

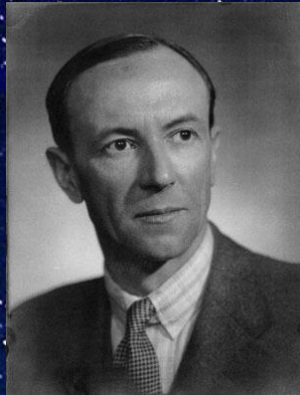
Estrelas de nêutrons

J.E. Horvath
Astronomia, IAG-USP

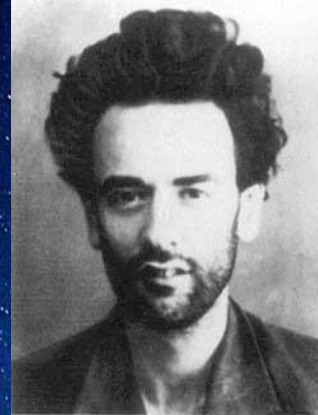


A pre-história (1932)

Chadwick



Landau



Paper anterior à descoberta do nêutron !

ON THE THEORY OF STARS.

By L. Landau.

(Received 7 January 1932).

From the theoretical point of view the physical nature of Stellar equilibrium is considered.

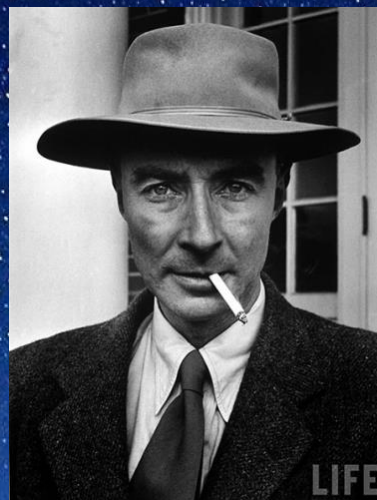
The astrophysical methods usually applied in attacking the problems of stellar structure are characterised by making physical assumptions chosen only for the sake of mathematical convenience. By this is characterised, for instance, the method of Eddington for the stability of stars against

Os pioneiros (~1940)

Tolman



Oppenheimer



Volkoff



Primeiros cálculos do equilíbrio hidrostático **na Relatividade Geral**

Nature 141, 333-334 (19 February 1938)

doi:10.1038/141333b0

Origin of Stellar Energy

L. D. Landau

It is well known that matter consists of nuclei and electrons. Nevertheless it can be shown that in bodies of very large mass, this usual 'electronic' state of matter can become unstable. The reason for this lies in the fact that the 'electronic' state of matter does not lead to extremely great densities, because at such densities electrons form a Fermi gas having an immense pressure. On the other hand, it is easy to see that matter can go into another state which is much more compressible—the state where all the nuclei and electrons have combined to form neutrons. Even if we assume that neutrons repel each other, this repulsion can become appreciable only at densities of the order of magnitude of nuclear densities, that is, 10^{14} gcm^{-3} , and the pressure of a Fermi gas consisting of neutrons is much less than that of an electronic gas of the same density, because of the greater mass of the neutrons.

Se feita de matéria
de nêutrons...



=



5 vezes o peso de
toda a **Humanidade**...

Estrutura estelar :
a descrição de uma estrela **relativística**

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

$$\frac{dP}{dr} = -(\rho + P) \frac{G(M + 4\pi r^2 \rho)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)}$$

Nos requadros, as
correções da RG

$$\frac{2GM}{Rc^2} \approx 0.1$$

Ou mais para
as NS

De novo precisamos da equação de estado

Massa de Tolman-Oppenheimer-Volkoff

Como na RG a pressão também é fonte de gravitação, existe uma instabilidade relativística, e assim há uma **massa máxima** antes do colapso a BH (não tem nada a ver com o valor da massa de Chandrasekhar nem está relacionada fisicamente !

$$\frac{dP}{dr} = -(\rho + P) \frac{G(M + 4\pi r^2 \rho)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)}$$

Mas vamos começar supondo que é somente a pressão de degenerescência o que importa, não as interações, tal como foi feito para as anãs brancas. O cálculo mais geral mostrou que

$$P = - \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_{S=cte} \sim \frac{\hbar^2 N^{5/3}}{2^{4/3} 3 V^{5/3} m}$$

Embora a pressão é a mesma lei de potência com $n=N/V$, essa dependência de $1/m$ mostra que quando temos nêutrons livres os valores numéricos serão relativamente ~ 1000 vezes menores...

