

Modely jadier

Stručný prehľad
základných modelov





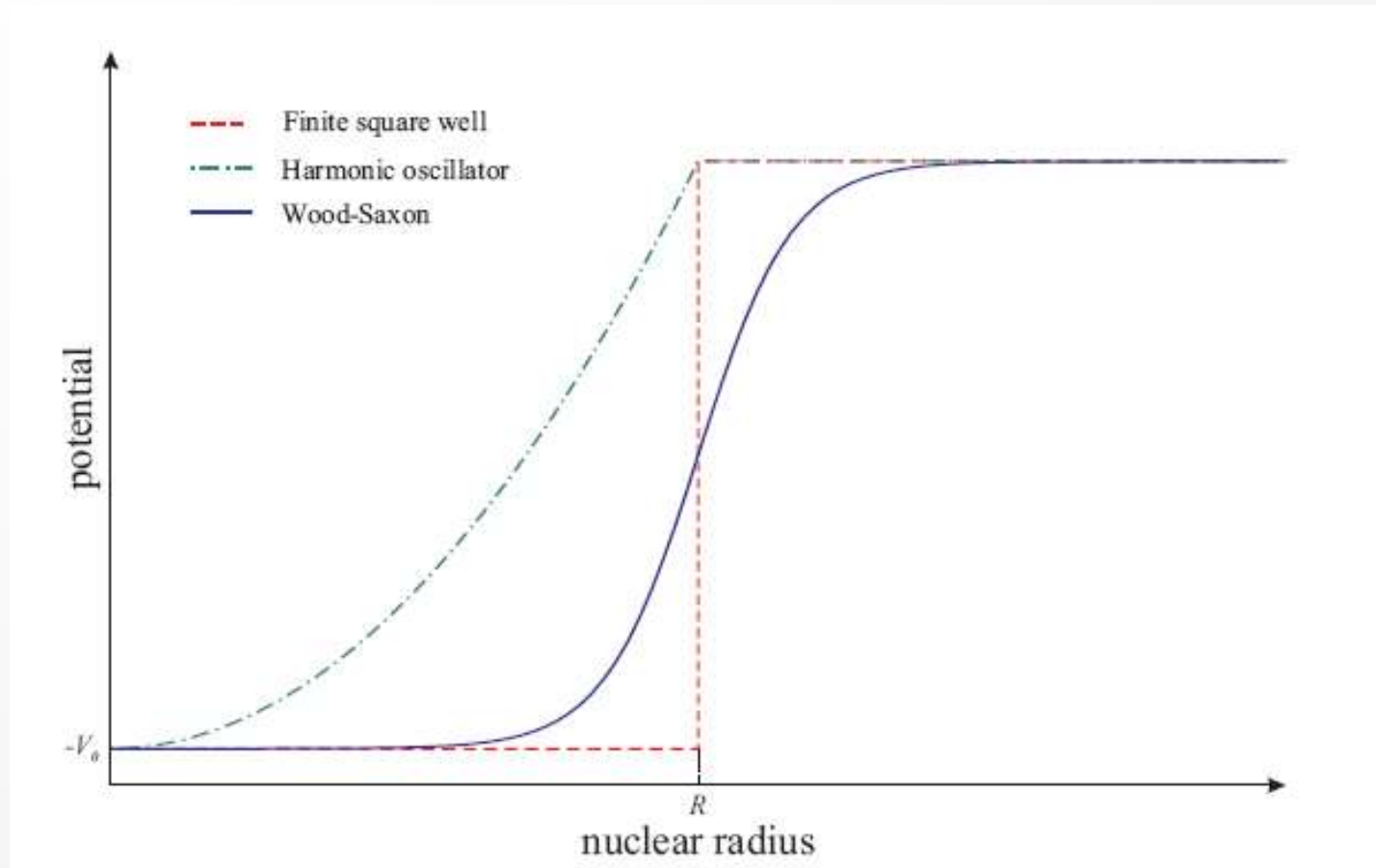
VRSTVOVÝ MODEL

Vrstvový model



- Vysvetľuje viacero anomálií, ktoré vykazujú izotopy s početnosťou protónov alebo neutrónov 2, 8, 20, 28, 50, 126 ako napr. vysokoležiace prvé vzbudené hladiny pre niektoré izotopy, vysoké separačné energie nukleónov, vysoké zastupenie niektorých izotopov, rezonančnú povahu záchytu neutrónov...
- Základom je jednočasticový sférický vrstvový model.
- V základnej forme sa namiesto nukleón – nukleónovej interakcie zavádza potenciál, ktorý generujú jadrové sily. V tomto potenciáli sa nachádzajú orbitály.
- Na rozdiel od elektrónov v obale atómového jadra nemáme centrálny potenciál.

Porovnanie potenciálov



Shell model



Lineárny harmonický oscilátor

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \left[1 - \frac{r^2}{R^2} \right] & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R \end{cases}$$

Pravouhlý konečný potenciál

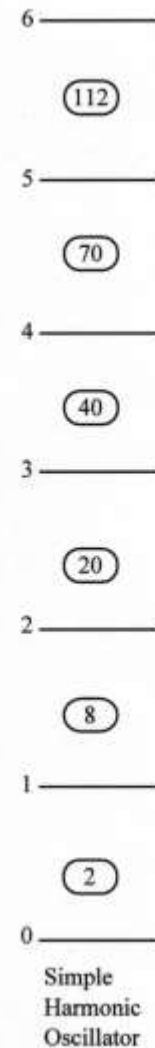
$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{if } r < R \\ 0 & \text{if } r > R, \end{cases}$$

Wood-Saxon

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

$$V(r) \rightarrow V(r) + W(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}.$$

Spherical shell model



Obsadzovanie hladín

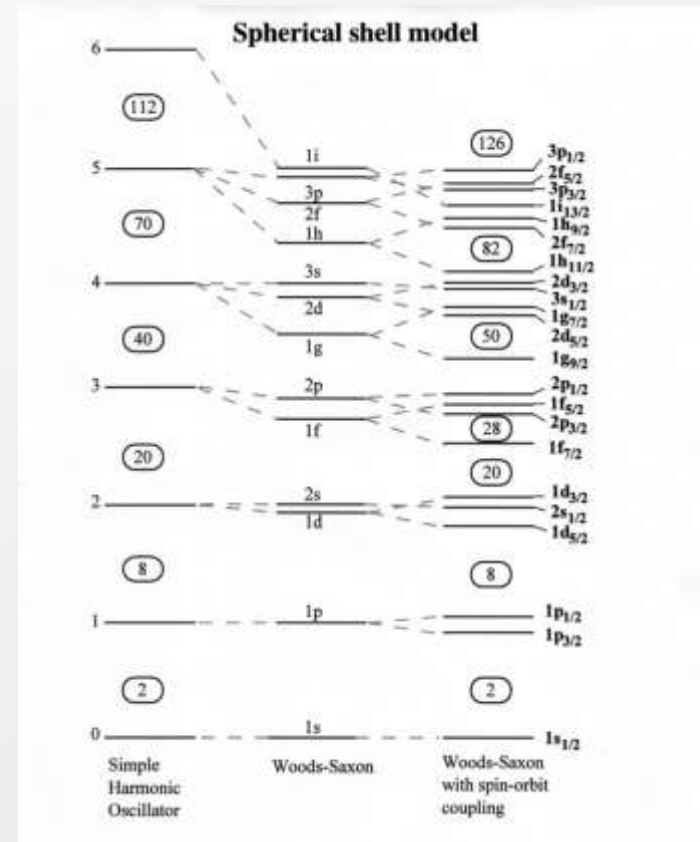


Spectroscopic notation

ℓ value	0	1	2	3	4	5	6
Symbol	s	p	d	f	g	h	i

Upozornenie:

Čísla na prvej pozícii v označení hladín (t.j. $1d_{3/2}$ $3p_{3/2}$ $1h_{9/2}$... atď) nemajú úlohu hlavných kvantových čísel, ale označujú poradie hladiny s príslušným l



Koľko nukleónov je na jednej hladine?

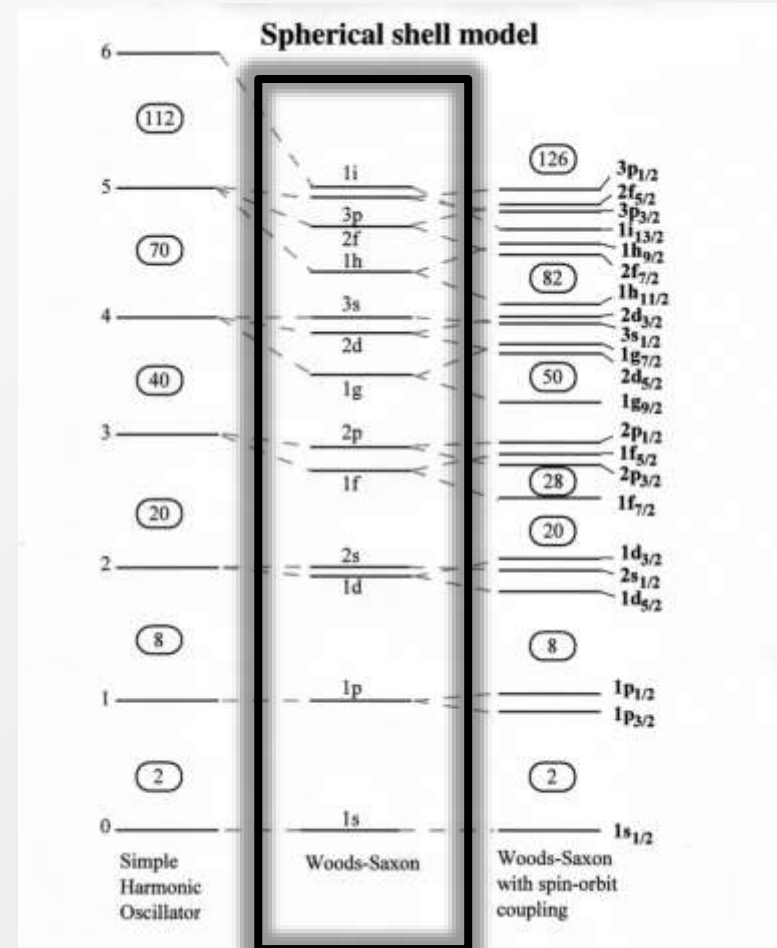


Prípád realistického potenciálu (Woods-Saxon) bez spin-orbitálnej interakcie:

$$2(2\ell+1)$$

faktor $(2\ell+1)$ je z degenerácie m_ℓ (podľa orbitálneho momentu hybnosti) keďže príslušný stav nadobúda hodnoty od $-\ell$ po $+\ell$

faktor 2 je z degenerácie m_s (vlastný spin nukleónu)



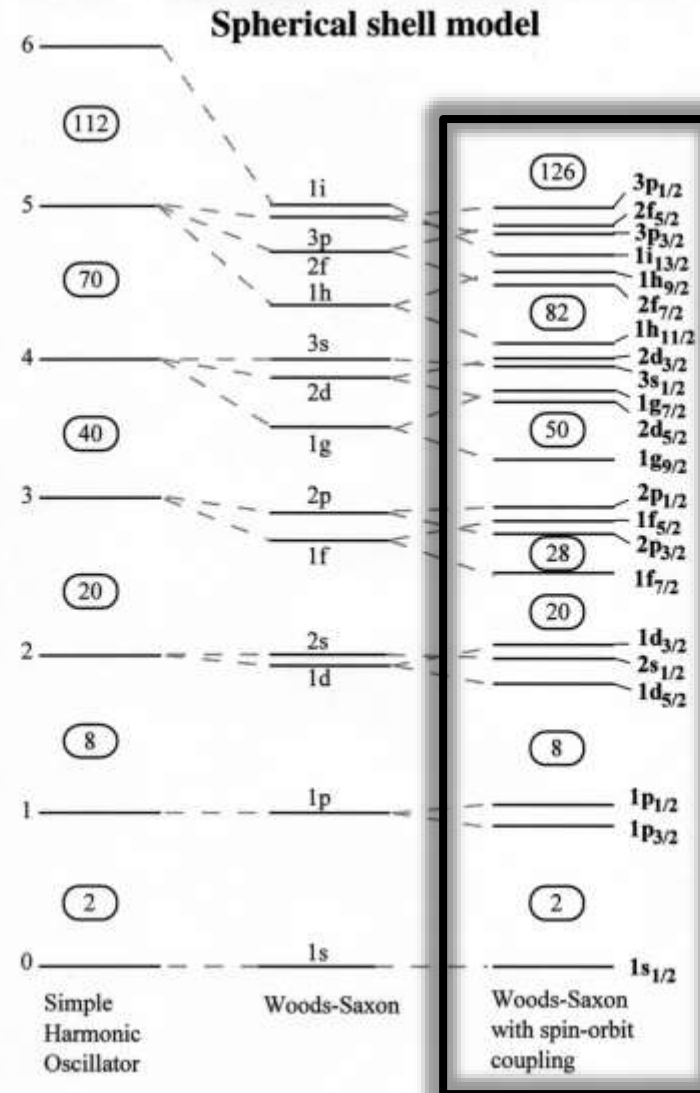
Spin orbitálna interakcia



Korekciu zaviedli Meyer, Haxel, Suess a Jensen v roku 1940

Idea zapožičaná z atómovej fyziky, kde poznáme jemnú štruktúru spektrálnych čiar v dôsledku interakcie magnetického momentu elektrónu s magnetickým poľom generovaným jeho pohybom v okolí jadra. Efekt je relatívne slabý $1:10^5$.

Požičiavame si len koncept. Elektromagnetická interakcia nie je dostatočne silná na vysvetlenie rozloženia hladín



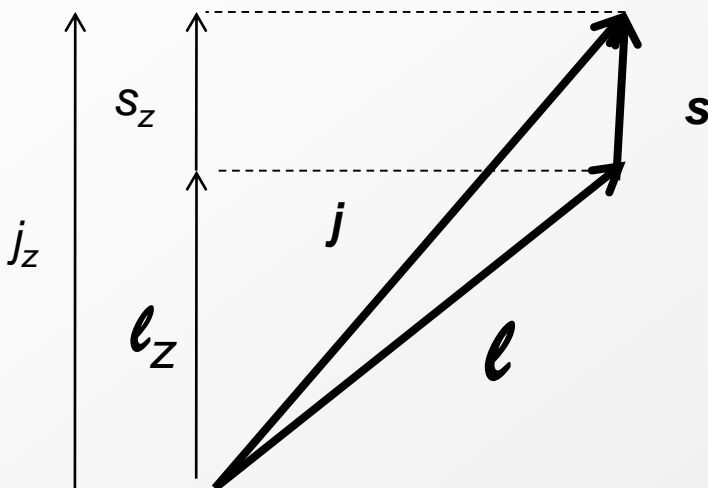
Realistický opis po zavedení $l \cdot s$ interakcie



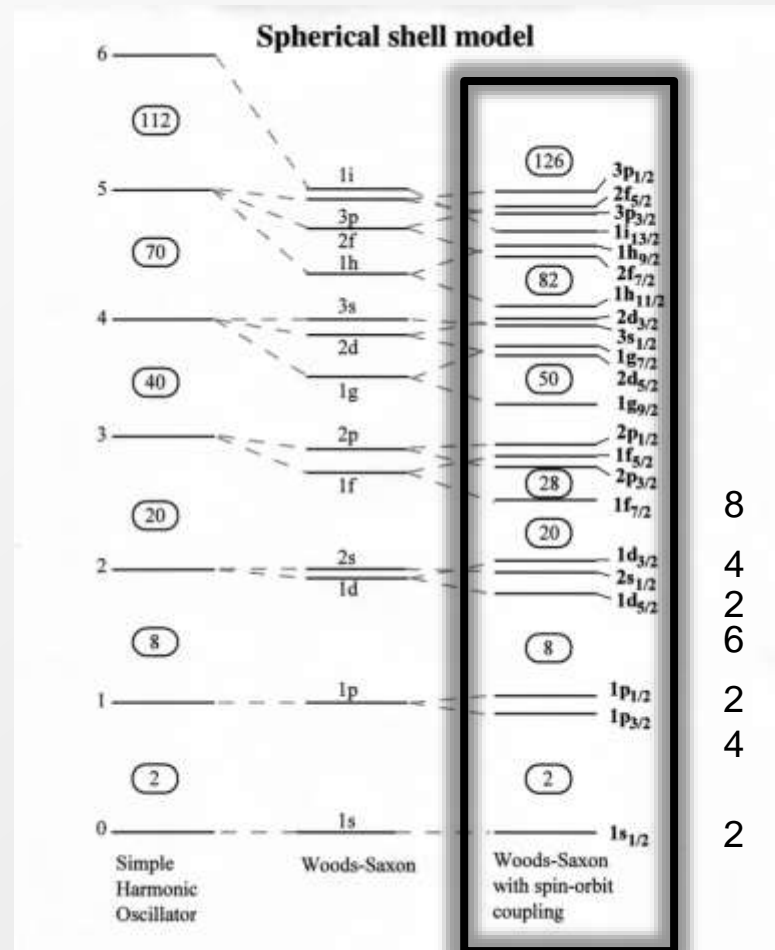
Prípád realistického potenciálu (Woods-Saxon) v kombinácii so spin-orbitálnou interakciou:

Zavádza sa celkový uhlový moment hybnosti

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$$



Parita hladiny zodpovedá hodnote $(-1)^l$ a indikuje sa zvyčajne v pravom hornom indexe.



Koľko nukleónov je na jednej hladine?



Prípado realistického potenciálu (Woods-Saxon) v kombinácii so spin-orbitálnou interakciou:

Zavádza sa celkový uhlový moment hybnosti

$$j = \ell + s$$

Pričom $m_j = m_\ell + m_s = m_\ell \pm 1/2$

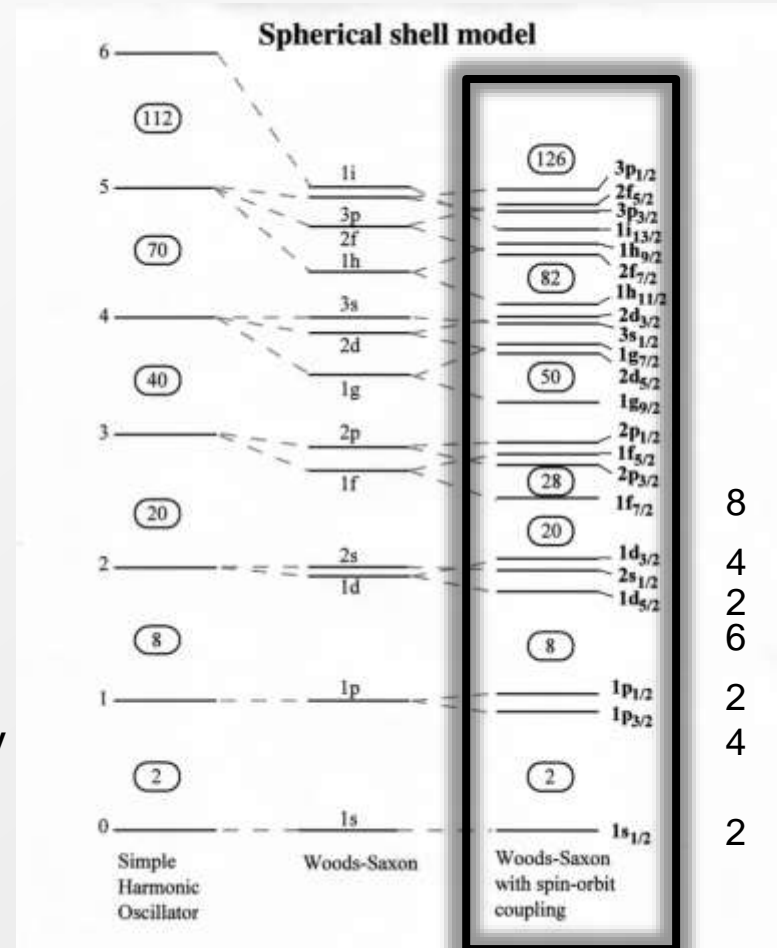
nakoľko m_ℓ je vždy celé číslo m_j je „polo-číslo“ ($\pm 1/2 \pm 3/2 \pm 5/2 \dots$)

Po spočítaní vektorov môže byť veľkosť j buď $\ell + 1/2$ alebo $\ell - 1/2$ čo sa indikuje v dolnom indexe označenia hladiny (pozn. v kvantovej mechanike môže nadobúdať kombinácia spinov hodnoty od ich súčtu po ich rozdiel).

Následne počet nukleónov na danej hladine

$$\text{je } (2j+1)$$

27. 3. 2020

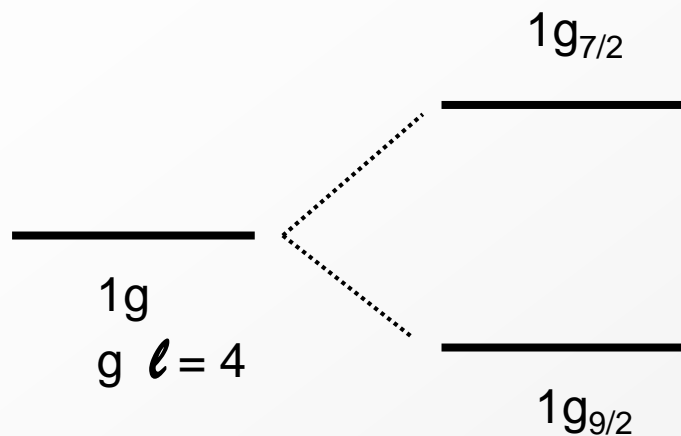


8
4
2
6
2
4
2

Štiepenie hladín (level split)

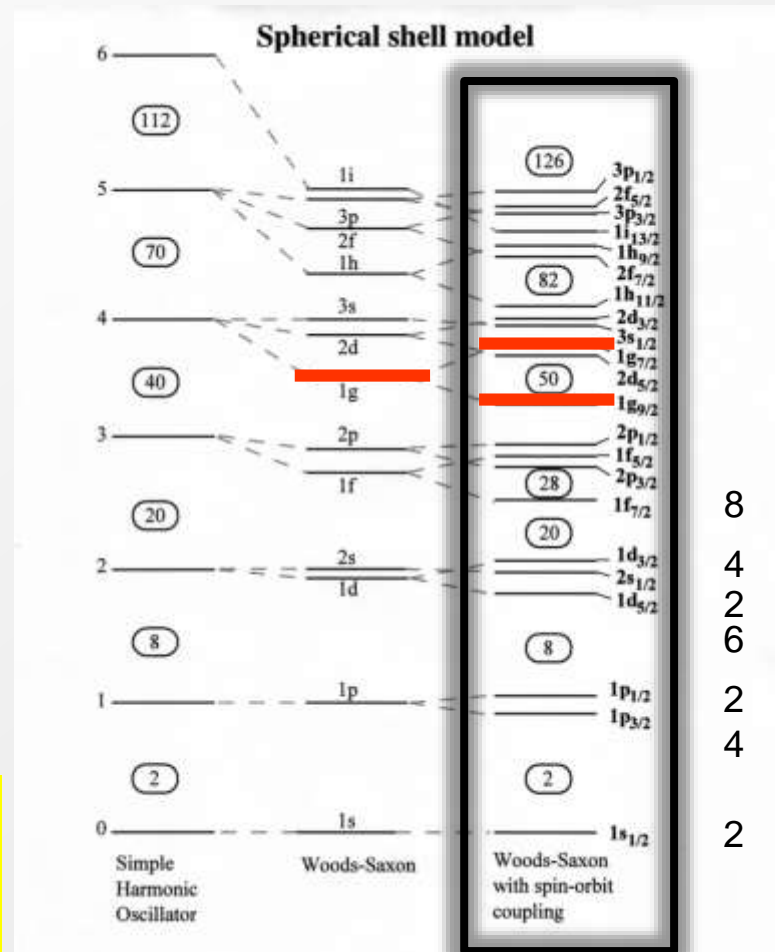


Po spočítaní vektorov môže byť veľkosť j buď $\ell + \frac{1}{2}$ alebo $\ell - \frac{1}{2}$ čo sa indikuje v dolnom indexe označenia hladiny.



