

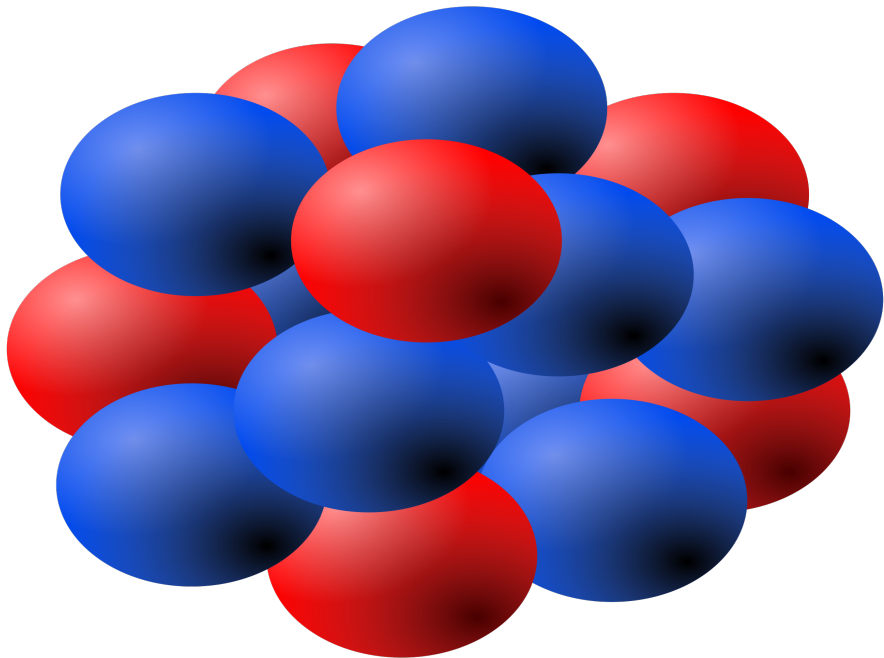
Opis oktrupolnih pobuđenja atomske jezgre pomoću relativističkih nuklearnih energijskih funkcionala gustoće

Petar Marević¹

mentorica: izv. prof. dr. sc. Tamara Nikšić¹

¹Fizički odsjek, PMF, Sveučilište u Zagrebu

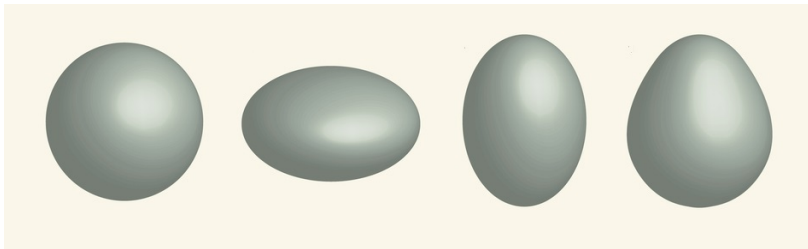
Samostalni seminar iz istraživanja u fizici,
veljača 2015.



- oblik atomske jezgre ovisi o broju nukleona i njihovom međudjelovanju

- oblik atomske jezgre ovisi o broju nukleona i njihovom međudjelovanju
- raznolikost nuklearnih oblika

- oblik atomske jezgre ovisi o broju nukleona i njihovom međudjelovanju
- raznolikost nuklearnih oblika



(Preuzeto iz Nature **497**, 190191 (2013).)

Oktupolna pobuđenja atomske jezgre

Oktupolna pobuđenja atomske jezgre

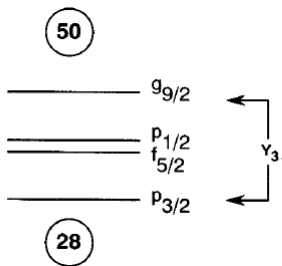
- oktrupolne deformacije mogu biti statične ili dinamične

Oktupolna pobuđenja atomske jezgre

- oktrupolne deformacije mogu biti statične ili dinamične
- mikroskopsko porijeklo: zaposjednuće orbitala suprotnog pariteta s razlikom angularnih momenata $3\hbar$ u blizini Fermijeve površine

Oktupolna pobuđenja atomske jezgre

- oktrupolne deformacije mogu biti statične ili dinamične
- mikroskopsko porijeklo: zaposjednuće orbitala suprotnog pariteta s razlikom angularnih momenata $3\hbar$ u blizini Fermijeve površine



(Preuzeto iz Rev. Mod. Phys. **68**, 349 (1996).)

- pojavljuju se u području karte nuklida oko aktinida i elemenata rijetkih zemalja

- pojavljuju se u području karte nuklida oko aktinida i elemenata rijetkih zemalja
- razumijevanje nuklearne strukture

- pojavljuju se u području karte nuklida oko aktinida i elemenata rijetkih zemalja
- razumijevanje nuklearne strukture i fizika izvan standardnog modela?

- pojavljuju se u području karte nuklida oko aktinida i elemenata rijetkih zemalja
- razumijevanje nuklearne strukture i fizika izvan standardnog modela?
- novi eksperimenti: ^{152}Sm , ^{220}Rn i ^{224}Ra

- pojavljuju se u području karte nuklida oko aktinida i elemenata rijetkih zemalja
- razumijevanje nuklearne strukture i fizika izvan standardnog modela?
- novi eksperimenti: ^{152}Sm , ^{220}Rn i ^{224}Ra
- potreba za preciznim teorijskim opisom

Energijski funkcionali gustoće

Energijski funkcionali gustoće

- najpotpuniji i najtočniji teorijski okvir za opis osnovnog stanja i kolektivnih pobuđenja jezgre duž cijele karte nuklida

Energijski funkcionali gustoće

- najpotpuniji i najtočniji teorijski okvir za opis osnovnog stanja i kolektivnih pobuđenja jezgre duž cijele karte nuklida
- aproksimacija srednjeg polja: nuklearni problem mnoštva čestica $\Rightarrow$ neovisni nukleoni koji se gibaju u srednjem polju