A massa máxima (TOV) é assim **bem menor**, da ordem de $0.7 M_{\text{sun}}$, como veremos **incompatível** com todas as massas observadas.

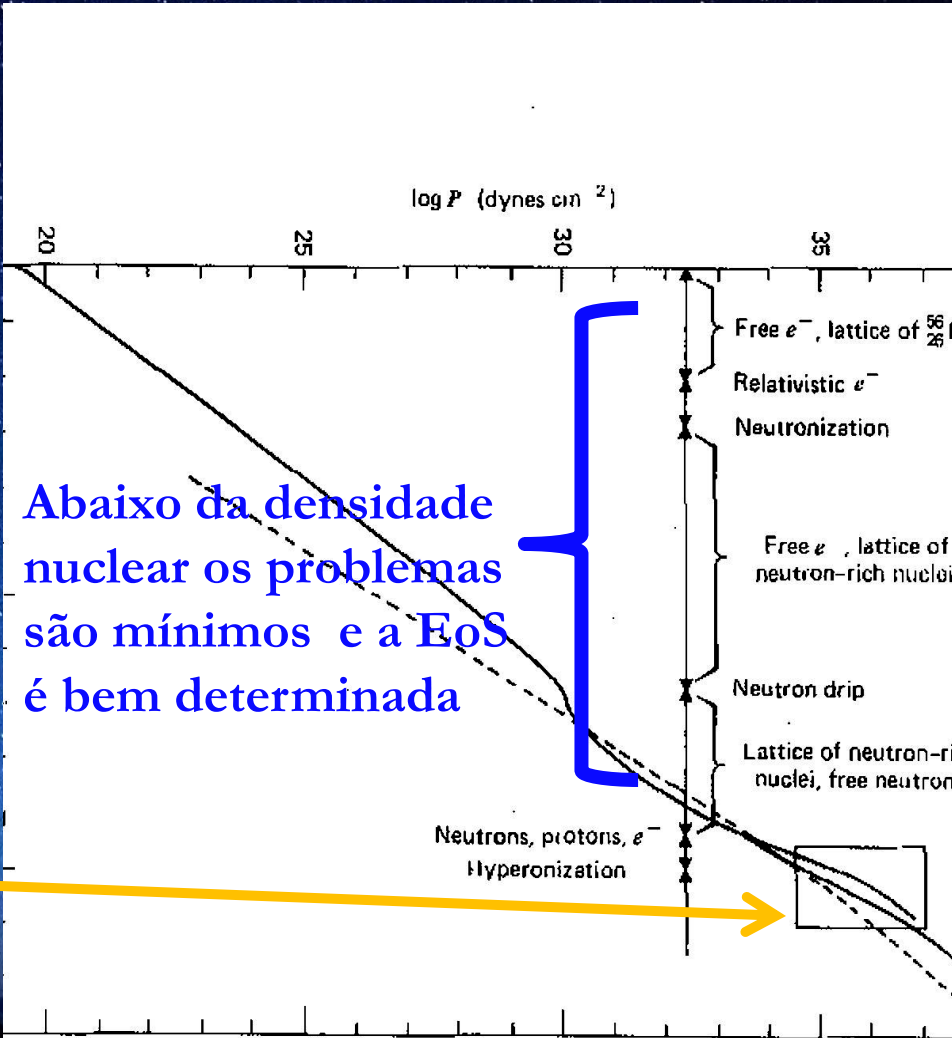
Como obter a equação de estado mais realista?

O cálculo fundamental é o da energia por partícula, já que uma vez que temos E/A (ou $\frac{\epsilon}{n}$)

$$P \equiv n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\epsilon}{n} \right)$$

