



Universidade Federal do ABC

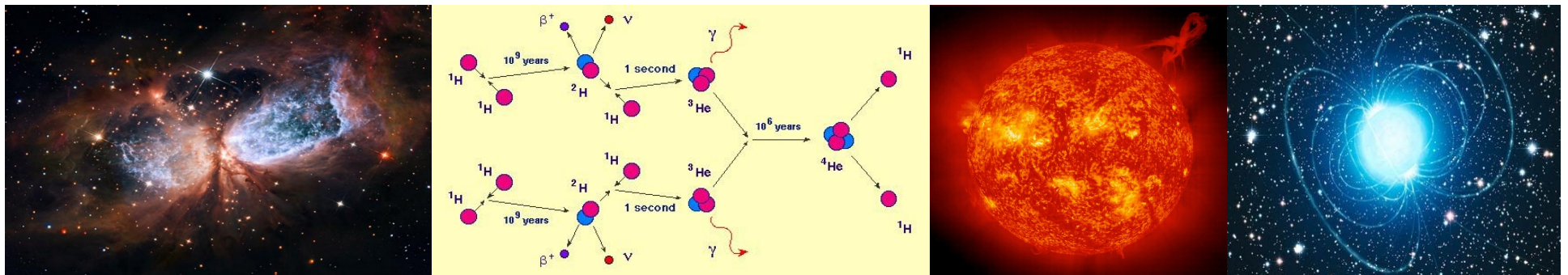
Introdução à Física Estelar

8. Modelos Politrópicos

Prof. Pieter Westera

pieter.westera@ufabc.edu.br

<http://professor.ufabc.edu.br/~pieter.westera/Estelar.html>



Modelos Politrópicos

No final da última aula, vimos que, em geral, modelar a estrutura de uma estrela é complicado e requer métodos numéricos (computacionais) laborosos.

Mas há uma classe de modelos, chamada **modelos politrópicos**, que se usam de **hipóteses simplificantes**, que levam a uma **determinação** da **estrutura** da estrela modelo relativamente simples.

Se baseiam no fato, que as equações do **equilíbrio hidrostático** e da **conservação de massa** (aula passada) poderiam ser **resolvidas** simultaneamente, se existisse uma **relação** simples entre **pressão** e **densidade**.

Modelos Politrópicos

Hipótese: $P = K\rho^\gamma$,

onde $K > 0$ é uma constante, e $\gamma > 0$, o **expoente politrópico**.

Às vezes se usa o **índice politrópico**, n , definindo por:

$$\gamma = (n+1)/n = 1+1/n \Leftrightarrow n = 1/(\gamma-1) \Rightarrow P = K\rho^{(n+1)/n}$$

!!! Alguns cientistas usam o nome índice politrópico para γ .

Exemplo: Para um gás ideal fazendo mudanças adiabáticas (\Rightarrow aula passada), $n = 1.5$ e $\gamma = 5/3$.

Obviamente, isto é uma simplificação. P depende também de outras grandezas como temperatura e composição química, mas em certas circunstâncias obtemos resultados razoáveis mesmo assim.

Modelos Politrópicos

Começando pela equação do **equilíbrio hidrostático**:

$$dP/dr = -G \cdot M_r \rho / r^2,$$

$$\Rightarrow r^2/\rho \cdot dP/dr = -G \cdot M_r$$

e derivando os dois lados em r :

$$d/dr (r^2/\rho \cdot dP/dr) = -G \cdot dM_r/dr$$

podemos usar a equação da **conservação de massa**:

$$dM_r/dr = 4\pi r^2 \rho$$

para chegar em

$$1/r^2 \cdot d/dr (r^2/\rho \cdot dP/dr) = -4\pi G \rho$$

Equação de Lane-Emden

Usando agora a nossa hipótese, $P = K\rho^\gamma$,

isto vira
$$\frac{\gamma K}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho^{\gamma-2} \frac{d\rho}{dr} \right] = -4\pi G\rho$$

ou, em termos do índice politrópico,

$$\left(\frac{n+1}{n} \right) \frac{K}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho^{(1-n)/n} \frac{d\rho}{dr} \right] = -4\pi G\rho$$

Equação de Lane-Emden

Escrevendo $\rho(r)$ como a densidade central, ρ_c , multiplicada por uma **função adimensional** $[D_n(r)]^n$, $\rho(r) = \rho_c [D_n(r)]^n$, com $D_n(0) = 1$, esta última equação vira

$$\left[(n + 1) \left(\frac{K \rho_c^{(1-n)/n}}{4\pi G} \right) \right] \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{dD_n}{dr} \right] = -D_n^n$$

O termo entre colchetes tem dimensão de comprimento em quadrado.

