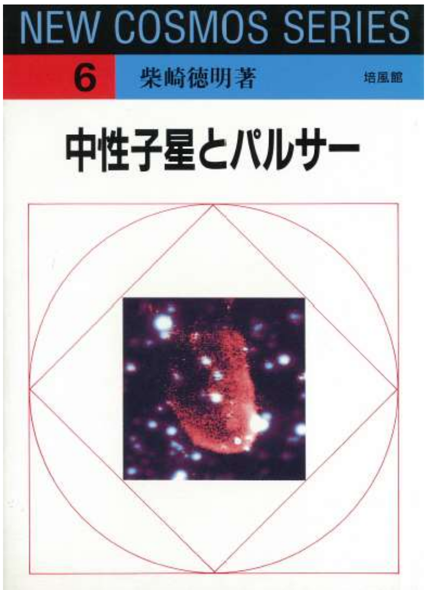
中性子星



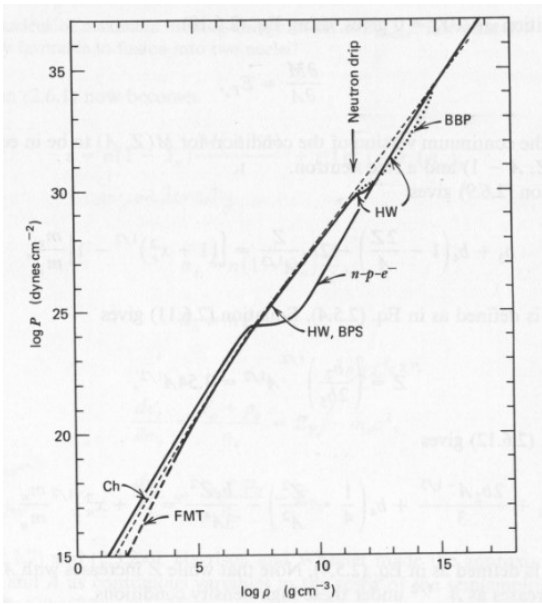
Cold (T~0)EOS above neutron drip

- ρ_{drip} ~4x10^{11} g cm^{-3}からnuclear matter density ρ_{nuc} ~2.8x10^{14} g cm^{-3}までのEOSは比較的良く理解されている。(e.g., BPS EOS: HW EOS+クーロン斥力、改良されたmass formula)
- ρ_{nuc}以上では圧力の殆どがStrong interaction をしている自由な中性子によって与えられるが、strong interaction は、まだあまり理解されていない。

Cold (T~0)EOS around neutron drip

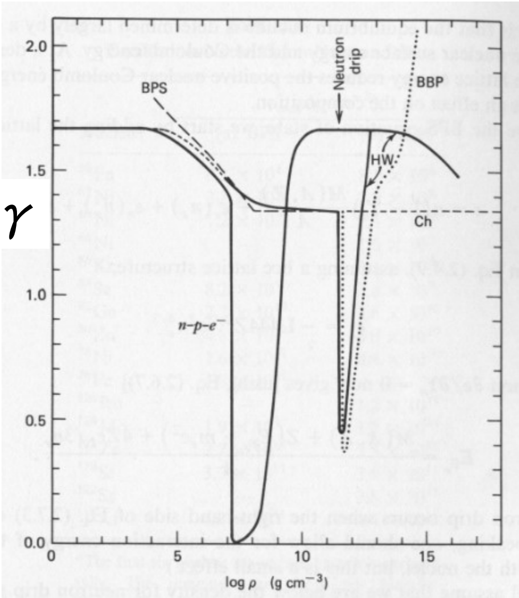
- 物質の密度が上がると中性子が原子核から浸み出し Free neutron が現れる (neutron drip)
- 準備
  - ε: Total energy density including rest-mass energy
  - n: number density of baryon
- 構成要素
  - 原子核（非縮退）
  - 自由電子、自由中性子（完全縮退）
- $\varepsilon = n_N M(A,Z) + \varepsilon_e'(n_e) + \varepsilon_n(n_n)$
  - M(A,Z): energy of nucleus (Mass formula と呼ばれる) electron rest mass included
  - $\varepsilon_e'(n_e) = \varepsilon_e - n_e m_e c^2$
- p_F: Fermi momentum
- E_F: Fermi energy
  - $E_F = (p_F^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}$