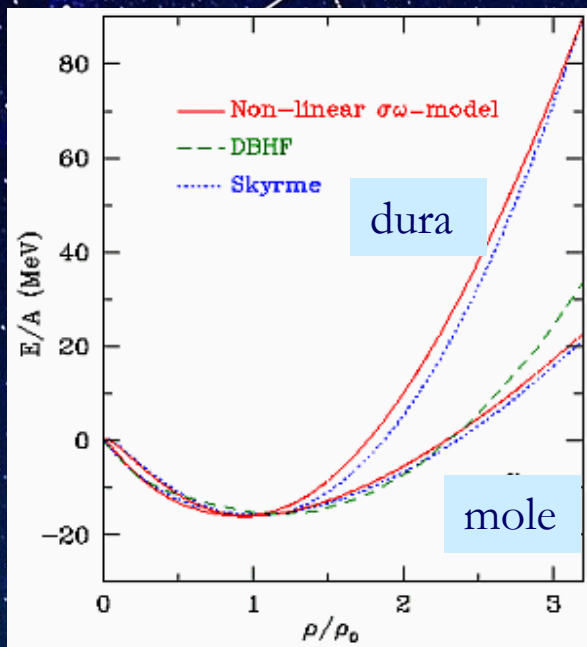
Técnicas várias da teoria nuclear que mostram resultados diversos no domínio supranuclear onde as incertezas são maiores

Básicamente porque é difícil lidar com as interações fortes



Abaixo da densidade nuclear os problemas são mínimos e a EoS é bem determinada

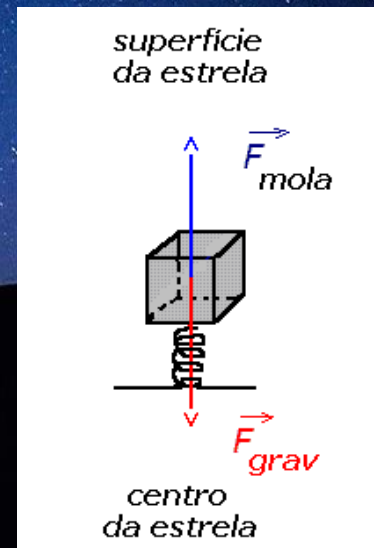
Só como exemplo, alguns cálculos que supõem a forma das interações N-N extraídas do estudo em laboratório etc. etc.



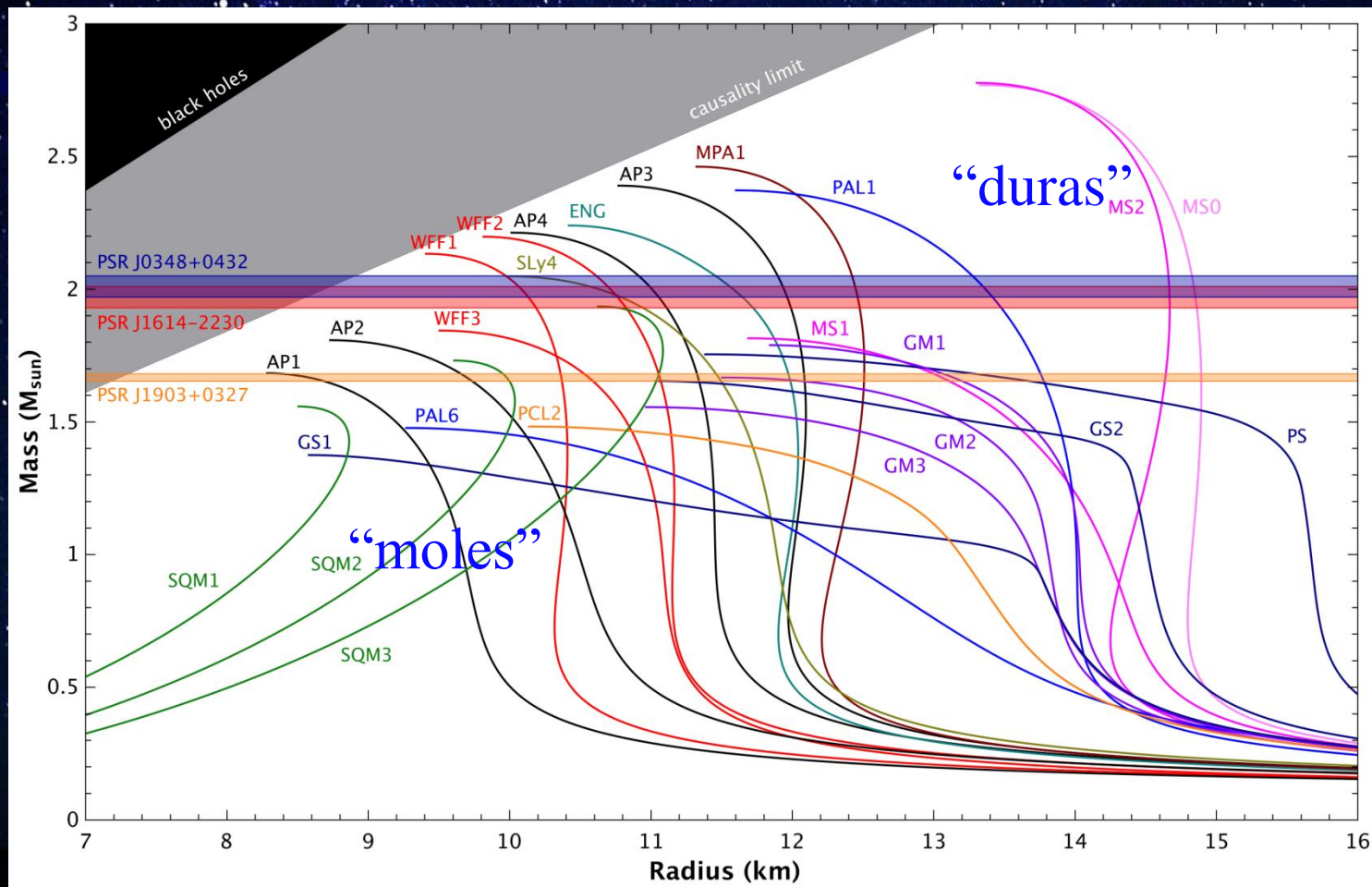
Como a inclinação é proporcional à pressão uma equação de estado é “dura” ou “mole” se exerce mais ou menos pressão para a mesma densidade de energia