Equação de Lane-Emden

Definimos a **grandeza adimensional**

$$\xi = r/\lambda_n,$$

onde $\lambda_n \equiv \left[(n + 1) \left(\frac{K \rho_c^{(1-n)/n}}{4\pi G} \right) \right]^{1/2}$

chegamos em $\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left[\xi^2 \frac{dD_n}{d\xi} \right] = -D_n^n$

chamada **Equação de Lane-Emden**, uma **equação diferencial** para achar D_n , $\rho_n(r) = \rho_c [D_n(r)]^n$ e $P_n(r) = K \rho_n^{(n+1)/n} = K (\rho_c [D_n(r)]^n)^{(n+1)/n} = K \cdot \rho_c^n \cdot [D_n(r)]^{(n+1)}$

Modelos Politrópicos

Ainda temos que impor **condições de contorno**.

Chamando de $\bar{\xi}_1$ o primeiro **ponto zero** de D_n .

Já que, em $\bar{\xi} = \bar{\xi}_1$, isto é, em $r = \lambda_n \bar{\xi}_1$, ρ e P são zero, isto deve ser a **superfície** da estrela, $\lambda_n \bar{\xi}_1 = R$.

Modelos Politrópicos

Por outro lado, podemos fazer afirmações sobre o **centro** da estrela, $r = \xi = 0$, usando que a **massa contida** numa **esfera** com **raio infinitesimalmente pequeno** δ , $M_r = 4\pi/3 \cdot \bar{\rho}\delta^3$, onde $\bar{\rho}$ é a densidade média nesta esferinha (e $\rho \rightarrow \bar{\rho}$ para $r \rightarrow 0$):

Pela equação do **equilíbrio hidrostático**:

$$dP/dr = -GM_r\rho/r^2 = -4\pi/3 \cdot G\bar{\rho}^2\delta \rightarrow 0 \quad \text{para } r \rightarrow 0$$
$$\Rightarrow d\rho/dr = d/dr [(P/K)^{n/(n+1)}] = 0 \quad \text{e} \quad dD_n/d\xi = 0 \quad \text{em } \xi = 0$$

Além disso, sabemos que $D_n(0) = 1$, já que $\rho(0) = \rho_c[D_n(0)]^n$ deve ser a densidade central ρ_c .

Modelos Politrópicos

Também conseguimos calcular a **massa** da estrela:

$$\begin{aligned} M &= 4\pi \int_0^R r^2 \rho \, dr = 4\pi \int_0^R \lambda_n^2 \xi^2 \rho_c D_n^n \, d(\lambda_n \xi) \\ &= 4\pi \lambda_n^3 \rho_c \int_0^{\xi_1} \xi^2 D_n^n \, d\xi \end{aligned}$$

Usando a equação de Lane-Emden, $\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left[\xi^2 \frac{dD_n}{d\xi} \right] = -D_n^n$

para substituir o $\xi^2 D_n^n \, d\xi$ dentro da integral,

$$\text{obtemos } M = -4\pi \lambda_n^3 \rho_c \xi_1^2 \left. \frac{dD_n}{d\xi} \right|_{\xi_1}$$

Modelos Politrópicos

Há apenas **três** casos com **soluções analíticas**:

