

Vedecká rada Fakulty matematiky, fyziky a informatiky
Univerzity Komenského v Bratislave

Mgr. Juraj Kotulič Bunta

Autoreferát dizertačnej práce

Asymetrická jadrová hmota v relativistickom
prístupe stredného poľa s hyperónmi
a vektorovými cross-interakciami

Na získanie vedecko-akademickej hodnosti *philosophiae doctor*
v odbore doktorandského štúdia:
11-24-9 Jadrová a subjadrová fyzika

Bratislava 2003

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Fyzikálnom ústave Slovenskej akadémie vied v Bratislave, oddelenie jadrovej fyziky.

Predkladateľ:

Mgr. Juraj Kotulič Bunta
Fyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied
Dúbravská cesta 9, 845 11 Bratislava 45

Školiteľ:

Ing. Štefan Gmuca, CSc.
Fyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied
Dúbravská cesta 9, 845 11 Bratislava 45

Oponenti:

Autoreferát bol rozoslaný dňa:

Obhajoba dizertačnej práce sa koná dňa o hod. pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce v odbore doktorandského štúdia vymenovanou predsedom spoločnej odborovej komisie dňa vo vednom odbore 11-24-9 Jadrová a subjadrová fyzika na

Predseda spoločnej odborovej komisie

Prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.

Katedra jadrovej fyziky FMFI UK, 842 48 Bratislava

Obsah

1	Úvod a súčasný stav	1
2	Ciele práce	5
3	Hlavné získané výsledky	5
3.1	Asymetrická jadrová hmota	5
3.2	Hyperóny	10
4	Zhrnutie	18
5	Summary	19
6	Zoznam publikácií	20

1 Úvod a súčasný stav

Jedným zo základných problémov a úloh fyziky je pochopiť podstatu a povahu silnej interakcie a následne popísať štruktúru a vlastnosti atómových jadier.

Prvá fundamentálnejšia myšlienka pôvodu silnej interakcie pochádza od japonského fyzika Hidaki Yukawu z roku 1935. Navrhol existenciu častice strednej hmotnosti (v porovnaní s nukleónmi) – mezónu – ktorý by mal byť zodpovedný za jej zprostredkovávanie. V roku 1947 bol objavený reálny mezón, pión, v kozmickom žiarení a zakrátko i v Berkeley. Existencia silno interagujúceho mezónu bola motiváciou na teoretické štúdium silnej interakcie v päťdesiatych rokoch. Pión sa javil ako častica analogická k fotónu v kvantovej elektrodynamike. Bol vyvinutý fenomenologický popis jadrového potenciálu, čo bolo umožnené úspešným rozvojom experimentov NN rozptylu. Do tohto obdobia spadajú i prvé pokusy o popis mnohočasticového systému pomocou piónovej výmeny [1].

Dôležitým medzníkom v odhalovaní podstaty silnej interakcie sa stalo objavenie ťažších mezónov v roku 1961: ρ mezónu v Brookhavene a ω mezónu v Berkeley. Prvým produktom tohto pokroku boli tzv. OBE modely (One Boson Exchange), ktoré boli založené na Yukawovej predstave mezónmi zprostredkovanej jadrovej interakcie, a výsledkoch pozorovaní, ktoré ukazovali, že mezóny interagujú aj vzájomne, pričom majú tendenciu správať sa ako jedna častica s konečnou hmotnosťou a kvantovými číslami. Najvýznamnejším takýmito koreláciami vzniknutým príspevkom k silnej interakcii sa ukázala byť korelovaná 2π výmena, simulovateľná výmenou jedného izoskalár–skalárneho mezónu (σ), zprostredkovávajúceho strednodosahovú zložku interakcie.

Predmetom záujmu sa stala aj jadrová hmota, t. j. hypotetický nekonečný uniformný systém nukleónov. Pri popise takéhoto systému je možné uvažovať viaceré priblíženia, vďaka ktorým je umožnené relatívne jednoduché matematické riešenie problému. Jadrová hmota je charakterizovaná niekoľkými parametrami, hlavne väzbovou energiou a saturačnou hustotou. Ich empirické hodnoty sú získané z vysokoenergetických zrážok ťažkých iónov, ako aj zo štúdia ťažkých jadier (extrapoláciou nábojového a hmotnostného rozdelenia), kde matéria v ich strede je v aproximácii jadrovou hmotou.

Mnoho úsilia a práce bolo venovaných nerelativistickému popisu mnohonukleónového systému. Napriek úspechu nerelativistického prístupu v oblasti popisu konečných jadier stále existovali nezhody medzi empiricky pozorovanými a vypočítanými výsledkami. So stúpajúcou hustotou musí byť uvažovaný relativistický pohyb nukleónov, takisto ako aj jeho kauzálne obmedzenia. Dôvodom na uvažovanie relativistického prístupu je skutočnosť, že aj keď sa väzbové energie jadier javia ako rádovo percentá z pokojovej hmotnosti nukleónov, z empirických skúseností vyplýva, že je to z dôvodu jemnej rovnováhy medzi príťažlivým skalárnym a odpudivým štvorvektorovým potenciálom. Každý z nich má hodnotu rádovo stoviek MeV, čo už nie je zanedbateľné voči pokojovej hmotnosti nukleónu. Z uvedeného plynie, že jediným prístupom spĺňajúcim požadované kritériá je lokálna relativistická mnohočasticová kvantová teória poľa.

Vo všeobecnosti teoretické aktivity v oblasti mnohočasticovej problematiky môžeme rozdeliť na tri rozličné prístupy: *ab initio* metódy; selfkonzistentné modely teórie stredného poľa a šupkové modely; a makroskopické modely s kvantovou šupkovou štruktúrou. Východným bodom pri *ab initio* metódach je nukleón-nukleónový potenciál slúžiaci ako efektívna interakcia pre popis rozptylových experimentov. Takýto prístup však vyžaduje vysokosofistikované mnohočasticové teórie, ako je Dirac-Brueckner-Hartree-Fockova teória (DBHF) [2]. Jej princípom je použitie Dirakovej rovnice pre popis jednočasticového pohybu v jadrovom médiu. Dirakov spinor, ktorý vstupuje do výpočtu nukleón-nukleónového potenciálu, sa stáva hustotne závislým. Práve táto dodatočná hustotná závislosť je esenciálna pri správnej reprodukcii saturačnej hustoty a väzbovej energie jadrovej hmoty. Získaný nukleón-nukleónový potenciál je potom fitovaný na dvojnukleónové dáta a vlastnosti deuterónu. Kvôli svojej komplexnosti a náročnosti však doteraz nebola uspokojivo aplikovaná aj na popis vlastností konečných jadier. V práci [3] bol však vyvinutý spôsob prepojenia DBHF výsledkov pre jadrovú hmotu s relativistickou teóriou stredného poľa. Kľúčovým bodom je fitovanie parametrov teórie stredného poľa tak, aby boli čo najlepšie reprodukované výsledky DBHF výpočtov pre jadrovú hmotu. Takto získané parametre predstavujú potom efektívny DBHF popis jadrovej hmoty aplikovateľný i na konečné jadrá.

Pre jadrové stredné pole existujú tri základné modely, založené na Skyrme interakciách [4], Gognyho interakcii [5] a relativistickom modeli stredného poľa [6]. V tejto práci je použitá posledná varianta. Po prvý raz ju použil v roku 1974 Walecka ako renormalizovateľnú teóriu poľa, charakterizovanú konečným počtom väzbových konštánt a hmotností [6]. Tieto môžu byť kalibrované na pozorovateľné jadrové vlastnosti, a potom je možná extrapolácia do oblastí veľkej hustoty a teploty bez objavenia sa ďalších neznámych parametrov.

