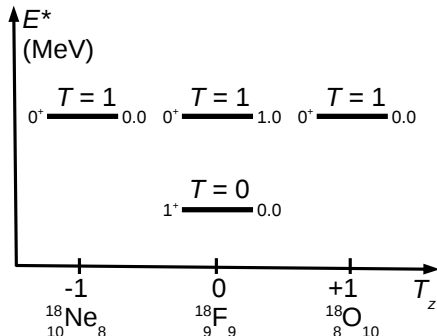
gdzie T jest **całkowitym izospinem**

Izobaryczne stany analogowe (IAS)

dublet isospinowy $T = \frac{1}{2}$



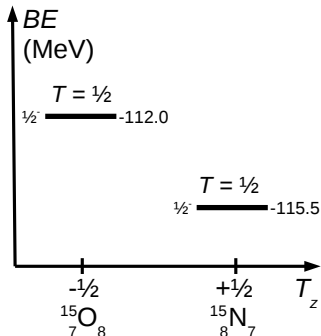
tryplet isospinowy $T = 1$



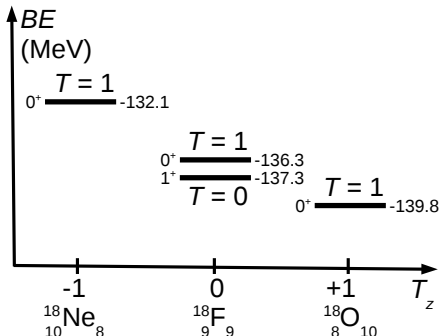
bez oddziaływania Coulomba

Izobaryczne stany analogowe (IAS)

dublet isospinowy $T = \frac{1}{2}$



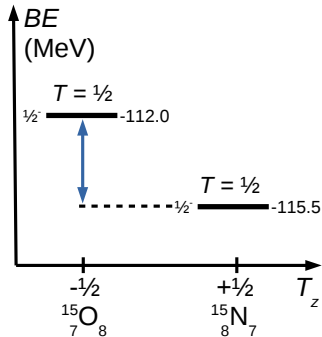
tryplet isospinowy $T = 1$



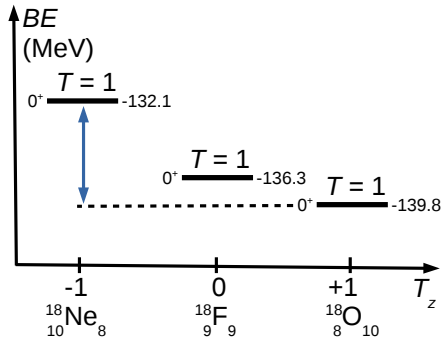
z oddziaływaniem Coulomba

Łamanie symetrii ładunkowej (CSB)

dublet isospinowy $T = \frac{1}{2}$



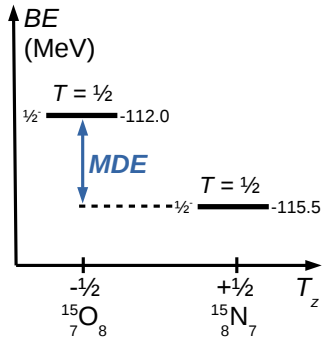
tryplet izospinowy $T = 1$



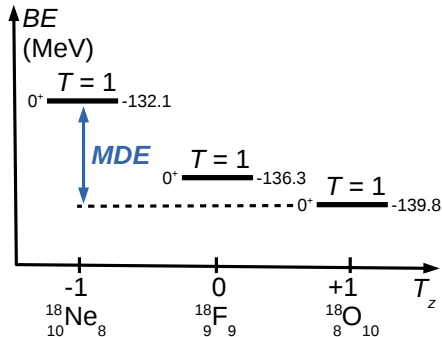
$$V_{pp} \neq V_{nn}$$

Łamanie symetrii ładunkowej (CSB)

dublet isospinowy $T = \frac{1}{2}$



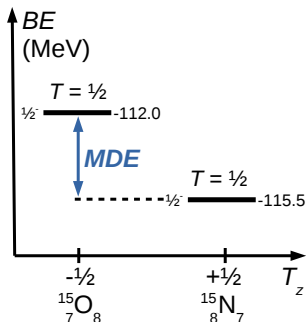
tryplet izospinowy $T = 1$



$$V_{pp} \neq V_{nn}$$

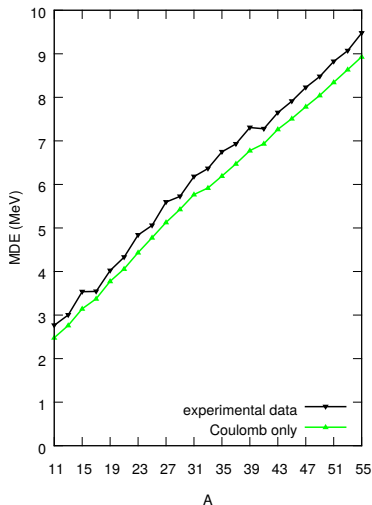
Mirror Displacement Energy (MDE)