$$D_0(\bar{\xi}) = 1 - \bar{\xi}^2/6, \text{ com } \bar{\xi}_1 = \sqrt{6}$$

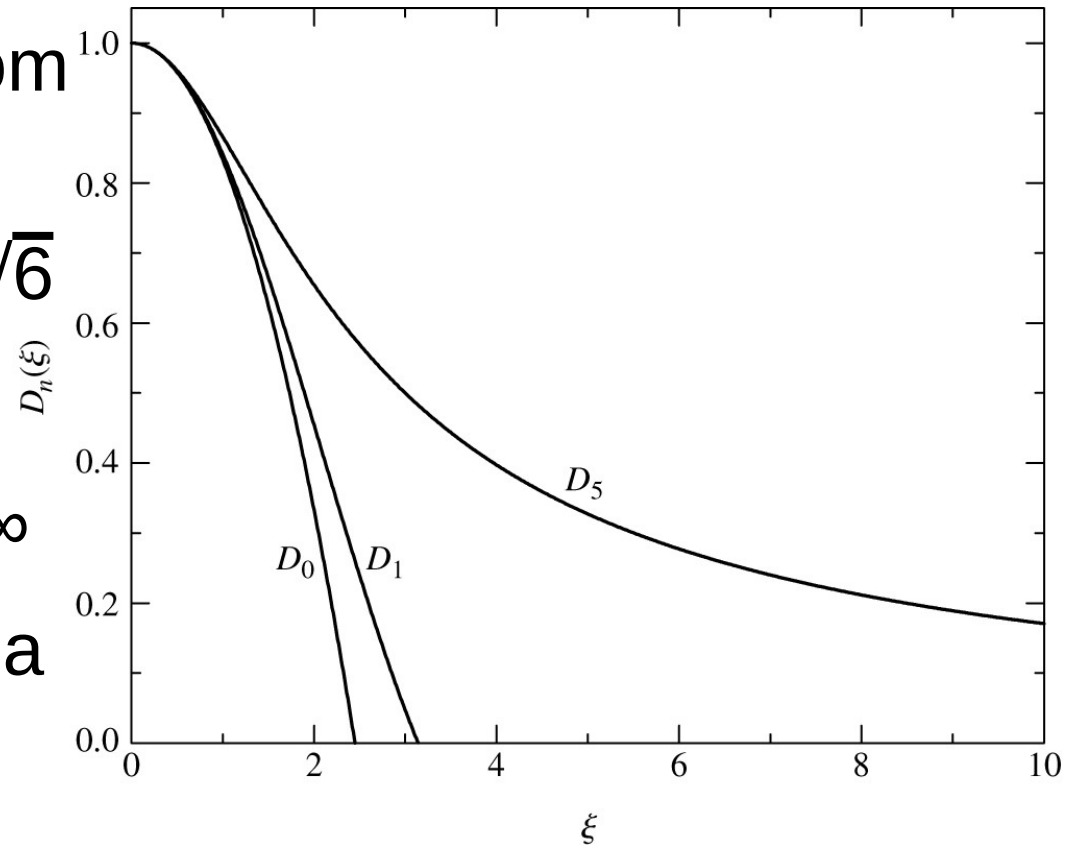
$$D_1(\bar{\xi}) = (\text{sen } \bar{\xi})/\bar{\xi}, \bar{\xi}_1 = \pi$$

$$D_5(\bar{\xi}) = (1 + \bar{\xi}^2/3)^{-1/2}, \bar{\xi}_1 \rightarrow \infty$$

Este último descreve uma estrela com **raio infinito**, mas **massa finita**.

Para $n > 5$, a massa diverge.

$\Rightarrow n = 5$ é o **limite físico** dos modelos.