EOS and Neutron drip



EOS and γ

γ



こういう図の新しい例は数ページ後に

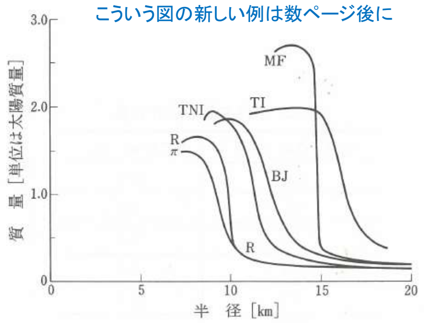


図４ 中性子星の質量と半径。各曲線についている英文字やギリシャ文字は用いられた状態方程式の略名である。[G. Baym and C. Pethick: Annual Review of Astronomy and Astrophysics **17** (1979) 415]

TOV(Tolman - Oppenheimer - Volkoff)方程式

$$\frac{\mathrm{dm}}{\mathrm{dr}} = 4\pi r^2 \rho$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho m}{r^2}\left(1+\frac{P}{\rho}\right)\left(1+\frac{4\pi P r^3}{m}\right)\left(1-\frac{2m}{r}\right)^{-1}$$

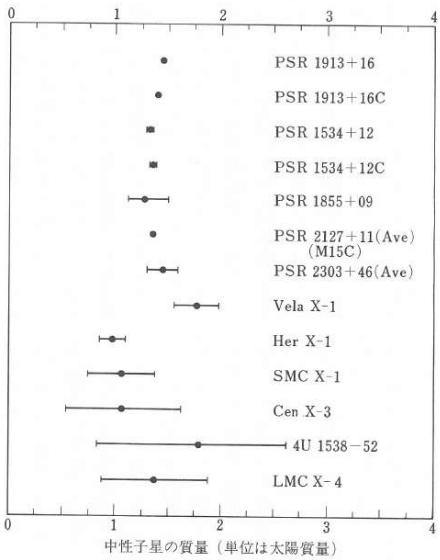
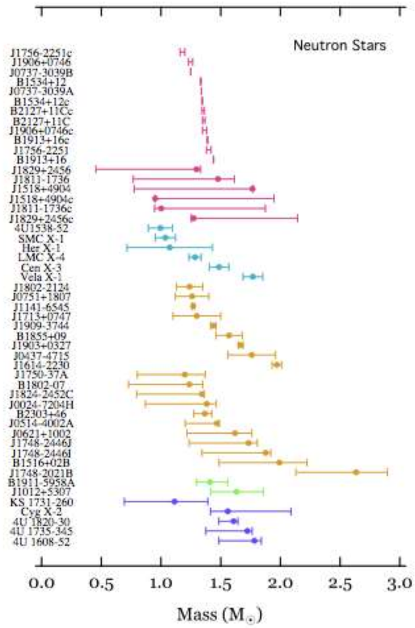


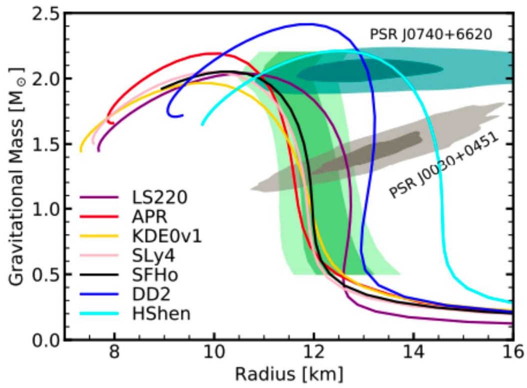
図５ 中性子星の質量の観測値 [F. K. Lamp: *Frontiers of Stellar Evolution*, Astronomical Society of the Pacific (1991)]

Ozel et al. 2012



The masses of neutron stars measured in double neutron stars (magenta; categories Ia and IIa), in eclipsing binaries with primarily high mass companions (cyan; category IV; these are the numerical values from Rawls et al. 2011 given in column 2 of Table 6), with white dwarf companions (gold; categories Ib and IIb), with optical observations of the white dwarf companions (green; category III), and in accreting bursters (purple; category V).