$$V_{nn} \neq V_{pp}$$



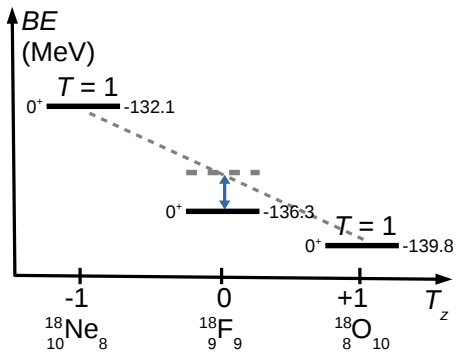
$$\begin{aligned} \text{MDE} &= BE(T, T_z = -T) \\ &\quad - BE(T, T_z = +T) \end{aligned}$$

dublety $T = \frac{1}{2}$



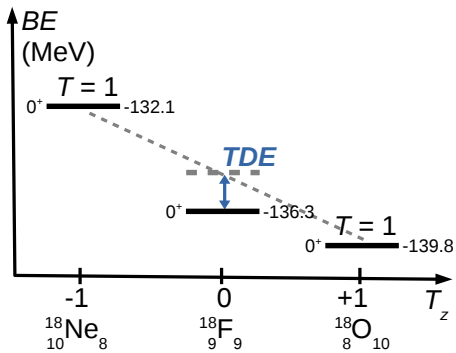
anomalia Nolen-Schiffnera (1969)

tryplet isospinowy $T = 1$



$$V_{pn} \neq \frac{V_{pp} + V_{nn}}{2}$$

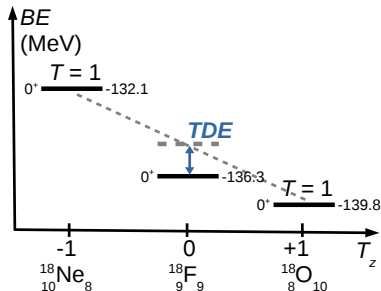
tryplet isospinowy $T = 1$



$$V_{pn} \neq \frac{V_{pp} + V_{nn}}{2}$$

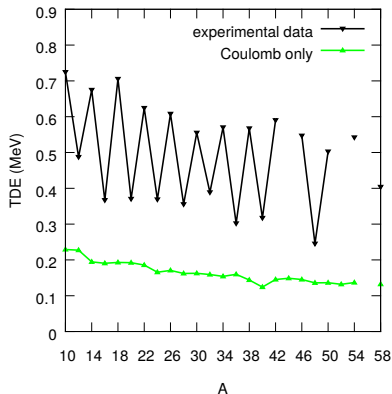
Triplet Displacement Energy (TDE)

$$V_{pn} \neq \frac{V_{nn} + V_{pp}}{2}$$



$$\begin{aligned} TDE = & BE(T=1, T_z = -1) \\ & + BE(T=1, T_z = +1) \\ & - 2BE(T=1, T_z = 0) \end{aligned}$$

triplety $T = 1$



oscylacje $A = 4n, 4n + 2$

Potrzeba użycia oddziaływania NN o charakterze ISB jest dobrze ugruntowana. Potwierdzają to:

- obliczenia (Skyrme-)Hartree-Focka,
- rachunki *ab initio*,
- obliczenia modelu powłokowego.

Co nowego możemy wnieść?

- implementacja w modelu opartym o **DFT**
- **pełne, nieperturbacyjne** uwzględnienie siły Coulomba
- **przejrzyste** traktowanie członów ISB
- stosowalność do jąder o **dowolnej** parzystości N i Z (łącznie z jądrami nieparzysto-nieparzystymi)
- **wiele efektów** ISB w jednym modelu

Krótką charakterystyka

- **rozwnięcie** niskopędowe
- poszczególne człony **poprawiające** opis oddziaływania: centralny, spin-orbita, zależny od gęstości...
- bardzo dobry opis własności jąder w **szerokim** zakresie mas
- tylko 10 parametrów

Parametryzacje użyte w pracy:

- **SV_T**: wywiedziona z hamiltonianu (brak członu zależnego od gęstości), **odpowiednia do rzutowania i mieszania konfiguracji** w modelu NCCI (No-Core Configuration Interaction), dopasowane człony tensorowe
- **SkM***: dopasowana w szczególności do barier rozszczepienia, dobrze opisuje własności jąder
- **SLy4**: dobrze ugruntowana, ogólnie stosowana parametryzacja

Klasyfikacja Henley'a i Millera

- **klasa I** – zachowująca symetrię izospinową

$$V_I^{NN}(i, j) = a + b\vec{\tau}(i) \cdot \vec{\tau}(j)$$

- **klasa II** – łamiąca niezależność, ale zachowująca symetrię ładunkową

$$V_{II}^{NN}(i, j) = c \left[\tau_3(i)\tau_3(j) - \frac{1}{3}\vec{\tau}(i) \cdot \vec{\tau}(j) \right]$$

- **klasa III** – łamiąca symetrię ładunkową

$$V_{III}^{NN}(i, j) = d [\tau_3(i) + \tau_3(j)]$$

- **klasa IV** – mieszająca izospin już na poziomie dwuciałowym

$$V_{IV}^{NN}(i, j) = e [\vec{\sigma}(i) - \vec{\sigma}(j)] \cdot \vec{L} [\tau_3(i) + \tau_3(j)] \\ + f [\vec{\sigma}(i) \times \vec{\sigma}(j)] \cdot \vec{L} [\vec{\tau}(i) \times \vec{\tau}(j)]_3$$