Hladina s vyšším celkovým orbitálnym momentom hybnosti má dole nižšiu energiu. (veľkosť štiepenia – vid'. prednáška Fyzika atómového jadra)

Pozor na poradie pri vyšších hustotách hladín a porovnaní rôznych teoretických modelov (napr. hladiny $1g_{7/2}$ a $2d_{5/2}$ nad uzavretou vrstvou 50).



„Veľkosť“ $\ell \cdot s$ interakcie



Zaviedli sme celkový orbitálny moment hybnosti

$$j = \ell + s$$

Takže možné hodnoty pre celkový orbitálny moment hybnosti j sú:

$$j = \ell + 1/2 \text{ a } j = \ell - 1/2$$

Stredná hodnota $\langle \ell \cdot s \rangle$ sa potom získa trikomi:

$$j^2 = (\ell + s)^2 = \ell^2 + 2\ell \cdot s + s^2$$

Následne:

$$\ell \cdot s = \frac{1}{2} (j^2 - \ell^2 - s^2)$$

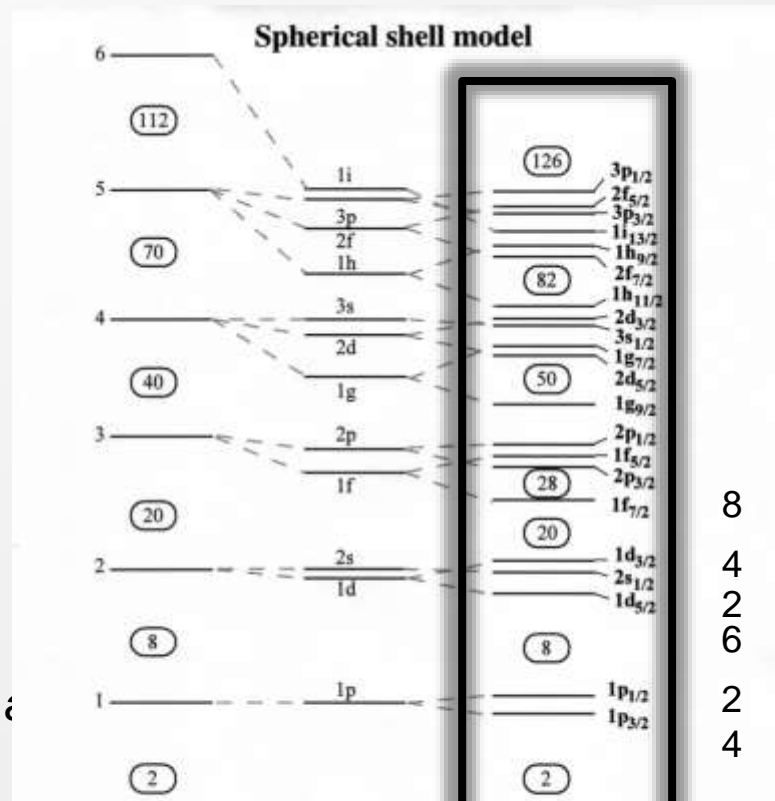
a stredna hodnota $\ell \cdot s$ interakcie

$$\langle \ell \cdot s \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \hbar^2$$

Rozdiel energii pre spin-orbitálny pár s $j = \ell + 1/2$ a

$j = \ell - 1/2$ je potom:

$$\langle \ell \cdot s \rangle_{\ell + 1/2} - \langle \ell \cdot s \rangle_{\ell - 1/2} = \frac{1}{2} (2\ell + 1) \hbar^2 \rightarrow$$

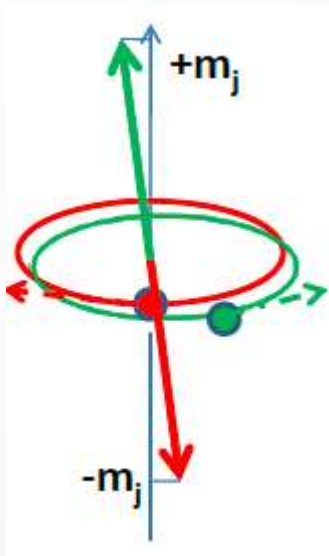


Rozdiel energií narastá s rastúcim ℓ
 Takže napr. i orbital sa bude štiepiť
 viac ako p orbital

Párovanie nukleónov



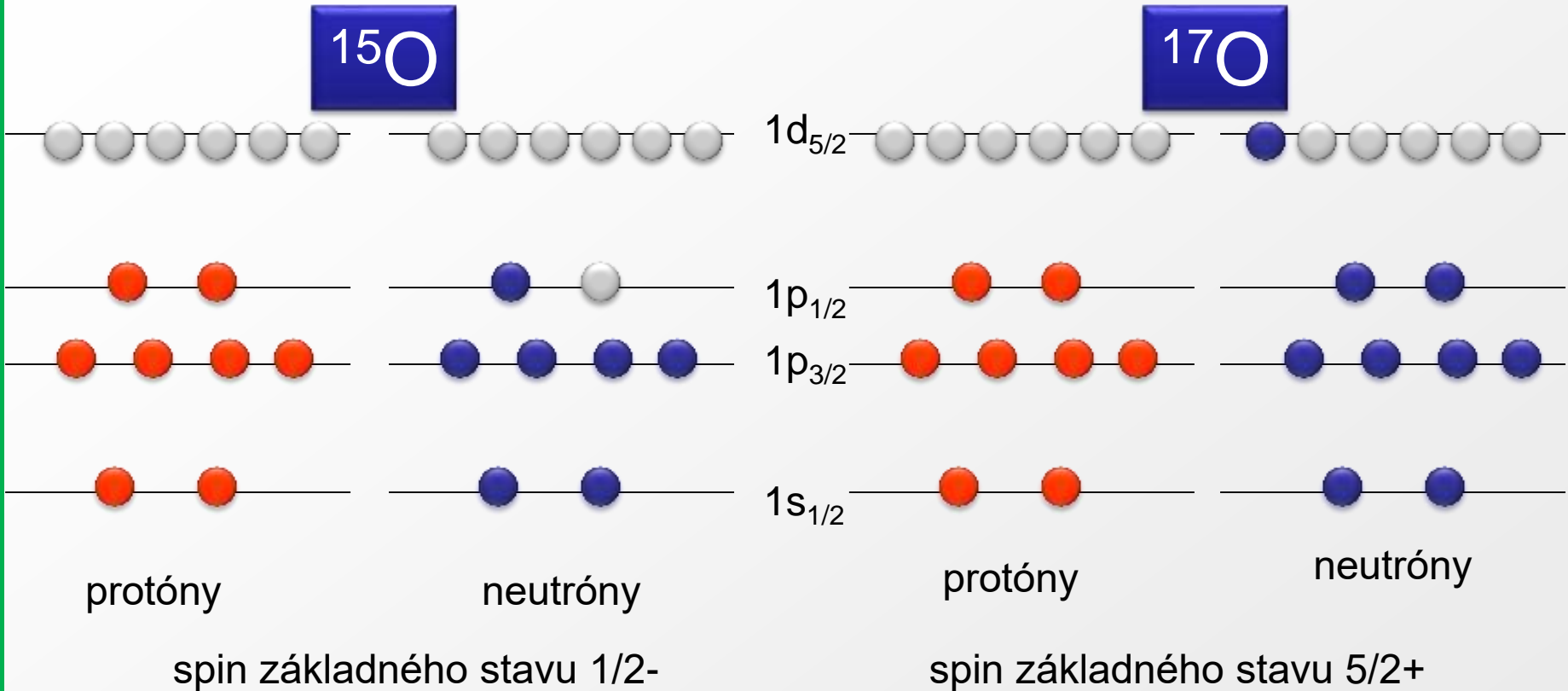
- Krátkodosahové nukleón-nukleónové interakcie viažu nukleóny do párov pohybujúcich sa na časovo-reverzných orbitaloch s opačnými hodnotami m_j . Tým získavajú páro-párne jadrá základný stav ako 0^+ .
- Dôsledkom je párovací člen v semiempirickom vzťahu pre väzbové energie.



	$1d_{5/2}$	Aage N. Bohr, Ben. R. Motellson a Leo J. Rainwater
	$1p_{1/2}$	Nobelova cena 1975 - „for the discovery of the connection between collective motion and particle motion in atomic nuclei and the development of the theory of the structure of the atomic nucleus based on this connection“
	$1p_{3/2}$	
	$1s_{1/2}$	

Príklad obsadzovania hladín

^{15}O vs. ^{17}O

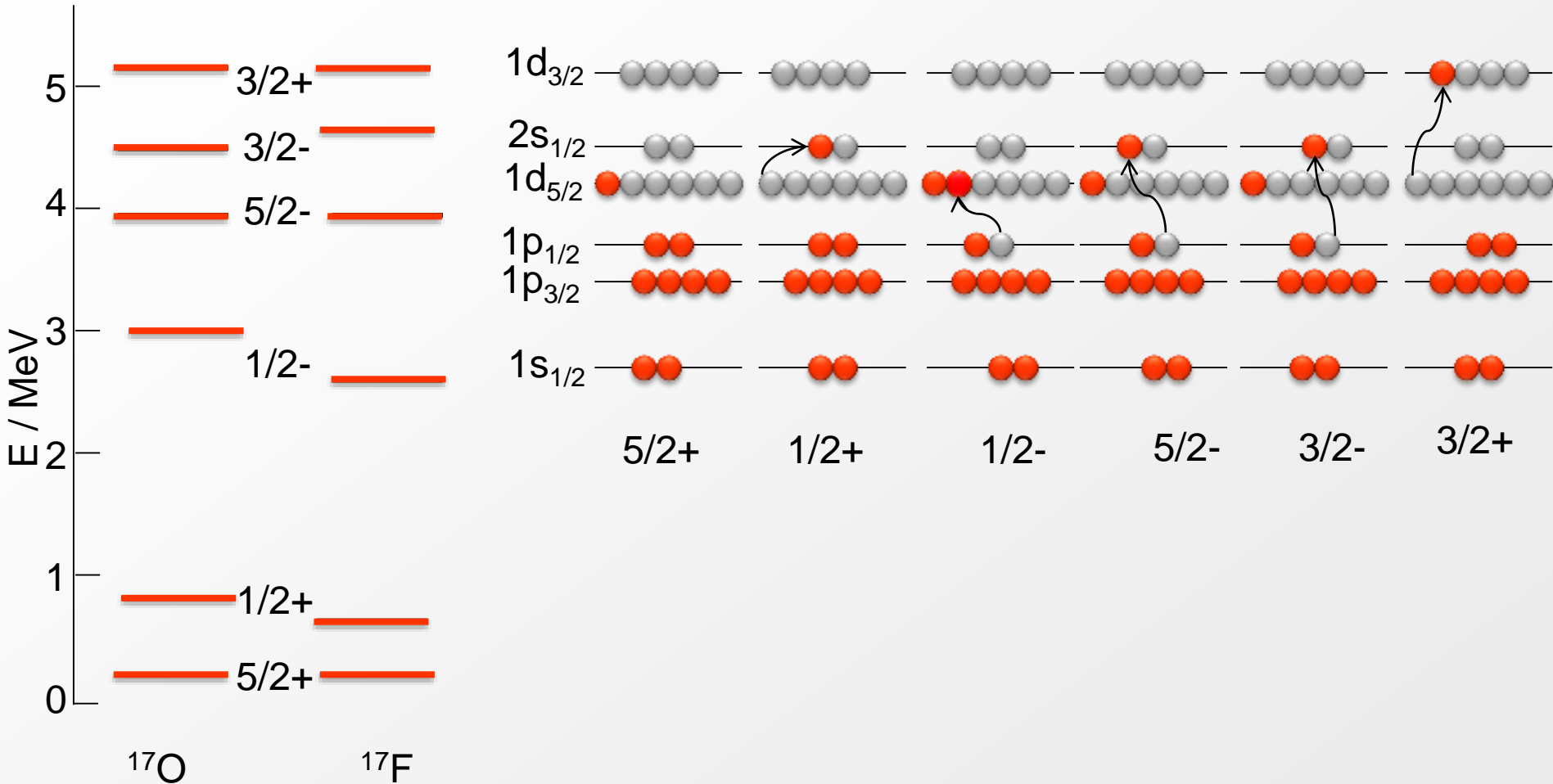


Nespárovaný neutrón určuje vlastnosti základného stavu

Vrstvový model - excitácie



Prípád pre ^{17}O (nespárovaný neutrón) a ^{17}F (nespárovaný protón)



Dvoj-časticové stavy



Pre spiny a parity stavov tvorených dvomi nespárovanými časticami je možné využiť Brennan-Bernstein pravidlá.

- I. Ak sú obe častice rovnakého typu (napr. diery, alebo častice) tak v prípade:
 - a. $j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}$ and $j_2 = \ell_2 \mp \frac{1}{2}$, then $I = |j_1 - j_2|$
 - b. $j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}$ a $j_2 = \ell_2 \pm \frac{1}{2}$, then $I = |j_1 \pm j_2|$
- II. V prípade kombinácie častice a diery $I = j_1 + j_2 - 1$

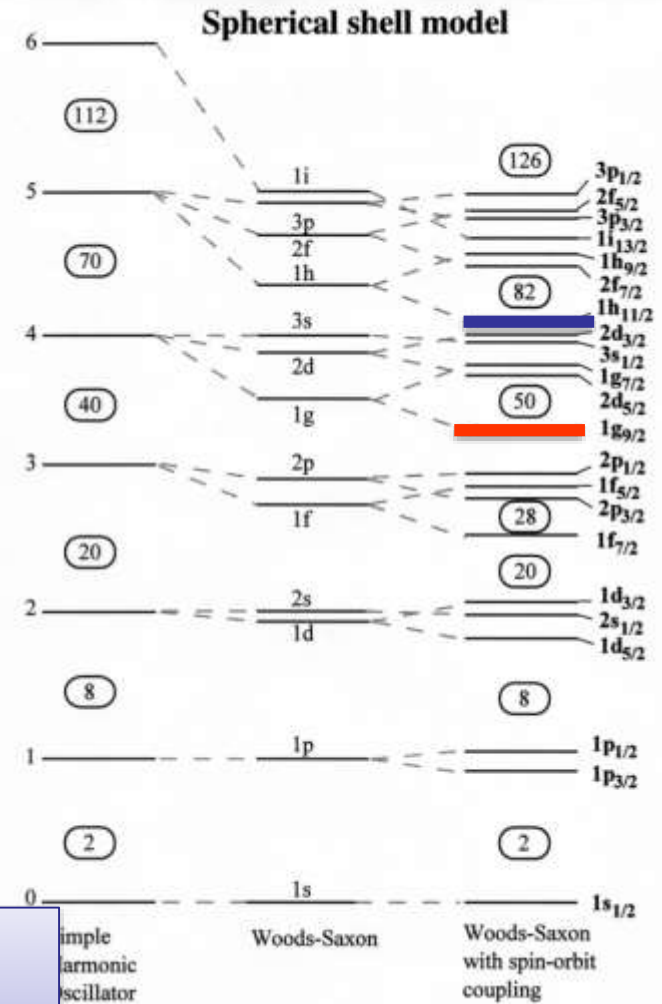
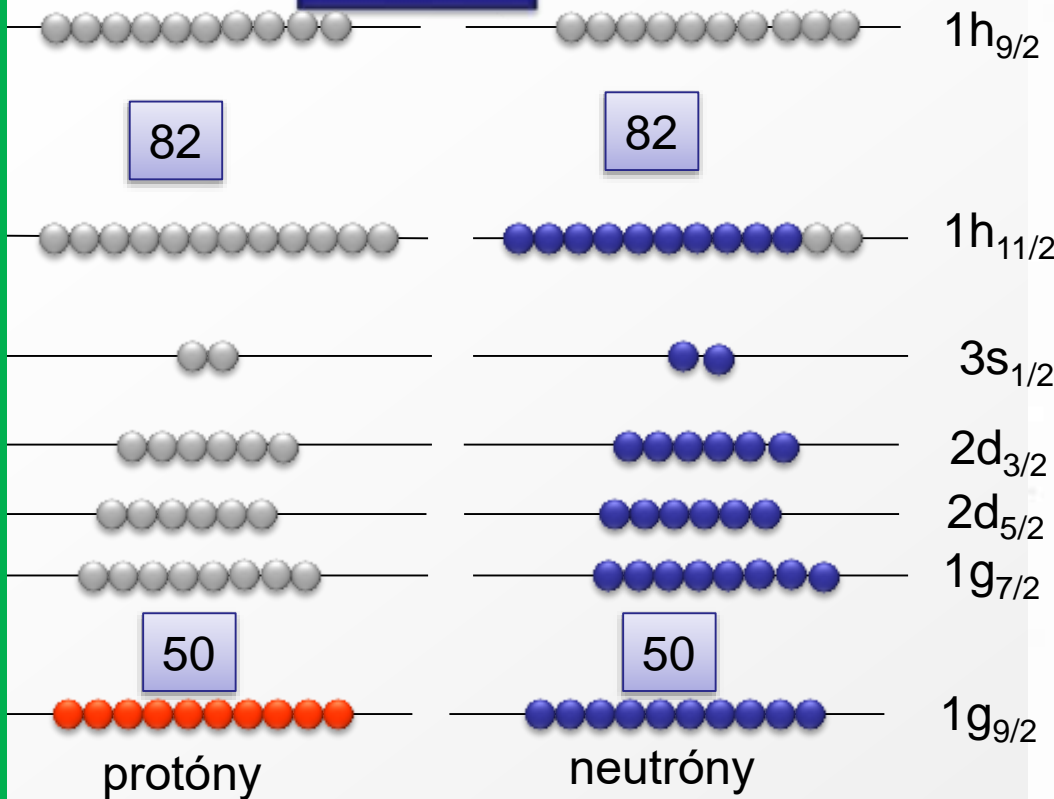
Takže v prípade ^{32}P máme pre protón uhlové momenty hybnosti a spin $\uparrow\uparrow$ a pre neutrón $\uparrow\downarrow$. Takže celkový spin jadra by mal byť $I = |j_1 - j_2| = 1$. Výsledok $1+$ (exp. hodnota $1+$)

M.H. Brennan and A.M. Bernstein, Physical Review 120, 927 (1960)

Párno-párne jadrá



^{130}Sn



Základný stav 0+

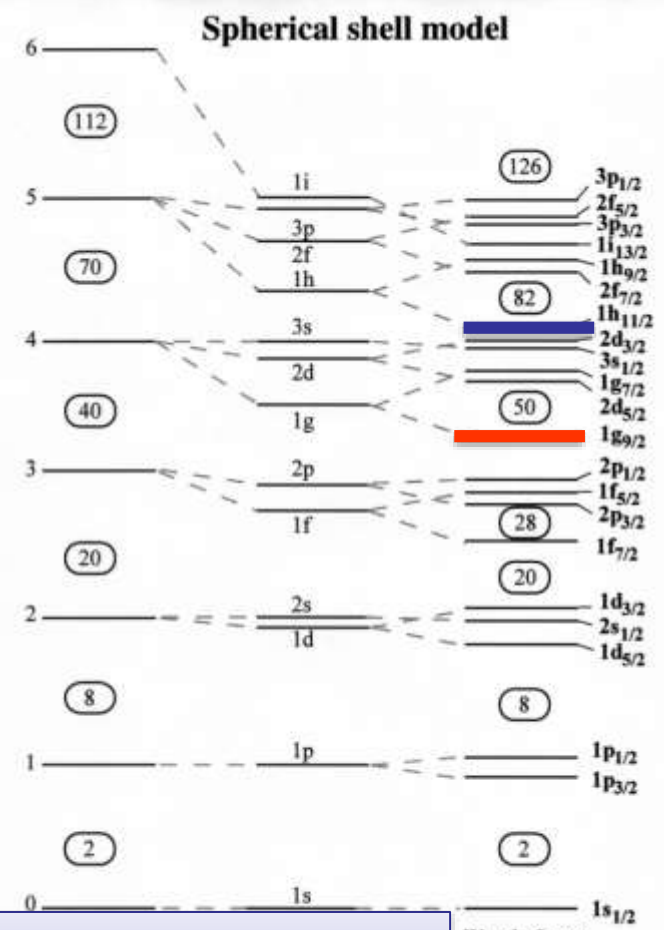
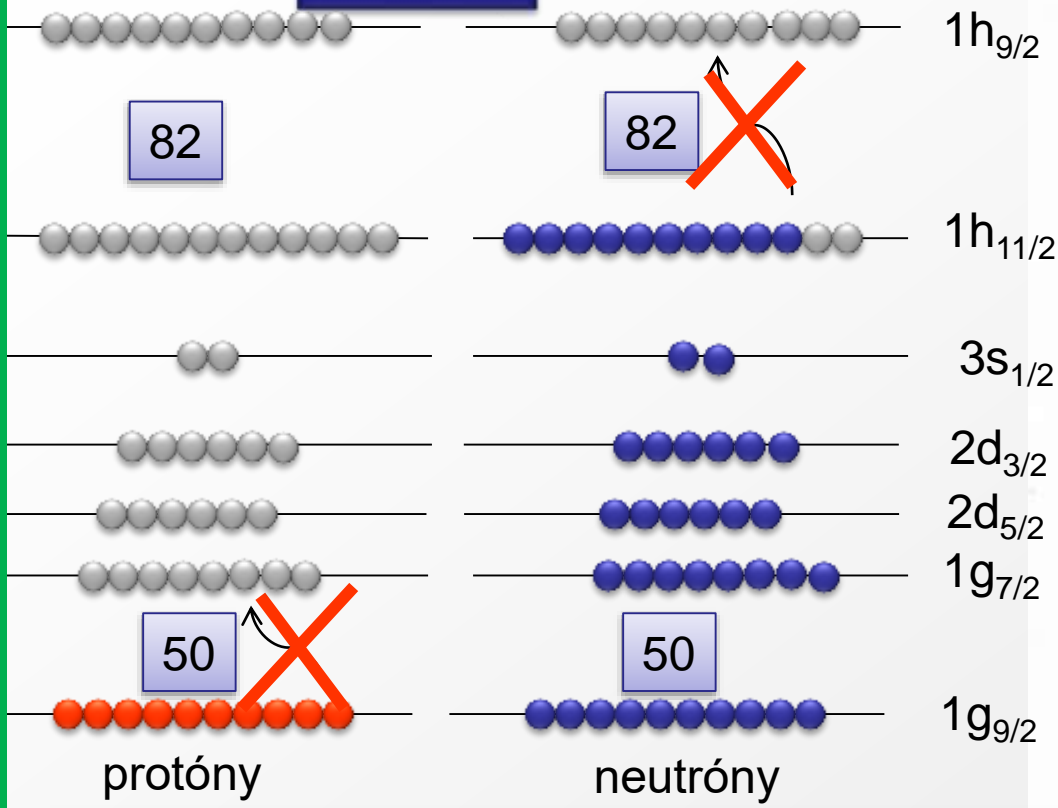
Protóny – zaplnený orbital 1g_{9/2}