V súlade s experimentálne pozorovanými skutočnosťami stupňami voľnosti sú baryóny a mezóny, teda hadróny, vďaka čomu získala teória pomenovanie kvantová hadrodynamika (QHD), chápaná ako efektívny popis kvark–gluónovej dynamiky v nízkoenergetickej oblasti (daný kvantovou chromodynamikou). V súčasnosti sa vývoj ubera k extrapoláciám QHD do vysokých baryónových hustôt a teplôt [7]. Dôležitým sa ukazuje byť spoľahlivý popis prechodu baryónovej hmoty do kvark–gluónovej plazmy [8]. Ľahšie dosiahnuteľný kvapalinovo–plynný fázový prechod je študovaný v rámci teórie stredného poľa v Ref. [9]. Použijúc stavovú rovnicu stredného poľa kalibrovanú na výsledky pre jadrovú hmotu a konečné jadrá, sú zvažované rôzne scenáre fázového prechodu a model je aplikovaný na procesy, ktoré sa môžu vyskytnúť pri energetických zrážkach ťažkých iónov. V asymetrickej hmote môžu nastať nestability spôsobené fluktuáciami v protónovej koncentrácii. Popis jadrovej hmoty pri vysokých teplotách je predmetom veľkého záujmu aj vďaka jeho širokým aplikáciám (hmota existujúca v ranom vesmíre, explózie supernov, vysokoenergetické zrážky na pripravovaných urýchľovačoch...). Analýza horúcej jadrovej hmoty v rámci QHD je vyvinutá napr. v Ref. [10]. Posledné obdobie sa veľa prác venovalo skúmaniu modifikácie hadrónových hmotností v nukleárnom médiu [11], jeho vplyvu na jadrovú interakciu [12] a na relativistický transport [13]. Rovnako bolo venované úsilie i popisu kaónovej kondenzácie [14]. Jedým z rozšírení QHD je i vyvinutie teórií poľa, kde sa mezóny viažu priamo na kvarky [15]. Snahou je nájsť spojenie medzi kvark–mezónovou interakciou a pozorovanými nukleón–mezónovými väzbovými konštántami. V neposlednom rade mnoho prác bolo venovaných aj zahrnutiu hyperónov do modelov, ako prirodzených častíc prítomných v jadrovej hmote pri

vyšších hustotách (pre bližší prehľad tejto oblasti viď Ref. [16]). Od roku 1974 je teda teória živá a rozvíja sa ďalej [17].

Zlepšenie popisu vlastností jadrovej hmoty aj konečných jadier sa docielilo aj zahrnutím viacerých fyzikálne odôvodnených stupňov voľnosti, ako napr. skalárnych a vektorových selfinterakcií izoskalárnych mezónov [18]. Okrem jadier v blízkosti čiary stability je dôležitý aj popis jadier s vysokým prebytkom izospinu. Takisto hmota v konečných štádiách vývoja hviezd a neutrónových hviezdach nie je ani symetrická ani čiste neutrónová. Rovnako i pri vysokoenergetických zrážkach iónov vznikajú jadrá s veľkým prebytkom neutrónov. Nevyhnutným predpokladom pri popise takýchto fenoménov je preto zahrnutie izospinového stupňa voľnosti, čiže popis vlastnosti jadrovej matérie v závislosti od parametru asymetrie. V tejto práci je reprezentovaný izovektorovými ρ a δ mezónmi a rozšírený o cross-interakciu medzi ρ a vektorovým ω mezónom [19].

Potreba hlbšieho pochopenia silnej interakcie je motivovaná nielen potrebou popisu štruktúry atómového jadra a jadrových reakcií, ale aj astrofyzikálnymi skutočnosťami. Existujúce atómové jadrá totiž pokrývajú len úzke okno jadrovej stavovej rovnice (t.j. závislosti hustoty energie od tlaku). Oblasť astrofyziky však predpokladá existenciu extrémnych fenoménov, vyžadujúcich znalosť jemných detailov v správaní sa jadrovej interakcie. Už v roku 1934 Baade a Zwicky [20] predložili ideu neutrónových hviezd–objektov s veľmi vysokou hustotou a malým polomerom, pre ktoré je gravitačná väzba omnoho silnejšia než u obyčajných hviezd. Po počiatočnom nezájme o túto ideu sa o jej znovu oživenie pričínili objav röntgenovských zdrojov žiarenia, interpretovaný ako zachytenie mladej horúcej neutrónovej hviezdy. Pretrvávajúcu nedôveru definitívne prekonal objav pulzarov, rýchlo rotujúcich neutrónových hviezd, v roku 1967. Pulzary v dvojhviezdnych systémoch umožnili empirické zistenie ich hmotností, čím sa dajú získať čiastočné obmedzenia stavovej rovnice jadrovej hmoty.

2 Ciele práce

Práca sa venuje riešeniu nasledujúcich problémov:

- získanie parametrizácie popisu vlastností asymetrickej jadrovej hmoty v prístupe relativistickej teórie stredného poľa, uskutočnené fitovaním na výsledky fundamentálnejšej DBHF teórie. Fit berie do úvahy väzbovú energiu na nukleón, ako i mezónové potenciály izoskalárneho (σ a ω mezón) aj izovektorového sektoru (ρ a δ mezón). Takto sa získa efektívny DBHF popis jadrovej hmoty aplikovateľný aj na konečné jadrá.
- pre získanú parametrizáciu vypočítanie ďalších veličín charakterizujúcich jadrovú hmotu, ako aj ich závislostí od baryónovej hustoty a parametru asymetrie, najmä efektívnej hmotnosti protónov i neutrónov a symetrickej energie.
- ohodnotenie vplyvu niektorých stupňov voľnosti na kvalitu reprodukcie fitovaných veličín a hustotnej závislosti symetrickej energie, konkrétne izovektorového delta mezónu a najmä vektorových cross-interakcií (VCI).
- uskutočnenie extrapolácie uvažovaných parametrizácií do vyšších baryónových hustôt formou uvažovania hyperónov a leptónov, vrátane určenia väzbových konštánt jednotlivých mezónov s hyperónmi ako aj medzi hyperónmi samotnými.
- určenie vlastností beta stabilnej hyperónovej hmoty ako sú zastúpenie jednotlivých častíc v závislosti od hustoty, mezónové potenciály, efektívne baryónové hmotnosti a chemický potenciál elektrónov a taktiež rozšíriť analýzu vplyvu delta mezónu a vektorových cross-interakcií aj na tieto charakteristiky hyperónovej hmoty.

3 Hlavné získané výsledky

3.1 Asymetrická jadrová hmota

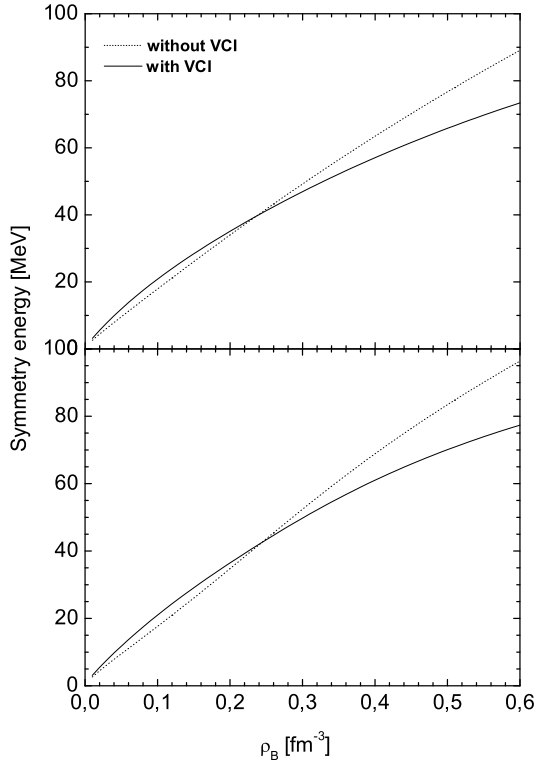
Pri výpočtoch bola východným bodom nasledujúca hustota lagrangiánu:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}(\psi, \sigma, \omega, \rho, \delta) = & \bar{\psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu - (M - g_\sigma \sigma))] \psi \\
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\
& - \frac{1}{3} b_\sigma M (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} c_\sigma (g_\sigma \sigma)^4 + \frac{1}{4} c_\omega (g_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu)^2 \\
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta \partial^\mu \delta - m_\delta^2 \delta^2) + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} \\
& + \frac{1}{2} \Lambda_V (g_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu) (g_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu) - g_\rho \rho_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \psi + g_\delta \delta \bar{\psi} \boldsymbol{\tau} \psi, \tag{1}
\end{aligned}$$