Energijski funkcionali gustoće

- najpotpuniji i najtočniji teorijski okvir za opis osnovnog stanja i kolektivnih pobuđenja jezgre duž cijele karte nuklida
- aproksimacija srednjeg polja: nuklearni problem mnoštva čestica $\Rightarrow$ neovisni nukleoni koji se gibaju u srednjem polju
- egzaktni funkcional gustoće aproksimiran je jednostavnim funkcionalima koji sadrže potencije i derivacije nukleonskih gustoća i struja u osnovnom stanju

Energijski funkcionali gustoće

- najpotpuniji i najtočniji teorijski okvir za opis osnovnog stanja i kolektivnih pobuđenja jezgre duž cijele karte nuklida
- aproksimacija srednjeg polja: nuklearni problem mnoštva čestica $\Rightarrow$ neovisni nukleoni koji se gibaju u srednjem polju
- egzaktni funkcional gustoće aproksimiran je jednostavnim funkcionalima koji sadrže potencije i derivacije nukleonskih gustoća i struja u osnovnom stanju
- fenomenološki funkcionali: prilagodba dostupnim eksperimentalnim podacima

Energijski funkcionali gustoće

- najpotpuniji i najtočniji teorijski okvir za opis osnovnog stanja i kolektivnih pobuđenja jezgre duž cijele karte nuklida
- aproksimacija srednjeg polja: nuklearni problem mnoštva čestica $\Rightarrow$ neovisni nukleoni koji se gibaju u srednjem polju
- egzaktni funkcional gustoće aproksimiran je jednostavnim funkcionalima koji sadrže potencije i derivacije nukleonskih gustoća i struja u osnovnom stanju
- fenomenološki funkcionali: prilagodba dostupnim eksperimentalnim podacima
- relativistički funkcionali: prirodno uključivanje spinskog stupnja slobode, spin-orbit vezanje, ...

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija
- polazišna točka: uvođenje Bogoliubovljevih kvazičestica

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija
- polazišna točka: uvođenje Bogoliubovljevih kvazičestica
- veza čestičnih ($c_I^\dagger, c_I$) i kvazičestičnih ($\beta_k^\dagger, \beta_k$) operatora:

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija
- polazišna točka: uvođenje Bogoliubovljevih kvazičestica
- veza čestičnih ($c_I^\dagger$, c_I) i kvazičestičnih ($\beta_k^\dagger$, β_k) operatora:

$$\beta_k^\dagger = \sum_I (U_{Ik} c_I^\dagger + V_{Ik} c_I)$$

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija
- polazišna točka: uvođenje Bogoliubovljevih kvazičestica
- veza čestičnih $(c_I^\dagger, c_I)$ i kvazičestičnih $(\beta_k^\dagger, \beta_k)$ operatora:

$$\beta_k^\dagger = \sum_I (U_{Ik} c_I^\dagger + V_{Ik} c_I)$$

- osnovno stanje jezgre predstavlja vakuum s obzirom na Bogoliubovljeve kvazičestice:

Relativistički Hartree-Bogoliubovljev model

- korelacije sparivanja: opis sferičnih jezgara s otvorenim ljuskama i deformiranih jezgara
- RHB model omogućuje jedinstven opis ph - i pp - korelacija
- polazišna točka: uvođenje Bogoliubovljevih kvazičestica
- veza čestičnih ($c_I^\dagger$, c_I) i kvazičestičnih ($\beta_k^\dagger$, β_k) operatora:

$$\beta_k^\dagger = \sum_I \left(U_{Ik} c_I^\dagger + V_{Ik} c_I \right)$$

- osnovno stanje jezgre predstavlja vakuum s obzirom na Bogoliubovljeve kvazičestice:

$$\beta_k |\Phi\rangle = 0$$

- uvodimo matricu gustoće ρ i tenzor sparivanja κ :

- uvodimo matricu gustoće ρ i tenzor sparivanja κ :

$$\rho_{II'} = \langle \Phi | c_{I'}^\dagger c_I | \Phi \rangle, \quad \kappa_{II'} = \langle \Phi | c_{I'} c_I | \Phi \rangle$$

- uvodimo matricu gustoće ρ i tenzor sparivanja κ :

$$\rho_{II'} = \langle \Phi | c_{I'}^\dagger c_I | \Phi \rangle, \quad \kappa_{II'} = \langle \Phi | c_{I'} c_I | \Phi \rangle$$

- RHB jednadžbe glase:

- uvodimo matricu gustoće ρ i tenzor sparivanja κ :

$$\rho_{ll'} = \langle \Phi | c_{l'}^\dagger c_l | \Phi \rangle, \quad \kappa_{ll'} = \langle \Phi | c_{l'} c_l | \Phi \rangle$$

- RHB jednadžbe glase:

$$\begin{pmatrix} h - m - \lambda & \Delta \\ -\Delta^* & -h + m + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix}$$

- uvodimo matricu gustoće ρ i tenzor sparivanja κ :

$$\rho_{II'} = \langle \Phi | c_{I'}^\dagger c_I | \Phi \rangle, \quad \kappa_{II'} = \langle \Phi | c_{I'} c_I | \Phi \rangle$$

- RHB jednadžbe glase:

$$\begin{pmatrix} h - m - \lambda & \Delta \\ -\Delta^* & -h + m + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix}$$

- u ph -kanalu koristimo DD-PC1 funkcional, a u pp -kanalu separabilnu silu sparivanja

- RHB jednadžbe rješavamo iterativno, razvojem spinora U_k i V_k u bazi deformiranog aksijalno simetričnog H.O.