Neutróny – dva chýbajú do zaplnenia orbitalu 1h_{11/2}



Párno-párne jadrá - excitácia

^{130}Sn

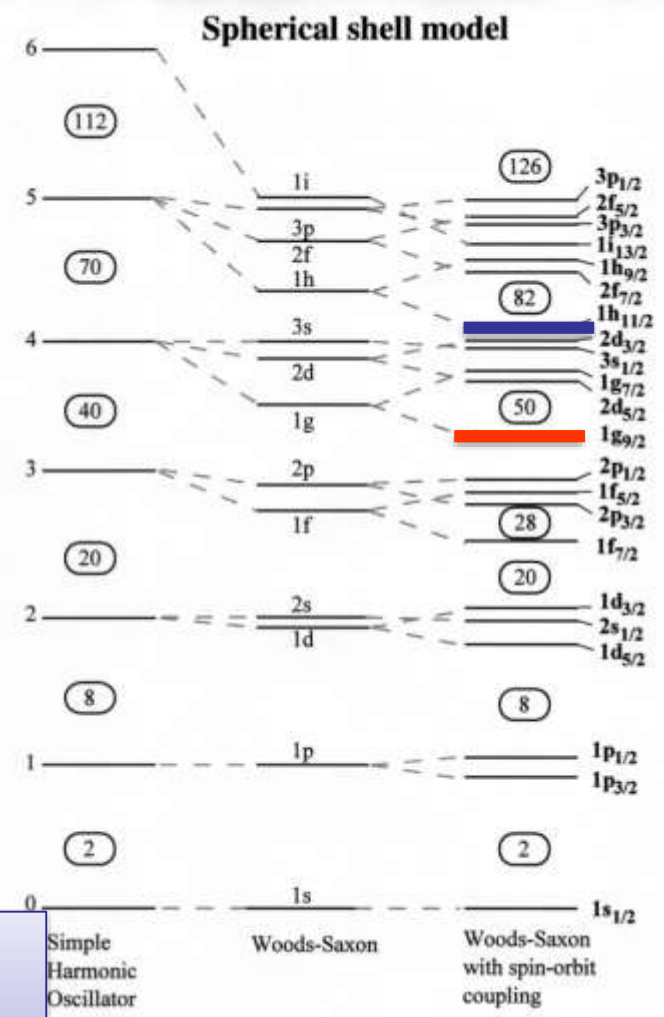
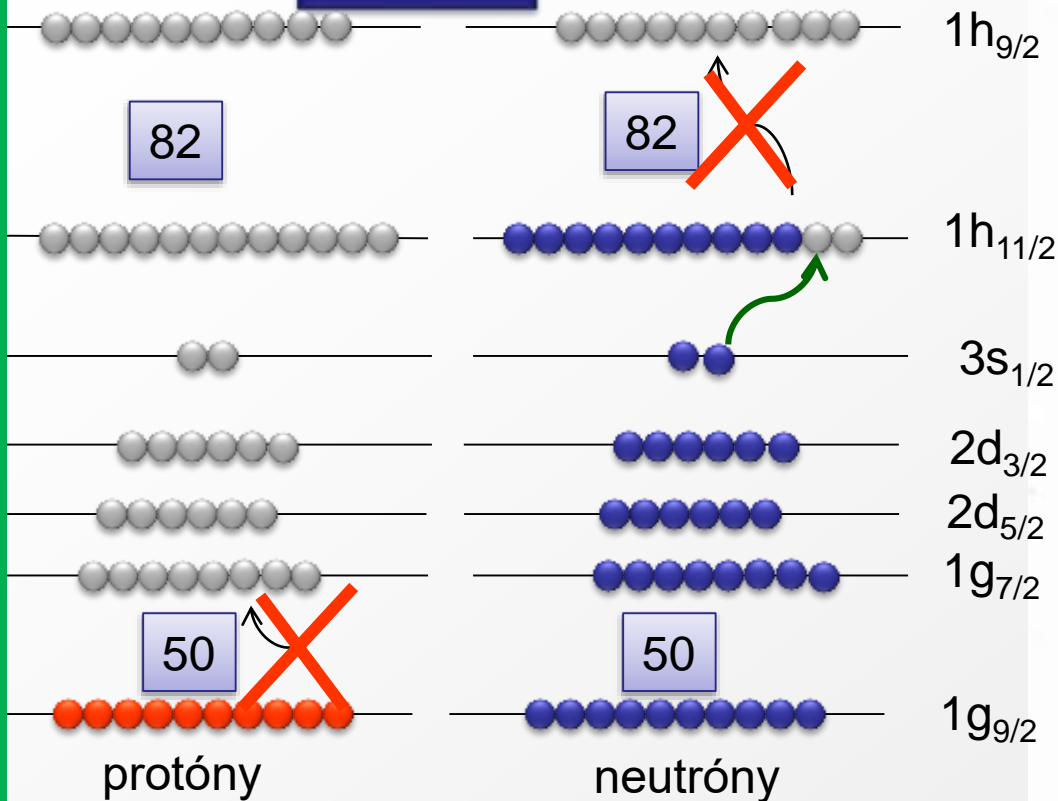


Prenos valenčného nukleónu do ďalšieho orbitálu - neutrónu do $2f_{7/2}$ alebo protónu do $1d_{5/2}$ - vyžaduje okrem roztrhnutia páru (cca 2 MeV) veľkú energiu kvôli medzere medzi vrstvami (pár MeV)



Párno-párne jadrá - excitácia

^{130}Sn

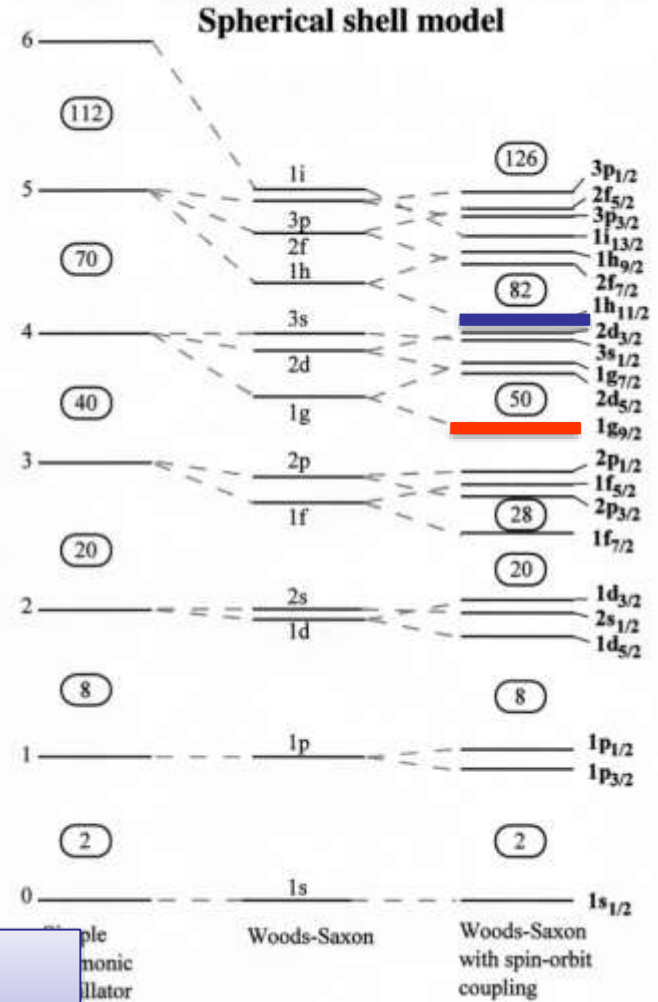
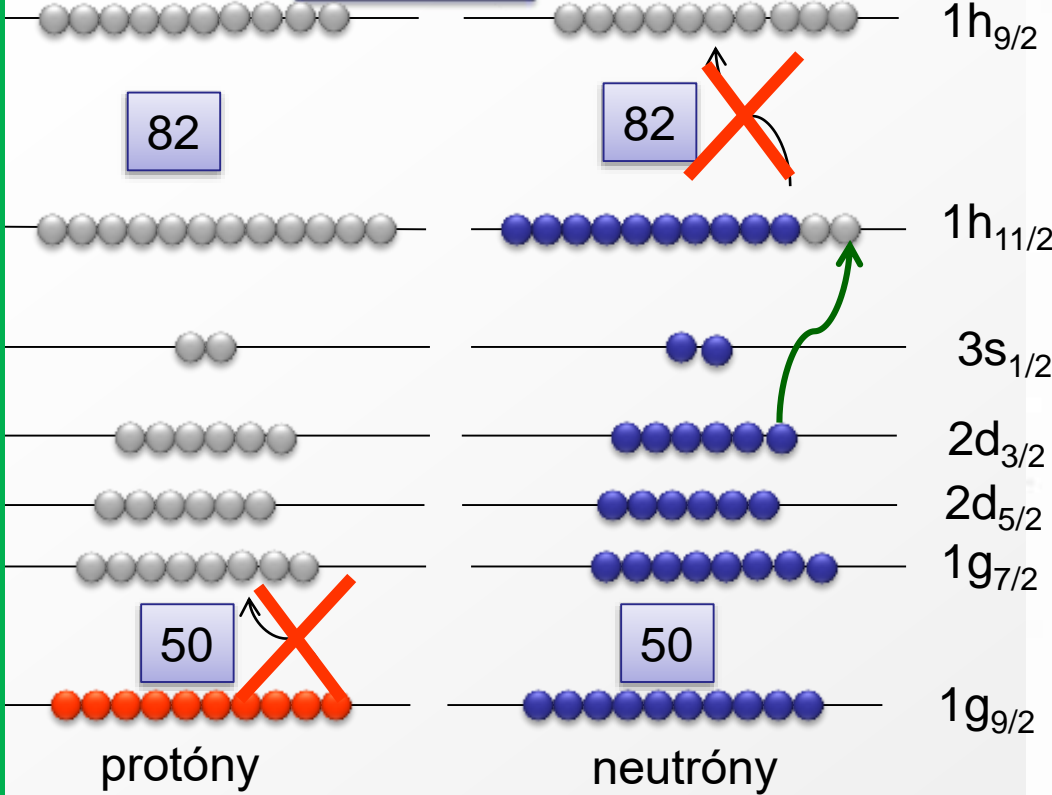


Pozn. $1h_{11/2}$ má zápornú paritu $3s_{1/2}$ kladnú
 Vzбудenie z $3s_{1/2}$ potom vedie na stav 6^-
 (komb. $11/2+1/2$) a stav 5^- (komb. $11/2-1/2$)



Párno-párne jadrá - excitácia

^{130}Sn

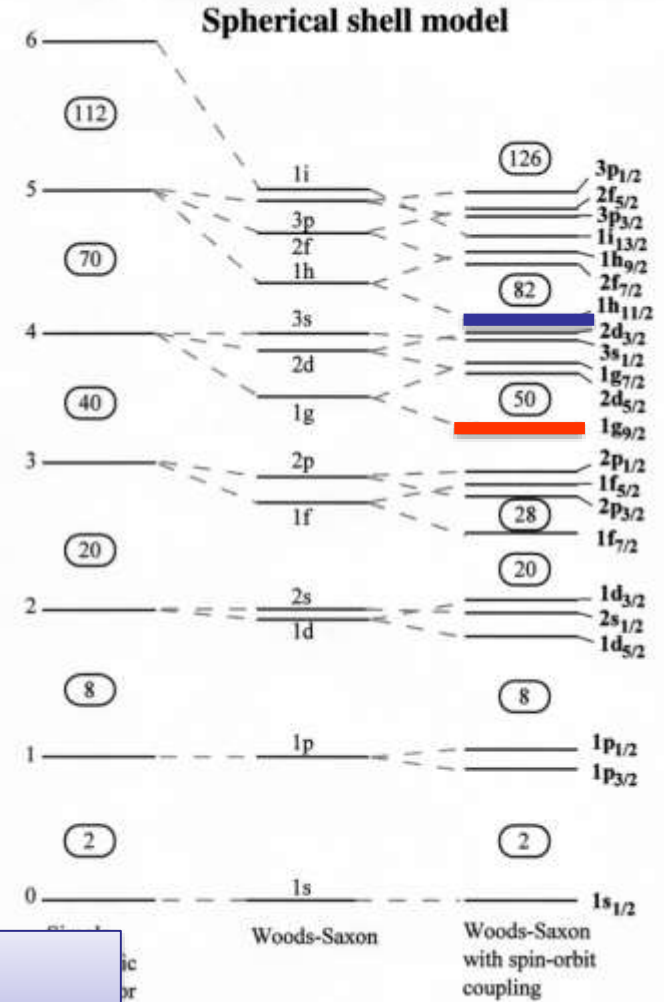
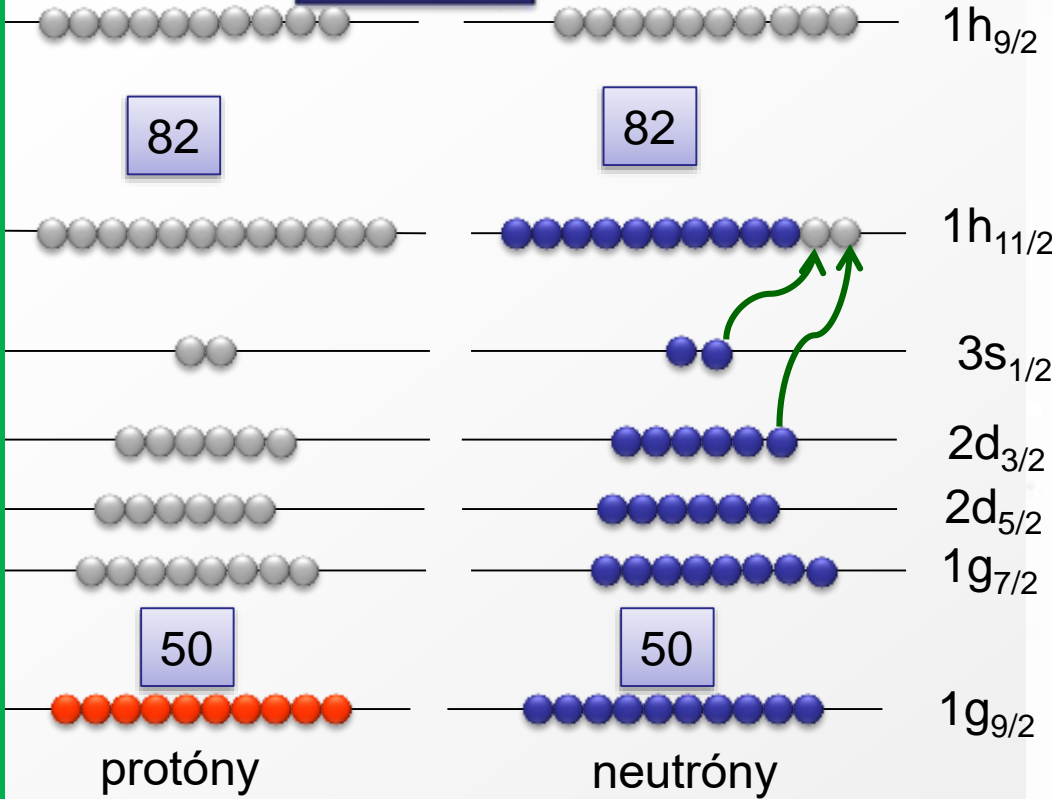


Vzbudenie z $2d_{3/2}$ potom vedie na stavy od 4^- (komb. $11/2-3/2$) po stav 7^- (komb. $11/2+3/2$)



Párno-párne jadrá - excitácia

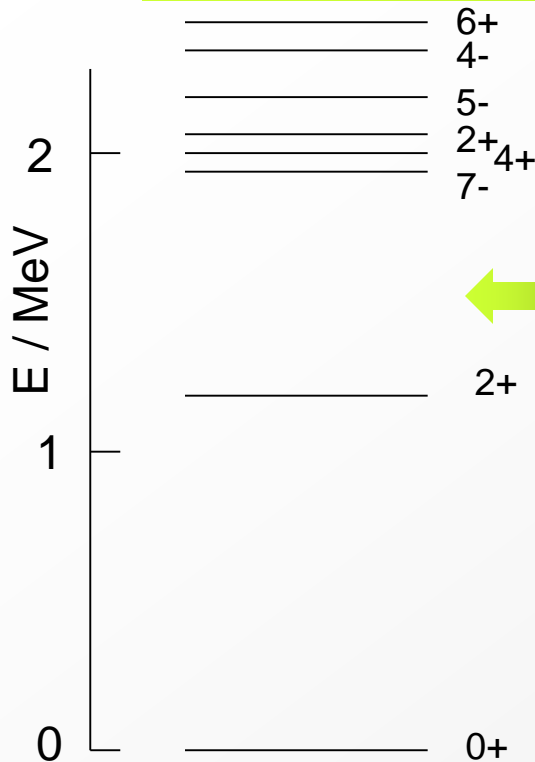
^{130}Sn



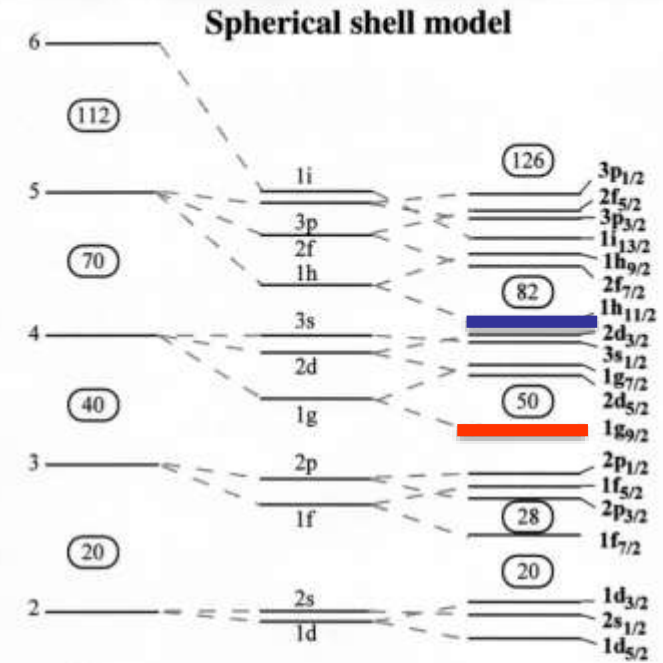
Možností je viacero .. Ako napr. $2+$ stav pri prenose neutrónu z $3s_{1/2}$ a $2d_{3/2}$



Párno-párne jadrá



Nízkoležiace hladiny v ^{130}Sn .

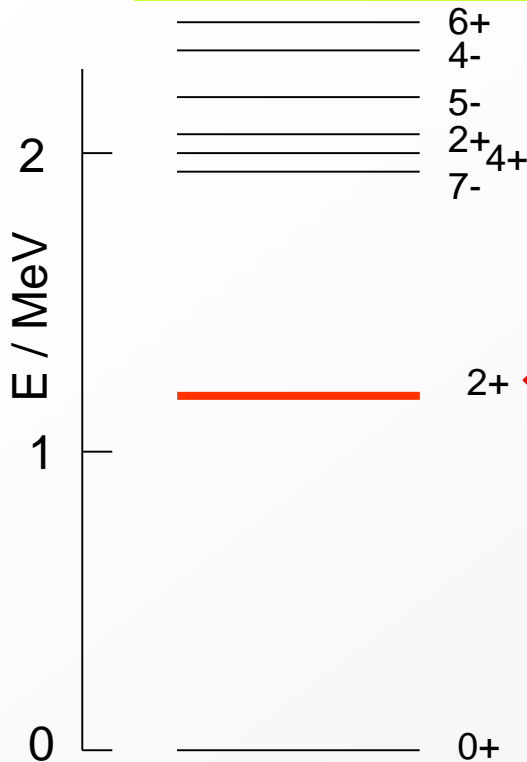


Pri rozdelení páru potrebuje energiu cca 2 MeV. A skutočne, viaceré dedukované hladiny vidíme pri energii 2 MeV a vyššie.

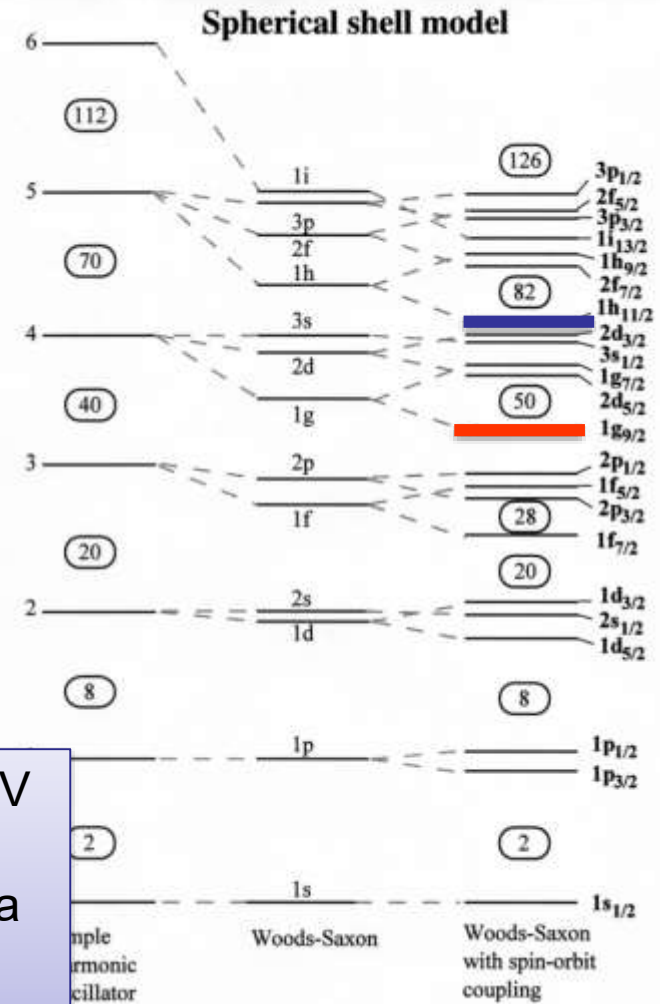
Vrstvový model dokáže aspoň kvalitatívne vysvetliť viaceré z excitácií v páрно-párnych jadrách. (pozor na mixing stavov)



Párno-párne jadrá



Ako vznikne táto hladina?



Problém 2+ stavu v okolí excitačnej energie 1 MeV

Nie je to špecifikom jadra ^{130}Sn – podobná hladina je takmer v každom párnó – párnóm jadre.

Pôvod je v kolektívnych vlastnostiach jadra.