kde symboly majú zvyčajný význam [21]. Fitovanými voľnými parametrami boli väzbové konštanty nukleónov s jednotlivými mezónami g_σ , g_ω , g_ρ a g_δ , ďalej izoskalárne selfinterakčné konštanty b_σ , c_σ a c_ω a nakoniec konštantá vektorovej cross-interakcie Λ_V .

Fitované boli tri rozličné sady DBHF výpočtov pre jadrovú hmotu. Prvou sú výsledky získané autormi Li, Brockmann a Machleidt [22], kde bol fit uskutočnený s uvažovaním σ, ω mezónov a ich selfinterakcií a ρ mezónov s vektorovou cross-interakciou, pričom fitovanými veličinami boli väzbová energia na nukleón pre symetrickú a čisto neutrónovú hmotu a súčasne skalárny a vektorový potenciál v symetrickej jadrovej hmote. Autori Lee, Kuo, Li a Brown [23] navyše DBHF prístupom vypočítali energiu na nukleón aj pre viacero čiastočných asymetrií, vďaka čomu sa rozšíril rozsah fitovacej procedúry a bolo umožnené dosiahnuť realistickejšie výsledky. Poslednou fitovanou sadou sú DBHF výsledky autorov Huber, Weber, Weigel [24], ktorí podobne ako predošlí autori taktiež vypočítali energiu na nukleón pre viacero asymetrií a skalárne a vektorové potenciály pre symetrickú hmotu, navyše však získali aj izoskalárne potenciály osobitne pre protóny a neutróny, čo umožnilo zaviesť do fitu ďalší užitočný fyzikálny parameter - δ mezón - ktorý by mal prispieť k lepšiemu popisu izovektorových vlastností jadrovej hmoty.

Výsledky spomínaných fitov pre prvé dve DBHF sady sú uvedené v Tab. 1 - parametrizácie Ma92A a Le98A, pričom pre ohodnotenie vplyvu vektorových cross-interakcií bol fit prevedený aj bez ich uvažovania - parametrizácie Ma92B a Le98B. Na Obr. 1 vidíme závislosť symetrickej energie jadrovej hmoty od baryónovej hustoty, ktorá je vypočítaná pre všetky uvedené parametrizácie - v hornom panely pre Ma92A a Ma92B, a v dolnom panely pre parametrizácie Le98A



Obrázok 1: Hustotná závislosť symetrickej energie pre dve rozličné parametrizačné sady. Horný panel zobrazuje výsledok pre parametrizácie Ma92A a Ma92B (Tab. 1), kde ako stupne voľnosti boli použité σ , ω mezóny s ich selfinterakciami a ρ mezóny s uvažovaním (plná čiara) aj bez uvažovania (prerušovaná čiara) vektorových cross-interakcií. Spodný panel ukazuje analogicky obdržané výsledky pre parametrizácie Le98A a Le98B (taktiež uvedené v Tab. 1).

a Le98B. Jasne sa tu prejavuje výrazný vplyv vektorových cross-interakcií, ktoré zintenzívňujú nárast symetrickej energie do hustoty 0.24 fm^{-3} , resp. 0.25 fm^{-3} , kdežto nad touto hodnotou ho naopak spomaľujú. Symetrická energia definovaná ako druhá derivácia hustoty energie podľa baryónovej hustoty popisuje asymetrické (izospinové) správanie sa jadrovej hmoty, a preto uvedený vplyv cross-

Tabuľka 1: Parametrizačné sady získané fitovaním DBHF výsledkov od autorov Machleidt *et al.* [22] (Ma92A, Ma92B) a Lee *et al.* [23] (Le98A, Le98B).

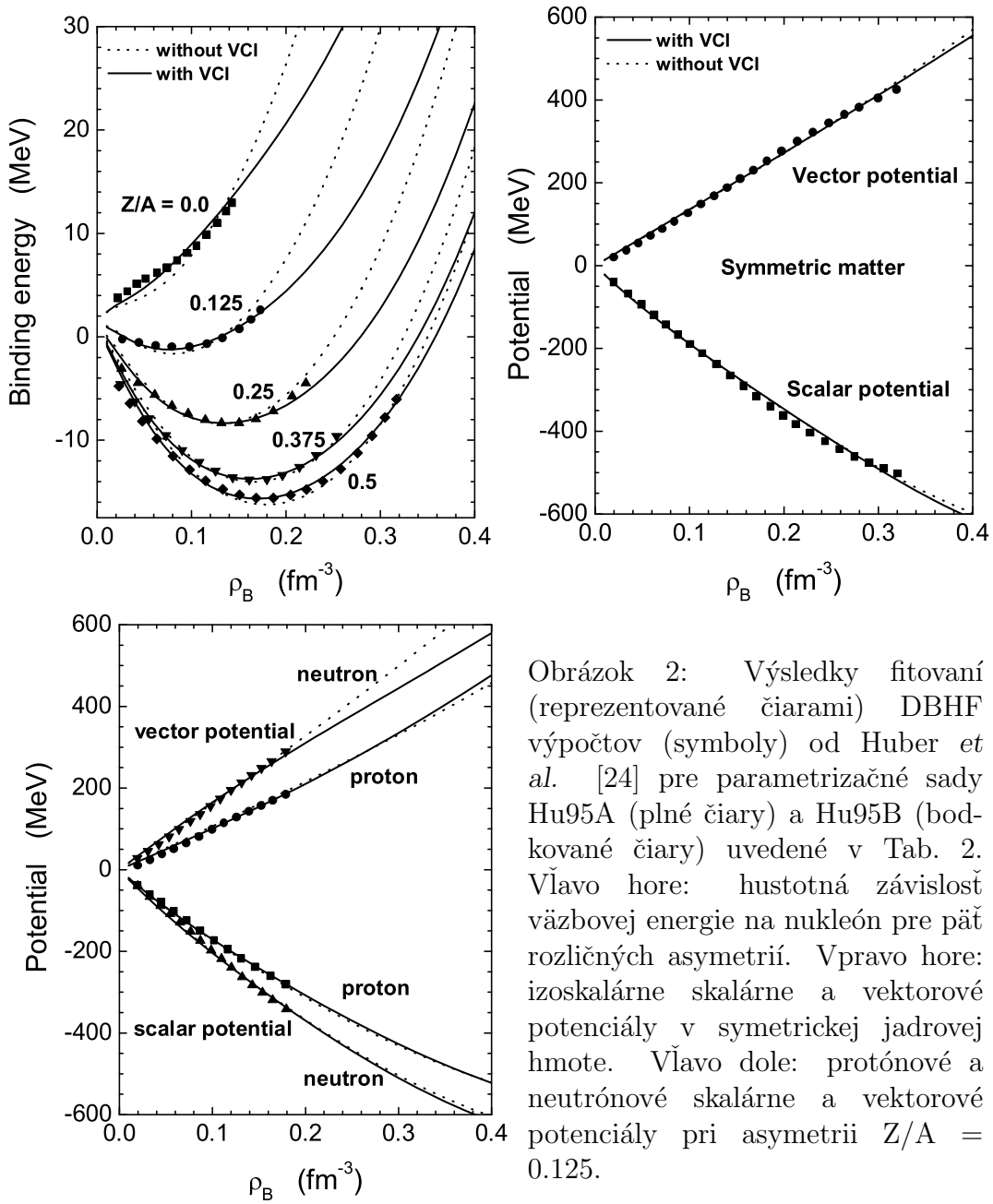
	Ma92A	Ma92B	Le98A	Le98B
g_σ^2	106.85	112.27	103.91	102.11
g_ω^2	180.61	204.36	147.84	146.73
g_ρ^2	18.445	9.4932	17.432	9.6697
b_σ	-0.0025823	-0.0029820	0.00097186	0.00083559
c_σ	0.011529	0.013345	0.0012694	0.0012411
c_ω	0.015849	0.020449	0.0054204	0.0051878
Λ_V	0.25857	—	0.18790	—
χ^2/N	2.76	9.95	1.69	2.62