- RHB jednadžbe rješavamo iterativno, razvojem spinora U_k i V_k u bazi deformiranog aksijalno simetričnog H.O.
- rješenja odgovaraju kvazičestičnim stanjima i energijama, a odgovarajućom ih je transformacijom moguće preslikati u čestičnu bazu

- RHB jednadžbe rješavamo iterativno, razvojem spinora U_k i V_k u bazi deformiranog aksijalno simetričnog H.O.
- rješenja odgovaraju kvazičestičnim stanjima i energijama, a odgovarajućom ih je transformacijom moguće preslikati u čestičnu bazu
- rješavanjem RHB jednadžbi dobije se samo jedna točka: da bismo dobili energiju kao funkciju kolektivnog parametra q , koristimo metodu kvadratičnog ograničenja

- RHB jednadžbe rješavamo iterativno, razvojem spinora U_k i V_k u bazi deformiranog aksijalno simetričnog H.O.
- rješenja odgovaraju kvazičestičnim stanjima i energijama, a odgovarajućom ih je transformacijom moguće preslikati u čestičnu bazu
- rješavanjem RHB jednadžbi dobije se samo jedna točka: da bismo dobili energiju kao funkciju kolektivnog parametra q , koristimo metodu kvadratičnog ograničenja
- ovakav pristup omogućuje efikasan račun energija vezanja u $q_2 - q_3$ ($\beta_2 - \beta_3$) ravnini na razini srednjeg polja

- aproksimacijom srednjeg polja slomljene su neke simetrije (translacijska, rotacijska, paritetna, broj čestica, ...) koje je potrebno ponovno uspostaviti

- aproksimacijom srednjeg polja slomljene su neke simetrije (translacijska, rotacijska, paritetna, broj čestica, ...) koje je potrebno ponovno uspostaviti
- zadržimo li se na jezgrama koje imaju dobro definiran minimum u kvadrupolnoj koordinati, najveći doprinos korelacijskoj energiji dolazit će od fluktuacija u oktrupolnom stupnju slobode i ponovnog uspostavljanja dobrog pariteta

- aproksimacijom srednjeg polja slomljene su neke simetrije (translacijska, rotacijska, paritetna, broj čestica, ...) koje je potrebno ponovno uspostaviti
- zadržimo li se na jezgrama koje imaju dobro definiran minimum u kvadrupolnoj koordinati, najveći doprinos korelacijskoj energiji dolazit će od fluktuacija u oktrupolnom stupnju slobode i ponovnog uspostavljanja dobrog pariteta
- te je dvije korekcije moguće istovremeno uzeti u obzir u okviru metode generirajućih koordinata (GCM)

Metoda generirajućih koordinata

Metoda generirajućih koordinata

- gradimo valne funkcije $|\psi_\alpha\rangle$ koje predstavljaju približna svojstvena stanja Hamiltonijana cijele jezgre:

Metoda generirajućih koordinata

- gradimo valne funkcije $|\psi_\alpha\rangle$ koje predstavljaju približna svojstvena stanja Hamiltonijana cijele jezgre:

$$|\psi_\alpha\rangle = \sum_j f_\alpha(q_j) |\phi(q_j)\rangle$$

Metoda generirajućih koordinata

- gradimo valne funkcije $|\psi_\alpha\rangle$ koje predstavljaju približna svojstvena stanja Hamiltonijana cijele jezgre:

$$|\psi_\alpha\rangle = \sum_j f_\alpha(q_j) |\phi(q_j)\rangle$$

- iz zahtjeva da očekivana vrijednost energije E_α u stanju $|\psi_\alpha\rangle$ bude nepromijenjena s obzirom na proizvoljnu varijaciju δf_α slijedi Hill-Wheelerova jednadžba (HW):

Metoda generirajućih koordinata

- gradimo valne funkcije $|\psi_\alpha\rangle$ koje predstavljaju približna svojstvena stanja Hamiltonijana cijele jezgre:

$$|\psi_\alpha\rangle = \sum_j f_\alpha(q_j) |\phi(q_j)\rangle$$

- iz zahtjeva da očekivana vrijednost energije E_α u stanju $|\psi_\alpha\rangle$ bude nepromijenjena s obzirom na proizvoljnu varijaciju δf_α slijedi Hill-Wheelerova jednadžba (HW):

$$\sum_j f_\alpha(q_j) \left(\underbrace{\langle \phi(q_i) | \hat{H} | \phi(q_j) \rangle}_{\mathcal{H}(q_i, q_j)} - E_\alpha \underbrace{\langle \phi(q_i) | \phi(q_j) \rangle}_{\mathcal{N}(q_i, q_j)} \right) = 0$$

- HW jednadžba predstavlja generalizirani problem svojstvenih vrijednosti i $f_{\alpha}(q_i)$ nisu kolektivne valne funkcije za varijablu q

- HW jednadžba predstavlja generalizirani problem svojstvenih vrijednosti i $f_\alpha(q_i)$ nisu kolektivne valne funkcije za varijablu q
- koristeći set funkcija $g_\alpha(q_i) = \sum_j (\mathcal{N})^{1/2}(q_i, q_j) f_\alpha(q_j)$ HW jednadžbu transformiramo u običan problem svojstvenih vrijednosti:

- HW jednadžba predstavlja generalizirani problem svojstvenih vrijednosti i $f_\alpha(q_i)$ nisu kolektivne valne funkcije za varijablu q
- koristeći set funkcija $g_\alpha(q_i) = \sum_j (\mathcal{N})^{1/2}(q_i, q_j) f_\alpha(q_j)$ HW jednadžbu transformiramo u običan problem svojstvenih vrijednosti:

$$\sum_j \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) g_\alpha(q_j) = E_\alpha g_\alpha(q_i)$$

- HW jednadžba predstavlja generalizirani problem svojstvenih vrijednosti i $f_\alpha(q_i)$ nisu kolektivne valne funkcije za varijablu q
- koristeći set funkcija $g_\alpha(q_i) = \sum_j (\mathcal{N})^{1/2}(q_i, q_j) f_\alpha(q_j)$ HW jednadžbu transformiramo u običan problem svojstvenih vrijednosti:

$$\sum_j \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) g_\alpha(q_j) = E_\alpha g_\alpha(q_i)$$

- funkcije $g_\alpha(q_i)$ su ortonormirane i predstavljaju kolektivne valne funkcije za varijablu q

- HW jednadžba predstavlja generalizirani problem svojstvenih vrijednosti i $f_\alpha(q_i)$ nisu kolektivne valne funkcije za varijablu q
- koristeći set funkcija $g_\alpha(q_i) = \sum_j (\mathcal{N})^{1/2}(q_i, q_j) f_\alpha(q_j)$ HW jednadžbu transformiramo u običan problem svojstvenih vrijednosti:

$$\sum_j \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) g_\alpha(q_j) = E_\alpha g_\alpha(q_i)$$

- funkcije $g_\alpha(q_i)$ su ortonormirane i predstavljaju kolektivne valne funkcije za varijablu q
- potrebno je i ponovno uspostaviti dobar broj čestica