E.M. Henley, and G.A. Miller, *Mesons in Nuclei* (North Holland, Amsterdam, 1979), p. 405

Oddziaływanie:

- do tej pory uwzględnione **klasa II** i **klasa III**
- nowe człony zaimplementowane jako **efektywne poprawki zerowego zasięgu** do oddziaływania Skyrme modyfikujące **część centralną**

$$V^{ISB}(i,j) = V^{Skyrme}(i,j) + V^{II}(i,j) + V^{III}(i,j)$$

$$V^{II}(i,j) = \underbrace{\frac{1}{2} t_0^{II} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \left(1 - x_0^{II} \hat{P}_{ij}^\sigma\right)}_{\text{jak człon centralny Skyrme'a}} \underbrace{[3\tau_3(i)\tau_3(j) - \vec{\tau}(i) \cdot \vec{\tau}(j)]}_{\text{z klasyfikacji H.-M.}}$$

$$V^{III}(i,j) = \frac{1}{2} t_0^{III} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \left(1 - x_0^{III} \hat{P}_{ij}^\sigma\right) [\tau_3(i) + \tau_3(j)]$$

Gęstości energii:

$$\mathcal{H}^{II} = \frac{1}{2} t_0^{II} (1 - x_0^{II}) \left[\rho_n^2 + \rho_p^2 - 2\rho_n\rho_p - 2\rho_{np}\rho_{pn} \right. \\ \left. - \vec{S}_n^2 - \vec{S}_p^2 + 2\vec{S}_n \cdot \vec{S}_p + 2\vec{S}_{np} \cdot \vec{S}_{pn} \right]$$

$$\mathcal{H}^{III} = \frac{1}{2} t_0^{III} (1 - x_0^{III}) (\rho_n^2 - \rho_p^2 - \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2)$$

Gęstości energii:

$$\mathcal{H}'' = \frac{1}{2} t_0'' (1 - x_0'') \left[\rho_n^2 + \rho_p^2 - 2\rho_n\rho_p - 2\rho_{np}\rho_{pn} \right. \\ \left. - \vec{S}_n^2 - \vec{S}_p^2 + 2\vec{S}_n \cdot \vec{S}_p + 2\vec{S}_{np} \cdot \vec{S}_{pn} \right]$$

$$\mathcal{H}''' = \frac{1}{2} t_0''' (1 - x_0''') (\rho_n^2 - \rho_p^2 - \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2)$$

Wnioski:

- parametry x_0'' i x_0''' są zbędne

Gęstości energii:

$$\mathcal{H}^{II} = \frac{1}{2} t_0^{II} \left(1 - x_0^{II} \right) \left[\rho_n^2 + \rho_p^2 - 2\rho_n\rho_p - 2\rho_{np}\rho_{pn} \right. \\ \left. - \vec{S}_n^2 - \vec{S}_p^2 + 2\vec{S}_n \cdot \vec{S}_p + 2\vec{S}_{np} \cdot \vec{S}_{pn} \right]$$

$$\mathcal{H}^{III} = \frac{1}{2} t_0^{III} \left(1 - x_0^{III} \right) \left(\rho_n^2 - \rho_p^2 - \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2 \right)$$

Wnioski:

- parametry x_0^{II} i x_0^{III} są zbędne
- klasa II wymaga gęstości mieszanych ρ_{np} i ρ_{pn}

Gęstości energii:

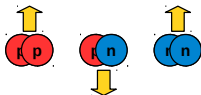
$$\mathcal{H}^{II} = \frac{1}{2} t_0^{II} \left(1 - x_0^{II} \right) \left[\rho_n^2 + \rho_p^2 - 2\rho_n\rho_p - 2\rho_{np}\rho_{pn} - \vec{S}_n^2 - \vec{S}_p^2 + 2\vec{S}_n \cdot \vec{S}_p + 2\vec{S}_{np} \cdot \vec{S}_{pn} \right]$$

$$\mathcal{H}^{III} = \frac{1}{2} t_0^{III} \left(1 - x_0^{III} \right) \left(\rho_n^2 - \rho_p^2 - \vec{S}_n^2 + \vec{S}_p^2 \right)$$

Wnioski:

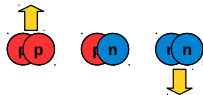
- parametry x_0^{II} i x_0^{III} są zbędne
- klasa II wymaga gęstości mieszanych ρ_{np} i ρ_{pn}
- działanie:

klasa II:



klasa III:

(with $t_0^{III} < 0$)



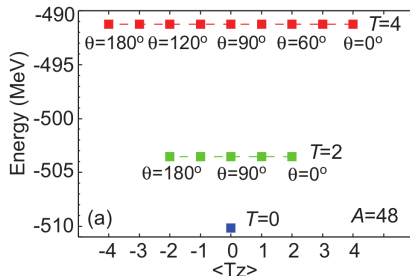
Metoda *isocranking*

Cel

stan $|T = 1, T_z = 0 \rangle$

Komplikacja

stan $T_z = 0$ jest mieszanką 50-50 stanów $T = 0$ i $T = 1$

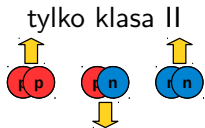
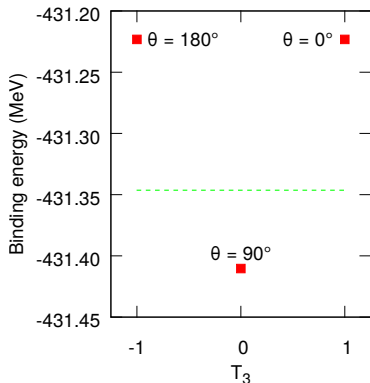