interakcií musí mať výrazný vplyv aj na vlastnosti konečných jadier (pre ktoré sú relevantné hustoty nižšie než saturačná hustota) ako aj vysokoenergetických procesov ako sú zrážky ťažkých iónov, explózie supernov či vlastnosti neutrónových hviezd.

Pre názornejšiu predstavu o procedúre fitu na DBHF výsledky uvádzame pre tretiu fitovanú sadu Obr. 2, na ktorom sú znázornené všetky fitované veličiny. Vľavo hore vidíme väzbovú energiu na nukleón pre päť rozličných asymetrií od čisto neutrónovej hmoty až po symetricku jadrovú hmotu, vpravo hore sú to skalárne a vektorové potenciály v symetrickej jadrovej hmote, a vľavo dole sú skalárne a vektorové potenciály protónov a neutrónov pri asymetrii $Z/A = 0.125$. Symboly označujú DBHF výpočty, plné čiary reprezentujú výsledky fitu s uvažovaním cross-interakcií a prerušované čiary s ich vylúčením. Obdržané parametrizačné sady sú uvedené v Tab. 2 aj s relevantnými stupňami voľnosti. Vo všeobecnosti sa dá povedať, že získané parametrizácie uspokojuvito reprodukovujú DBHF výpočty pre všetky fitované veličiny. Vektorové cross-interakcie zlepšujú kvalitu fitu, predovšetkým pre väzbovú energiu na nukleón pri hraničných asymetriách (symetrická a neutrónová hmota). Takisto pri vyšších hustotách sú rozdiely výraznejšie, čo je spôsobené výrazným vplyvom cross-interakcií na izospinové správanie sa hmoty, ktoré tým potvrdzuje výsledky predchádzajúcich

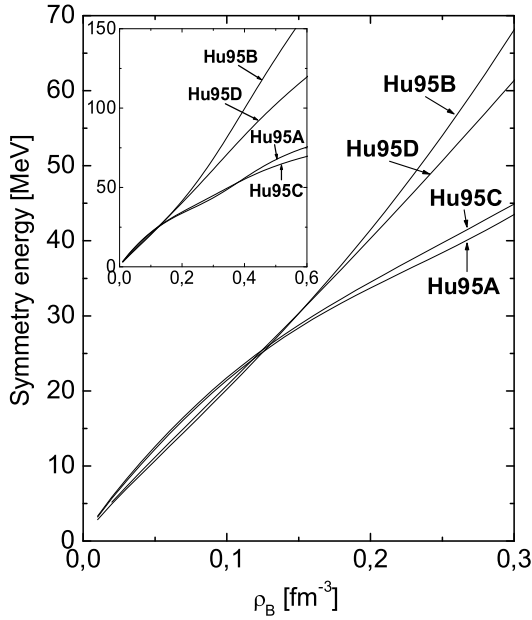
Tabuľka 2: Parametrizačné sady získané fitovaním DBHF výsledkov od autorov Huber *et al.* [24].

	Hu95A	Hu95B	Hu95C	Hu95D
g_σ^2	90.532	86.432	91.110	87.591
g_ω^2	108.95	106.89	109.26	107.61
g_ρ^2	36.681	28.795	20.804	15.335
g_{δ^2}	28.739	25.170	—	—
b_σ	0.0043852	0.0033779	0.0044388	0.0035745
c_σ	-0.0052045	-0.0037762	-0.0052076	-0.0039753
c_ω	-0.0001421	-0.001050	-0.00003851	-0.0007753
Λ_V	0.10647	—	0.34805	—
χ^2/N	2.05	3.80	5.85	6.89



Obrázok 2: Výsledky fitovania (reprezentované čiarami) DBHF výpočtov (symboly) od Huber *et al.* [24] pre parametrizačné sady Hu95A (plné čiary) a Hu95B (bodkované čiary) uvedené v Tab. 2. Vľavo hore: hustotná závislosť väzbovej energie na nukleón pre päť rozličných asymetrií. Vpravo hore: izoskalárne skalárne a vektorové potenciály v symetrickej jadrovej hmote. Vľavo dole: protónové a neutrónové skalárne a vektorové potenciály pri asymetrii $Z/A = 0.125$.

dvoch parametrizačných sád. Tento vplyv môžeme explicitne sledovať na Obr. 3, kde podobne ako v predchádzajúcich prípadoch sú výsledky pre parametrizácie uvažujúce σ a ω mezóny s izoskalárnymi selfinterakciami, ρ mezóny bez (Hu95D) a s VCI (Hu95C), a navyše aj δ mezóny – taktiež s (Hu95A) a bez cross-interakcií (Hu95B). Dôležitá je tu skutočnosť, že cross-interakcie aj v prípade uvažovania δ mezónu majú opäť výrazný vplyv na správanie sa symetrickej energie (dokonca



Obrázok 3: Hustotná závislosť symmetrickej energie jadrovej hmoty pre viacero uvažovaných stupňov voľnosti získaných fitovaním DBHF výpočtov od autorov Huber *et al.* [24]. Hu95A: σ, ω, ρ a δ mezóny a ρ - ω cross-interakcie; Hu95B: σ, ω, ρ a δ mezóny; Hu95C: σ, ω, ρ mezóny a ρ - ω cross-interakcie; Hu95D: σ, ω a ρ mezóny. Všetky modely uvažujú aj izoskalárne skalárne a vektorové self-interakcie (viď Tab. 2).

VCI v tomto prípade efekt izovektorového mezónu znižujú).