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

$$\sum_j \mathcal{N}(q_i, q_j) u_k(q_j) = n_k u_k(q_i)$$

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

$$\sum_j \mathcal{N}(q_i, q_j) u_k(q_j) = n_k u_k(q_i)$$

- svojstvene funkcije s jako malim svojstvenim vrijednostima eliminiramo, a od ostalih gradimo kolektivni Hamiltonijan:

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

$$\sum_j \mathcal{N}(q_i, q_j) u_k(q_j) = n_k u_k(q_i)$$

- svojstvene funkcije s jako malim svojstvenim vrijednostima eliminiramo, a od ostalih gradimo kolektivni Hamiltonijan:

$$\mathcal{H}_{kl}^{coll} = \frac{1}{\sqrt{n_k}} \frac{1}{\sqrt{n_l}} \sum_{i,j} u_k(q_i) \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) u_l(q_j)$$

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

$$\sum_j \mathcal{N}(q_i, q_j) u_k(q_j) = n_k u_k(q_i)$$

- svojstvene funkcije s jako malim svojstvenim vrijednostima eliminiramo, a od ostalih gradimo kolektivni Hamiltonijan:

$$\mathcal{H}_{kl}^{coll} = \frac{1}{\sqrt{n_k}} \frac{1}{\sqrt{n_l}} \sum_{i,j} u_k(q_i) \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) u_l(q_j)$$

- kolektivni Hamiltonijan potom dijagonaliziramo:

- prvi korak u rješavanju HW jednadžbe je dijagonalizacija $\mathcal{N}$:

$$\sum_j \mathcal{N}(q_i, q_j) u_k(q_j) = n_k u_k(q_i)$$

- svojstvene funkcije s jako malim svojstvenim vrijednostima eliminiramo, a od ostalih gradimo kolektivni Hamiltonijan:

$$\mathcal{H}_{kl}^{coll} = \frac{1}{\sqrt{n_k}} \frac{1}{\sqrt{n_l}} \sum_{i,j} u_k(q_i) \tilde{\mathcal{H}}(q_i, q_j) u_l(q_j)$$

- kolektivni Hamiltonijan potom dijagonaliziramo:

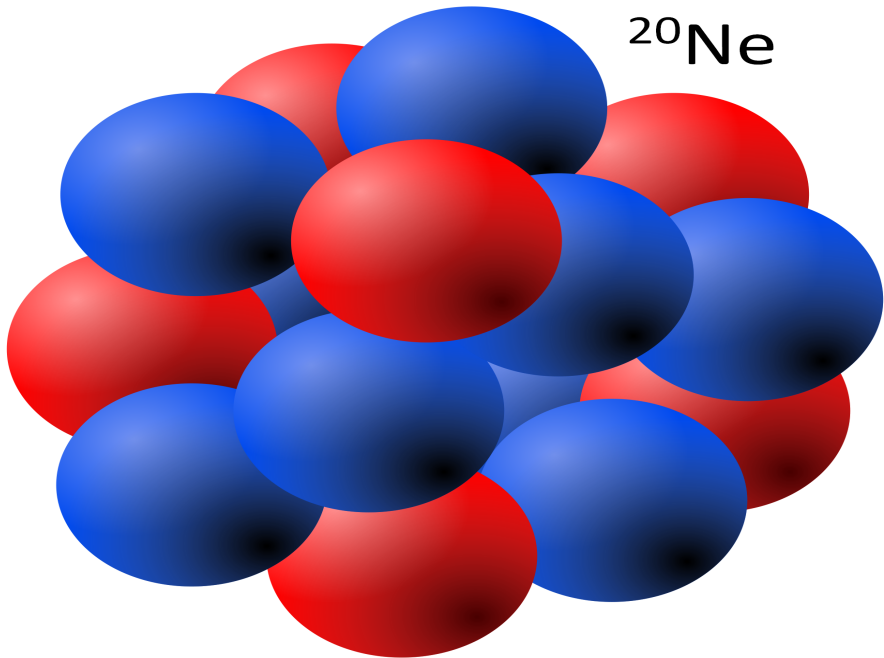
$$\sum_I \mathcal{H}_{kl}^{coll} g_I^\alpha = E_\alpha g_k^\alpha$$

- dobivene svojstvene vrijednosti odgovaraju spektru promatranog sustava, a iz dobivenih svojstvenih stanja i svojstvenih stanja norme mogu se izračunati $g_{\alpha}(q_i)$ i $f_{\alpha}(q_i)$

- dobivene svojstvene vrijednosti odgovaraju spektru promatranog sustava, a iz dobivenih svojstvenih stanja i svojstvenih stanja norme mogu se izračunati $g_{\alpha}(q_i)$ i $f_{\alpha}(q_i)$
- paritetna simetrija kolektivnih valnih funkcija ponovno je uspostavljena računajući na mreži deformacija q koja je simetrična s obzirom na ishodište

- dobivene svojstvene vrijednosti odgovaraju spektru promatranog sustava, a iz dobivenih svojstvenih stanja i svojstvenih stanja norme mogu se izračunati $g_{\alpha}(q_i)$ i $f_{\alpha}(q_i)$
- paritetna simetrija kolektivnih valnih funkcija ponovno je uspostavljena računajući na mreži deformacija q koja je simetrična s obzirom na ishodište
- poznavanje težinskih funkcija omogućuje izravan račun svih fizikalnih opservabli (npr. snage oktrupolnih prijelaza), koje je onda moguće usporediti s eksperimentom

Rezultati



^{20}Ne

Rezultati

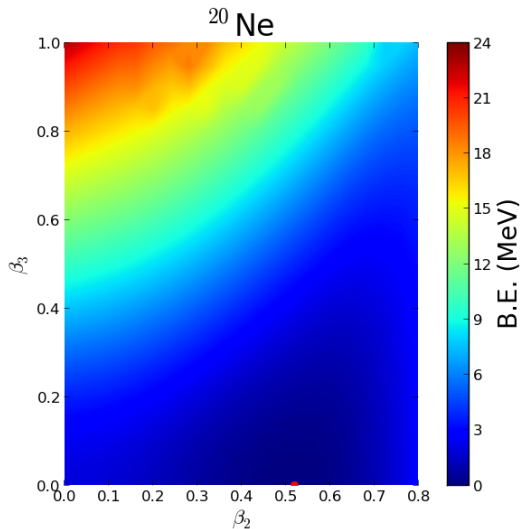
- osnovno stanje atomske jezgre ^{20}Ne odgovara kvadrupolno deformiranom izduženom elipsoidu bez oktrupolne deformacije