K. Sato, J. Dobaczewski, T. Nakatsukasa, and W. Satuła, Phys. Rev. C **88**, 061301(R) (2013)

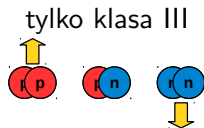
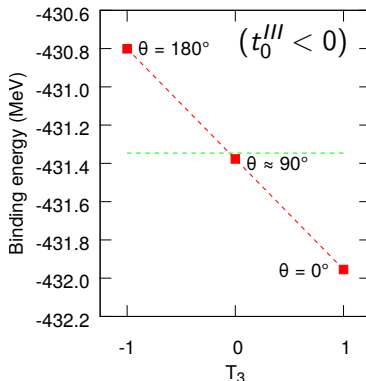
Narzędzie – *isocranking*

- przybliżone rzutowanie na izospin w formalizmie mieszania pn
- analogiczny do modelu *cranking*
- opis stanu $|T = 1, T_z = 0 \rangle$ przez ewolucję rozwiązań $|T = 1, T_z = \pm 1 \rangle$

Pierwsze testy dla $A = 42$ bez oddziaływania Coulomba



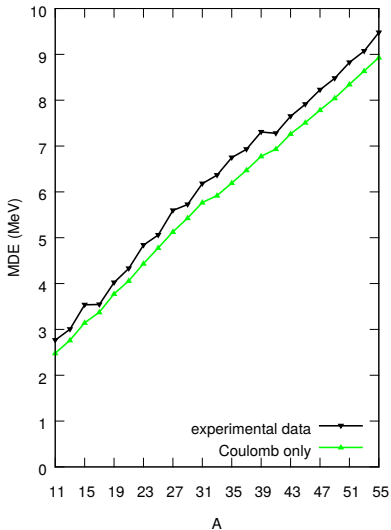
(wprowadza CIB, ale nie CSB)



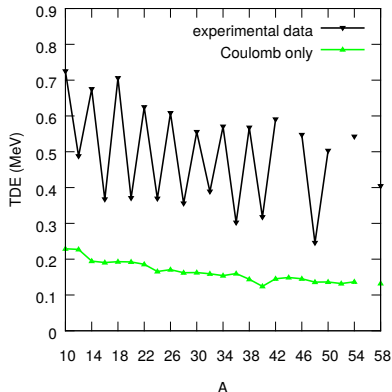
(wprowadza CSB)

Obliczenia wymagające poprawy członami ISB

duplety $T = \frac{1}{2}$



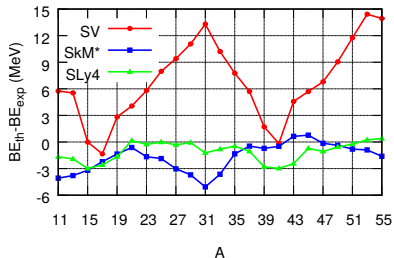
tryplety $T = 1$



Do odtworzenia wartości
eksperymentalnych MDE i TDE
brakuje 200-500 keV.

Obliczanie energii wiązania

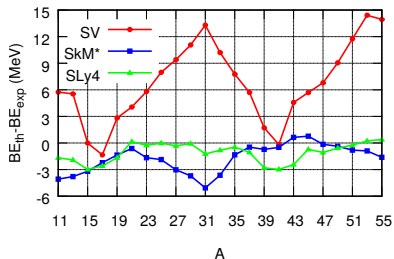
$$T_z = \frac{1}{2}$$



Rozbieżności rzędu **kilku MeV!**
Czy model jest w stanie odtworzyć MDE/TDE?

Obliczanie energii wiązania

$$T_z = \frac{1}{2}$$



Rozbieżności rzędu **kilku MeV!**

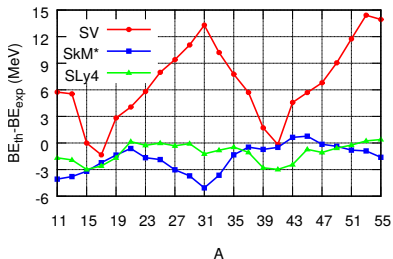
Czy model jest w stanie
odtworzyć MDE/TDE?



$$\begin{aligned} MDE &= BE(T, T_z = -T) \\ &\quad - BE(T, T_z = +T) \end{aligned}$$

Obliczanie energii wiązania

$$T_z = \frac{1}{2}$$



Rozbieżności rzędu **kilku MeV!**

Czy model jest w stanie odtworzyć MDE/TDE?