3.2 Hyperóny

Zahrnúť hyperóny a leptóny do modelu je možné priamočiaro zavedením dodatočných členov do hustoty lagrangiánu (1), ktorý formálne nadobudne tvar

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}(\psi_{B,e^-, \mu^-}, \sigma, \omega, \rho, \delta, \sigma^*, \phi) &= \mathcal{L}(\psi_{p,n}, \sigma, \omega, \rho, \delta) \\
&+ \sum_Y \bar{\psi}_Y [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_{\omega Y} \omega^\mu - g_{\rho Y} \rho_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} - g_{\phi Y} \phi^\mu) \\
&\quad - (M - g_{\sigma Y} \sigma - g_{\delta Y} \delta \bar{\psi} \boldsymbol{\tau} \psi - g_{\sigma^* Y} \sigma^*)] \psi_Y \\
&+ \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2}) + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_\mu \phi^\mu - \frac{1}{4} \phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu} \\
&\quad + \sum_{e,\mu} \bar{\psi}_{e,\mu} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_{e,\mu}) \psi_{e,\mu} ,
\end{aligned} \tag{2}$$

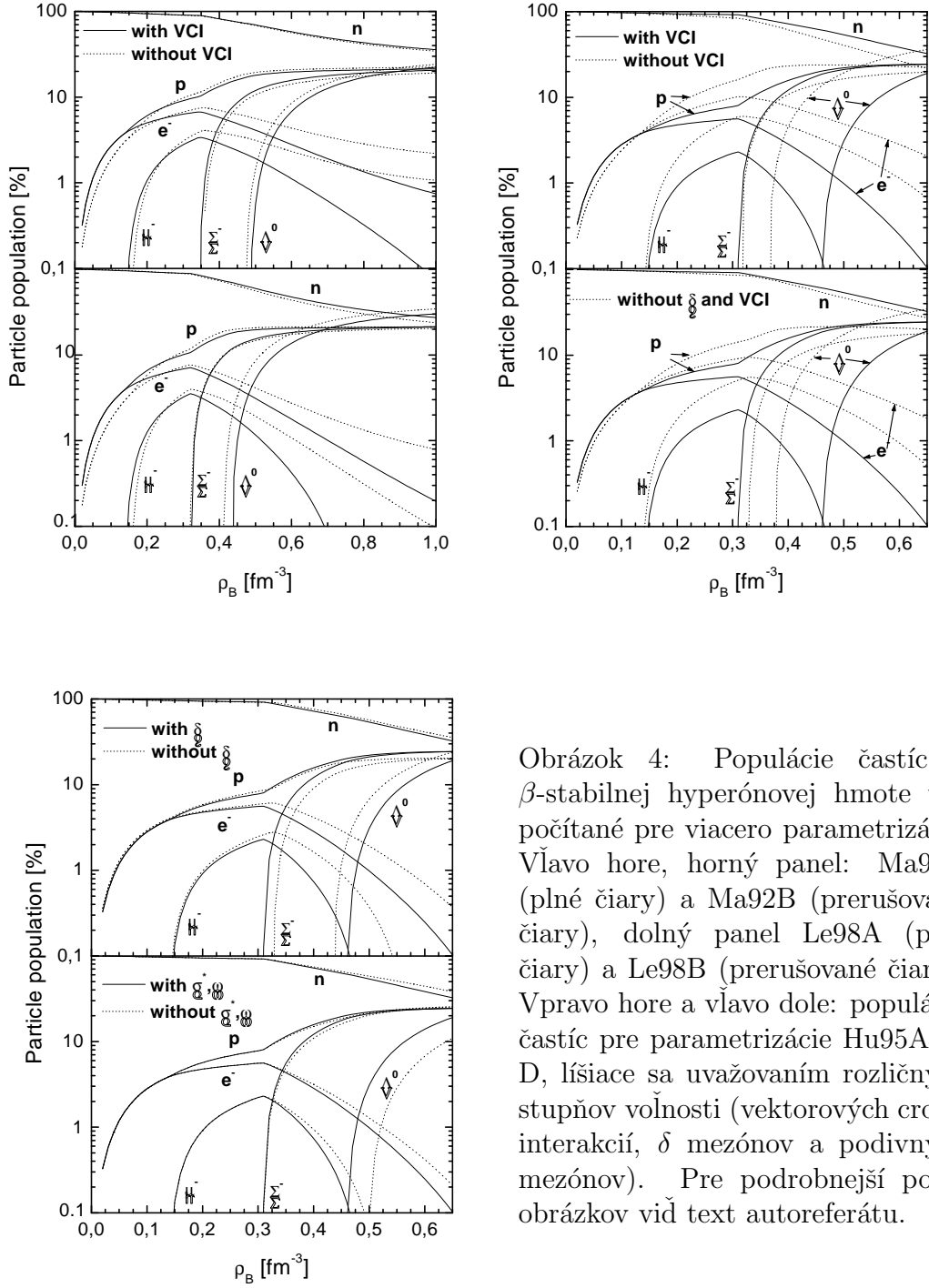
kde interakčné členy majú tvar analogický s nukleónovými členmi, sú označené indexom Y . Na leptóny sa nahliada ako na voľný neinteragujúci fermiónový plyn. Významnejšou zmenou je tu ešte zahrnutie (skryto) podivných mezónov (sú tvorené párom podivný kvark- podivný antikvark) - skalárneho σ^* a vektorového ϕ mezónu. Tieto mezóny sú nevyhnutné na reprodukovanie empiricky zistenej silnej hyperón-hyperónovej interakcie.

Prvoradou úlohou je určiť väzbové konštanty medzi jednotlivými mezónmi a hyperónmi ako aj medzi hyperónmi samotnými. Znalosť týchto konštant je v súčasnosti veľmi vágna, čo je zapríčinené nedostatkom experimentálnych údajov z oblasti hyperjadier. Známe sú len približné hodnoty potenciálov, ktoré pociťujú Λ a Σ hyperóny v nukleárnom médiu, a ktorých hodnota činí $U_{\Lambda}^{(N)} = U_{\Sigma}^{(N)} \doteq -30$ MeV. Známa, i keď ešte s menšou spoľahlivosťou, je aj potenciálová jama Λ hyperónov v Λ matérii $U_{\Lambda}^{(\Lambda)} \cong -20$ MeV. Fitovaním zodpovedajúcich konštant na uvedené hodnoty sa získali ich veľkosti uvedené v Tab. 3 (pre všetky parametrizačné sady). Zvyšné konštanty vektorových a izovektorových mezónov boli odvodené z kvarkového SU(6) modelu, čím sa získali parametrizácie reproduktujúce vlastnosti asymetrickej jadrovej hmoty ako aj experimentálne pozorované vlastnosti hyperjadier a dvojitých hyperjadier. Vlastnosti hyperónovej hmoty v β -rovnováhe potom vyplývajú zo selfkonzistentného riešenia sústavy dvanástich rovníc pre mezónové potenciály, chemické potenciály jednotlivých častíc a celkovej baryónovej hustoty a nábojovej neutrality hmoty.

Tabuľka 3: Väzbové konštanty hyperónov a skalárnych mezónov pre parametrizácie Ma92A, Ma92B a Le98A, Le98B (Tab. 1) a Hu95A až D (viď Tab. 2), vyplývajúce z fitu hyperjadrových potenciálov.

	$g_{\sigma\Lambda(\Sigma)}/g_{\sigma N}$	$g_{\sigma^*\Lambda(\Sigma)}/g_{\sigma N}$
Ma92A	0.6072	0.7851
Ma92B	0.6041	0.7852
Le98A	0.6078	0.7533
Le98B	0.6062	0.7541
Hu95A	0.6120	0.7601
Hu95B	0.6065	0.7635
Hu95C	0.6123	0.7603
Hu95D	0.6076	0.7624

Zloženie hyperónovej hmoty vypočítané uvedenými parametrizáciami je znázornené na Obr. 4. Dvojica panelov vľavo hore vykresľuje výsledky pre prvé dve parametrizačné sady. Základné črty kompozície hmoty sú spoločné - so vzrastajúcou baryónovou hustotou sa v pôvodne čisto neutrónovej hmote rýchlo



