A szuper sűrű anyag

A neutron csillagok mikroszkopikus leírásától az űrteleszkópok által mérhető mennyiségekig.

Ozsváth Bálint

2018. szeptember 17.

Eötvös Loránd Tudományegyetem

Tartalomjegyzék

Bevezetés

Amiről beszélni fogok:

- mit kell érteni szuper sűrű anyagon?
- a legegyszerűbb modell egy kompaktcsillag tömegére és a sugarára.
- kapcsolat a mikroszkopikus mennyiségek és a csillag méretei között.
- a különböző mikroszkopikus modellek és fizikai értelmezéseik.

A szuper sűrű anyag

kompakt objektumok

- kompakt csillagok
    - fehér törpe
    - neutroncsillag
    - fekete Lyuk
- kisebb szilárd objektumok
    - bolygó
    - aszteroida
    - üstökös

Fontos tulajdonsága a Kompaktcsillagoknak

- szupernóva robbanás után keletkezik. Lehetséges magyarázat a hatalmas sebességre.
- gyorsan forognak. $\nu < 1ms^{-1}$ Kepler frekvencia. (20% egyenlitő) =>pulzárok, (Pulzár ugrások/hibák)
- nagy mágneses tér már a felszínen is.
    - $B \approx 10^{12}G$ *tipikus*
    - $B \approx 10^{15}G$ *legnagyobb megfigyelt*
    - $B \approx 0,6G$ *Föld mágneses tere*
    - $B \approx 100G$ *kézi mágnes*
    - $B \approx 4,5 \cdot 10^{5}G$ *legerősebb laborban előállított mágnes*
- a kompaktcsillagok hidegek.
- sűrűek
- semleges a töltésük

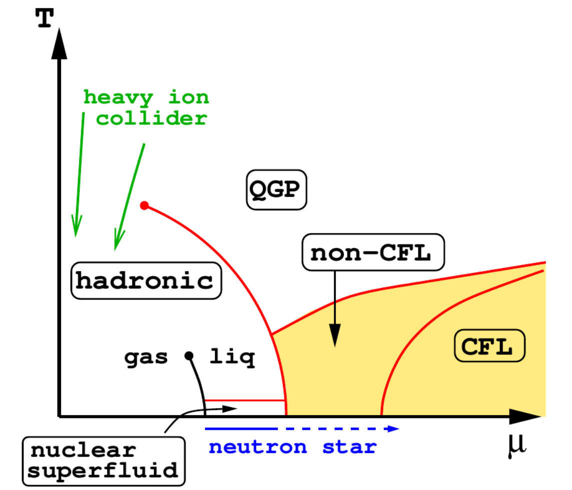
Miért hidegek a kompakt csillagok?

A hőmérsékletük keletkezésükkor $T \sim 10^{11} K$. Ez körülbelül 10MeV-nak felel meg ($k_B = 1$). A domináns hűlési folyamat a neutrínó emisszió.

Sok esetben használható a $T = 0$ közelítés, mivel $T \ll \mu$, illetve keV-os nagyságrend kicsi a QCD-ában előforduló $\sim 200 MeV$-os energiákhoz képest.

Például a 170 MeV környékén történik meg a kvarkok szétcsatolódása zéró kémiai potenciál esetén.

QCD Fázis diagram



ábra 1: Feltételezett QCD fázisdiagram.[1]

A neutroncsillag sugara és tömege

Legegyszerűbb modell

A csillagot nukleon nagyságú golyókból építjük fel. A golyók sugara $r_0 \simeq 0,5 \cdot 10^{-13} cm$, ami valójában az a távolság, ahol a nukleonok között ható erő taszítóvá válik.

$$V_{nucleon} = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \tag{1}$$

$$V = A \cdot V_{nucleon} \tag{2}$$

$$V = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \tag{3}$$

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \tag{4}$$

Itt most A a nukleonok számát jelöli. Továbbá az A-val kifejezve a csillag tömege $M = A \cdot m_{nucleon}$.