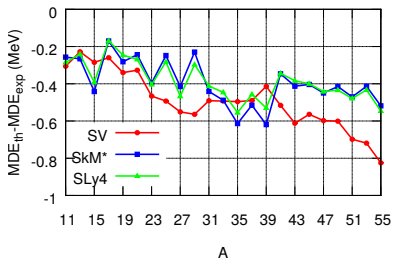


$$MDE = BE(T, T_z = -T) - BE(T, T_z = +T)$$



Wszystkie korelacje niezależne od izospinu **znoszą się!**

$$T = \frac{1}{2}$$



Dane do dopasowania

Obliczenia dla:

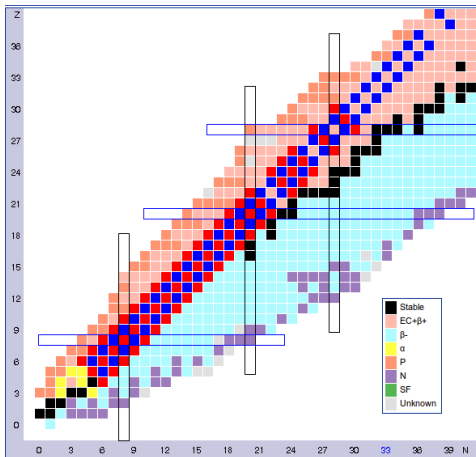
- dubletów $T = \frac{1}{2}$
o masach $A = 11 - 75$
⇒ MDE
- trypletów $T = 1$
o masach $A = 10 - 58$
⇒ MDE i TDE

Eksperymentalne wartości energii wiązania wzięte z AME2012

M. Wang *et al.*, CPC **36**, 1603 (2012)

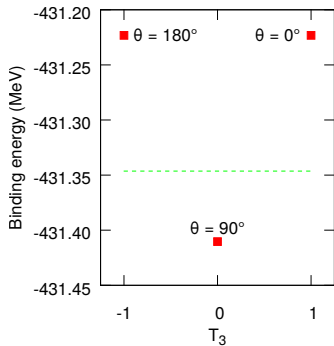
Energie stanów $T = 1$ $T_z = 0$
zaczepnięte z ENSDF

<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

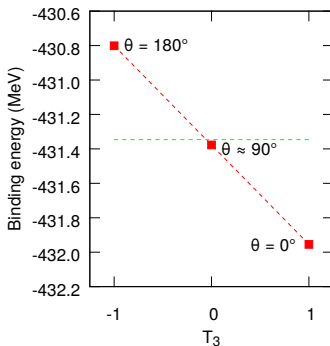


Rozseparowanie dopasowania

obliczenia bez oddziaływania Coulomba



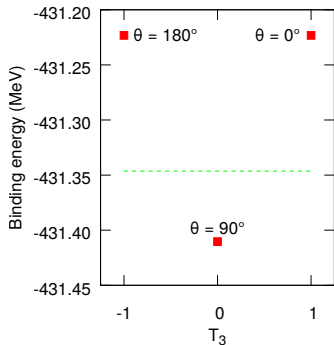
jedynie klasa II $\sim t_0^{II}$



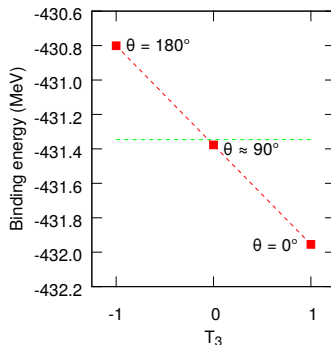
jedynie klasa III $\sim t_0^{III}$

Rozseparowanie dopasowania

obliczenia bez oddziaływania Coulomba



jedynie klasa II $\sim t_0^{II}$

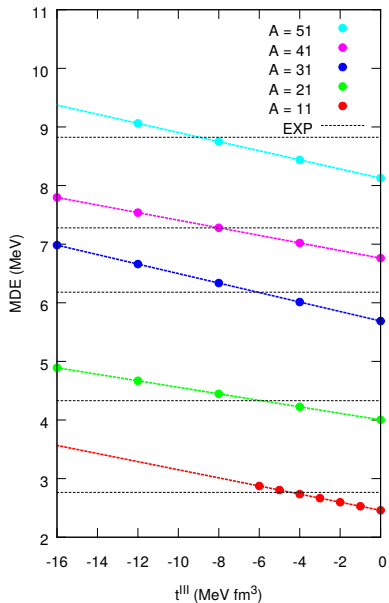


jedynie klasa III $\sim t_0^{III}$

Wniosek

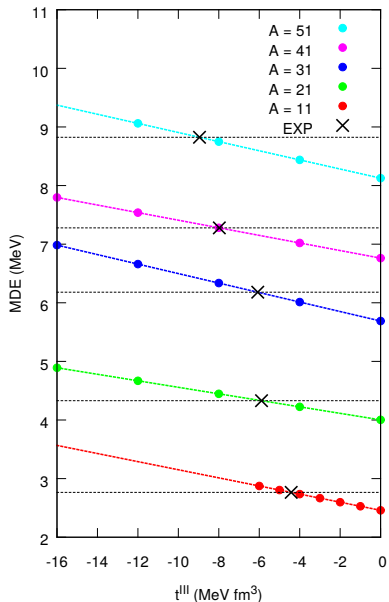
Parametr t_0^{II} może być dopasowany do TDE, parametr t_0^{III} do MDE.