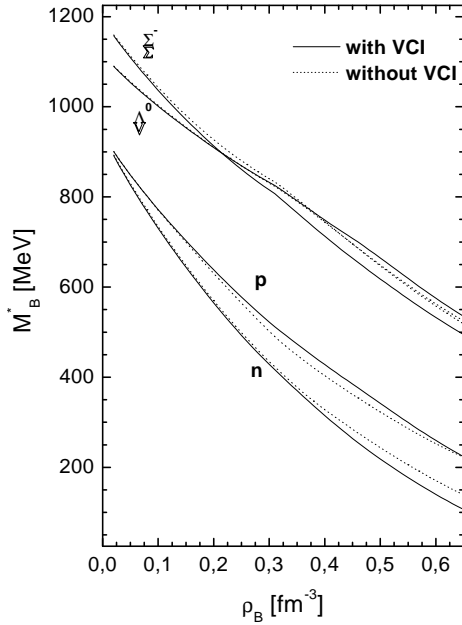
Obrázok 4: Populácie častíc v β -stabilnej hyperónovej hmotě vypočítané pre viacero parametrizácií. Vľavo hore, horný panel: Ma92A (plné čiary) a Ma92B (prerušované čiary), dolný panel Le98A (plné čiary) a Le98B (prerušované čiary). Vpravo hore a vľavo dole: populácie častíc pre parametrizácie Hu95A až D, líšiac sa uvažovaním rozličných stupňov voľnosti (vektorových cross-iterakcií, δ mezónov a podivných mezónov). Pre podrobnejší popis obrázkov viď text autoreferátu.

zvyšuje podiel protónov, čo je kvôli nábojovej neutralite sprevádzané zvyšovaním zastúpenia elektrónov. Vďaka tomu už pri hustote približne rovné saturačnej

hustote chemický potenciál elektrónov prekročí hodnotu pokojovej hmotnosti miónov, čo má za následok ich objavenie sa v jadrovom médiu a mierne zrýchlenie nárastu zastúpenia protónov. Pri hustote 0.35 fm^{-3} sa stane energeticky výhodná transformácia najenergetickejších nukleónov na Σ^- hyperóny¹. Objavia sa skôr než ľahšie Λ^0 hyperóny z toho dôvodu, že Σ^- nesie záporný elektrický náboj, kdežto Λ^0 je neutrálny. Nástup hyperónov má dva hlavné následky - vďaka nábojovej neutralite ďalšie zvýšenie nárastu protónovej zložky; a výrazný pokles podielu leptónov, spôsobený skutočnosťou, že objavenie sa hyperónov transformuje časť kinetickej energie nukleónov do pokojovej energie ťažších hyperónov, čo zníži jadrový tlak a tým "zmäkčí" jadrovú stavovú rovnicu. Λ^0 sa objaví až pri hustote 0.49 fm^{-3} , už bez výraznejšieho vplyvu na ostatné zložky. Tieto kvalitatívne charakteristiky sú totožné s výsledkami iných autorov. Vektorové cross-interakcie majúce výrazný vplyv na asymetrické vlastnosti jadrovej hmoty majú podľa očakávania výrazný vplyv aj v tomto prípade. Vďaka tomu, že "zmäkčujú" stavovú rovnicu jadrovej hmoty, výrazne posilňujú depletonizáciu prostredia. Pri vyšších hustotách to vedie až k vymretiu populácie miónov. Takisto majú vplyv na posun prahových hustôt pre objavenie sa jednotlivých častíc. Vďaka už spomenutému zmäkčovaniu stavovej rovnice výrazne ovplyvňujú aj celkovú hyperonizáciu systému - zatiaľ čo pri prvej parametrizačnej sade je rovná so zahrnutím (resp. s vylúčením) cross-interakcií 22.5% (22.7%), pri druhej sade je 32.0% (35.2%) a pri tretej sade dokonca 50.2% (37.7%) (δ mezón tu nemá výraznejší vplyv).

Na ďalších častiach Obr. 4 vidíme výsledky získané pre tretiu parametrizačnú sadu. Dvojica panelov vpravo hore znázorňuje populácie častíc s uvažovaním cross-interakcií a δ mezónu (horný panel, plná čiara) ako i bez δ mezónu (horný panel, prerušovaná čiara), a na dolnom paneli je prerušovanou čiarou vykreslená populácia častíc bez uvažovania oboch týchto stupňov voľnosti. Cross-interakcie tu majú ešte výraznejší vplyv než v predchádzajúcich parametrizáciách. Popri potlačení protónového zastúpenia pri nižších hustotách (pri vyšších hustotách sa

¹Je treba upozorniť, že kvantitatívne hodnoty prahových hustôt sú silne závislé na hodnote hyperón-mezónových väzbových konštánt, ktoré nie sú doposiaľ presne známe. Táto skutočnosť však nemá vplyv na závery tejto práce

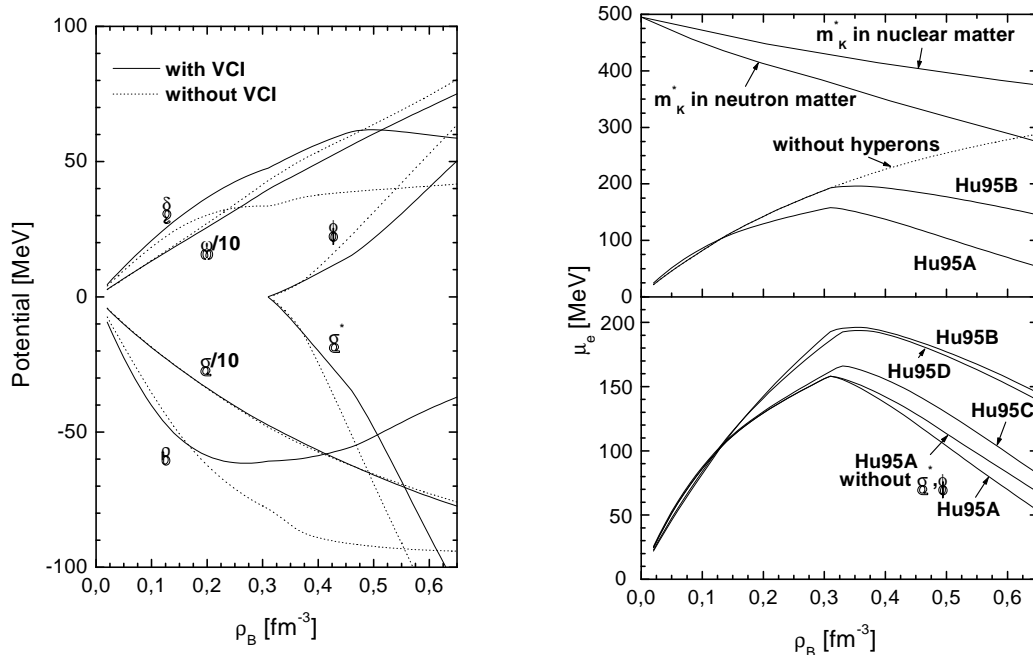


Obrázok 5: Hustotná závislosť efektívnych hmotností baryónov (protónov, neutrónov, Λ^0 a Σ^- hyperónov) v β -stabilnej hyperónovej hmote vypočítaná s uvažovaním δ mezónov, vektorových cross-interakcií a podivných mezónov (plné čiary, parametrizácia Hu95A, vid Tab. 2) a bez VCI (prerušované čiary, Hu95B).

tento efekt stráca) urýchľujú proces depletonizácie (mióny vymierajú už pri menej než trojnásobku saturačnej hustoty), posúvajú prah objavenia sa Λ^0 do vyšších hustôt a, ako už bolo spomenuté, posilňujú celkovú hyperonizáciu hmoty. Vplyv δ mezónu je menej výrazný, ako vidieť porovnaním horného a dolného panelu, a taktiež explicitne z horného panelu na podobrázku vľavo dole. Na dolnom panelu vidíme ešte ohodnotenie vplyvu podivných mezónov, ktorý má tiež len mierny vplyv na prahové hustoty Λ^0 hyperónu a depletonizáciu látky.

Z ďalších vlastností hyperónovej hmoty stojí za zmienku uviesť efektívne hmotnosti baryónov, zobrazené na Obr. 5. Vďaka prítomnosti δ mezónu dochádza k rozštiepeniu efektívnych hmotností dubletu protón-neutrón, a takisto spôsobuje aj pokles efektívnej hmotnosti Σ^- na hodnotu nižšiu než je efektívna hmotnosť Λ^0 hyperónu. Tieto skutočnosti môžu mať dôsledky napr. pre transportné vlastnosti jadrovej hmoty.