$$P \equiv n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\epsilon}{n} \right)$$

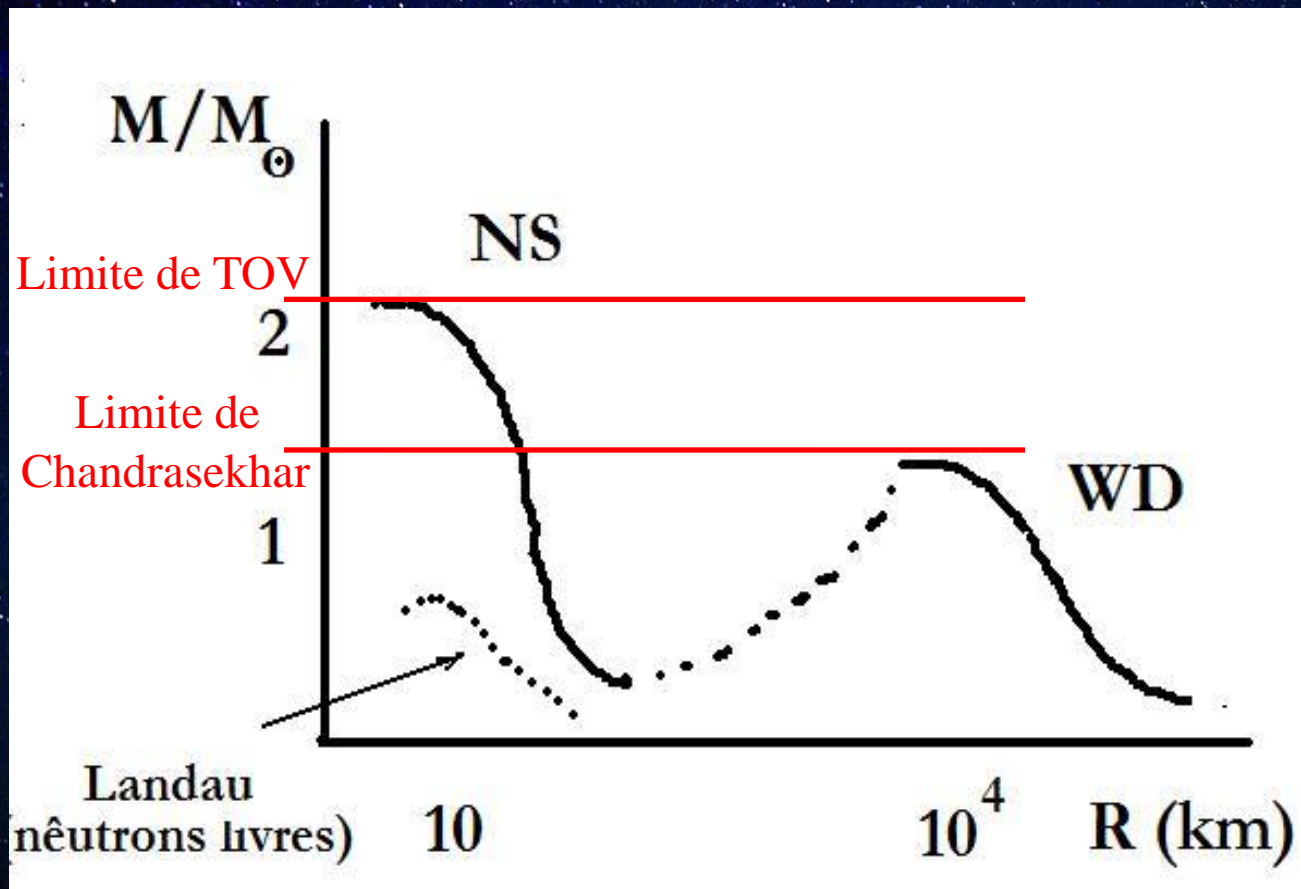
Maior pressão significa que pode “aguentar” mais massa, tal como uma mola. A equação de estado dos nêutrons livres seria a mola mais mole