Procedura dopasowania



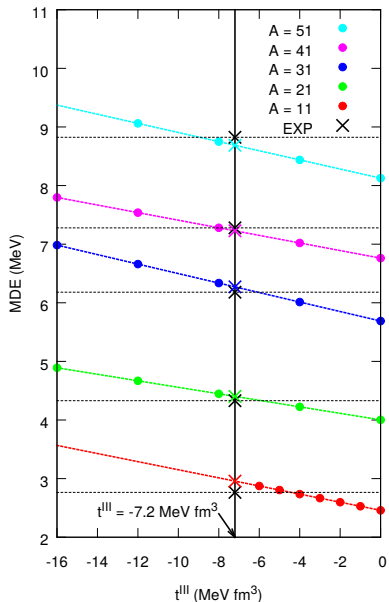
- MDE jest liniowe ze względu na parametr t_0^{III} (poprawka perturbacyjna)

Procedura dopasowania



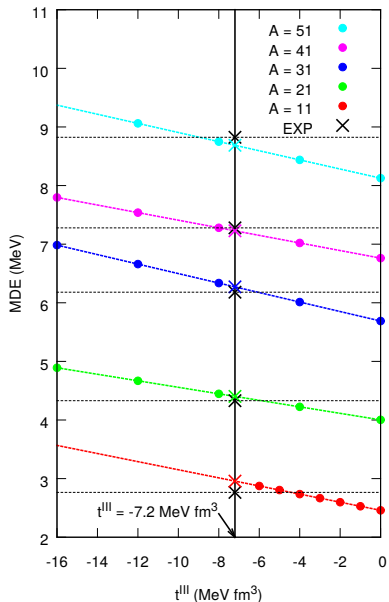
- MDE jest liniowe ze względu na parametr t_0''' (poprawka perturbacyjna)
- Dokładne odtworzenie danych eksperymentalnych wymaga użycia różnych wartości t_0'''

Procedura dopasowania



- MDE jest liniowe ze względu na parametr t_0^{III} (poprawka perturbacyjna)
- Dokładne odtworzenie danych eksperymentalnych wymaga użycia różnych wartości t_0^{III}
- Końcowa wartość t_0^{III} wraz z niepewnością jest wyznaczana z jednowymiarowego dopasowania minimalizującego χ^2

Procedura dopasowania

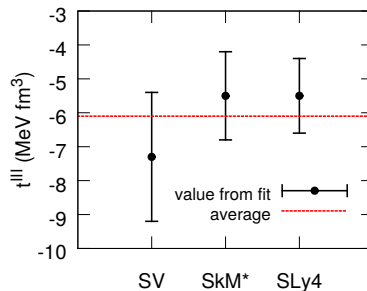
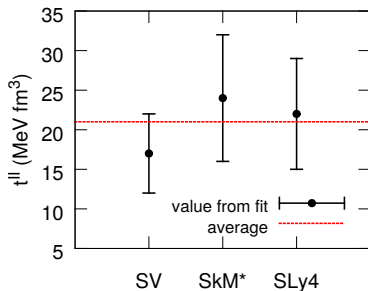


- MDE jest liniowe ze względu na parametr t_0^{III} (poprawka perturbacyjna)
- Dokładne odtworzenie danych eksperymentalnych wymaga użycia różnych wartości t_0^{III}
- Końcowa wartość t_0^{III} wraz z niepewnością jest wyznaczana z jednowymiarowego dopasowania minimalizującego χ^2

To samo dotyczy TDE i parametru t_0^{II} .

Parametry z niepewnościami:

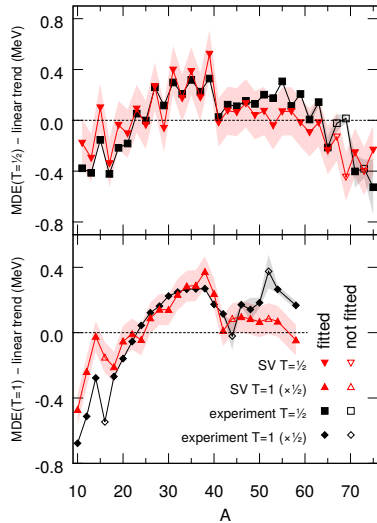
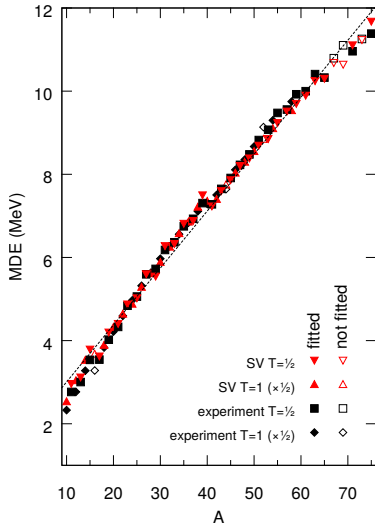
Parametryzacja	SV	SkM*	SLy4
t_0^{II} (MeV fm ³)	17 ± 5	24 ± 8	22 ± 7
t_0^{III} (MeV fm ³)	-7.3 ± 1.9	-5.5 ± 1.3	-5.5 ± 1.1



Część ISB jest w dużym stopniu niezależna od pierwotnej parametryzacji!