Na Obr. 6 vľavo ďalej vidíme závislosť mezónových potenciálov od baryónovej hustoty. Hlavný príspevok pochádza od izoskalárnych skalárnych σ a vektorových ω mezónov, ktoré sú navzájom jemne vyvážené. Podobne vyvážené, i keď menšej



Obrázok 6: Ľavý panel: Potenciály mezónových polí pre parametrizácie Hu95A (plné čiary) a s vylúčením vektorových cross-interakcií (prerušovaná čiara, Hu95B). Z praktických dôvodov sú izoskalárne σ a ω potenciály delené faktorom 10. Pravý panel: Chemické potenciály elektrónov v β -stabilnej hyperónovej hmote pre parametrizácie uvažujúce $\sigma, \omega, \rho, \delta$ mezóny s izoskalárnymi selfinterakciami a vektorovými cross-interakciami (Hu95A, viď Tab. 2) a bez cross-interakcií (Hu95B), ako aj hustotná závislosť elektrónového chemického potenciálu v hmote bez hyperónov (prerušovaná čiara). Pre porovnanie sú zobrazené aj efektívne hmotnosti kaónov v jadrovej hmote (prevzaté z [25]) a neutrónovej hmote [26]. Spodný panel znázorňuje výsledky pre zostávajúce parametrizácie Hu95C a Hu95D, a navyše aj výsledky pre Hu95A, avšak s vylúčením podivných mezónov.

hodnoty, sú i izovektorové ρ a δ mezónové polia. Tie sa navyše, vďaka protichodným príspevkom vyplývajúcich zo vzrastajúcej baryónovej hustoty a súčasne klesajúcemu podielu neutrónov a tým aj znižujúcej sa asymetrii, saturujú. Potenciály podivných mezónov sa prirodzene objavujú až po nástupe hyperónov, pričom tiež sa navzájom z väčšej časti kompenzujú, stále však reprodukujú silnú hyperón-hyperónovú interakciu.

Na tom istom obrázku vpravo vidíme výsledky pre chemický potenciál elektrónov. Hyperóny majú jednoznačný prudký dopad na jeho správanie - dochádza k zastaveniu a poklesu jeho hodnoty. Tento pokles je zrejmý pre všetky uvažované parametrizácie. Vektorové cross-interakcie nezanedbateľne prispievajú k tomuto poklesu a tak podporujú hyperóny v ich úlohe redukčného faktoru chemického elektrónového potenciálu. Tým znižujú pravdepodobnosť vzniku kaónového kondenzátu, ktorý je podmienený prekročením hodnoty chemického potenciálu elektrónov nad efektívnu hmotnosť kaónov v nukleárnom médiu, ktorá je pre porovnanie vynesená vpravo na hornom panely, spolu s priebehom potenciálu bez uvažovania hyperónov (prerušovaná čiara). Spodný panel približuje dodatočný (a menej výrazný) vplyv δ mezónu.

Literatúra

- [1] L. I. Schiff, Phys. Rev. **84**, 1, 10 (1951); M. H. Johnson and E. Teller, Phys. Rev. **98**, 783 (1955); H. P. Duerr, Phys. Rev. **103**, 469 (1956).
- [2] R. Brockmann and R. Machleidt, Phys. Lett. B **149**, 283 (1984); B. ter Haar and R. Malfliet, Phys. Rep. **149**, 207 (1987).
- [3] S. Gmuca, J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. **17**, 1115 (1991); S. Gmuca, Nucl. Phys. A **547** 447 (1992).
- [4] D. Vautherin and M. Veneroni, Phys. Lett. B **29**, 203 (1969).
- [5] J. Decharge and D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
- [6] J. D. Walecka, Ann. Phys. (N.Y.) **83**, 491 (1974).
- [7] A. Moncada, F. G. Scholtz, and F. J. W. Hahne, Phys. Rev. C **50**, 1412 (1994); K. Sumiyoshi, H. Kuwabara, and H. Toki, Nucl. Phys. A **581**, 725 (1995); G. Bao, L. Engvik, M. Hjorth-Jensen, E. Osnes, and E. Ostgaard, Nucl. Phys. A **575**, 707 (1994); N. K. Glendenning, Phys. Rev. D **46**, 1274 (1992).

- [8] D. H. Rischke, Nucl. Phys. A **583**, 663 (1995); J. I. Kapusta, A. P. Vischer, and R. Venugopalan, Phys. Rev. C **51**, 901 (1995).
- [9] H. Muller and B. D. Serot, Phys. Rev. C **52**, 2072 (1995).
- [10] R. J. Furnstahl and B. D. Serot, Phys. Rev. C **41**, 262 (1990).
- [11] G. Q. Li and C. M. Ko, Phys. Lett. B **351**, 37 (1995); K. Saito and A. W. Thomas, Phys. Rev. C **51**, 2757 (1995).
- [12] S. Gayo, Y.-J. Zhang, and R.-K. Su, Nucl. Phys. A **593**, 362 (1995).
- [13] C. M. Ko and G. Q. Li, Nucl. Phys. A **583**, 591 (1995).
- [14] P. J. Elis, R. Knorren, and M. Prakash, Phys. Lett. B **349**, 11 (1995); J. Schaffner, A. Gal, I. N. Mishustin, H. Stocker, and W. Greiner, Phys. Lett. B **334**, 268 (1994).
- [15] M. Jaminou, R. Mendez Galain, G. Ripka, and P. Stassaart, Nucl. Phys. A **537**, 418 (1992); K. Saito and A. W. Thomas, Phys. Lett. B **327**, 9 (1994).
- [16] R. E. Chrien, C. B. Dover, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39**, 113 (1989); H. Bando, T. Motoba, J. Zofka, Int. J. Mod. Phys. A **5**, 4021 (1990).
- [17] R. J. Furnstahl and B. D. Serot, Comments Nucl. Part. Phys. **2**, A23-A45 (2000).
- [18] J. Boguta and A.R. Bodmer, Nucl. Phys. **A292**, 413 (1977); A.R. Bodmer, Nucl. Phys. **A292**, 703 (1991).
- [19] H. Mueller and B. D. Serot, Nucl. Phys. **A 606**, 508 (1996).
- [20] W. Baade and F. Zwicky, Phys. Rev., **45**, 138 (1934).
- [21] B. D. Serot and J. D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. **16**, 1 (1986).
- [22] G.Q. Li, R. Machleidt and R. Brockmann, Phys. Rev. C **45**, 2782 (1992).
- [23] C.H. Lee, T.T.S. Kuo, G.Q. Li, and G.E. Brown, Phys. Rev. C **57**, 3488 (1998); Phys. Lett. B **412**, 235 (1997).

- [24] H. Huber, F. Weber, and M.K. Weigel, Phys. Lett. B **317**, 485 (1993); Phys. Rev. C **51**, 1790 (1995).
- [25] G. Mao, P. Papazoglou, P. Hofmann, S. Schramm, H. Stoecker, and W. Greiner, Phys. Rev. C **59**, 3381 (1999).
- [26] T. Waas, M. Rho, and W. Weise, Nucl. Phys. A **617**, 449 (1997).