Legegyszerűbb modell

Az áltrelből ismert a gravitációs összeomlás feltétele. Ha az objektum sugara kisebb mint a Schwarzschild sugár($R_s = 2MG$), akkor az egy feketelyukká esik össze.

$$A_{upper\ limit} \sim \frac{r_0}{2mG}^{3/2} \sim 2,6 \cdot 10^{57} \tag{5}$$

A nukleonok darabszámára kapott értékkel a következő korlátozást kaptuk egy neutron csillag sugarára és tömegére.

$$R \sim 7km \qquad M \sim 2,3M_\odot \tag{6}$$

$$R_{real} \sim 10km \qquad M_{real} \sim 1,4M_\odot \tag{7}$$

$R \sim 10^5 R_\odot \quad \rho \simeq 7 \cdot 10^{14} g\ cm^{-3} \quad \rho_0 \simeq 7 \cdot 2.5^{14} g\ cm^{-3} \quad n_0 \simeq 0,15\ fm^{-3}$

Kellenek az áltreles effektusok is!

Miért kell, hogy semleges legyen a töltés?

Tételezzük fel, hogy nem az! Legyen a csillag teljes töltése $Z \cdot e$. Tegyünk a csillagba egy tesztrészecskét e töltéssel és m tömeggel. A csillag és a testrészecske közötti taszító erőnek kisebbnek kell lennie mint a gravitációs erőnek ahhoz, hogy nem lökje ki a tesztrészecskénket.

$$\frac{(Ze)e}{R^2} < \frac{GAm^2}{R^2} \qquad \Rightarrow \qquad Z < G\frac{m^2}{e^2}A \tag{8}$$

A gravitációs állandó ismert, a tesztrészecskénk legyen a proton.

$$Z < 10^{-37} \cdot A \tag{9}$$

Ami alapján az egy nukleonra eső töltésnek nagyon picinek kell lennie ahhoz, hogy a csillag stabil legyen.

Egy sokat mondó modell

Definiáljuk a egy gömbhéj tömegét a csillagon belül.

$$dm = \rho(r)dV \tag{10}$$

Itt $dV = 4\pi r^2 dr$ a gömbhéj térfogata. Tegyük fel, hogy $\rho(r) = \rho$. Így a $M = m(R)$, ahol $m(r) = \frac{4\pi r^3}{3} \cdot \rho$.

Ebből meghatározhatjuk a gravitációs energiáját a csillagnak.

$$E_{grav} \approx \int_0^R \frac{Gm(r)dm(r)}{r} \approx \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \approx 0,12M \tag{11}$$

Ez így nem az igazi! Az $m(r)$ függvénynek valami precízebb kell.

Kapcsolat a mikroállapotok és a M-R függvény között. 1/2

A csillag egyensúlyban van. Az az a gravitációs erő és a nyomás kiegyenlíti egymást.

$$dP = \frac{dF}{4\pi r^2} \qquad dF = -\frac{Gm(r)dm}{r^2} \tag{12}$$

A 10. egyenletet és a $\rho(r) = \varepsilon(r)$ (c=1) összefüggést felhasználva a következő csatolt diffegyenlet rendszerhez jutunk.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\varepsilon(r)}{r^2} \qquad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r) \tag{13}$$

Ez eddig klasszikus. Kellenek az áltreles effektusok is, amit a TOV egyenlet vesz figyelembe.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\varepsilon(r)m(r)}{r^2}\left[1 + \frac{P(r)}{\varepsilon(r)}\right]\left[1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{m(r)}\right]\left[1 - \frac{2Gm(r)}{r}\right]^{-1} \tag{14}$$

Kapcsolat a mikroállapotok és a M-R függvény között. 2/2

Az differenciálegyenlet rendszer megoldásához szükség van a $\varepsilon(r)$ függvény ismeretére, amit a mikroszkopikus rendszer fizikájából lehet levezetni. Tulajdonképpen a mikroszkopikus rendszer állapot egyenletére van szükségünk $P(\varepsilon)$ formában.

Továbbá két határ feltételre is szükségünk van.