Como resultado destas hipóteses várias, temos um zoológico de modelos



Todos eles têm uma **massa máxima** (TOV), ou seja, a sequência acaba



Sol e estrelas
“normais”



Por quê a linha pontilhada? Ou seja: por quê não há nada entre as WD e as NS...

A "pressão gravitacional" é

$$P_G = -\frac{dE_G}{dV}$$

Onde

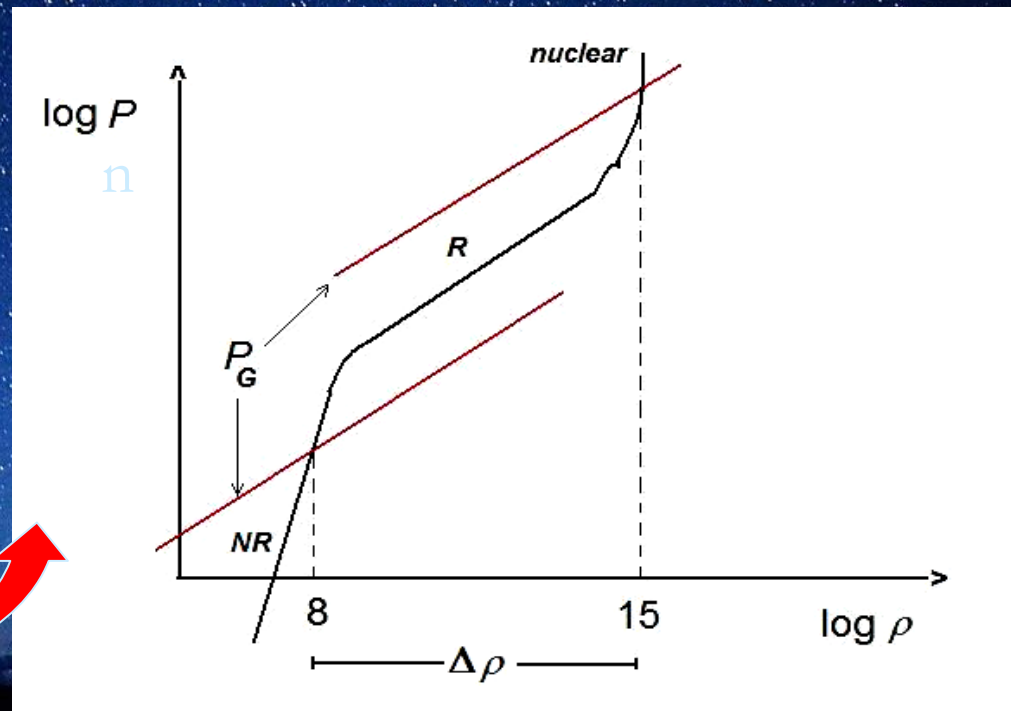
$$E_G = -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} = -\frac{3}{5} G \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{M^2}{V^{1/3}}$$

$$P_G = C \times M^{2/3} \rho^{4/3}$$

Somente

há solução quando $P_G = P_{matéria}$

Entre o momento em que os elétrons ficam relativísticos até que acontece a neutronização e os nêutrons se repelem, **não há equilíbrio (estrelas)**