中性子星用の新しい状態方程式(EOS)と観測範囲



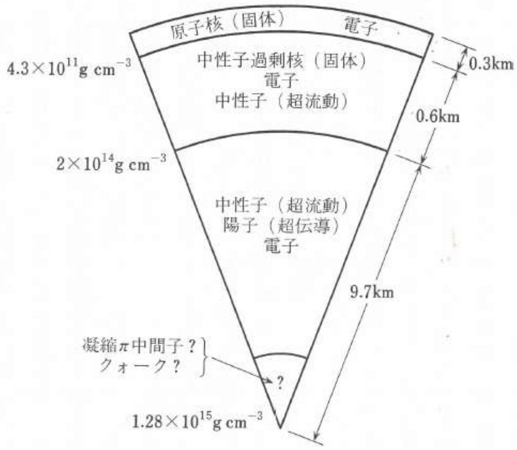


図 7 中性子星の断面図

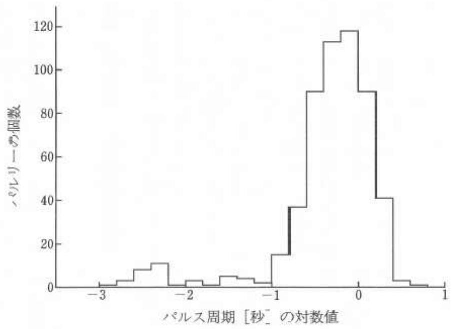


図 2 パルス周期に対するパルサーの個数分布

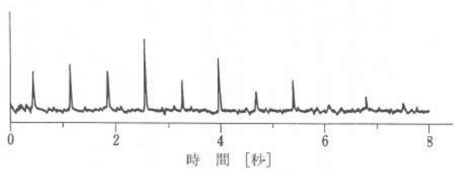
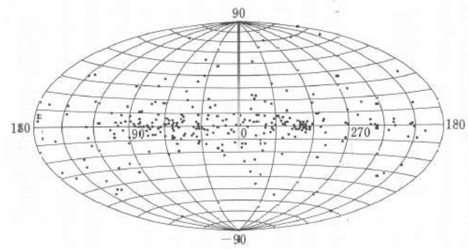


図 3 PSR 0329+54 からの電波パルスの形。パルス周期は 0.714 秒である。[R. N. Manchester and J. H. Taylor: *Pulsars*, W. H. Freeman and Company (1977)]



パルサーの空間分布： 銀河面に多い

図 4 パルサーの分布。[S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky: *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*, John Wiley & Sons (1983)]

表 1 ミリ秒パルサー，連星パルサーの性質

PSR	P [ms]	$\log \dot{P}$	$\log B_s$ [G]	P_{orb} [days]	e	M_c [$M_\odot$]
0655+64	195.67	−18.17	10.06	1.03	7.5×10^{-6}	0.7−0.8
0820+02	864.87	−15.98	11.48	1232.5	0.012	0.2−0.4
1820−11	279.83	−14.86	11.79	357.8	0.795	0.8−1.0
1831−00	520.95	−16.84	10.94	1.81	<0.004	0.06−0.13
1855+09	5.36	−19.77	8.48	12.33	2.1×10^{-5}	0.2−0.4
1913+16	59.03	−17.06	10.35	0.32	0.617	1.4
1937+21	1.56	−18.97	8.61	—	—	—
1953+29	6.13	−19.53	8.63	117.35	3.3×10^{-4}	0.2−0.4
1957+20	1.61	−19.79	8.21	0.38	$<2\times10^{-5}$	~0.01
2303+46	1066.37	−15.24	11.89	12.34	0.658	~1.5

P はパルス周期，$\dot{P}$ はパルス周期の変化率，B_s は磁場の強さ，P_{orb} は連星の軌道周期，e は軌道の離心率，M_c は相手の星の質量，$M_\odot$ は太陽質量である．

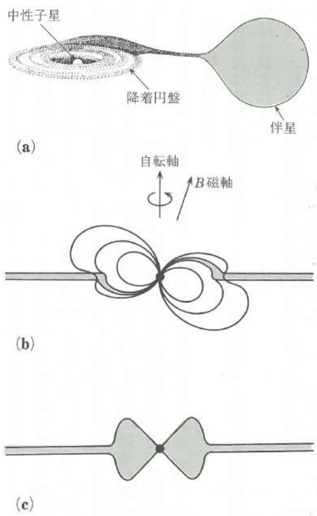


図 3 連星系における物質移動とX線星。(a) 相手の星から流れ込んだ物質は中性子星のまわりにプラズマ円盤を形成する。(b) 中性子星の磁場が強い（～1兆ガウス）場合で，中性子星はX線パルサーとなる。(c) 磁場が弱い（～1億ガウス以下）場合で，中性子星の近くで円盤はふくれ，熱いプラズマ雲ができる。