DEFORMÁCIE JADIER A KOLEKTÍVNE EXCITÁCIE

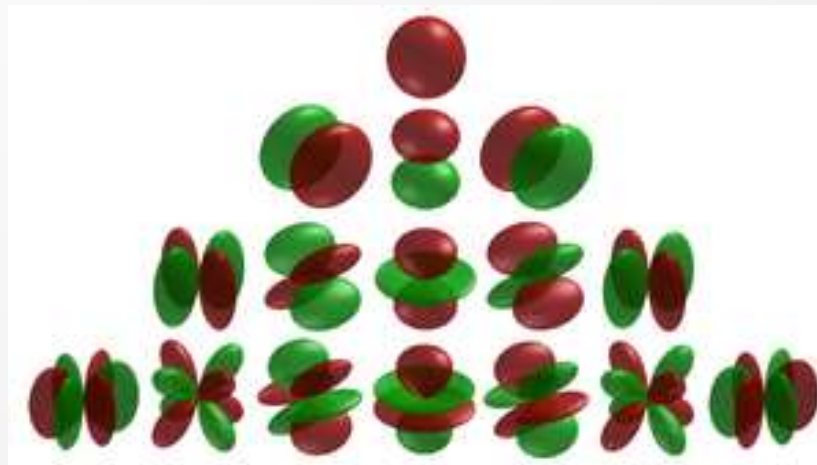
Tvary jadier



Okamžitý tvar jadra sa dá vyjadriť funkciou

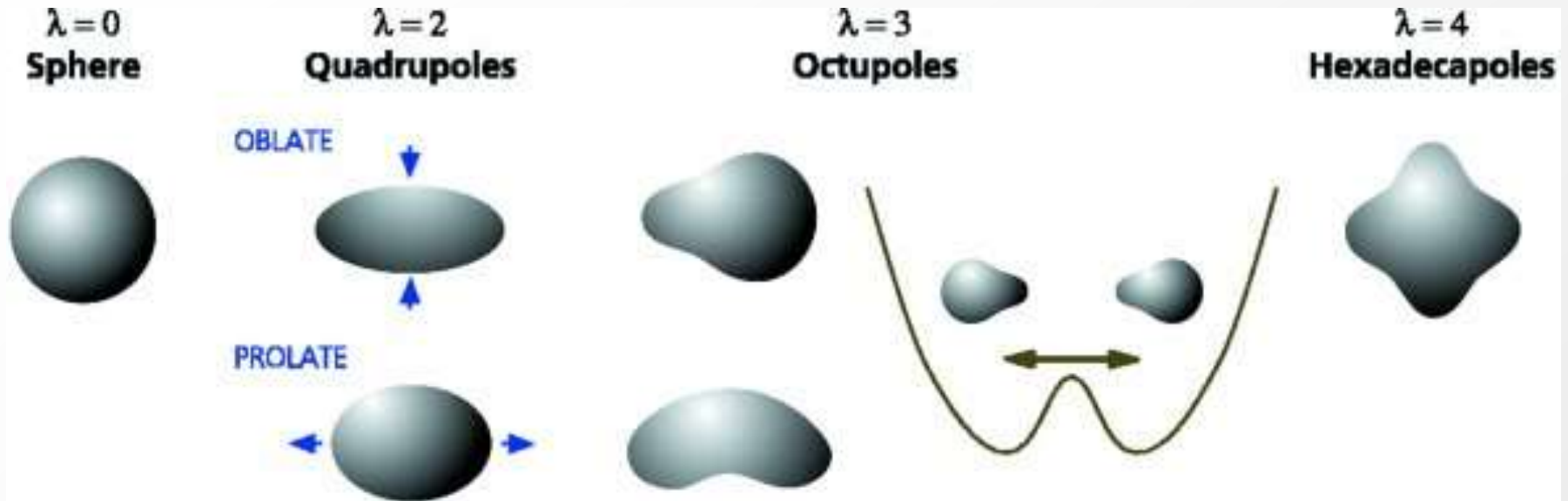
$$R(t) = R_{av} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$$

Kde R_{av} je priemerný polomer jadra, $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ sférická harmonická funkcia (riešenia Laplaceovej rovnice) s amplitúdou $\alpha_{\lambda\mu}(t)$



Grafická reprezentácia prvých sférických harmonických funkcií (červená zodpovedá kladným hodnotám a zelená záporným)

Deformácie jadra

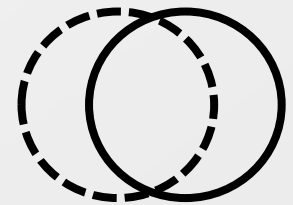


Jednotlivé rádia sférických harmoník λ zodpovedá jednotlivým tvarom jadier.

Analogicky s kvantovou teóriou elektromagnetizmu a pomenovaním kvanta elmag energie fotón, sa kvantum vibračnej energie nazýva fonón. Vyvolanie mechanických vibrácií sa môže ekvivalentne nazvať vyvolaním fonónových vibrácií.

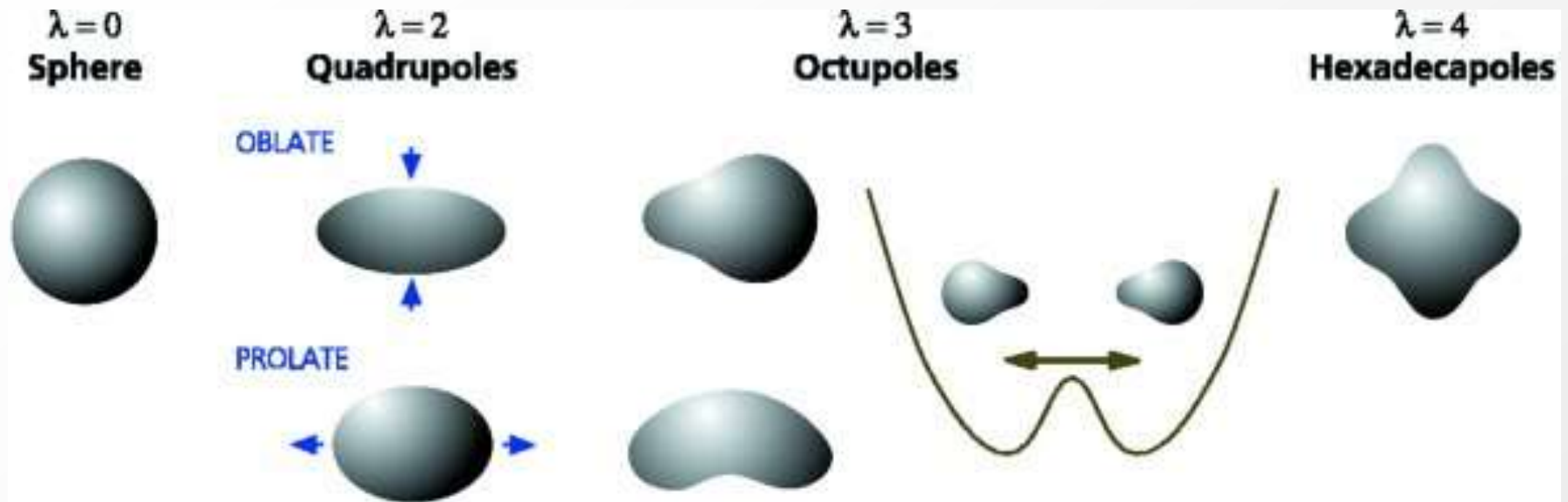
V prípade $\lambda = 2$ napríklad kvadrupólový fonón.

Pozn.: dipólová vibrácia súvisí iba so zmenou polohy jadra a preto nie je dôsledkom vplyvu vnútorných jadrových síl.

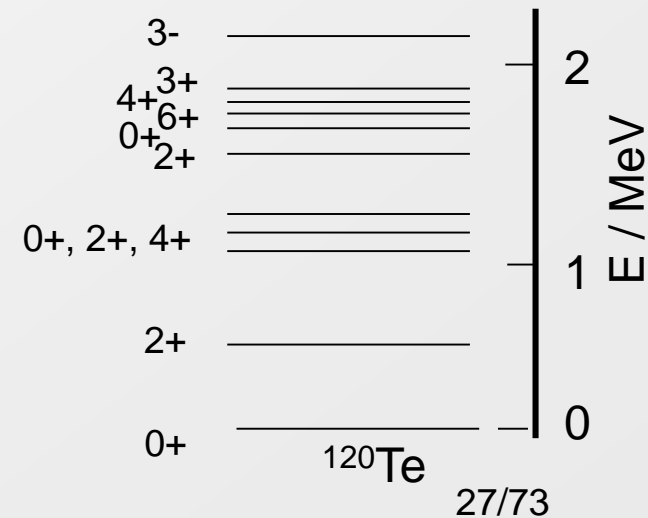


$\lambda = 1$ (Dipole)

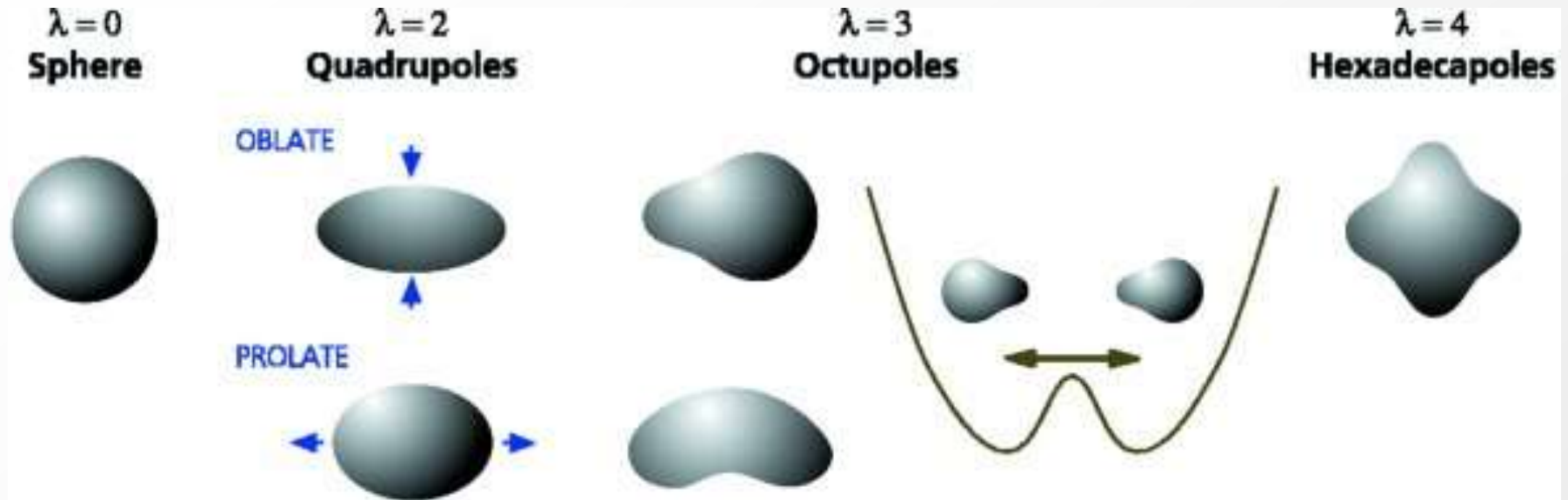
Kvadrupólová deformácie jadra



Pozn. Pre $\lambda = 2$ (kvadrupólová deformácia) dostávame trojicu $0+, 2+$ a $4+$ (tzv. „two-phonon triplet“) v cca dvojnásobnej energii prvý $2+$ stav a päť stavov $0+, 2+, 3+, 4+, 6+$ v cca trojnásobnej energii (tzv. „three-phonon quintuplet“)



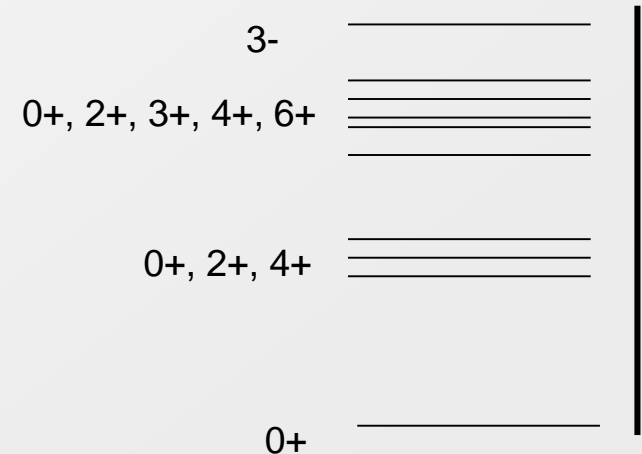
Oktupólová deformácie jadra



$\lambda = 3$ (oktupólová deformácia) nesie uhlový moment hybnosti $\ell = 3$ a teda má negatívnu paritu.

Ako prvý vzбудený stav je hladina 3^- vo vibračných jadrách spravidla nad dvoj-fonónovým tripletom.

Pri vyšších energiách (niekoľko MeV) prichádza spravidla k deleniu párov a stavy sa zhustujú kvoli veľkému množstvu možných kombinácií

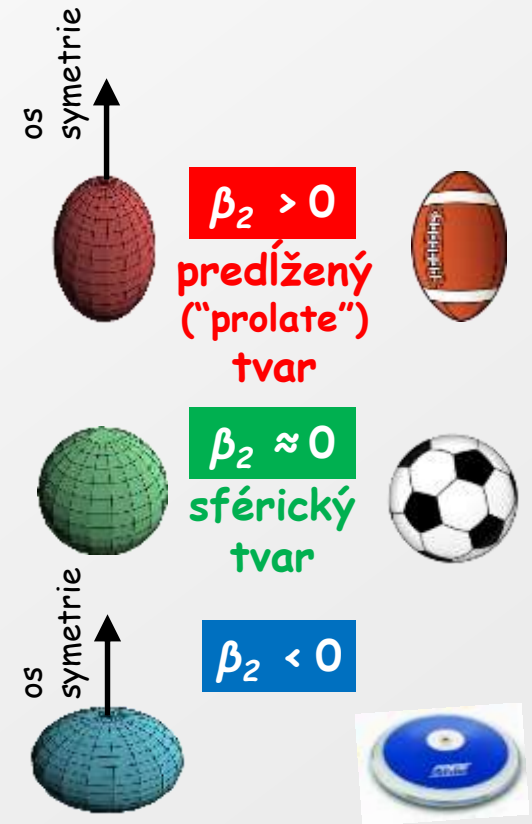
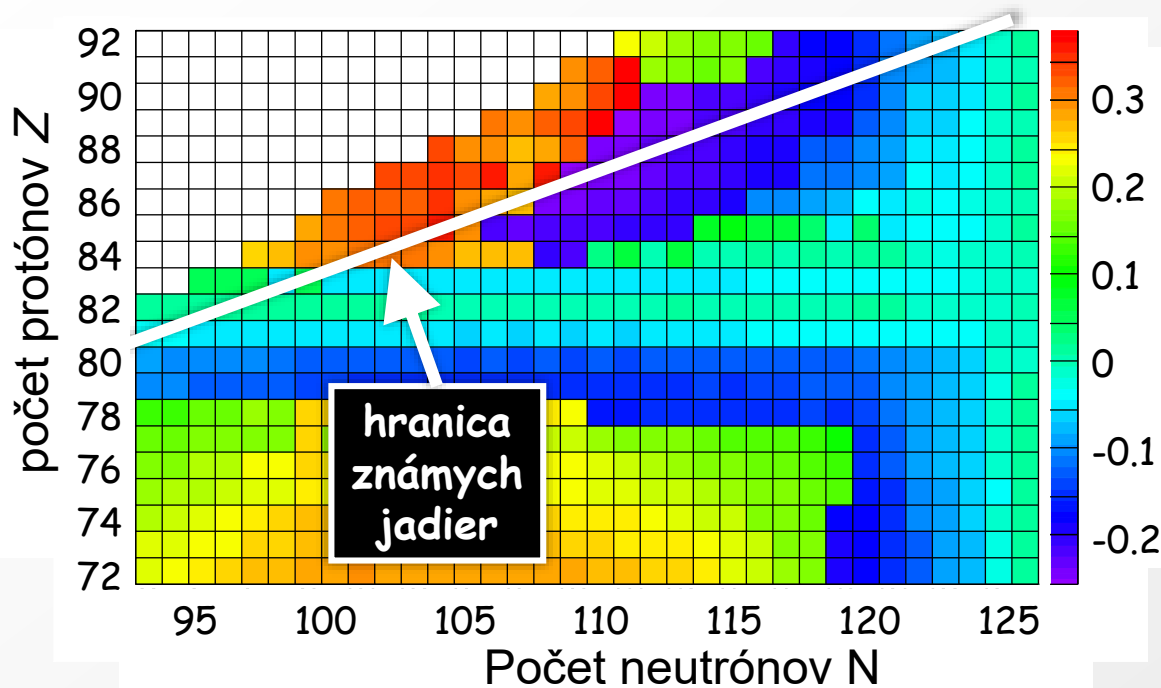


Deformácie jadier



Kvadrupólová deformácia základného stavu jadra β_2

Výpočty sú založené na FRDM a folded-Yukawa single-particle microscopic modeli [P. Möller *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995)].



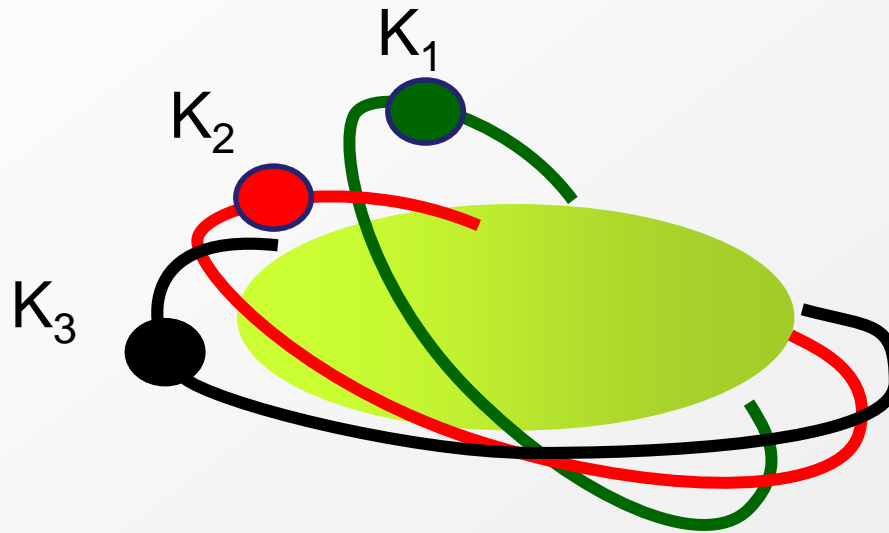


DEFORMOVANÝ VRSTVOVÝ (NILSSONOV) MODEL

Deformovaný – Nilssonov model



Nilssonov model opisujúci jednočasticový pohyb v deformovanom potenciáli. Častica môže mať rozny uhol natočenia svojho orbitalu voči osi symetrie.

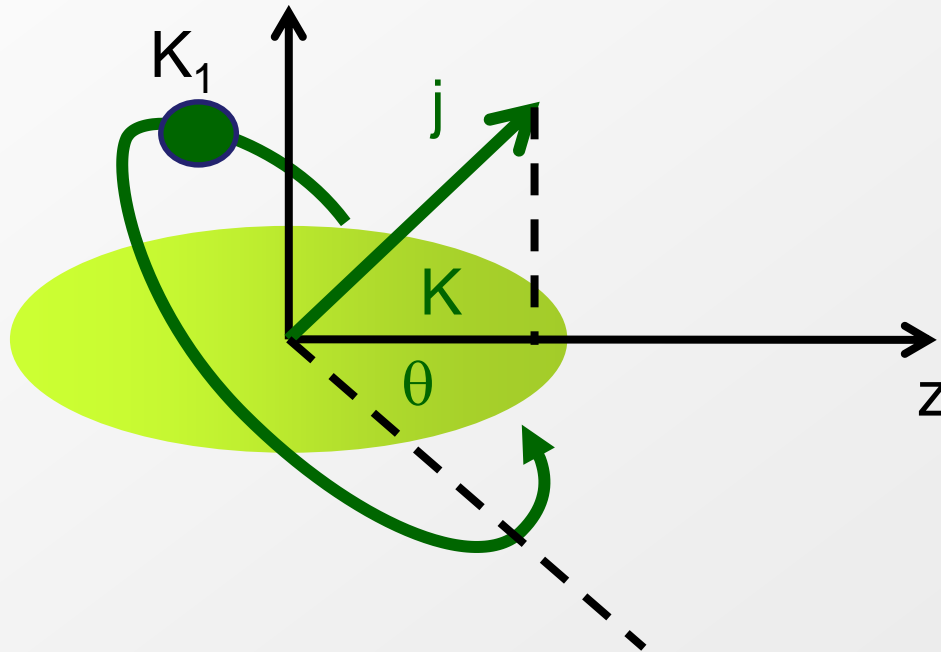


Deformovaný – Nilssonov model



Nukleón sa pohybuje po orbitale, ktorého rovina je naklonená voči osi symetrie pod uhlom θ .

Pritom môžeme klasicky napísať $\sin \theta = \frac{K}{j}$. V závislosti od naklonenia roviny orbitalu, môže nadobúdať K hodnoty $1/2$, $3/2$, $5/2$...



Závislosť od uhla roviny orbitalu

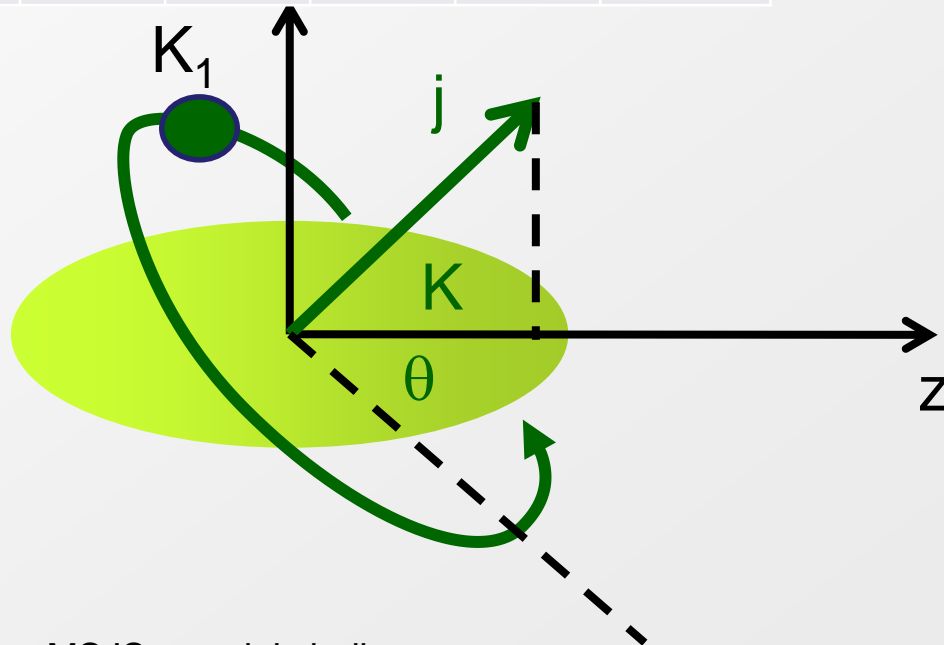


Zaujímavé je, že uhol naklonenia θ by sa mal meniť pomalšie pre menšie hodnoty priemetu K a rýchlejšie pre väčšie.

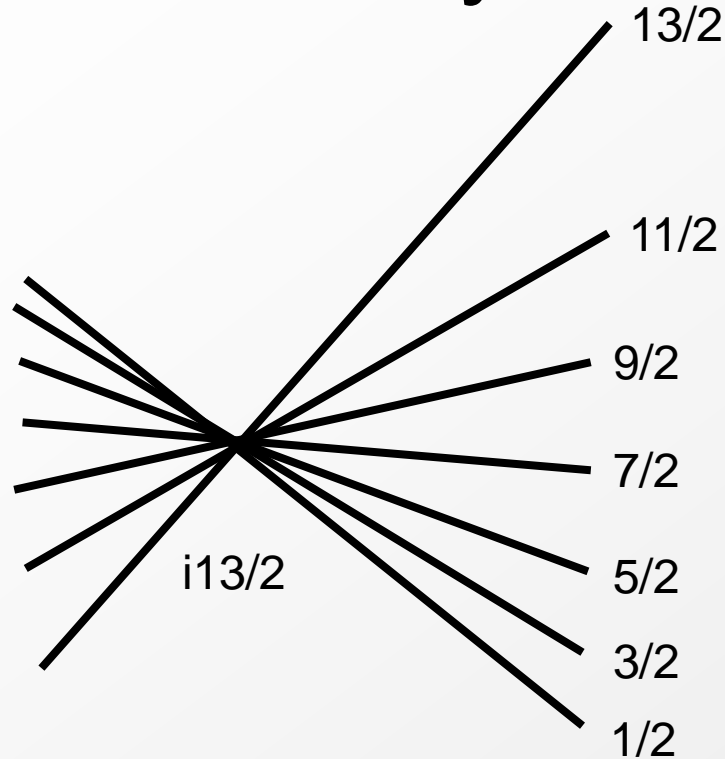
Konkrétne možno napísať $\theta = \sin^{-1} \frac{K}{j}$. Príklad pre $j=13/2$.

K	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2
$\theta(\text{deg})$	4.4	13.3	22.6	32.6	43.8	57.8	90
$\Delta\theta(\text{deg})$	8.9	9.3	10	11.2	14.0	32.2	

Zmena energie pre malé hodnoty K , resp. Ω , je menšia ako pre veľké hodnoty.



Zmena energie pre malé hodnoty deformácie



Takto si môžeme jednoducho odhadnúť správanie sa hladín pre malé deformácie.

Ďalšia zmena smeru nastáva až keď sa blíži hladina k inej s rovnakým K a paritou.