- $m(r = 0) = 0$
- $P(r = 0) = P_0$

Eredményképpen megkapjuk az m(r) és a P(r) függvényeket, melyek közül az utóbbi $r = R$-nél eltűnik. Ez a R a csillag sugara. Ebből megkapjuk a csillag tömegét $M = m(R)$. Változtatva P_0-át kapunk egy $M(R)$ függvényt, ami erősen P_0 függő.

Mikrofizikai modellek

Kölcsönhatás mentes maganyag 1/2

Feltételezés:

- Semmilyen kölcsönhatás nincs a magok között.

Következmény:

- Csak statfiz és termo szükséges a leírásához.

$$P = -\frac{\Omega}{V} = -\varepsilon + \mu n + Ts \tag{15}$$

$$n = 2\int \frac{d^3\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3} f_k \tag{16}$$

$$\varepsilon = 2\int \frac{d^3\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3} E_k f_k \tag{17}$$

$$s = -2\int \frac{d^3\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3} [(1-f_k)ln(1-f_k) + f_k ln f_K] \tag{18}$$

Kölcsönhatás mentes maganyag 2/2

További kettő megkötés:

- Töltés semlegesség $\Rightarrow n_e = n_p$
- Kémiai egyensúly
  - $n \to p + e + \bar{\nu}_e$
  - $p + e \to n + \nu_e$

Ha feltételezzük, hogy a neutrínók kémiai potenciálja zéró, akkor a következő összefüggést kapjuk.

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e \tag{19}$$

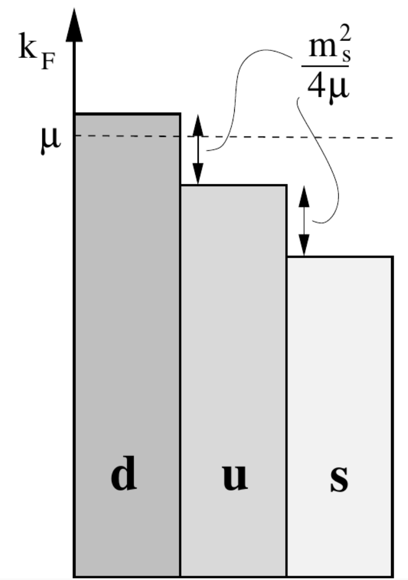
$$\sqrt{k_{F,n}^2 + m_n^2} = \sqrt{k_{F,p}^2 + m_p^2} + \sqrt{k_{F,e}^2 + m_e^2} \tag{20}$$

Spec. eset: $k_{F,p} = 0 \Rightarrow k_{F,n}^2 = (m_p + m_e)^2 - m_n^2 < 0$
Ez lehetetlen. Mindig kell lennie egy kevés protonnak és elektronnak is a neutroncsillagban.
Nem relativisztikus esetben ($k_{F,n} \ll m_n$) és tisztán neutront véve 0,7 $M_\odot$ tömeg jön ki, ami a megfigyelt alatt van.

Kölcsönhatás mentes kvarkanyag 1/2

- csak fel, le és furcsa. :)
- ”Szabad” kvark tömeg kicsi $\Rightarrow m_u = m_d = 0$
- degeneráció $2 \cdot 3 = 6$ $N_c = 3$
- nagyon hasonló egyenletek.
- kémiai egyensúly $\Rightarrow \mu_d = \mu_s$ és $\mu_s = \mu_e + \mu_u$
    - $d \to u + e + \bar{\nu}_e$
    - $s \to u + e + \bar{\nu}_e$
    - $u + e \to d + \nu_e$
    - $u + e \to s + \nu_e$
    - $s + u \leftrightarrow d + u$
- töltés semleges
    - $\sum_{f=u,d,s} q_f n_f - n_e = 0$
    - $2n_u - n_d - n_s = 0$

Kölcsönhatás mentes kvarkanyag 2/2



ábra 2: A Fermi impulzusok illusztrációja semleges töltésű párosítatlan kvarkanyagban.[1]

Konklúzió

Összefoglalás

- neutroncsillag
- mérhető tulajdonságok
- kapcsolat a csillag belső fizikája és a mérhető tulajdonságai között
- csillag belsejére modellek

References i

[1] Dense matter in compact stars by Andreas Schmitt, June 25, 2010 arXiv:1001.3294v2