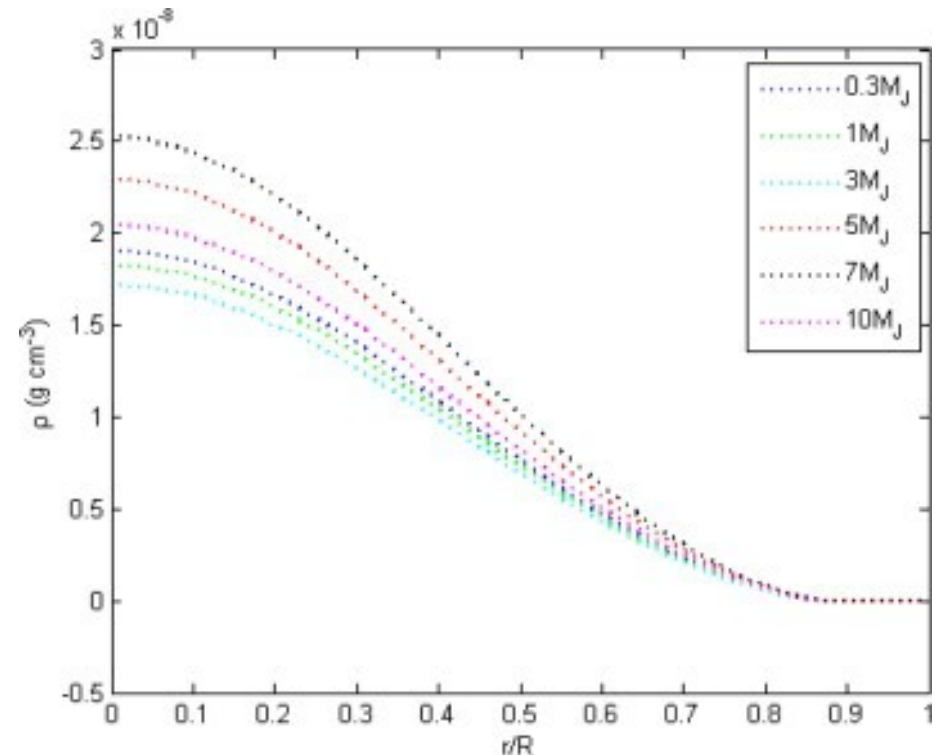


Modelos Politrópicos

Um caso que já tratamos é o **gás ideal, monoatômico**, sob condições **adiabáticas**.

Para este, $n = 1.5$, $\gamma = 5/3$

Um politropo destes é um bom modelo para **núcleos estelares convectivos** (como aqueles de Gigantes Vermelhas), **Anãs Marrons**, **planetas gasosos gigantes** (como Júpiter), ou até para **planetas rochosos**.



Perfis de densidade de modelos politrópicos com $n = 1.5$ e massas diferentes

Modelos Politrópicos

Outro caso importante é a “**Estrela de Eddington**”, Estrela em **equilíbrio radiativo**, suportado por um **gás ideal** + pressão de **radiação**.

Sendo P a **pressão** numa dada posição na estrela, e chamando de β a **contribuição** do **gás** nesta pressão:

$$P_g = \beta P = \rho k_B T / \mu m_H \Rightarrow T = \beta P \mu m_H / \rho k_B$$

A **contribuição** da **radiação** é, então, $(1 - \beta)P$:

$$P_r = (1 - \beta)P = \frac{1}{3} \cdot a T^4$$

Assim obtemos pra **pressão**:

$$P = \frac{1}{3} \cdot a T^4 / (1 - \beta) = \frac{1}{3} \cdot a / (1 - \beta) \cdot (\beta P \mu m_H / \rho k_B)^4 = K \rho^{4/3},$$

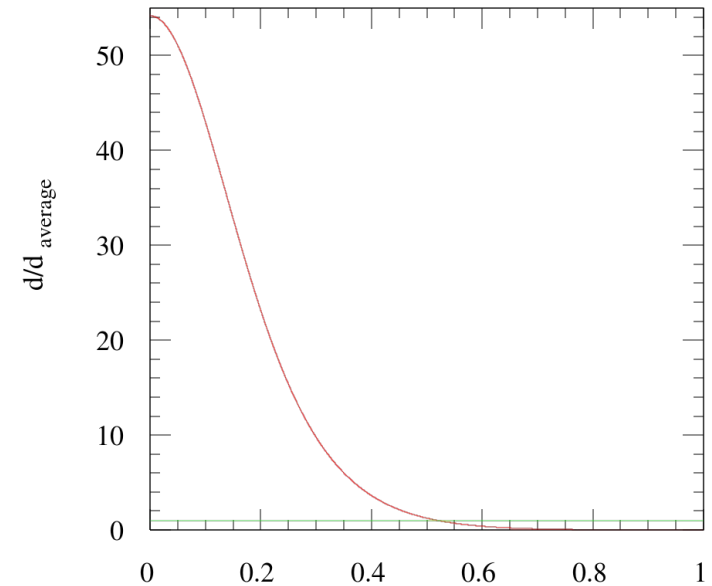
$$\text{onde } K \equiv \left[\frac{3(1 - \beta)}{a} \right]^{1/3} \left(\frac{k}{\beta \mu m_H} \right)^{4/3}$$

Modelos Politrópicos

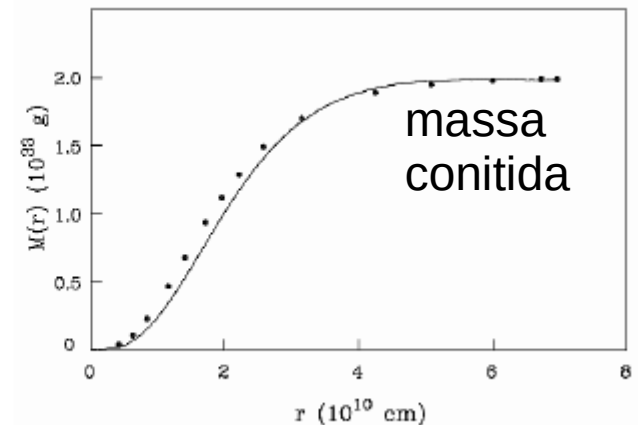
$$P = K\rho^{4/3}$$

Uma Estrela de Eddington é, então, um **politropo** com $\gamma = 4/3$ e $n = 3$, bom para modelar estrelas da **Sequência Principal** (como o Sol), e **núcleos degenerados relativísticos** como aqueles de **Anãs Brancas**.