Prípád deformovaného jadra



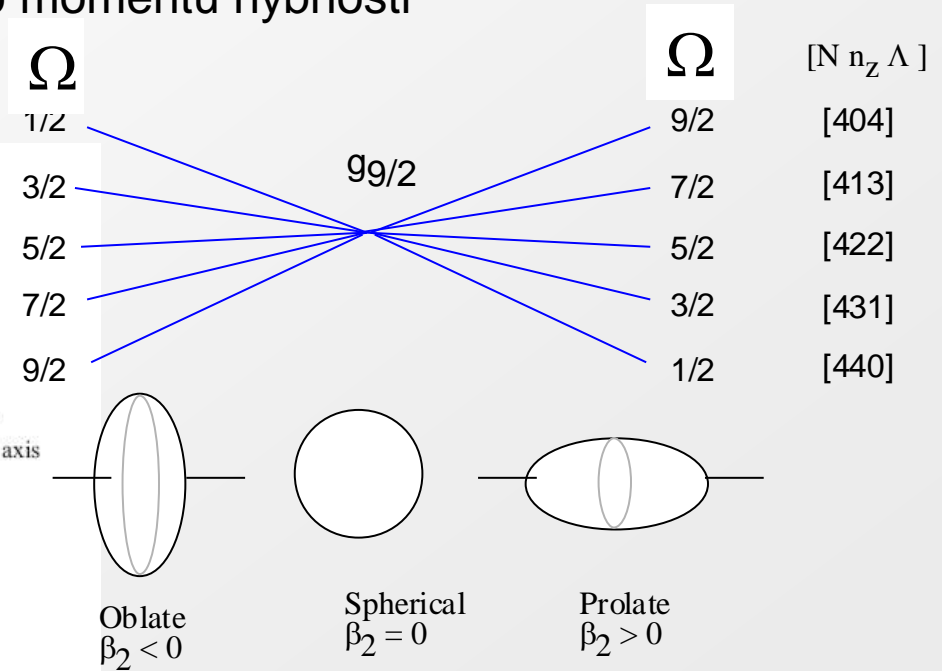
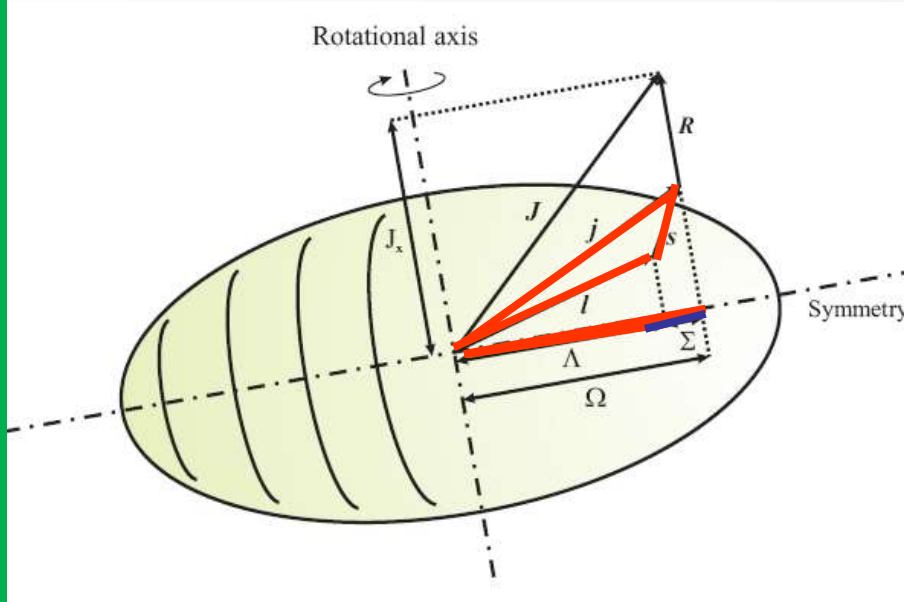
Zavádzajú sa nové tzv. asymptotické kvantové čísla.

j - moment hybnosti častice (orbitálny moment hybnosti plus spin)

Ω - projekcia momentu hybnosti do osi symetrie (j_z)

Σ, Λ – projekcie orbitalneho a spinoveho momentu hybnosti

n_z – kvantové číslo oscilátora



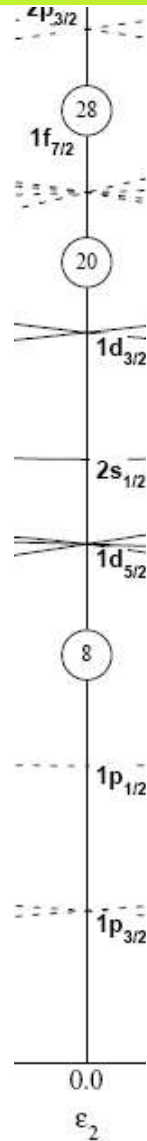
Označenie hladín



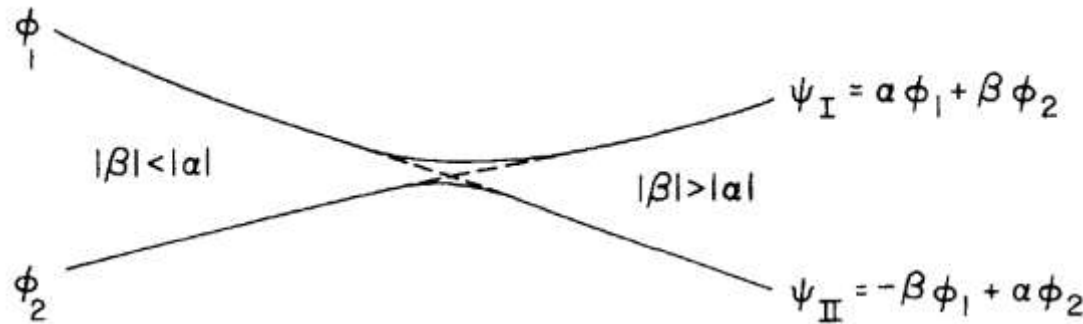
Plné označenie hladín v Nilssonovom modeli nám poskytuje informáciu o hlavnom kvantovom čísle oscilátor aj priemete orbitálneho momentu hybnosti

			Označenie hladiny $\Omega^\pi[N n_z \Lambda]$
—————	N=6	4s, 3d, 2g, 1i	Hlavné kvantové číslo oscilátora N nám taktiež nesie informáciu o parite.
—————	N=5	3p, 2f, 1h	n_z môže maximálnu hodnotu dosiahnuť práve hodnotu N
—————	N=4	3s, 2d, 1g	Takže napr. $\Omega^\pi[N n_z \Lambda] = 1/2-[550]$ zodpovedá hladine z orbitálu $h_{11/2}$.
—————	N=3	2p, 1f	Maximálny priemet do osi symetrie je 5 ($l=5$ zodpovedá v spektroskopickej notácii písmenu "h") a hlavné kv. číslo oscilátora 5 nám indikuje 1h.
—————	N=2	2s, 1d	
—————	N=1	1p	
—————	N=0	1s	

Nilssonov diagram $Z < 28$

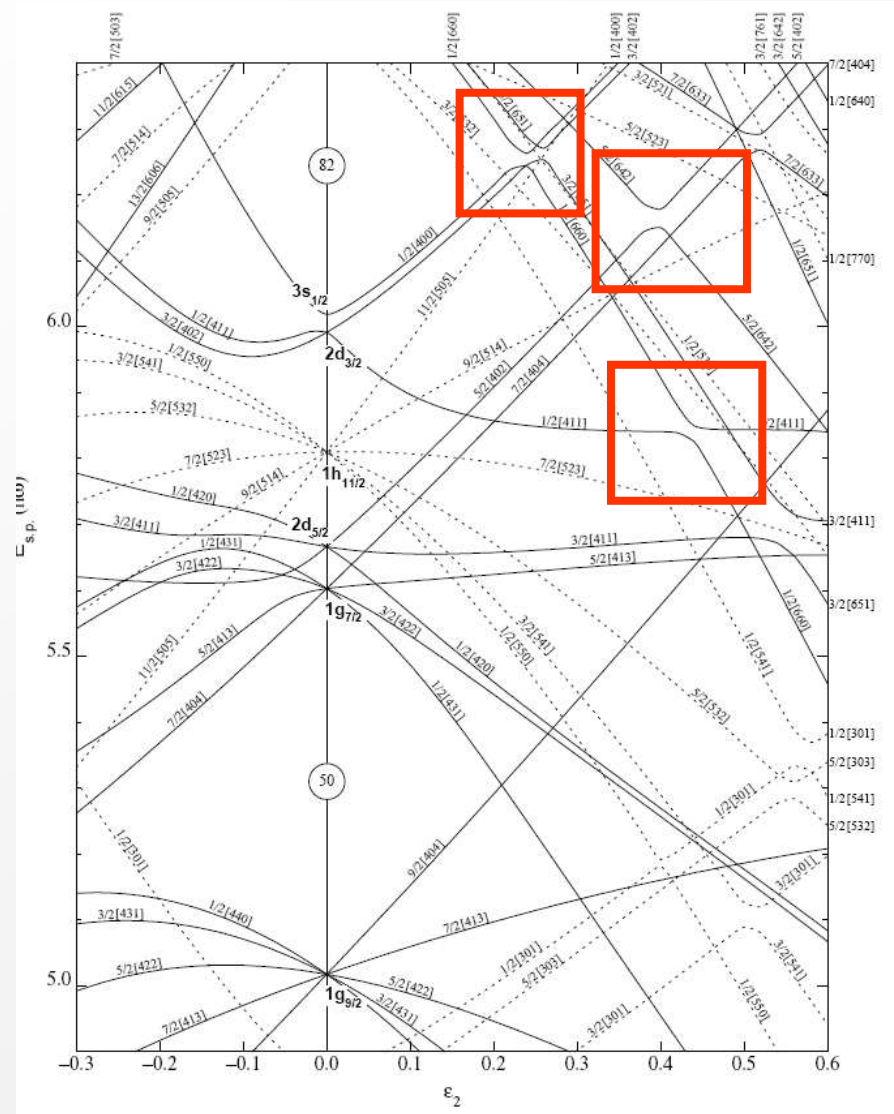


Interakcia orbitalov

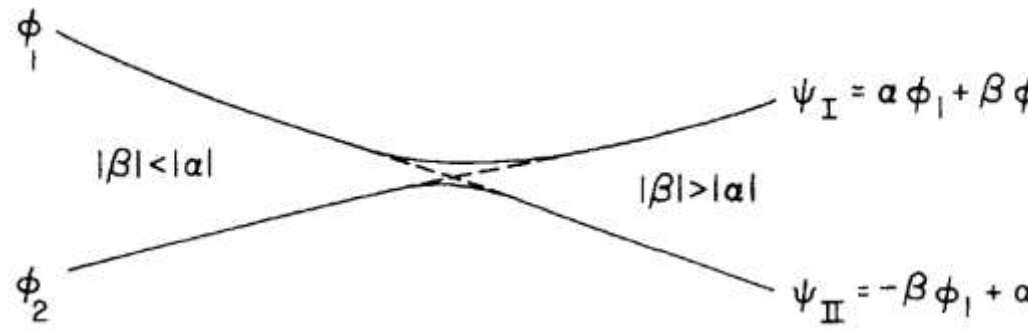
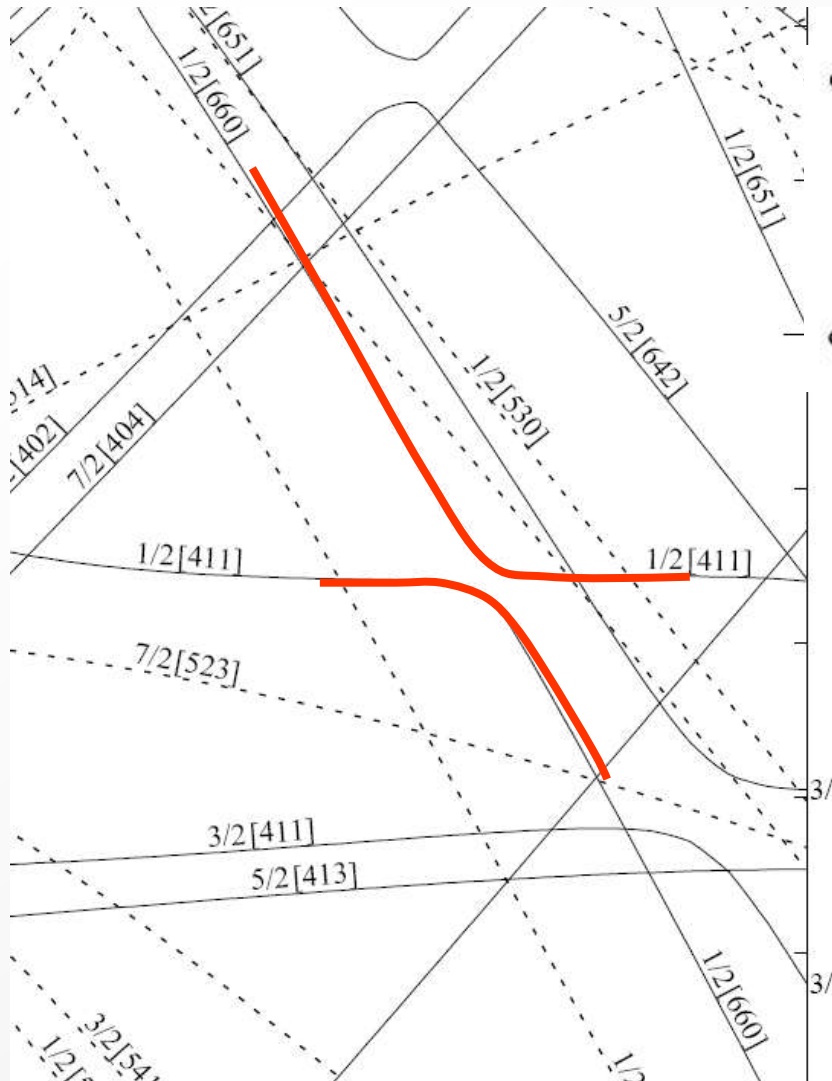


Predpokladajme dva stavy 1 a 2, ktorých energie závisia od parametra x jadrovej štruktúry. Napr. x môže byť parameter deformácie. Predpokladajme existenciu x_{crit} v ktorom by sa mali pretnúť. Energetické hladiny týchto stavov sa začnú miešať a efektívne sa budú odpudzovať a v ďalšom vývoji sa budú miešať. Bod v ktorom sa najviac priblížia bude zodpovedať bodu, v ktorom budú mať rovnakú prímes každého zo stavov.

Nilssonov diagram $50 < Z < 82$



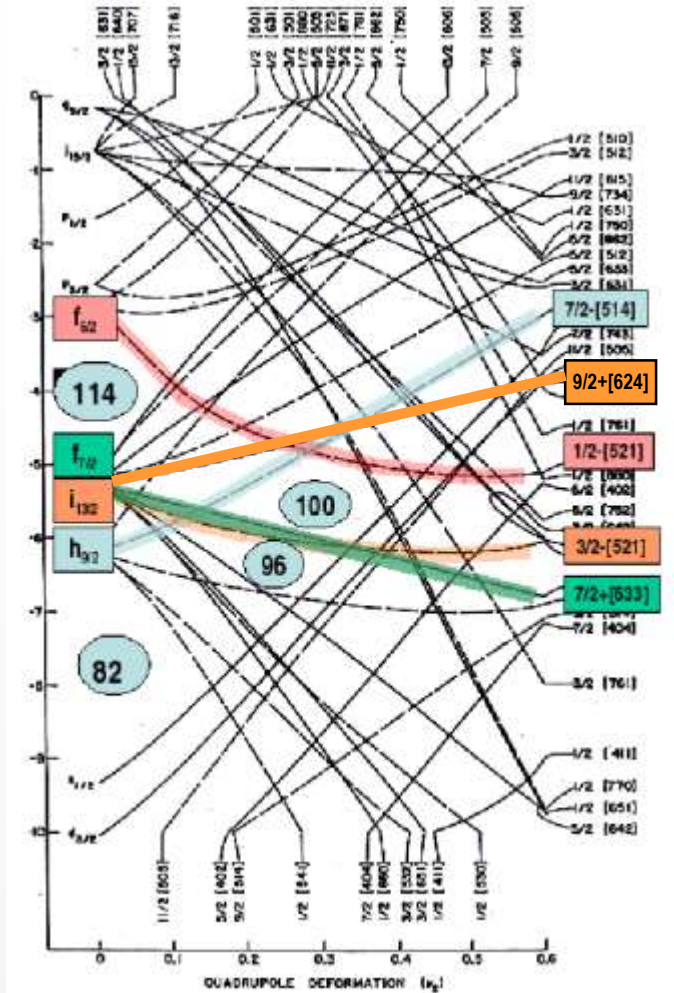
Interakcia orbitalov



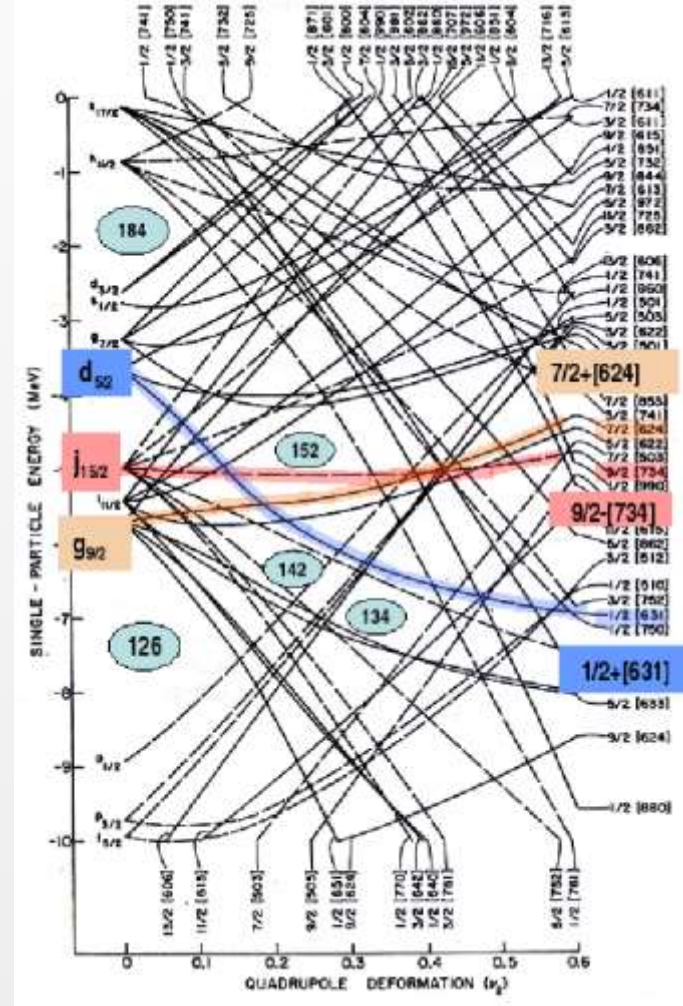
Nilsson diagram najťažšie prvky



Protons



Neutrons





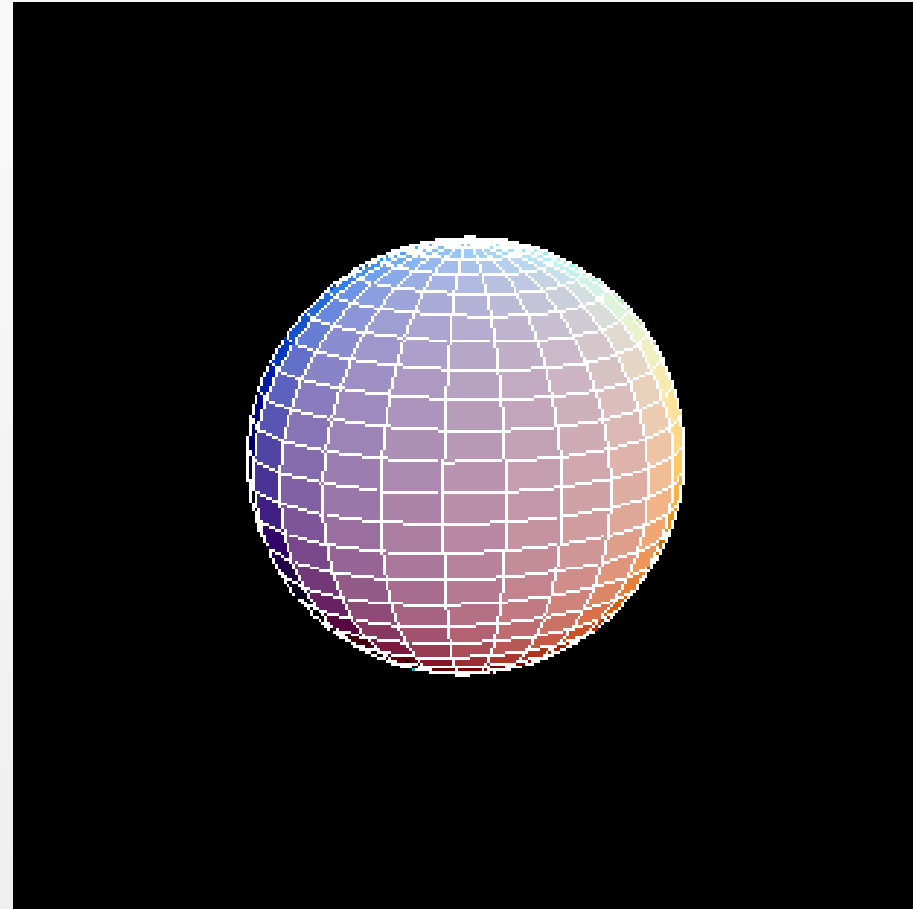
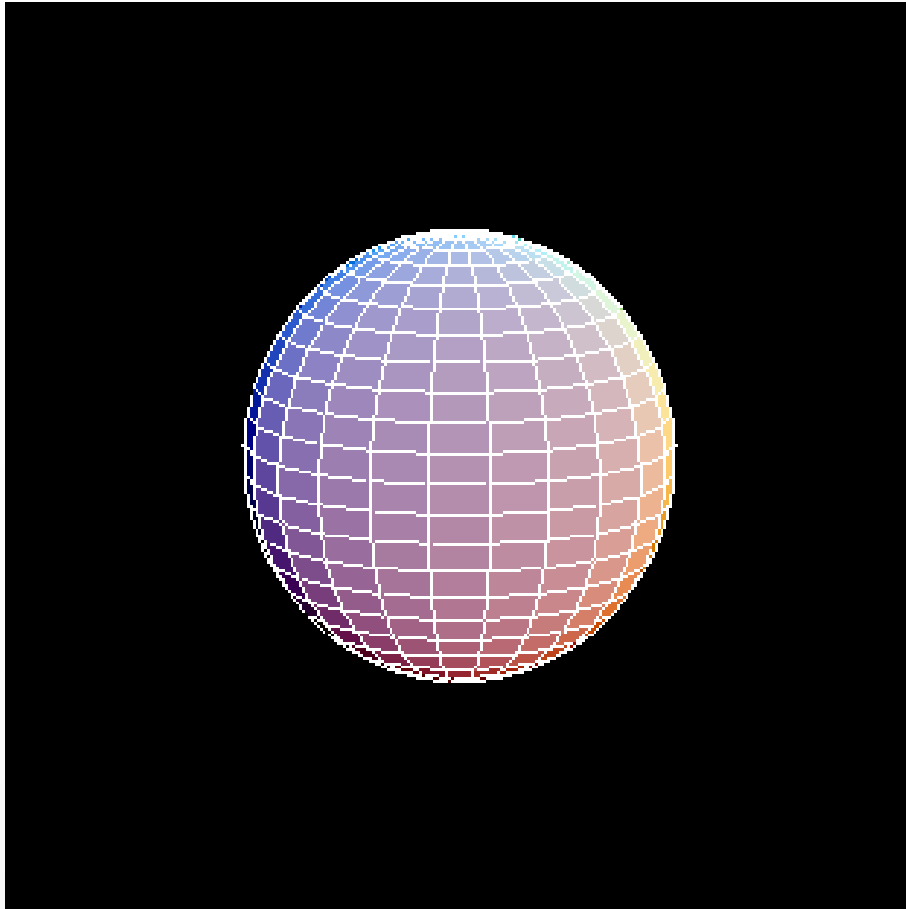
KOLEKTÍVNE EXCITÁCIE JADIER