Wyniki MDE w dubletach i trypletach

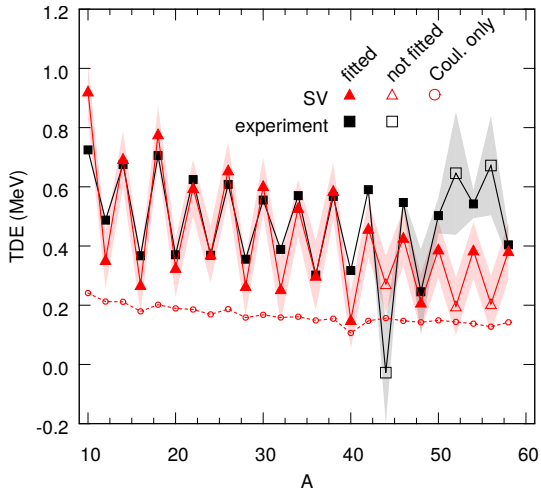
parametryzacja SV



Jeden parametr odtwarza MDE w dubletach i trypletach!

Wyniki TDE w trypletach

parametryzacja SV



Oscylacje $A = 4n$ versus $A = 4n + 2$ odtworzone po raz pierwszy!

Związek z długościami rozpraszania

Założenie

proporcjonalność siły oddziaływania i odpowiedniej długości rozpraszania

Relacja

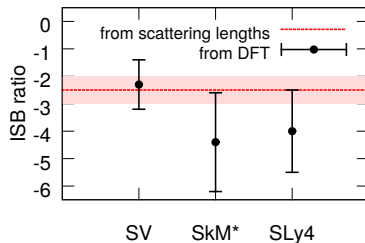
$$\frac{t_0^{\text{II}}}{t_0^{\text{III}}} = \frac{2}{3} \frac{\Delta a_{\text{CIB}}}{\Delta a_{\text{CSB}}} = -2.5 \pm 0.5$$

$$\Delta a_{\text{CSB}} = a_{nn} - a_{pp} = -1.5 \pm 0.3 \text{ fm}$$

$$\Delta a_{\text{CIB}} = \frac{1}{2}(a_{pp} + a_{nn}) - a_{pn} = 5.7 \pm 0.3 \text{ fm}$$

Wyniki

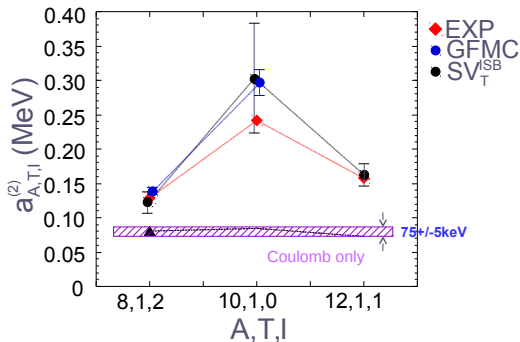
Parametryzacja	$t_0^{\text{II}} / t_0^{\text{III}}$
SV	-2.3 ± 0.9
SkM*	-4.0 ± 1.5
SLy4	-4.4 ± 1.8



Izobaryczna formuła masowa (IMME)

$$BE_{A,T}(T_z) = a + bT_z + cT_z^2 = \sum_{n \leq 2T} a_n(A, T) Q_n(T, T_z)$$

$$Q_0 = 1, Q_1 = T_z \text{ i } Q_2 = \frac{1}{2} (3T_z^2 - T(T+1))$$



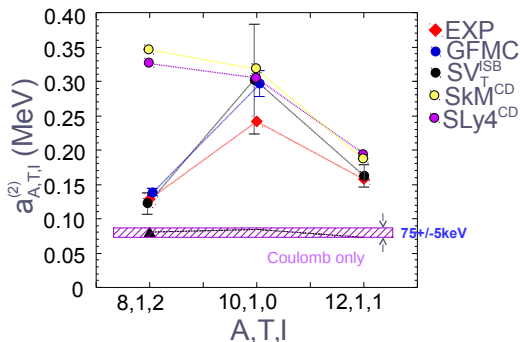
Nasze podejście odtwarza wartości eksperymentalne i jest zgodne z Green's function Monte Carlo (GFMC)!

J. Carlson *et al.*, Rev. Mod. Phys. **87**, 1067 (2015)

Izobaryczna formuła masowa (IMME)

$$BE_{A,T}(T_z) = a + bT_z + cT_z^2 = \sum_{n \leq 2T} a_n(A, T) Q_n(T, T_z)$$

$$Q_0 = 1, Q_1 = T_z \text{ i } Q_2 = \frac{1}{2} (3T_z^2 - T(T+1))$$



Nasze podejście odtwarza wartości eksperymentalne i jest zgodne z Green's function Monte Carlo (GFMC)!

J. Carlson *et al.*, Rev. Mod. Phys. **87**, 1067 (2015)

$$BE(T, T_z = -T) = MDE + BE(T, T_z = +T)$$

Cel:

badanie linii oderwania protonu
dla obliczeń nukleosyntezy

K. Kaneko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 172505
(2013)

Możliwe przewidywania dla:

- dubletów $T = \frac{1}{2}$
o masie do $A = 87$
- trypletów $T = 1$
o masie do $A = 98$

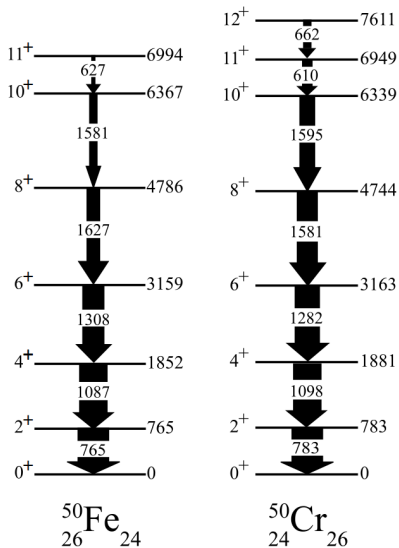
Jądro	Deficyt masy (keV)	
	My	AME12
^{44}V	23751(49)	24120(180)
^{52}Co	34439(50)	33990(200)#
^{56}Cu	38691(49)	38240(200)#

Najnowszy pomiar dla ^{52}Co : 34361(8) keV

X. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 182503 (2016)

Nasze przewidywanie jest zgodne (1.6σ)!