Rezultati

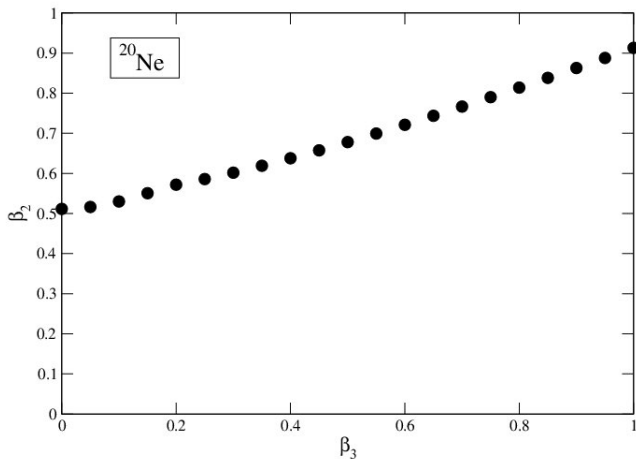
- osnovno stanje atomske jezgre ^{20}Ne odgovara kvadrupolno deformiranom izduženom elipsoidu bez oktrupolne deformacije
- ima jednu od najvećih snaga oktrupolnog prijelaza među lakim jezgrama

Rezultati

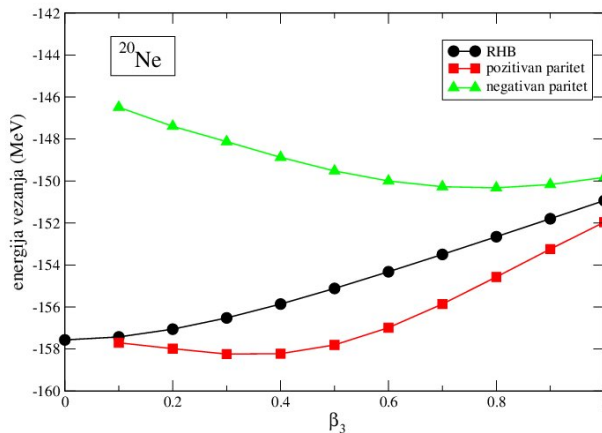
- osnovno stanje atomske jezgre ^{20}Ne odgovara kvadrupolno deformiranom izduženom elipsoidu bez oktrupolne deformacije
- ima jednu od najvećih snaga oktrupalnog prijelaza među lakim jezgrama
- optimalan izbor za numerički test konzistentnosti kôda



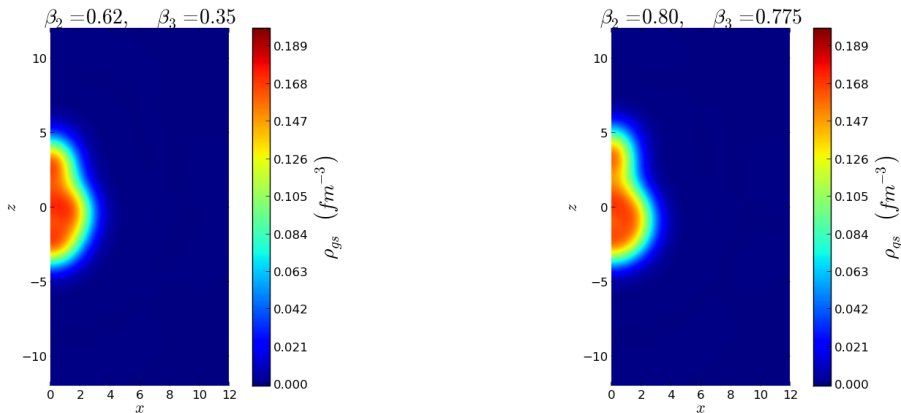
Energija vezanja atomske jezgre ^{20}Ne u β_2 - β_3 ravnini.



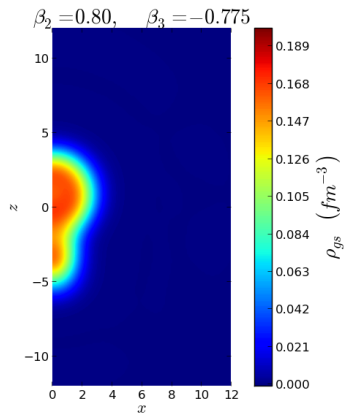
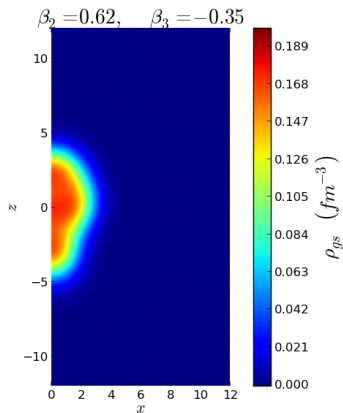
Ovisnost ravnotežne kvadrupolne deformacije atomske jezgre ^{20}Ne o nametnutoj oktrupolnoj deformaciji.



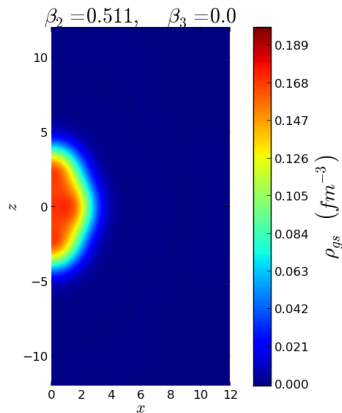
Energija vezanja atomske jezgre ^{20}Ne u ovisnosti o oktrupolnoj deformaciji.