Kvadrupólové vibrácie jadra



Quadrupólová β vibrácia

Quadrupólová γ vibrácia

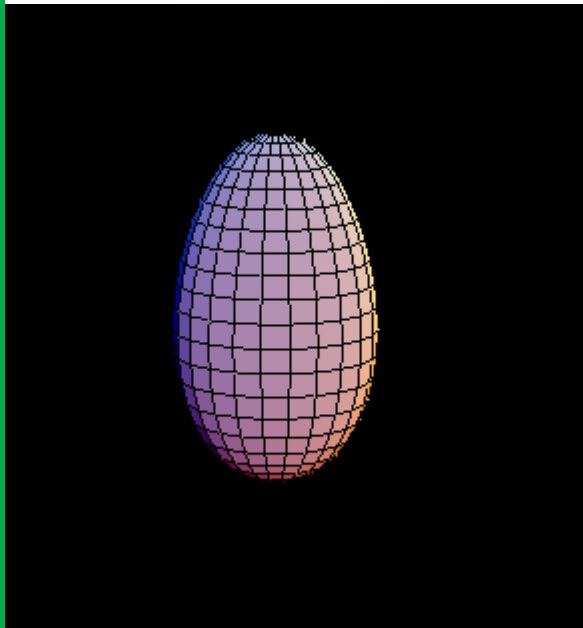


<http://radware.phy.ornl.gov/movies/>

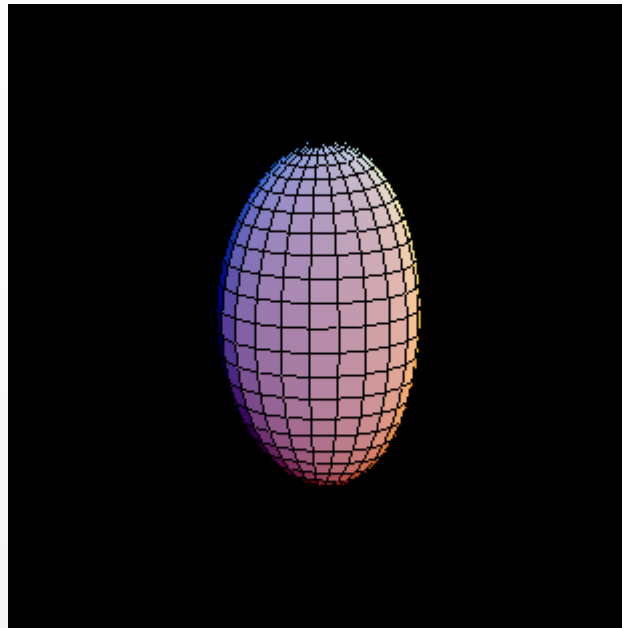
Oktupólové vibrácie jadra



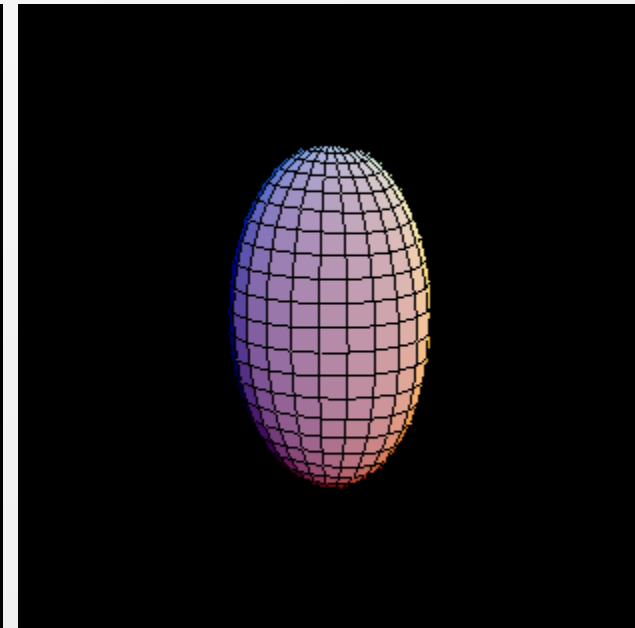
Y30 vibrácia



Y31 vibrácia



Y32 vibrácia

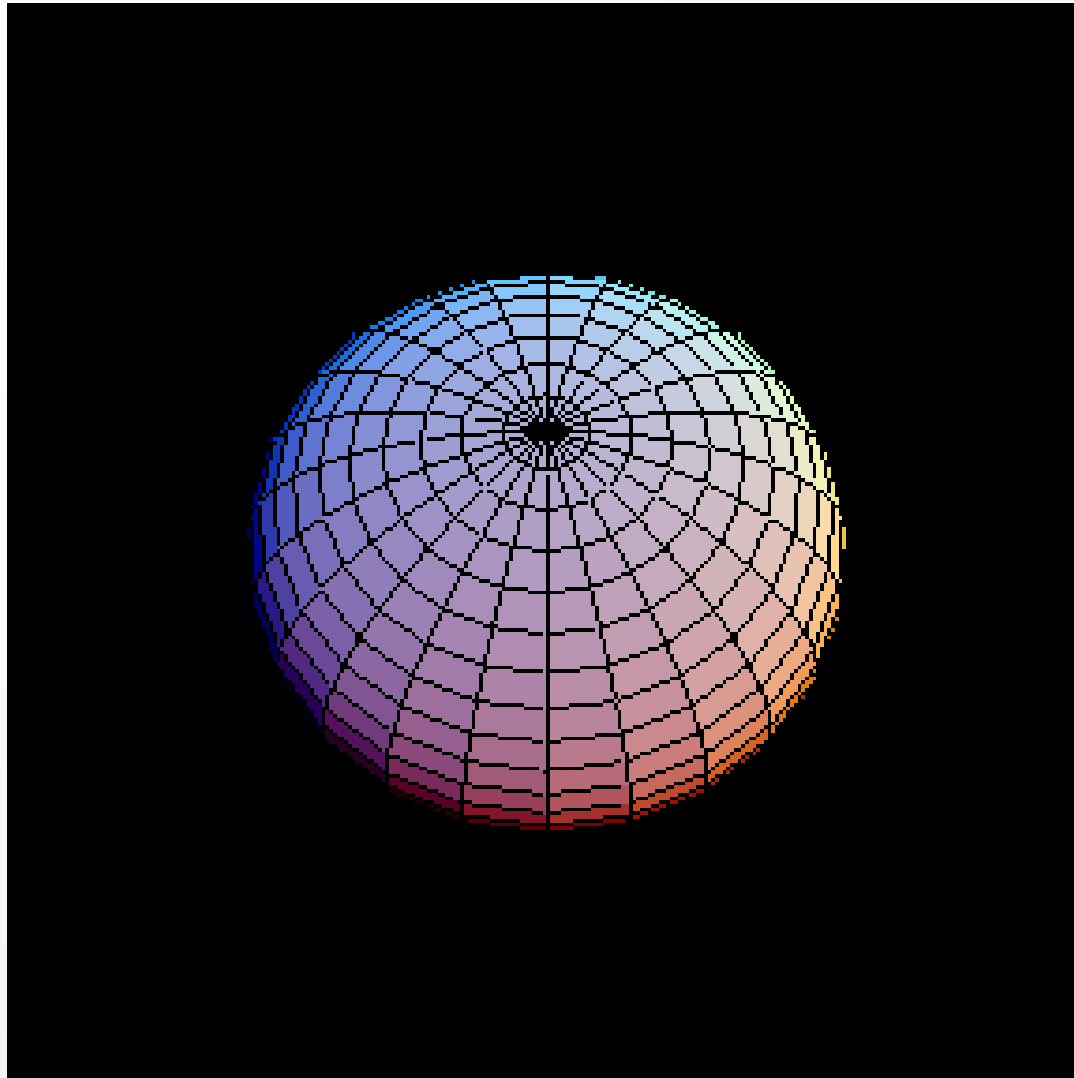


<http://radware.phy.ornl.gov/movies/>

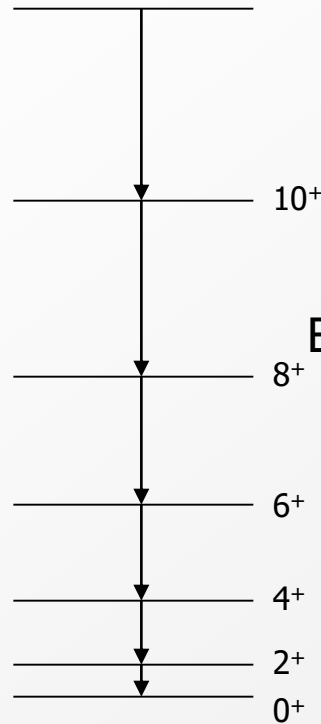
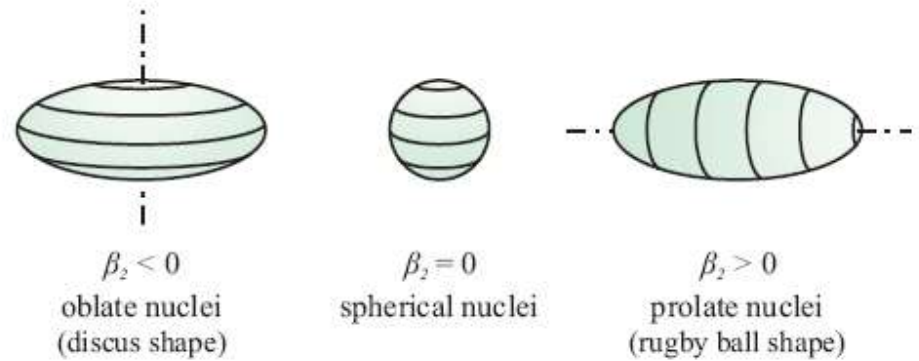
Vibrácia+rotácia



Y₃₂ vibrácia + rotácia



Rotačné stavy



Energia rotačných stavov

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{J}}$$

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (J(J+1) - K(K+1))$$

Pri vysokých rotáciách aj odstredivé sily

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (J(J+1) - \alpha J^2(J+1)^2)$$

Tuhé teleso (rigid rotor)

$$\mathcal{J}_{rig} = \frac{2}{5} AMR_0^2(1 + 0.31\beta)$$

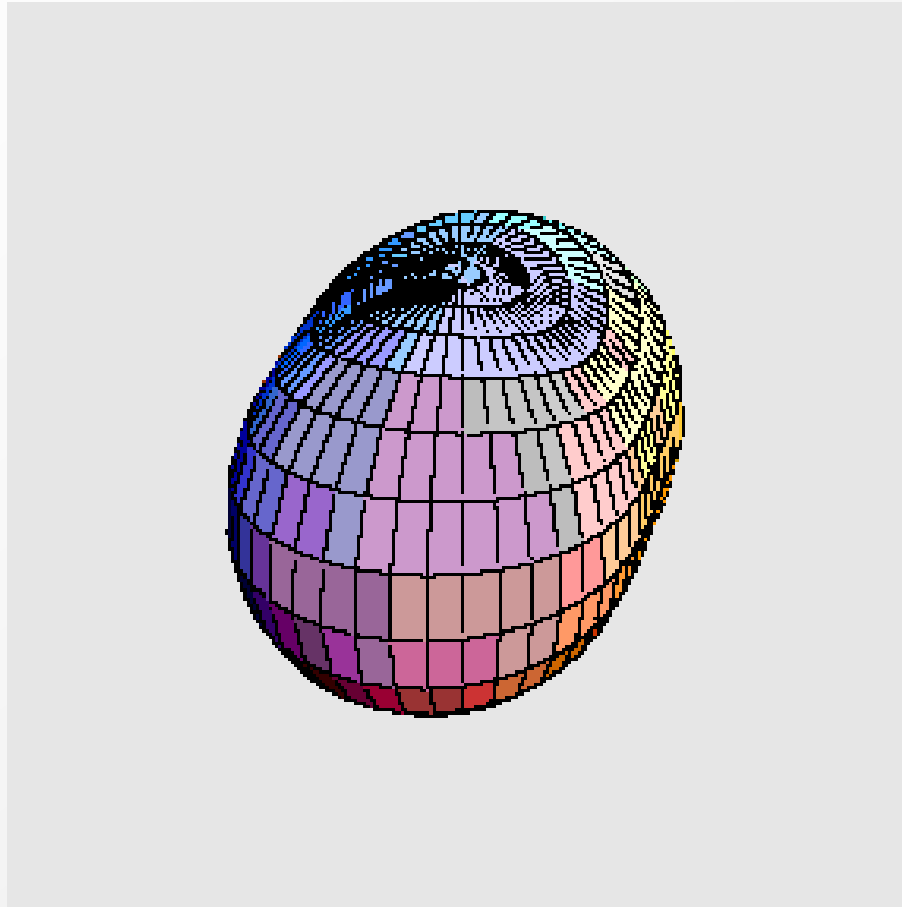
$$\mathbf{I} = \mathcal{J}\boldsymbol{\omega}$$

$$E_I = \eta^2 / 2\mathcal{J} I(I+1)$$

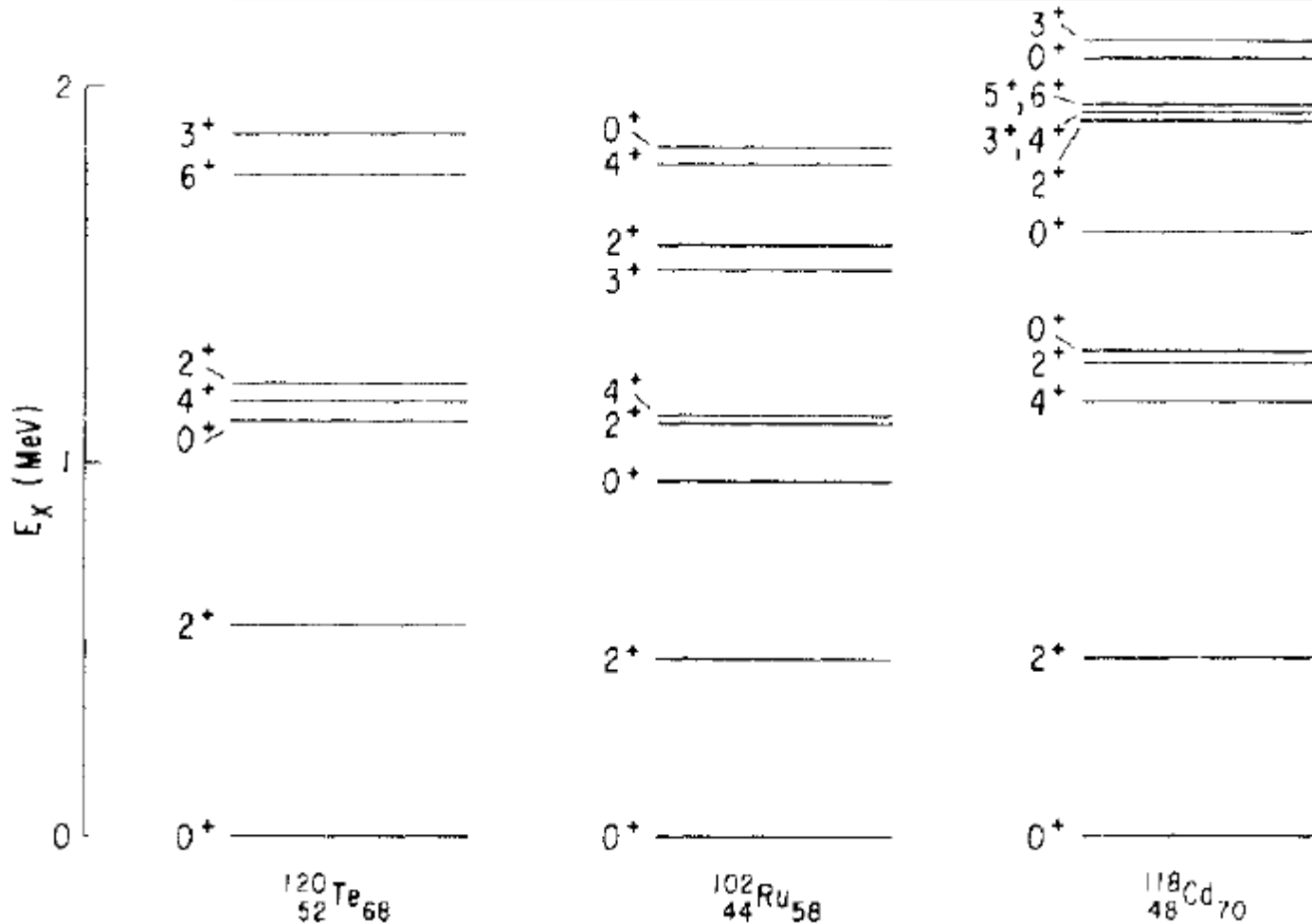
Rotácia jadra



Sférické jadrá nemôžu rotovať. Musí byť definovaná os symetrie.

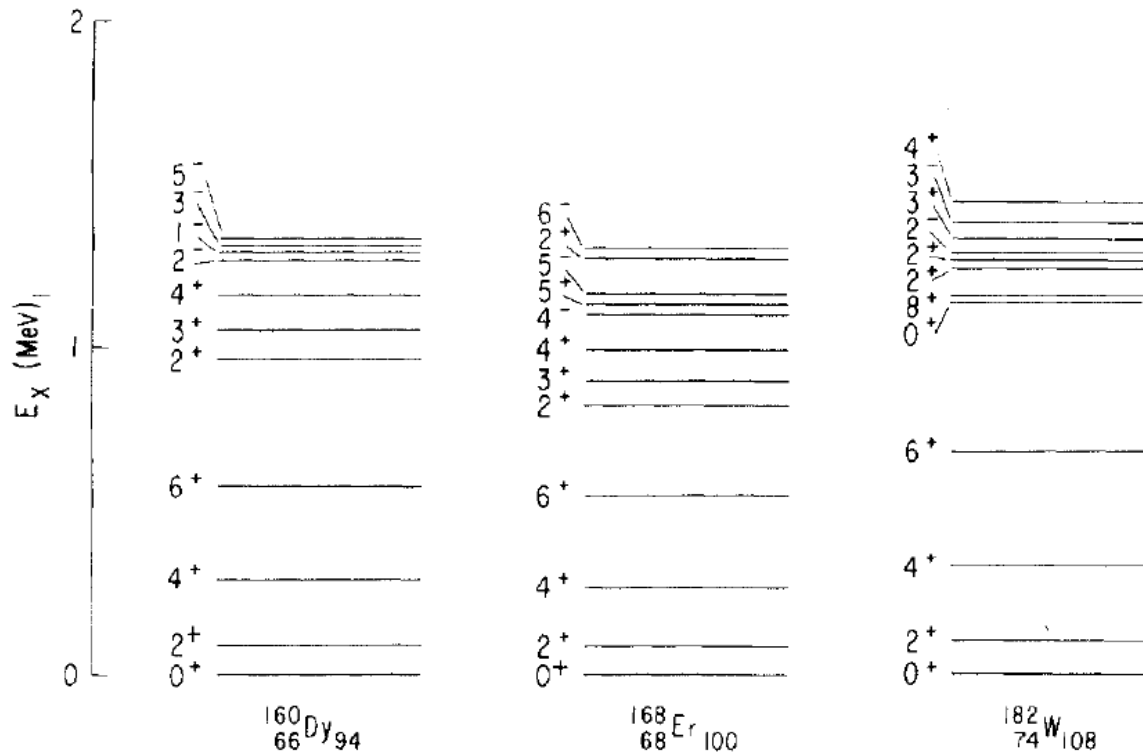


Vibračné stavy



Nízko-ležiace vzбудené hladiny pre vibračné stavy jadier. Relatívne vysoko lokalizovaný prvý 2^+ stav nasledovaný dvoj-fonónovým tripletom

Rotačné stavy

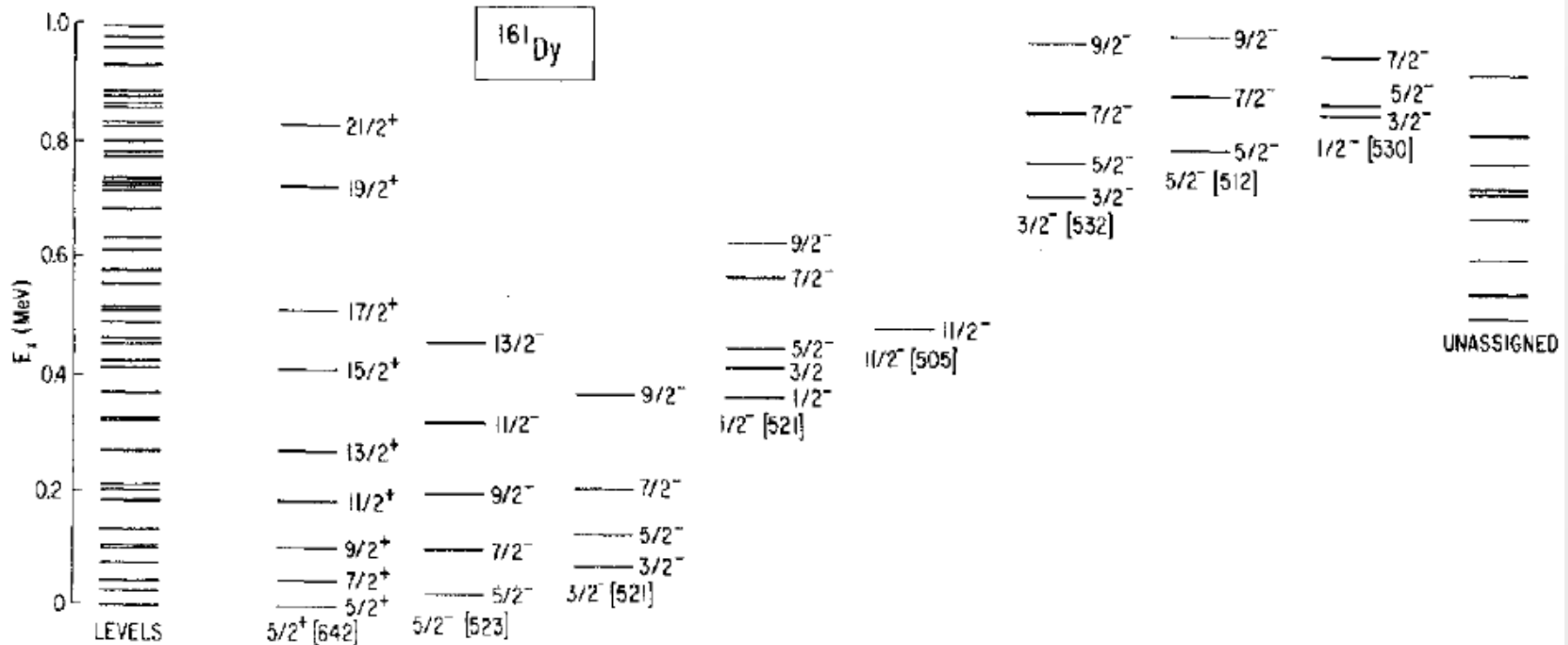


Nízko-ležiace vzбудené hladiny pre dobre deformované jadra prvkov z oblasti vzácnych zemín. stavy jadier. Deformácia umožní okrem vibračných stavov taktiež aj rotačné stavy reprezentované nízko-ležiacimi 2^+ , 4^+ , 6^+ ... hladinami, ktoré narastajú úmerne $J(J + 1)$.