Porównywanie schematów stanów wzbudzonych



S. M. Lenzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 122501 (2001)

Mirror Energy Difference:

$$MED(J) = E(J, T, T_z = -T) - E(J, T, T_z = +T)$$

Triplet Energy Difference:

$$TED(J) = E(J, T = 1, T_z = -1) + E(J, T = 1, T_z = +1) \\ - 2E(J, T = 1, T_z = 0)$$

Zagadnienie intensywnie badane w ramach modelu powłokowego

M. Bentley *et al.*, PRC **92**, 024310 (2015)

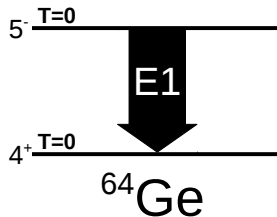
Nasze podejście

sposób na wyznaczenie schematu poziomów wzbudzonych – **cranking**
lub mieszanie konfiguracji NCCI

W. Satuła *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 024306 (2016)

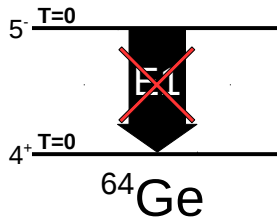
- obliczenia izospinowo wzbronionych przejść γ , np. ^{64}Ge

E. Farnea *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 56 (2003)



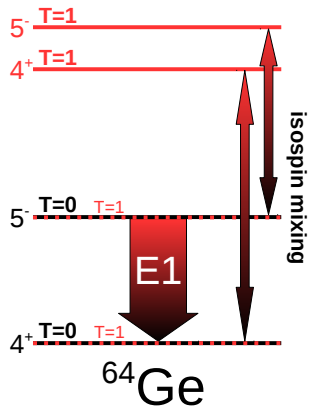
- obliczenia izospinowo wzbronionych przejść γ , np. ^{64}Ge

E. Farnea *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 56 (2003)



- obliczenia izospinowo wzbronionych przejść γ , np. ^{64}Ge

E. Farnea *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 56 (2003)

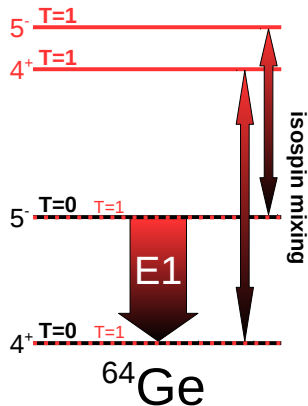


- obliczenia izospinowo wzbronionych przejść γ , np. ^{64}Ge

E. Farnea *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 56 (2003)

- porównywanie sił przejść E1 w parach jąder zwierciadlanych, np. $^{31}\text{P} - ^{31}\text{S}$, $^{35}\text{Cl} - ^{35}\text{Ar}$

N. S. Pattabiraman *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 024301 (2008)



- obliczenia izospinowo wzbronionych przejść γ , np. ^{64}Ge

E. Farnea *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 56 (2003)

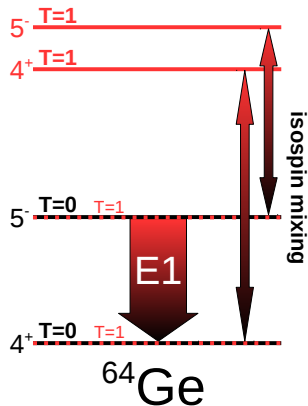
- porównywanie sił przejść E1 w parach jąder zwierciadlanych, np. $^{31}\text{P} - ^{31}\text{S}$, $^{35}\text{Cl} - ^{35}\text{Ar}$

N. S. Pattabiraman *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 024301 (2008)

Nasze podejście

mieszanie funkcji falowych w ramach NCCI

W. Satuła *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 024306 (2016)



Cel:

weryfikacja unitarności macierzy CKM poprzez wyznaczenie elementu macierzowego V_{ud}

$$ft = \frac{K}{G_V^2 |M_F^{(\pm)}|^2} = \frac{K}{G_V^2 \cdot 2(1 - \delta_C)}$$

Obliczenia:

element macierzowy superdozwolonego przejścia β w trypletach $T = 1$ ($0^+ \rightarrow 0^+$) i dubletach $T = 1/2$

W. Satuła *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 054316 (2012)

M. Konieczka *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 042501 (2016)

Nasz wkład:

wyznaczenie wpływu członów ISB na δ_C

Co zostało zrobione?

- implementacja członów ISB w modelu DFT
- MDE i TDE odtworzone w modelu z dwoma wolnymi parametrami
- badanie związków z teoriami *ab initio*

Co planujemy zrobić?

- przewidywania mas dla astrofizyki
- badanie formuły IMME
- obliczenia MED w pasmach rotacyjnych
- badanie przejść E1
- ustalenie wpływu sił ISB na rozpady β