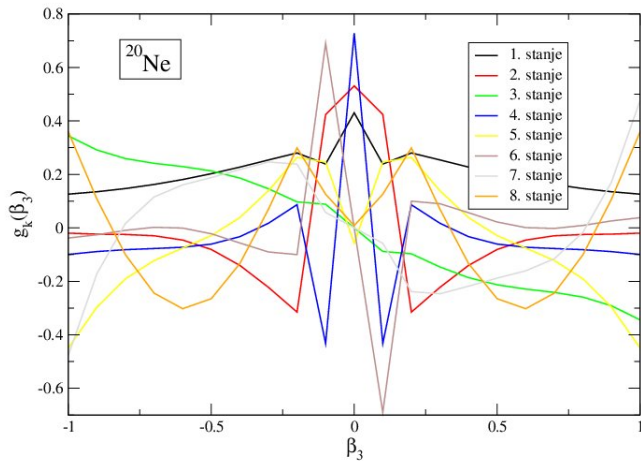
Raspodjela gustoće nukleona atomske jezgre ^{20}Ne u projiciranim minimumima β_3^+ (lijevo) i β_3^- (desno).



Raspodjela gustoće nukleona atomske jezgre ^{20}Ne u projiciranim minimumima $-\beta_3^+$ (lijevo) i $-\beta_3^-$ (desno).



Raspodjela gustoće nukleona atomske jezgre ^{20}Ne u $\beta_3 = 0$.

Prvih 8 GCM kolektivnih valnih funkcija atomske jezgre ^{20}Ne .

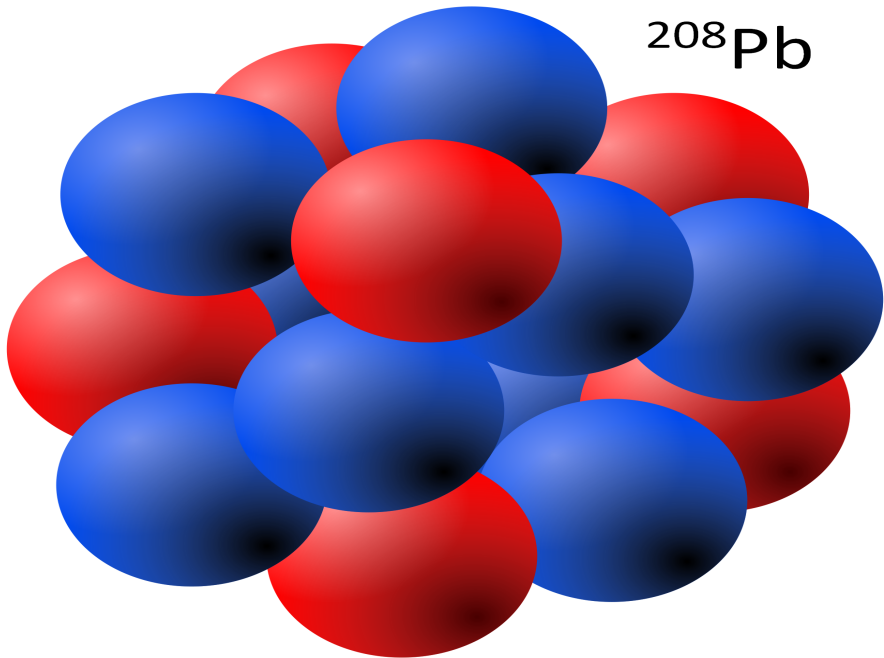
- potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća bez ponovnog uspostavljanja dobrog angularnog momenta

- potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća bez ponovnog uspostavljanja dobrog angularnog momenta
- energija pobuđenja E_3 , koja odgovara razlici energija prvog neparnog i prvog parnog stanja, iznosi 8.1 MeV

- potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća bez ponovnog uspostavljanja dobrog angularnog momenta
- energija pobuđenja E_3 , koja odgovara razlici energija prvog neparnog i prvog parnog stanja, iznosi 8.1 MeV (exp: 5.6 MeV, th: 6.7 MeV)

- potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća bez ponovnog uspostavljanja dobrog angularnog momenta
- energija pobuđenja E_3 , koja odgovara razlici energija prvog neparnog i prvog parnog stanja, iznosi 8.1 MeV (exp: 5.6 MeV, th: 6.7 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je $W(E3) = 9.2 \text{ W.u.}$

- potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća bez ponovnog uspostavljanja dobrog angularnog momenta
- energija pobuđenja E_3 , koja odgovara razlici energija prvog neparnog i prvog parnog stanja, iznosi 8.1 MeV (exp: 5.6 MeV, th: 6.7 MeV)
- snaga okupolnog prijelaza je $W(E3) = 9.2 \text{ W.u.}$ (exp: 13 W.u., th: 12 W.u.)

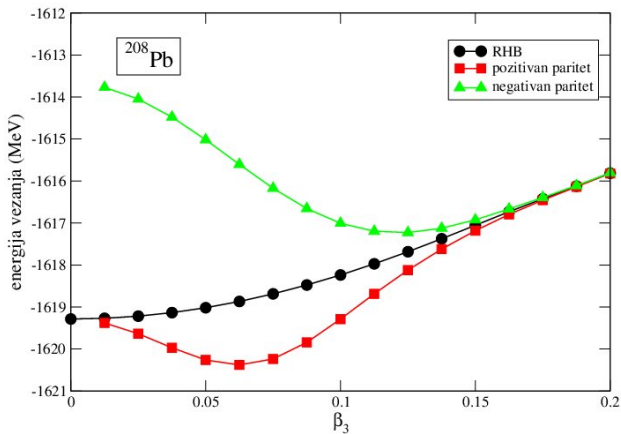


^{208}Pb

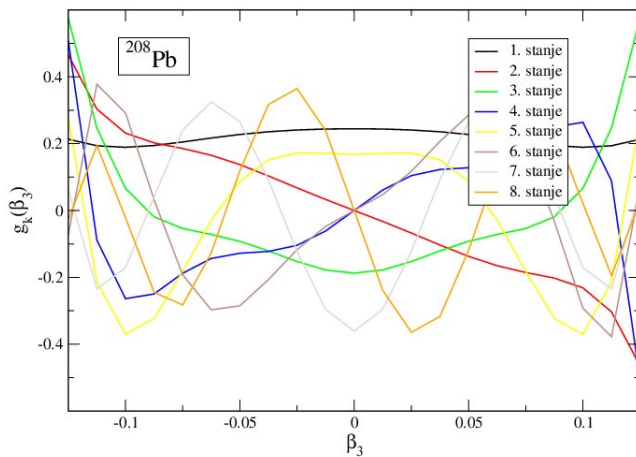
- prvo pobuđeno stanje atomske jezgre ^{208}Pb je 3^- na energiji 2.62 MeV

- prvo pobuđeno stanje atomske jezgre ^{208}Pb je 3^- na energiji 2.62 MeV
- snaga prijelaza za $3^- \rightarrow 0^+$ je oko 34 W.u.