Rotačné + jednočasticové stavy



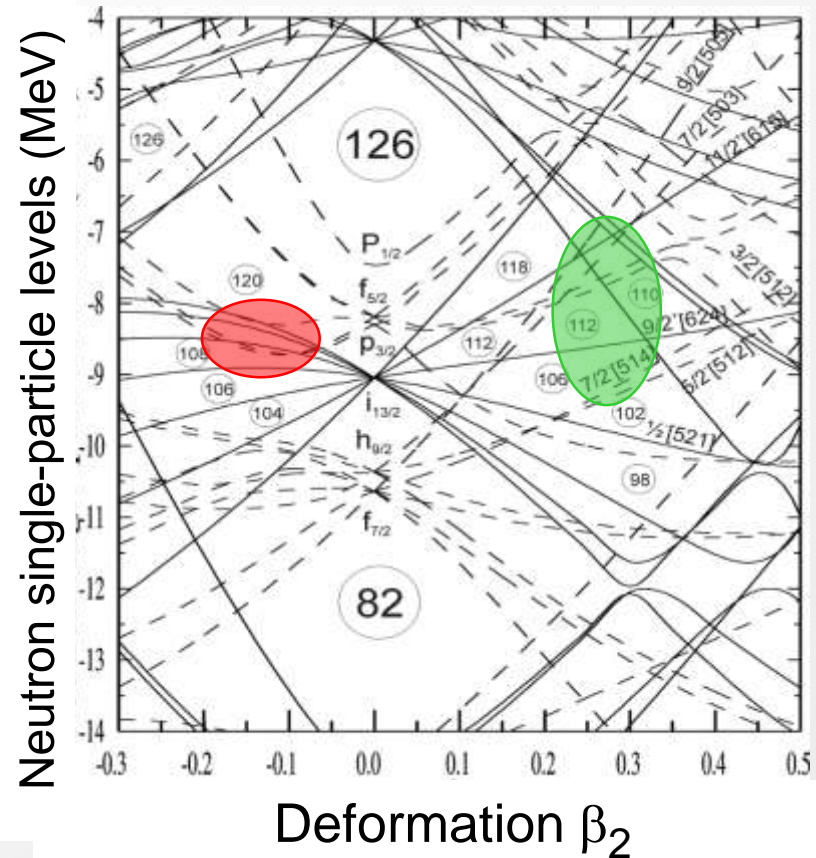
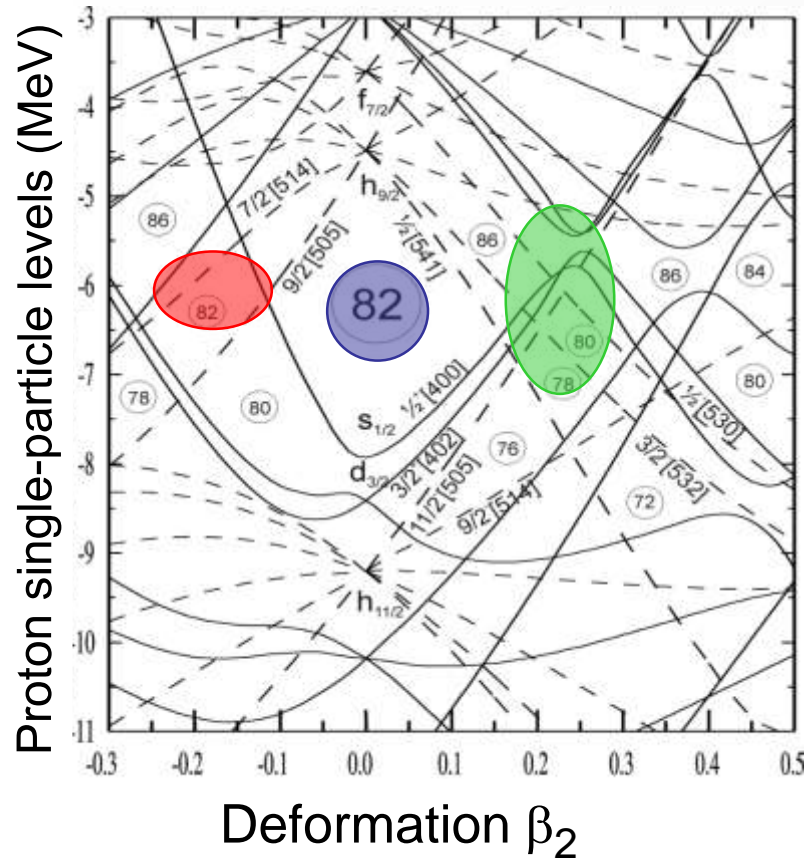
Rotačný stav, môže byť „vybudovaný“ na jednotlivých jednočasticových stavoch. V prípade nepárno-párnych jadier sa tým výrazne zvyšuje hustota hladín a komplikuje sa analýza identifikovaných prechodov.





KOEXISTENCIA TVAROV S RÔZNOU DEFORMÁCIOU

SINGLE PARTICLE LEVELS AT $Z \sim 82$ & $82 < N < 126$ (WS)



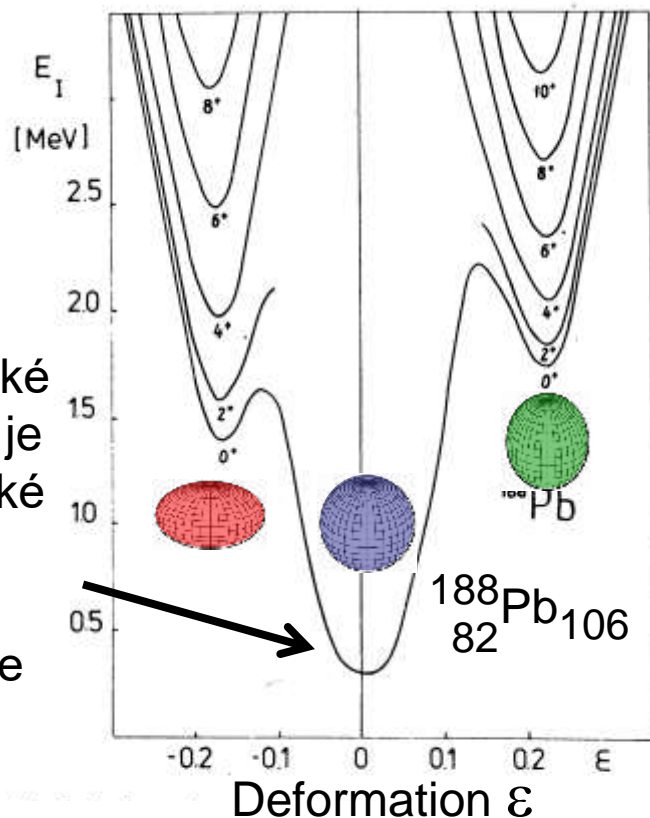
Around $Z=82$ and $N=102-108$ protons and neutrons work coherently to produce oblate and prolate intruders!

Pri deformácii základného stavu, môžu absentovať dostupné vzбудené hladiny. Následne môže vzbudenie jadra v rámci sférického vrstvomého modelu byť energeticky výhodnejšie pre excitáciu na stav s odlišnou deformáciou, ako má základný stav.

SHAPE TRANSITIONS IN VERY NEUTRON-DEFICIENT EVEN-MASS ISOTOPES IN THE Pb REGION

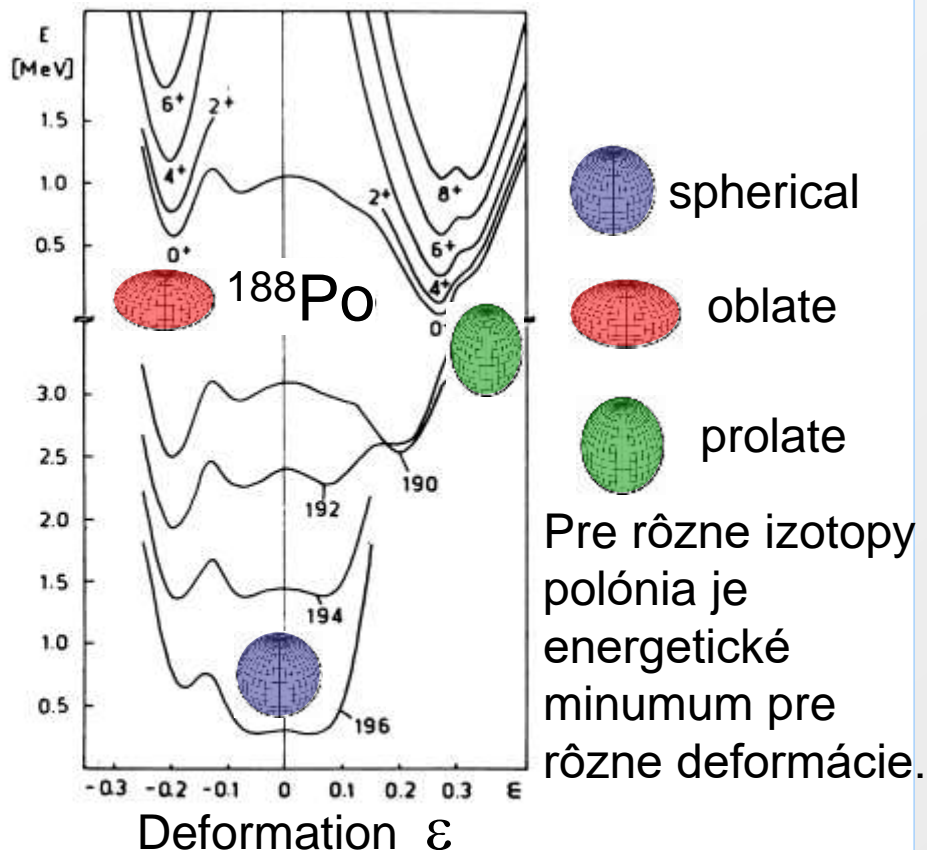


Pb:



Energetické minimum je pre sférické tvary.
Typický scenár pre izotopy olova

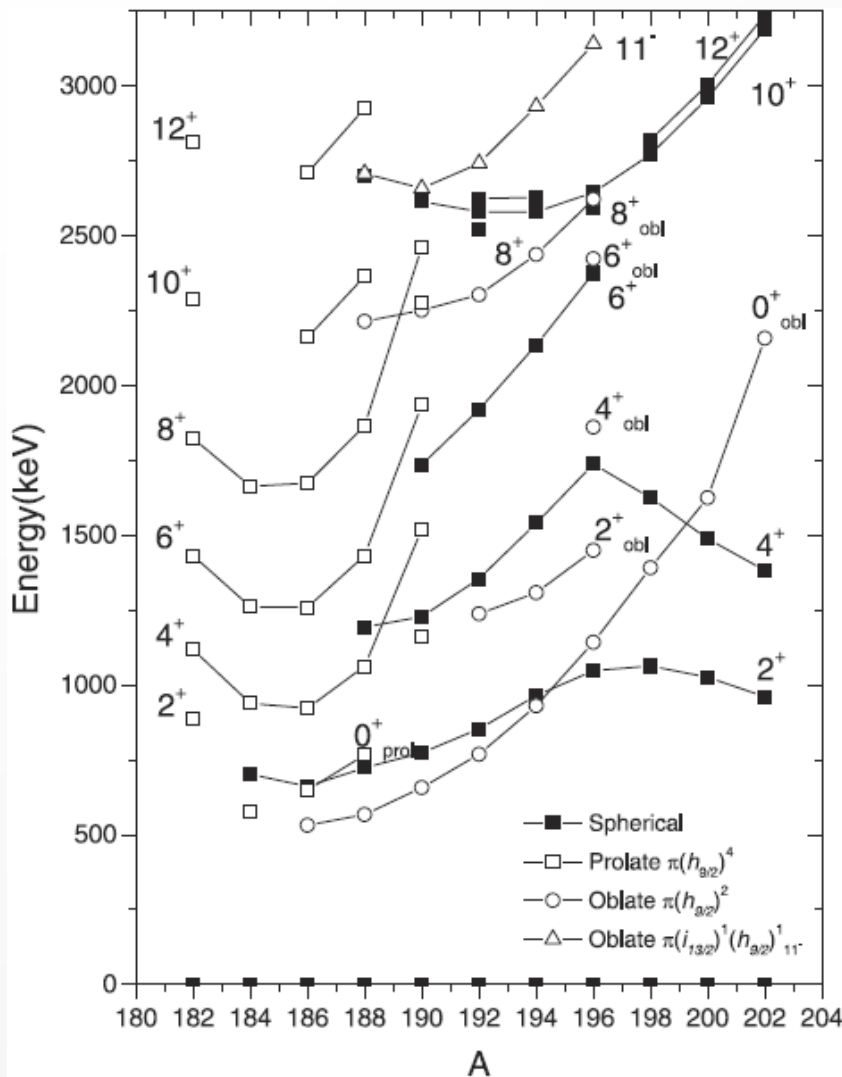
Po:



- Sph. → Def. transition by moving to N=104
- Prolate ground state in ^{188}Po (N=104)

F.R. May, V.V. Pashkevich and S. Frauendorf, Phys. Lett. 68B, 113 (1977)

Príklad nízko-ležiacich hladín v okolí olova



V atómovom jadre môžeme mať 0^+ stavy s rôznou deformáciou. Nukleóny ostávajú spárované, ale jadro má rôzny tvar. Sledujeme pritom systematické trendy pre energie vzбудených 0^+ stavov.

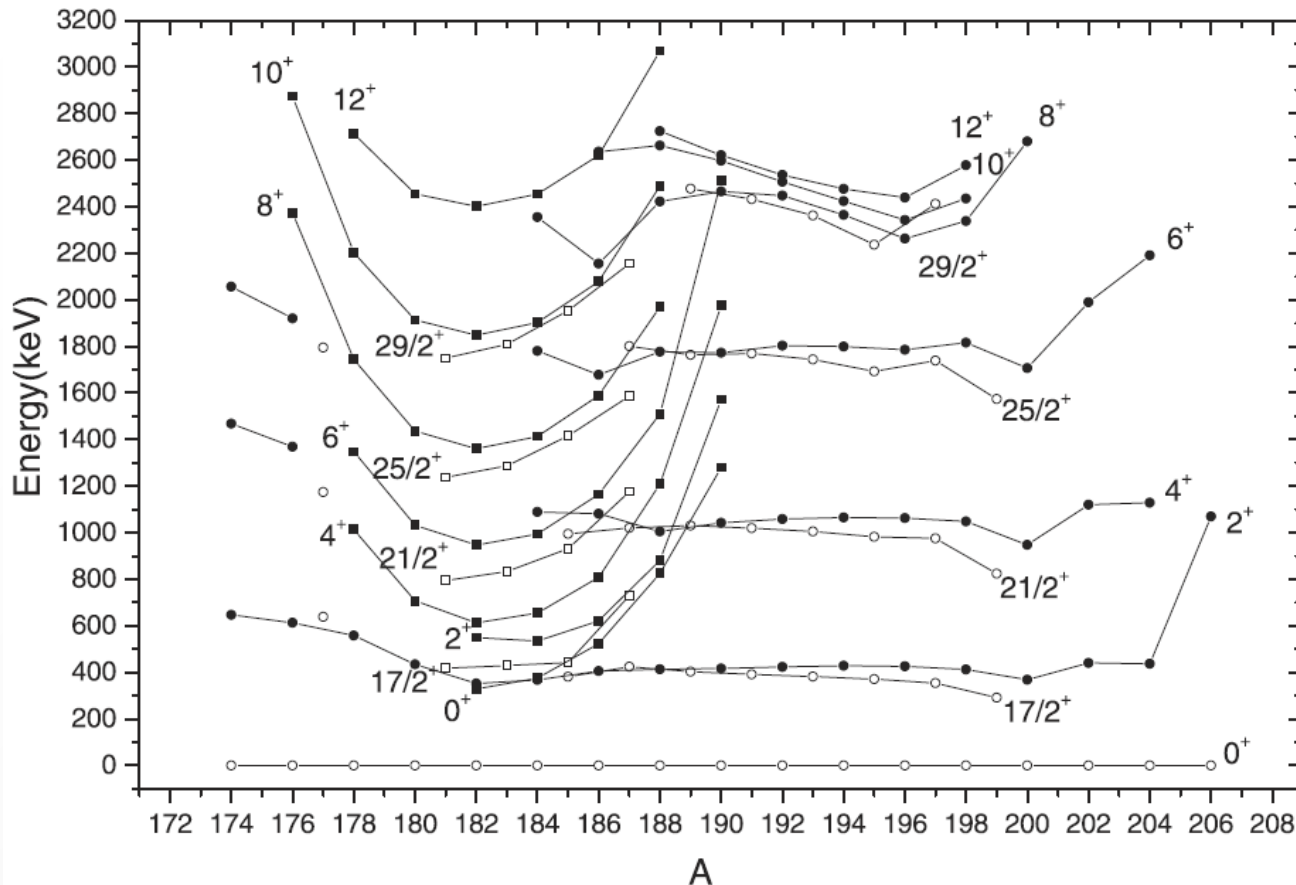
Postupný energetický pokles 0^+ stavov v oblasti medzi dvomi uzatvorenými vrstvami (tzv. mid-shell).

V mnohých prípadoch chýba identifikovaný vzбудený 0^+ stav.

Informácie zo vzбудených hladín sa získavajú najmä tzv. in-beam meraní, pri ktorých sa meranú de-excitácie vzбудeného zloženého jadra pri jeho vzniku (viď jedna z ďalších prednášok)

R. Julin et al. J. Phys. G27, R109 (2001)

Systematika hladín Hg izotopov



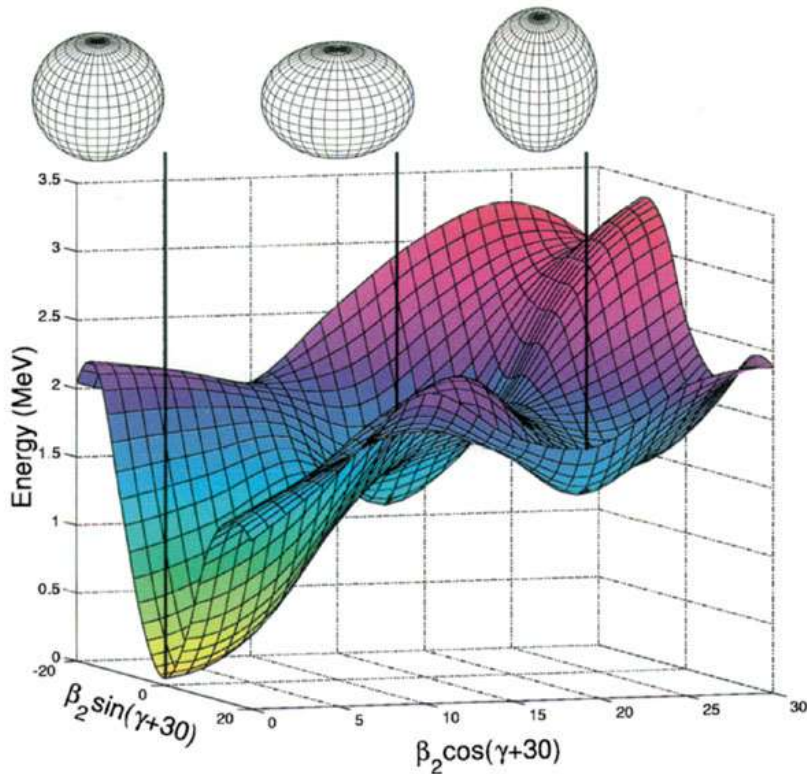
Podobné systematiky máme pre rôzne izotopy – napríklad na obrázku je systematika pre izotopy ortute, kde je vidno parabolickú závislosť v okolí midshellu (oblasť medzi dvomi uzatvorenými vrstvami)

R. Julin et al. *J. Phys. G*27, R109 (2001)

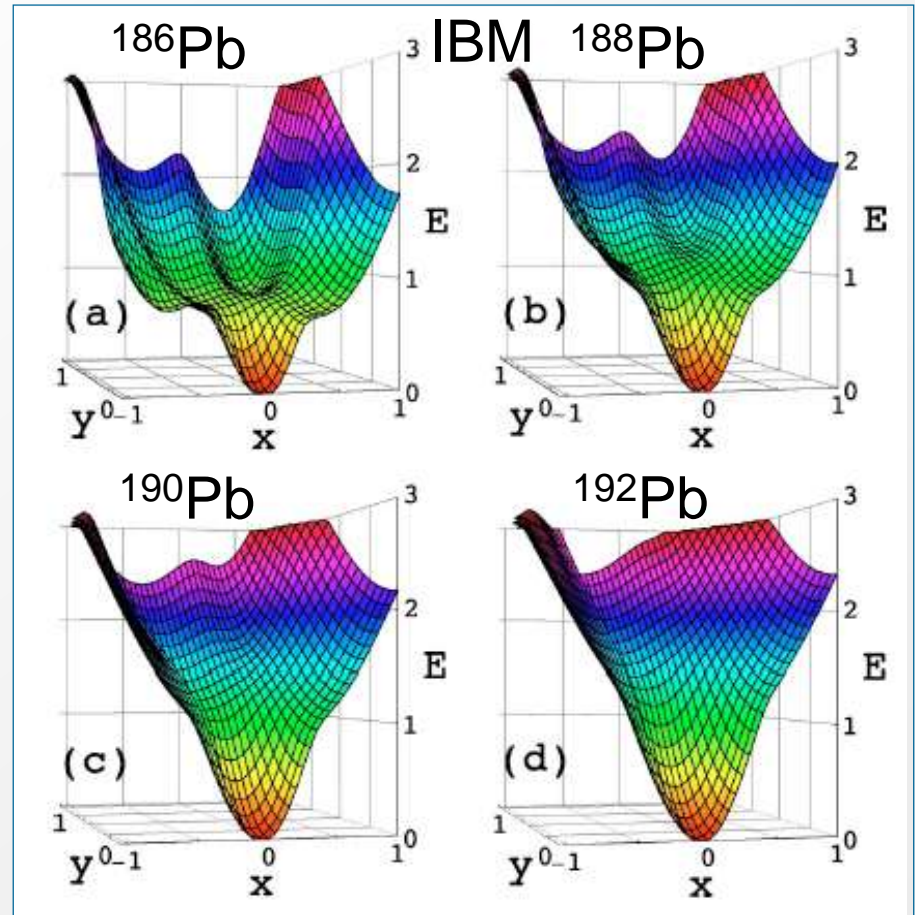
PES CALCULATIONS FOR EVEN-MASS Pb ISOTOPES ^{186}Pb



Nilsson-Strutinsky



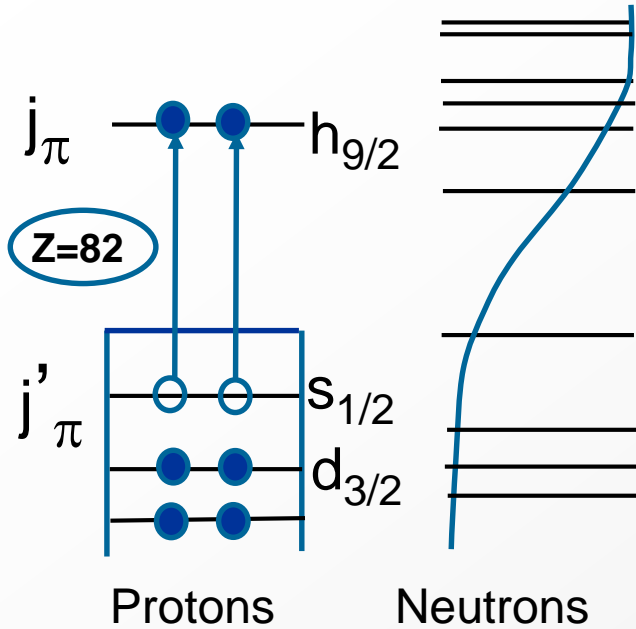
A.Andreyev et al. Nature, 405, 430 (2000)



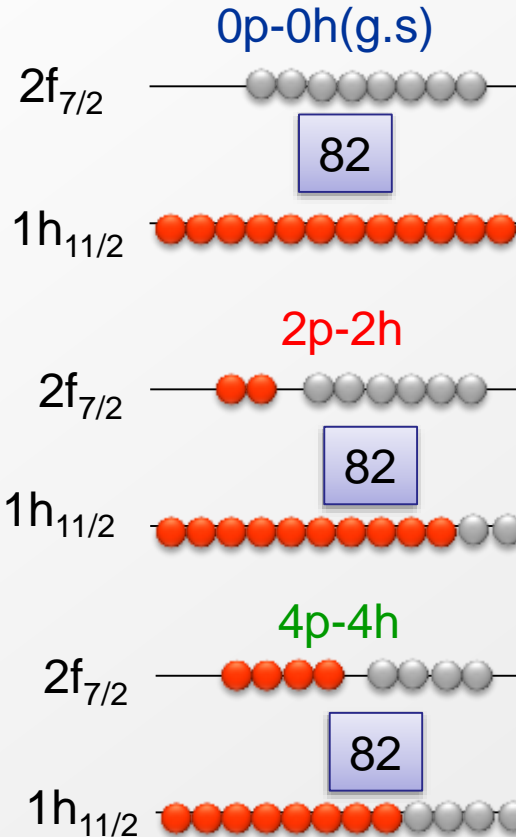
A.Frank, P.Van Isacker, C.E. Vargas, PRC 69, 034323(2004)

Jedným s prípadov, kde je vidno viacero $0+$ stavov je napr. ^{186}Pb . Pre ťažšie izotopy (vpravo) je vidno postupné formovanie lokálnych energetických miním v rámci PES výpočtov ((potential energy surface, výpočty energie jadra pre rôzne deformácie v rámci modelu).