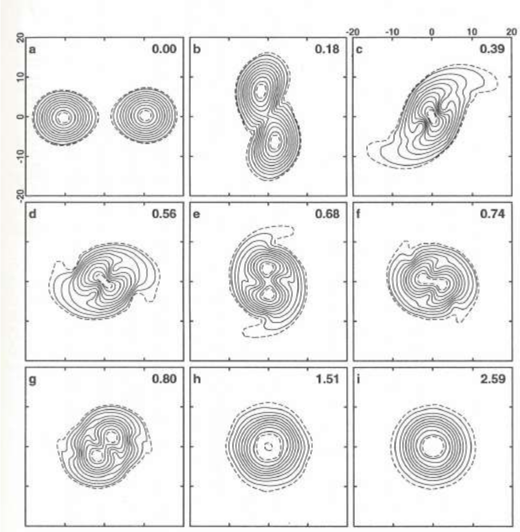


図 7 1.5 $M_\odot$ の2つの中性子星からなる連星中性子星の合体。赤道面での断面の密度分布を表示してある。右上の数字は2つの中性子星が接触してからの時間をミリ秒単位で示した。枠に示した数字の単位は km である。[K. Oohara and T. Nakamura: Prog. Theor. Phys. **82** (1989) 1066]

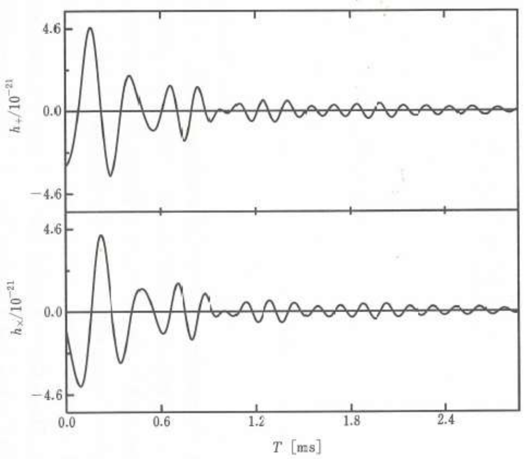


図 8 連星中性子星の合体の際に放出される重力波。z 軸上10 Mpc（1 pc=3.26光年）のところで観測した場合である。[K. Oohara and T. Nakamura: Prog. Theor. Phys. **82** (1989) 1066]

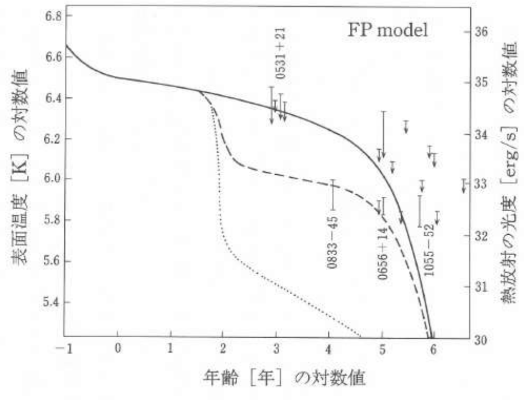


図 2 中性子星の冷却曲線。実線は標準冷却曲線である。破線と点線は，中性子星の中心に凝縮 π 中間子が存在する場合で，非標準冷却曲線と呼ばれる。中性子が超流動状態にあることにより，ニュートリノ放射率が減少する可能性があるが，破線ではこの効果が取り入れられている。［H. Umeda *et al*.: *The Structure and Evolution of Neutron Stars*, Addison-Wesley (1992)］

一般相対論的な球対称星の進化方程式

(Thorne 1977)

Schwarzshild metric: r(半径), m: gravitational mass

$$ds^2 = -\left(1-\frac{2Gm}{rc^2}\right)dt^2 + \left(1-\frac{2Gm}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2$$