4 Zhrnutie

V tejto dizertačnej práci sme použitím relativistickej teórie stredného poľa získali efektívne parametrizácie vlastností asymetrickej jadrovej hmoty vypočítané fundamentálnejšou Dirac-Brueckner-Hartree-Fockovou teóriou. Do fitu boli zahrnuté energia na nukleón spoločne s izoskalárnymi skalárnymi a vektorovými potenciálmi ako aj skalárnymi a vektorovými potenciálmi protónov a neutrónov, to všetko pre tri rôzne DBHF sady výpočtov. Ako stupne voľnosti a parametre fitu boli použité izoskalárne σ , ω mezóny s ich selfinterakciami a izovektorové ρ a δ mezóny s ρ - ω cross-interakciou. Vo všeobecnosti bola dosiahnutá dobrá reprodukcia ako priebehu energie tak i potenciálov, a teda parametrizačné sady reprezentujú efektívny DBHF popis asymetrickej jadrovej hmoty pri bežných jadrových hustotách narozdiel od DBHF aplikovateľnú aj na výpočty vlastností konečných jadier. Cross-interakcie medzi ρ a ω mezónmi zlepšili reprodukciu vlastností asymetrickej hmoty. Navyše zvýšili rast symetrickej energie v oblasti hustôt konečných jadier, t.j. približne v oblasti pod saturačnou hustotou, a spomalili jej rast nad týmto bodom. Táto skutočnosť má dôsledky pre vlastnosti konečných jadier obzvlášť s vysokým prebytkom izospinu, ako aj pre popis jadrovej hmoty pri vysokých hustotách, relevantných pre vysokoenergetické zrážky a niektoré astrofyzikálne procesy a javy (napr. vlastnosti neutrónových hviezd a explózie supernov). Izovektorový δ mezón taktiež zlepšuje kvalitu modelu, avšak bez natoľko výrazného vplyvu na hustotnú závislosť symetrickej energie. Tieto výsledky indikujú, že $\rho - \omega$ cross-interakcia je veľmi užitočná a dôležitá pre lepší popis jadrovej hmoty a konečných jadier s vysokým prebytkom izospinu.

Skutočnosť, že v nedávnych vysokoenergetických zrážkach ťažkých iónov boli

dosiahnuté vysoké izospinové asymetrie, ako aj čoraz presnejšie pozorovania astrofyzikálnych javov nám umožňujú presnejšie určiť niektoré vlastnosti jadrovej hmoty. To nás vedie k úlohe preskúmať extrapolácie do oblasti vyšších hustôt. Jednou z možností je uvažovanie prítomnosti hyperónov a leptónov pomocou modelovania hyperónovej hmoty v β -rovnováhe. Práca skúma vplyv cross-interakcií na zloženie stabilnej hyperónovej hmoty ako aj na chemický potenciál elektrónov. Podporujúc predošlé závery, výsledky indikujú, že vektorové cross-interakcie sú dôležitým stupňom voľnosti s výrazným vplyvom na zloženie hmoty ako aj na elektrónový chemický potenciál. Vďaka tomu, že "zmäkčujú" stavovú rovnicu jadrovej hmoty, najmä v prítomnosti δ mezónov, redukujú hyperonizáciu hmoty a posilňujú populáciu neutrónov, čím robia hmotu neutrónových hviezd viac neutrónovou. Navyše silne podporujú hyperóny v ich úlohe redukčného faktoru vzniku kaónového kondenzátu, čo má dôsledok v nižšej saturačnej hodnote chemického potenciálu elektrónov ako aj v jeho prudšom poklese. Dochádza tak k posunu vzniku kaónového kondenzátu do vyšších hustôt, čím sa hmota neutrónových hviezd stáva neutronovejšou aj z tohto bodu pohľadu.

5 Summary

In this thesis the relativistic mean field theory was used to obtain an effective parametrization of the properties of asymmetric nuclear matter calculated by more fundamental Dirac-Brueckner-Hartree-Fock theory. The energy per nucleon together with the symmetric isoscalar potentials for three different DBHF sets were fitted, together with proton and neutron scalar and vector potentials. Isoscalar σ , ω -mesons with their self-interactions, and isovector ρ , δ -mesons with ρ - ω cross interaction were used as the degrees of freedom and parameters of the fit. Generally, a good reproduction of both the energy and the potentials was reached and thus the parameter sets are representing an effective DBHF description of asymmetric nuclear matter at normal baryon densities applicable for the calculation of finite nuclei properties as well. The cross interaction between ρ and ω mesons turned out to improve reproduction of properties of asymmetric nuclear matter. Additionally, it increases symmetry energy rise in common nuclei density

region, i.e., below saturation density, and decreases its growth above the saturation point. It has consequences for properties of finite nuclei, especially with large isospin asymmetry, and also for description of nuclear matter at higher densities, relevant in high energy nuclear collisions and several astrophysical processes and phenomena (e.g., neutron star properties and supernovae explosions). Isovector δ -meson also improves quality of the mean-field model but without such a strong impact on density dependence of symmetry energy. These results imply that $\rho - \omega$ cross interaction is a very useful and important tool for a better description of nuclear matter and finite nuclei with high isospin asymmetry.

Due to extreme isospin asymmetries reached in recent high energy ion collisions and also due to higher accuracy observations of astrophysical phenomena enabling us to constrain some properties of nuclear matter, it is inevitable to examine proper extrapolations to higher density regions. One of the possibilities is considering hyperon and lepton presence through modelling hyperon matter in β -equilibrium. Their influence on composition of equilibrated hyperon matter and electron chemical potential is studied. Supporting previous conclusions, the results indicate that VCI is an important degree of freedom with distinct impact on both composition of matter and electron chemical potential. Since they soften nuclear equation of state, especially in δ meson presence they reduce hyperonization of matter and strengthen population of neutrons, thus making the neutron star matter more neutron-rich. Notwithstanding, they simultaneously strongly support hyperons in their role of kaon condensation reduction factor, resulting in lower saturation value of the electron chemical potential and also in its steeper downturn, thus shifting kaon condensation appearance to even higher densities, and thus making neutron star matter more neutron-rich also from this point of view.

6 Zoznam publikácií

- J. Bunta, "Štúdium asymetrickej jadrovej hmoty", Zborník príspevkov - 11. Konferencia slovenských fyzikov, Editori: Marián Reiffers, Ladislav Just, Slovenská fyzikálna spoločnosť, str. 17, Košice 2000

- Š. Gmuca, J. Bunta, "Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean field approach", In: Proc. XVI ISHEPP - Int. Sem. High Energy and Particle Physics, June 10 - 15, JINR Dubna, Russian Federation, 2002
- J. Bunta, Š. Gmuca, "Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean field approach", In Proc. 12th General Conference of the European Physical Society EPS-12 "Trends in Physics", August 26-30, 2002, Budapest, Hungary, Abstracts, Eds: G. Battistig, Cs. Hajdu, D. L. Nagy, E. Szilágyi, European Physical Society, p. 276
- J. Bunta, Š. Gmuca, "Asymetrická jadrová hmota v relativistickom prístupe stredného pola", 14. Konferencia česko-slovenských fyzikov, Plzeň, Česká republika, CD zborník, Editori: P. Baroch, M. Kubásek, Š. Potocký, vydala Západočeská univerzita v Plzni, str. 202, 2002
- J. Kotulič Bunta, Š. Gmuca, "Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean field approach with hyperons and vector cross-interaction", In: Proc. International Workshop Relativistic Nuclear Physics: "From hundreds MeV to TeV", August 25-30, 2003, Stará Lesná, Slovakia, in press
- J. Kotulič Bunta, Š. Gmuca, "Asymmetric nuclear matter in the relativistic mean field approach with vector meson cross-interaction", Phys. Rev. C **68** (2003), in press
- J. Kotulič Bunta, Š. Gmuca, "Hyperons in the relativistic mean field approach to asymmetric nuclear matter", Phys. Rev. C, to be published
- Š. Gmuca, J. K. Bunta, " Nuclear symmetry energy constraints for RMF calculations of superheavy nuclei", VIII Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, June 17 - 21, 2003, Moscow, Russia, Nucl. Phys. **A**, in press