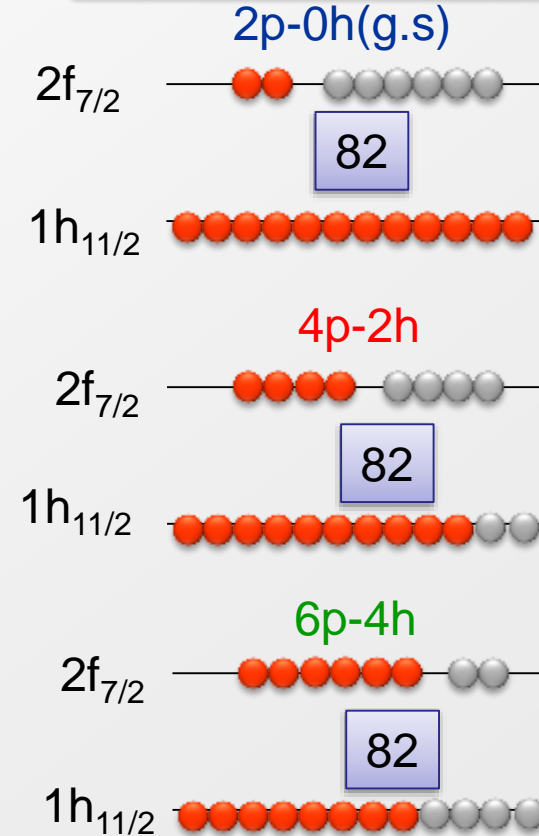
Opis „intruder“ 0+ podľa shell modelu



Pb (Z = 82)



Po (Z = 84)



Alternatívnym pohľadom na tému je presun dvojice nukleónov na vyššie energetické hladiny. Takto vznikajú 2-časticovo 2 dierové excitácie (a následne 4-časticové atď.)

Vo všeobecnosti: mp-nh excitácie v izotopoch z oblasti olova:

Tl(Z=81): 0p-1h(g.s) → 1p-2h → 2p-3h Pb(Z=82): 0p-0h(g.s) → 2p-2h → 4p-4h...
 Bi(Z=83): 1p-0h(g.s) → 2p-1h → 3p-2h Po(Z=84): 2p-0h(g.s) → 4p-2h → 6p-4h...



DRIPLINE

Kde je hranica stability pri $Z=8$



Dripline – oblasť tabuľky izotopov, kde nastáva spontánna emisia príslušného nukleónu. Samotný efekt je výrazne ovplyvnený párovaním nukleónov. Napr. na obr. ^{31}F neemituje promptne neutrón, zatiaľ čo ^{30}F áno.



Zaujímavé je, že „susedné“ ^{24}O ($Z = 8$) sa správa ako klasické dvojito magické jadro, aj keď $N = 16$ by bola do istej miery nezvyčajná uzavretá vrstvavrstva.

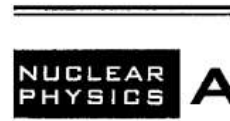
Po pridaní jedného protónu pri fluóre ($Z=9$) prichádza k posur driplinu minimálne po $N = 22$.

Protónový dripline



ELSEVIER

Nuclear Physics A719 (2003) 209c–212c



www.elsevier.com/locate/npe

Teoretická lokalizácia driplinu a stability exotických atómových jadier môže byť netriviálna, najmä v oblasti protónovo-bohatých jadier, kvôli vplyvu kulombovskej bariéry.

Mapping the proton drip line

G. A. Lalazissis^a, D. Vretenar^b and P. Ring^c

^aPhysics Department, Aristotle University of Thessaloniki, Thessaloniki GR-54124, Greece

^b Physics Department, Faculty of Science, University of Zagreb, 10 000 Zagreb, Croatia

^cPhysik-Department der Technischen Universität München, D-85748 Garching, Germany

The relativistic Hartree-Bogoliubov (RHB) model is employed in the mapping of the proton drip line for medium-heavy, heavy and superheavy elements. The RHB prediction for the last bound isotope of each element is compared with experimental data on the location of the proton drip line.

Kde je v skutočnosti p-dripline?



G.A. Lalazissis et al. / Nuclear Physics A719 (2003) 209c–212c

211c

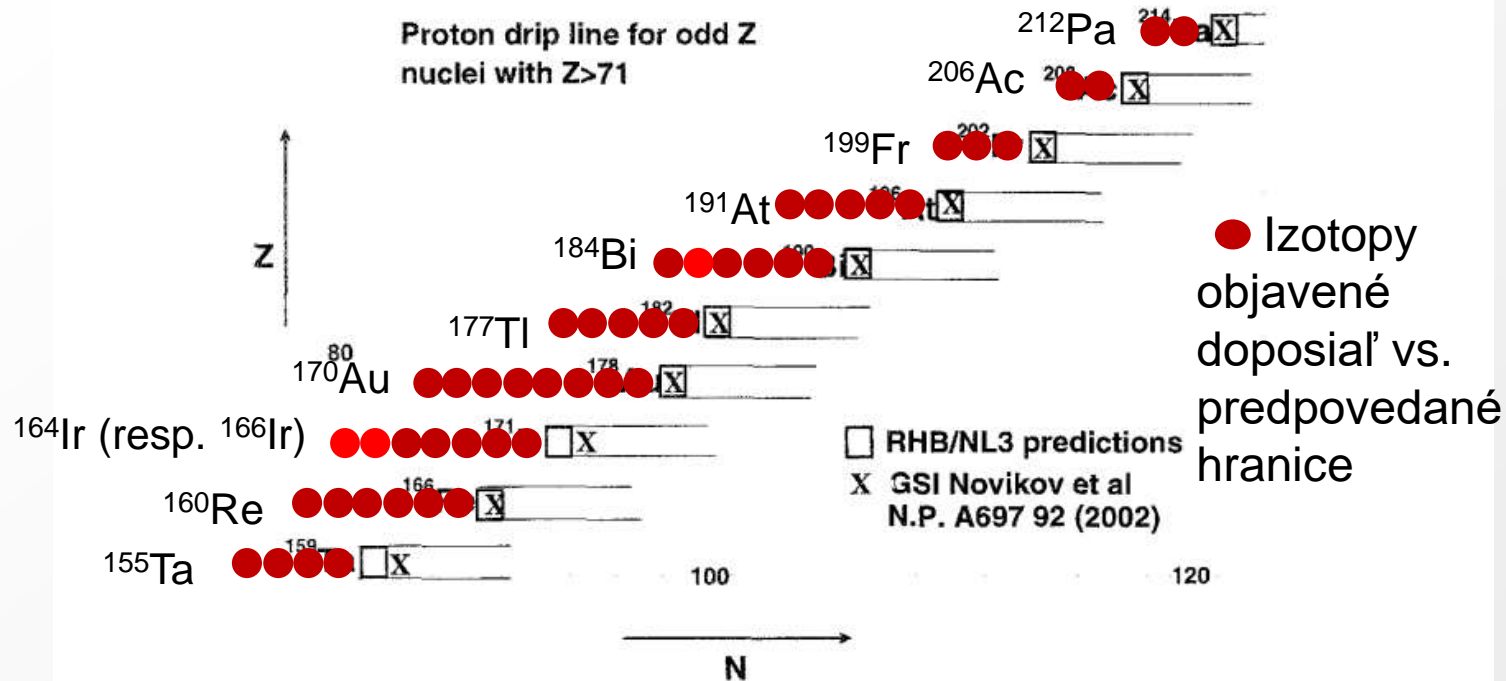


Figure 2. The proton drip line in the region $73 \leq Z \leq 91$.

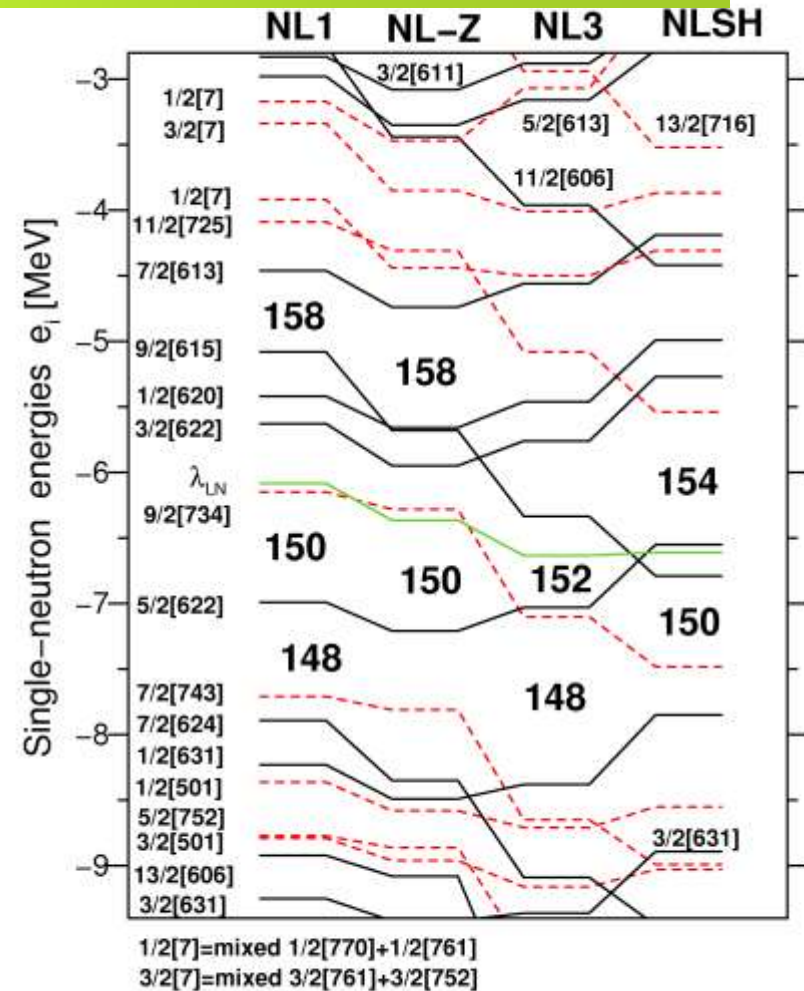
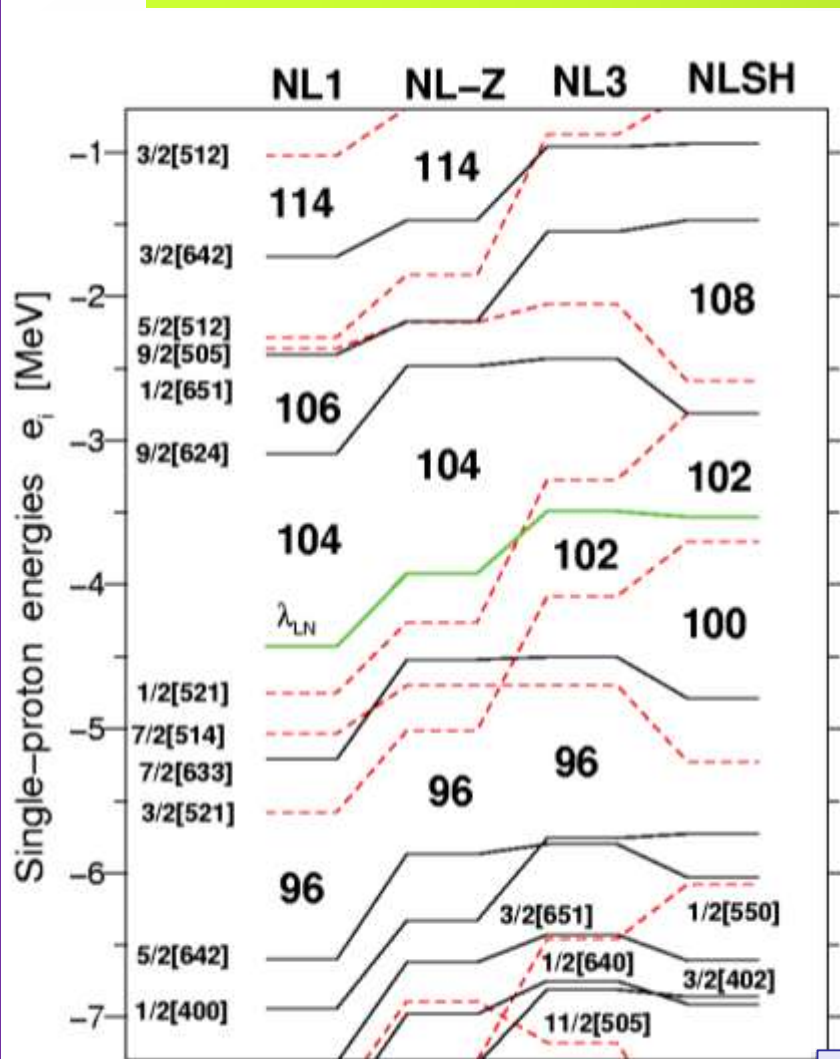
Upozornenie. Staršie teoretické prístupy nemusia dostatočne sedieť s experimentom

- 1) Nespoliehať sa na sumárne práce. Vždy hľadať pôvodné zdroje.
- 2) Porovnať vždy viacero teoretických prístupov.



DOPLŇUJÚCE (NEPOVINNÉ) ČÁSTI

RHFB výpočty



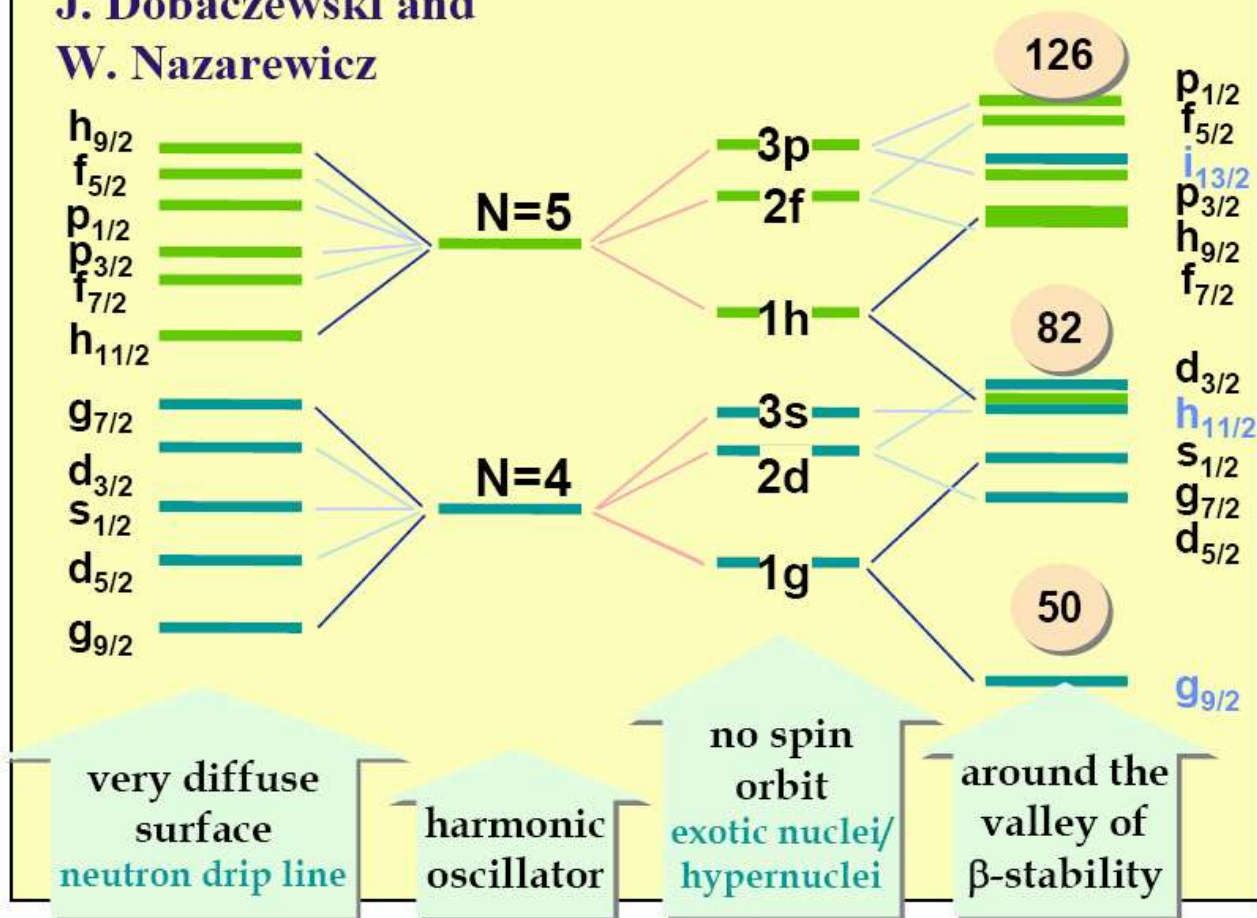
A. Afanasiev, PRC 67, 24309, (2002)

V rámci rôznych parametrizácií sa výrazne rôznia predpovede napr. pre deformované uzatvorené vrstvy.

Otázka: zmeny v jadrách blízko „driplinu“?

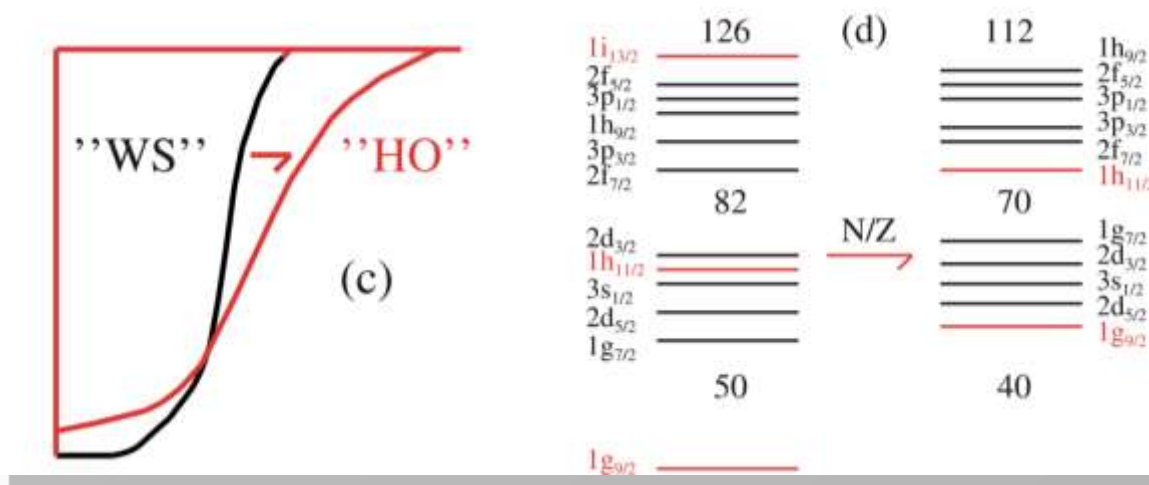


J. Dobaczewski and
W. Nazarewicz



Niektoré teoretické výpočty naznačujú zániknutie klasických „magických“ čísel (uzatvorených vrstiev) v oblasti veľmi neutrónovo bohatých izotopov (v blízkosti neutrónového driplinu).

Otázka: nové magické čísla?



Possible signatures:

- new shell gaps (e.g. $N=70$ in ^{110}Zr)
- reduction of spin-orbit splitting in neutron-rich nuclei
- increased neutron skin

$^{90}\text{Zr}_{50}$

$^{104}\text{Zr}_{64}$

$^{110}\text{Zr}_{70}$

$^{122}\text{Zr}_{82}$

spherical

deformed ($\beta=0.45$)

spherical ?

Taktiež je otvorenou otázkou, či v neutrónovo bohatej oblasti nie sú iné „magické“ čísla. Diskutovanými možnosťami sú napr. uzatvorené vrstvy pre $N = 70$ (čo by zodpovedalo predpovediam pre potenciál na základe harmonického oscilátora)

Ineractive boson model



- Ďaleko od oblasti stability začína vrstvový model narážať na problémy. Riešením je čisto makroskopický prístup (opisom tvaru jadra a jeho kolektívnych excitácií). Druhý prístup hľadá redukciu modelového priestoru.
- Variantom druhého prístupu je Interactive Boson Model vytvorený v r. 1974 (Akito Arima a Francesco Iachello). Model predpokladá, že valenčné nukleóny formujú páry s uhlovými momentami 0 a 2 a nízkoenergetické excitácie sú výsledkom interakcie týchto párov.
- Častice s celočíselným spinom sú vlastne bozóny (tzv. s a d bozóny).

Ineractive boson model



- Takže model vytvára protón-protónové resp. neutrón-neutrónové páry na ktoré sa potom hľadá ako na systém interagujúcich bozónov.
- Uzavreté vrstvy pre protóny a neutróny ako aj excitácie mimo nich sú zanedbané.
- Nízkoležiace excitácie závisia len od veľkosti valenčného priestoru.
- Valenčné nukleóny sú brané v pároch. IBM-1 pritom nepredpokladá rozdiel protónov a neutrónov. Počet bozónov je definovaný ako polovičný počet protónov a neutrónov.
- Je snahou opísať interakciu relatívne jednoducho – preferenčne ako dvoj-telesovú.

Interactive boson model



- Výrazné zjednodušenie výpočtov.
- Nerozlišuje rotačné a vibračné stavy.
- Neskôr sa vyvinul IBM-2 model ktorý už odlišne popisuje protóny a neutróny.
- Problém s popisom vysoko-spinových stavov.

Aplikácia rôznych prístupov



V rôznych oblastiach tabuľky izotopov sú využívané rôzne prístupy a modely. V oblasti najľahších jadier je možné využiť „ab initio“ prístup, keď sa vlastnosti jadier vypočítavajú zo základnej interakcie medzi nukleónmi. Problémom okrem otázok popisu samotnej interakcie je aj otázka, medzi koľkými a ktorými nukleónmi pôsobí. Limitácia tohto prístupu sú zvyčajne izotopy s iba pár 10 nukleónov.



Aplikácia rôznych prístupov



V oblasti stredne ťažkých jadier je kvôli narastajúcej komplexnosti systémov nutné využiť určité zjednodušenia. Jednou z možností je napr. aplikácia IBM so zavedenou interakciou, ale zjednodušeným prístupom k opisu zúčastnených častíc.

Pre najťažšie jadrá sa aplikuje teória stredného potenciálu (mean field models).