- prvo pobuđeno stanje atomske jezgre ^{208}Pb je 3^- na energiji 2.62 MeV
- snaga prijelaza za $3^- \rightarrow 0^+$ je oko 34 W.u.
- važnost oktrupalnog stupnja slobode



Energija vezanja atomske jezgre ^{208}Pb u ovisnosti o oktrupolnoj deformaciji.

Prvih 8 GCM kolektivnih valnih funkcija atomske jezgre ^{208}Pb .

- energija pobuđenja E_3 iznosi 3.1 MeV

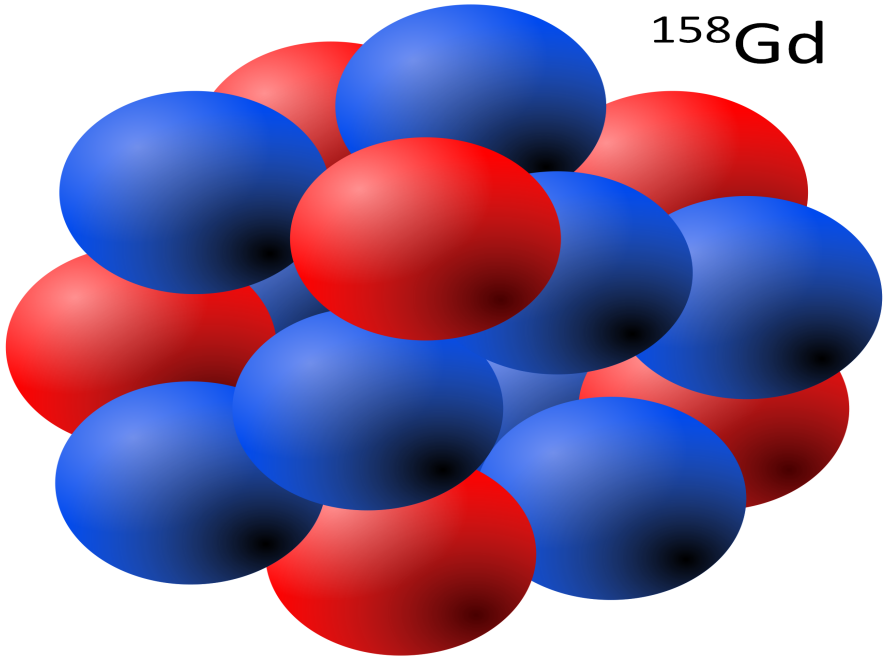
- energija pobuđenja E_3 iznosi 3.1 MeV (exp: 2.6 MeV, th: 4.0 MeV)

- energija pobuđenja E_3 iznosi 3.1 MeV (exp: 2.6 MeV, th: 4.0 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je 121 W.u.

- energija pobuđenja E_3 iznosi 3.1 MeV (exp: 2.6 MeV, th: 4.0 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je 121 W.u. (exp: 34 W.u., th: 53 W.u.)

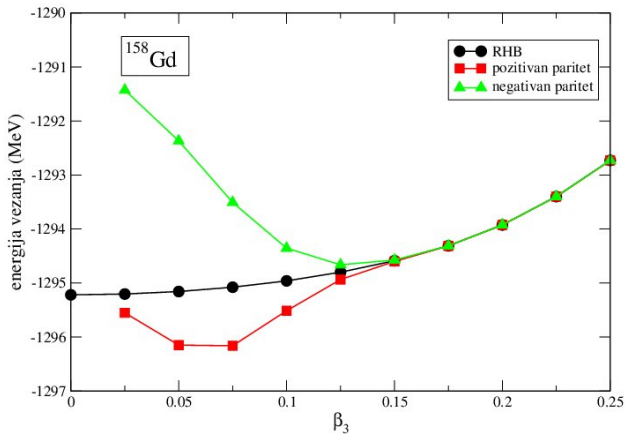
- energija pobuđenja E_3 iznosi 3.1 MeV (exp: 2.6 MeV, th: 4.0 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je 121 W.u. (exp: 34 W.u., th: 53 W.u.)
- korišteni kôd je u fazi testiranja i potrebno ga je dodatno optimizirati za stvarnu primjenu na težim jezgrama

^{158}Gd

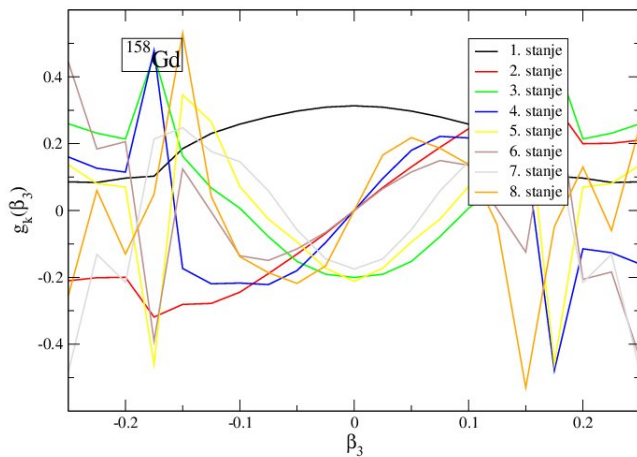


- prvo 3^- stanje u atomskoj jezgri ^{158}Gd nalazi se na energiji pobuđenja 1.04 MeV

- prvo 3^- stanje u atomskoj jezgri ^{158}Gd nalazi se na energiji pobuđenja 1.04 MeV
- snaga prijelaza za $3^- \rightarrow 0^+$ je oko 12 W.u.



Energija vezanja atomske jezgre ^{158}Gd u ovisnosti o oktrupolnoj deformaciji.

Prvih 8 GCM kolektivnih valnih funkcija atomske jezgre ^{158}Gd .