動径方向の座標としてbaryon mass inside r, M_r, を使うと、静水圧平衡の式、

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}\mathscr{G}\mathscr{H}\mathscr{V}$$

$$\mathscr{G} = \frac{m+4\pi r^3 P/c^2}{M_r} \text{ : grav. accel. correction factor}$$

$$\mathscr{H} = 1+\left(u+\frac{P}{\rho_m}\right)/c^2 \text{ : enthalpy correction factor}$$

u : specific internal energy, ρ_m : matter density

$$\mathscr{V} = \left(1-\frac{2Gm}{rc^2}\right)^{-1/2} \text{ : volume correction factor}$$

変数変換（連続の式）、

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho \mathscr{V}}$$

$$\frac{\partial m}{\partial M_r} = \frac{\mathscr{E}}{\mathscr{V}}, \quad \mathscr{E} = 1+u/c^2 \text{ : energy correction factor}$$

一般相対論的な球対称星の進化方程式

重力ポテンシャルの式：

$$\frac{\partial \phi}{\partial M_r} = \frac{GM_r}{4\pi r^4}\mathscr{G}\mathscr{V}, \quad \mathscr{R} = \exp\left(\frac{\phi}{\mathrm{c}^2}\right) \text{ : redshift correct. factor}$$

エネルギー保存、輸送：

$$\frac{1}{\mathscr{R}^2}\frac{\partial\left(\mathscr{R}^2 L_r\right)}{\partial M_r} = \varepsilon_n - \varepsilon_\nu - \frac{T}{\mathscr{R}}\frac{\partial s}{\partial t}$$

$$\frac{\partial \ln T}{\partial M_r} = \nabla_{rad}\frac{\partial \ln P}{\partial M_r}, \quad (\nabla_{rad} \le \nabla_{ad}\text{のとき})$$

$$\frac{\partial \ln T}{\partial M_r} = \nabla \ \frac{\partial \ln P}{\partial M_r}, \quad (\nabla_{rad} > \nabla_{ad}\text{のとき})$$

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{64\pi}\frac{\kappa L_r P}{GM_r \sigma T^4}\frac{1}{\mathscr{H}\mathscr{G}\mathscr{V}} + \left(1-\frac{\mathscr{E}}{\mathscr{H}}\right), \quad \nabla_{ad} = \frac{\gamma-1}{\gamma}$$

表面の境界条件：$M_r = M_A, m = m_g, r = R, L^\gamma = 4\pi R^2 \sigma T_s^4$

$$\kappa_{Ph} P_{Ph} = \frac{2Gm_g}{3R^2}\mathscr{V}, \quad (@\tau = \frac{2}{3})$$

$$\phi_s = -c^2 \ln \mathscr{R}_s = \frac{c^2}{2}\ln\left(1-\frac{2Gm_g}{Rc^2}\right), \quad e^{\phi_s/c^2} = \left(1-\frac{2Gm_g}{Rc^2}\right)^{1/2}$$

$$T_s^\infty = T_s e^{\phi_s/c^2}, \quad L_\gamma^\infty = L_\gamma e^{2\phi_s/c^2} = 4\pi\sigma R_e^2 (T_s^\infty)^4$$

$$R_e = e^{-\phi_s/c^2} R \text{ : effective radius}$$

星の動的な進化計算

- 流体（気体、液体、固体）近似のできる物質
  - 流体力学的計算
- 拡散か輸送か（光子、ニュートリノ）
  - 密度が高く拡散(diffusion) 近似が使える場合（e.g., 星のPhotosphere内, 原始中性子星のニュートリノsphere 内）
  - 密度が低すぎる場合、輻射輸送方程式（光子）やボルツマン方程式を解いて分布関数を計算する必要がある（超新星ニュートリノ）
- 一般に輻射輸送計算やボルツマン方程式を解くのは大変であるため、本来拡散近似が使えない低密度領域にも近似的に拡散近似を使う方法もある（フラックス・リミット法）
- 星の進化計算ではニュートリノはエネルギーを瞬時に持ち去る項として扱えるが、超新星爆発の計算では、それができない。
- また、星の進化計算では光子は拡散近似で扱われているが、超新星の光度曲線の計算では、すぐOptically thin になるため輻射輸送を解かねばならない。

•II型超新星爆発計算の歴史

•偏微分方程式

•流体力学方程式と解法