Polytrope with index $n=3$



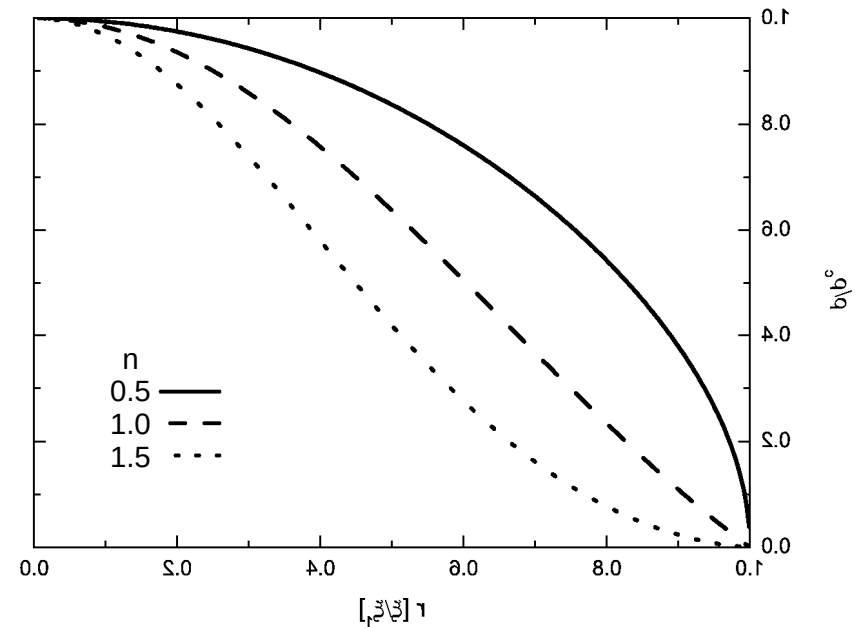
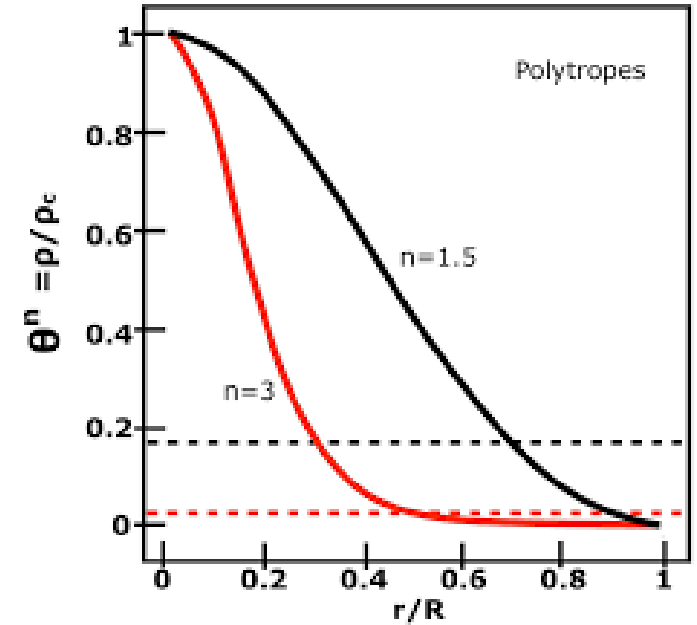
Perfil de densidade de um modelo politrópico com $n = 3$



Modelos Politrópicos

Os dois casos, $n = 1.5$ e $n = 3$,
servem como casos limites para
Anãs Brancas
(=> aula na segunda parte),

e **Estrelas de Nêutrons**
(tb. segunda parte) são bem
modelos por politropos com
índices entre $n = 0.5$ e $n = 1$.





Universidade Federal do ABC

Introdução à Física Estelar

FIM PRA HOJE