- energija pobuđenja E_3 iznosi 1.18 MeV

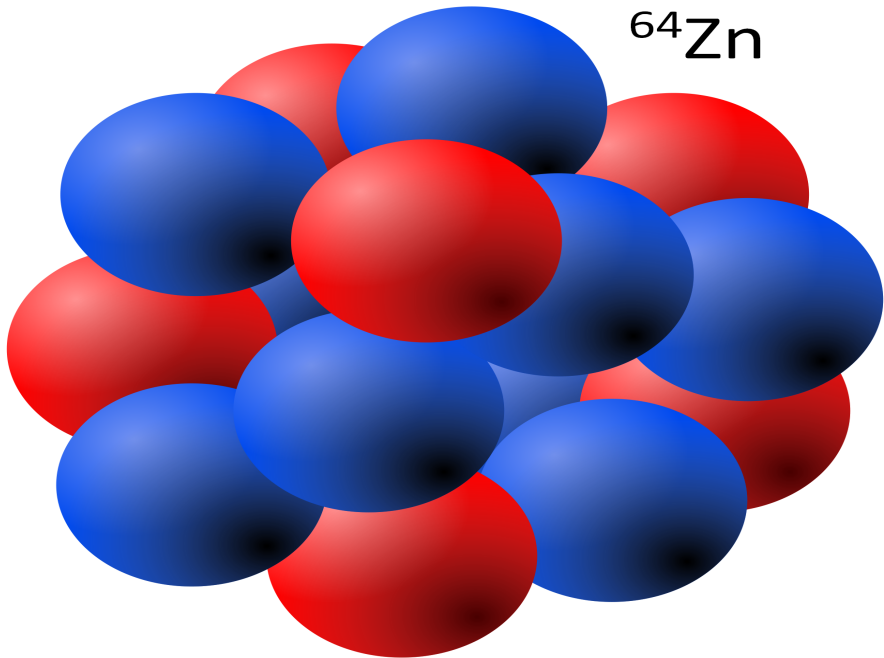
- energija pobuđenja E_3 iznosi 1.18 MeV (exp: 1.04 MeV, th: 1.7 MeV)

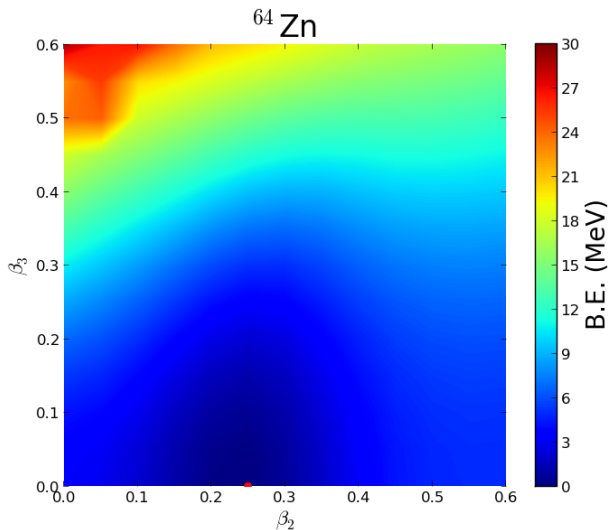
- energija pobuđenja E_3 iznosi 1.18 MeV (exp: 1.04 MeV, th: 1.7 MeV)
- snaga oktupolnog prijelaza je 15.9 W.u.

- energija pobuđenja E_3 iznosi 1.18 MeV (exp: 1.04 MeV, th: 1.7 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je 15.9 W.u. (exp: 12 W.u., th: 11.6 W.u.)

- energija pobuđenja E_3 iznosi 1.18 MeV (exp: 1.04 MeV, th: 1.7 MeV)
- snaga oktrupolnog prijelaza je 15.9 W.u. (exp: 12 W.u., th: 11.6 W.u.)
- teorijske je rezultate moguće približiti eksperimentalnima uzimajući u obzir vezanje kvadrupolnog i oktrupolnog stupnja slobode: atomska jezgra ^{64}Zn

^{64}Zn





Energija vezanja atomske jezgre ^{64}Zn u β_2 - β_3 ravnini.

- teorijske snage oktrupolnih prijelaza i do nekoliko redova veličine manje od eksperimentalnih

- teorijske snage oktrupolnih prijelaza i do nekoliko redova veličine manje od eksperimentalnih
- mekana ploha srednjeg polja $\Rightarrow$ kvadrupol-oktrupol vezanje

- teorijske snage oktrupolnih prijelaza i do nekoliko redova veličine manje od eksperimentalnih
- mekana ploha srednjeg polja $\Rightarrow$ kvadrupol-oktrupol vezanje
- projekcija na dobar angularan moment poboljšava teorijsku snagu prijelaza 2 – 3 puta

Zaključak

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktupolnih deformacija** u atomskim jezgrama

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja i kolektivni **GCM** model

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktrupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja i kolektivni **GCM** model
- ponovno uspostavljanje pariteta: korelacijske energije iznose 1 – 2 MeV

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja i kolektivni **GCM** model
- ponovno uspostavljanje pariteta: korelacijske energije iznose 1 – 2 MeV
- **energije pobuđenja prvih 3^- stanja reproducirane s vrlo dobrom preciznošću**, potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktrupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja i kolektivni **GCM** model
- ponovno uspostavljanje pariteta: korelacijske energije iznose 1 – 2 MeV
- **energije pobuđenja prvih 3^- stanja reproducirane s vrlo dobrom preciznošću**, potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća
- snage oktrupolnih prijelaza odstupaju od eksperimentalnih, **potrebna optimizacija kôda**

Zaključak

- primijenili smo formalizam **energijskih funkcionala gustoće** pri opisu **oktrupolnih deformacija** u atomskim jezgrama
- **RHB** model na razini srednjeg polja i kolektivni **GCM** model
- ponovno uspostavljanje pariteta: korelacijske energije iznose 1 – 2 MeV
- **energije pobuđenja prvih 3^- stanja reproducirane s vrlo dobrom preciznošću**, potpuna usporedba sa spektroskopskim podacima nije moguća
- snage oktrupolnih prijelaza odstupaju od eksperimentalnih, **potrebna optimizacija kôda**
- u nastavku istraživanja: **kvadrupol-oktrupol vezanje**