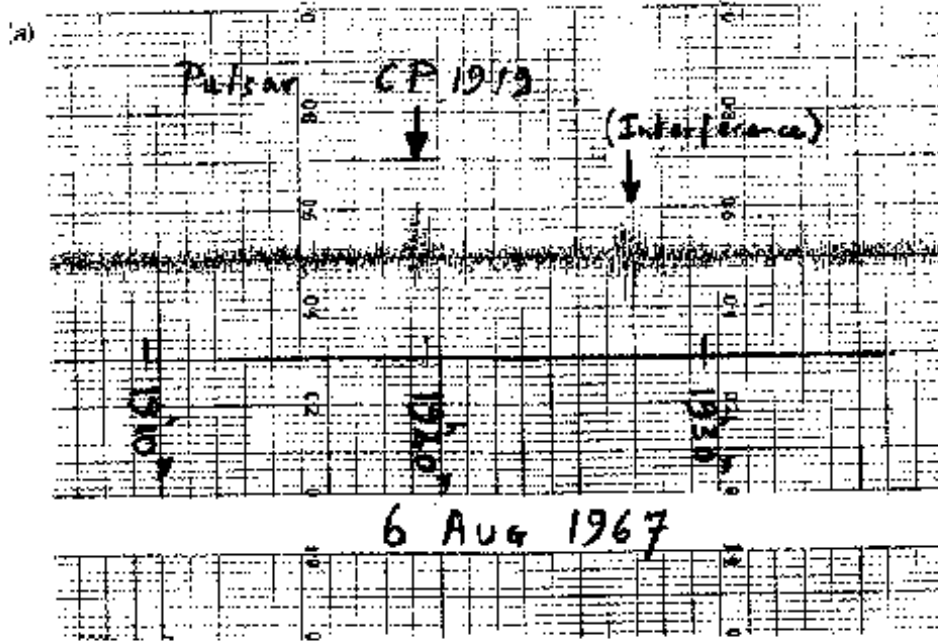


Intervalo...

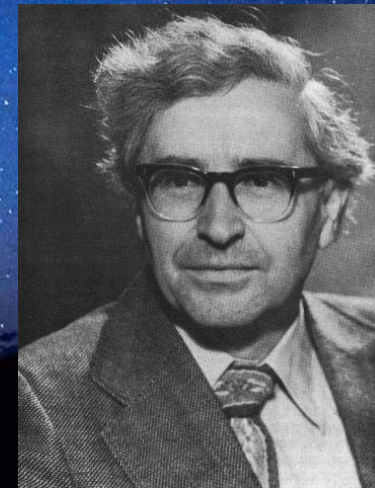
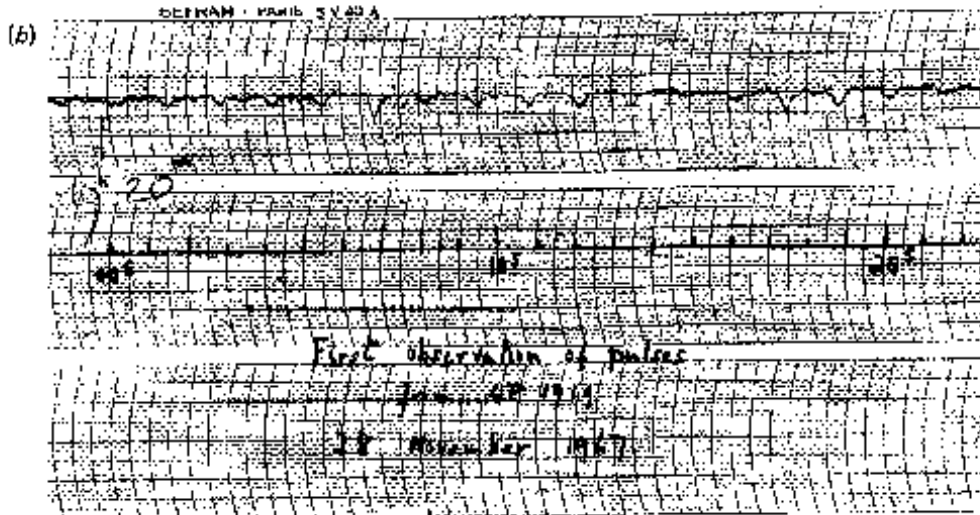


A descoberta dos pulsares

Jocelyn Bell



Antony Hewish

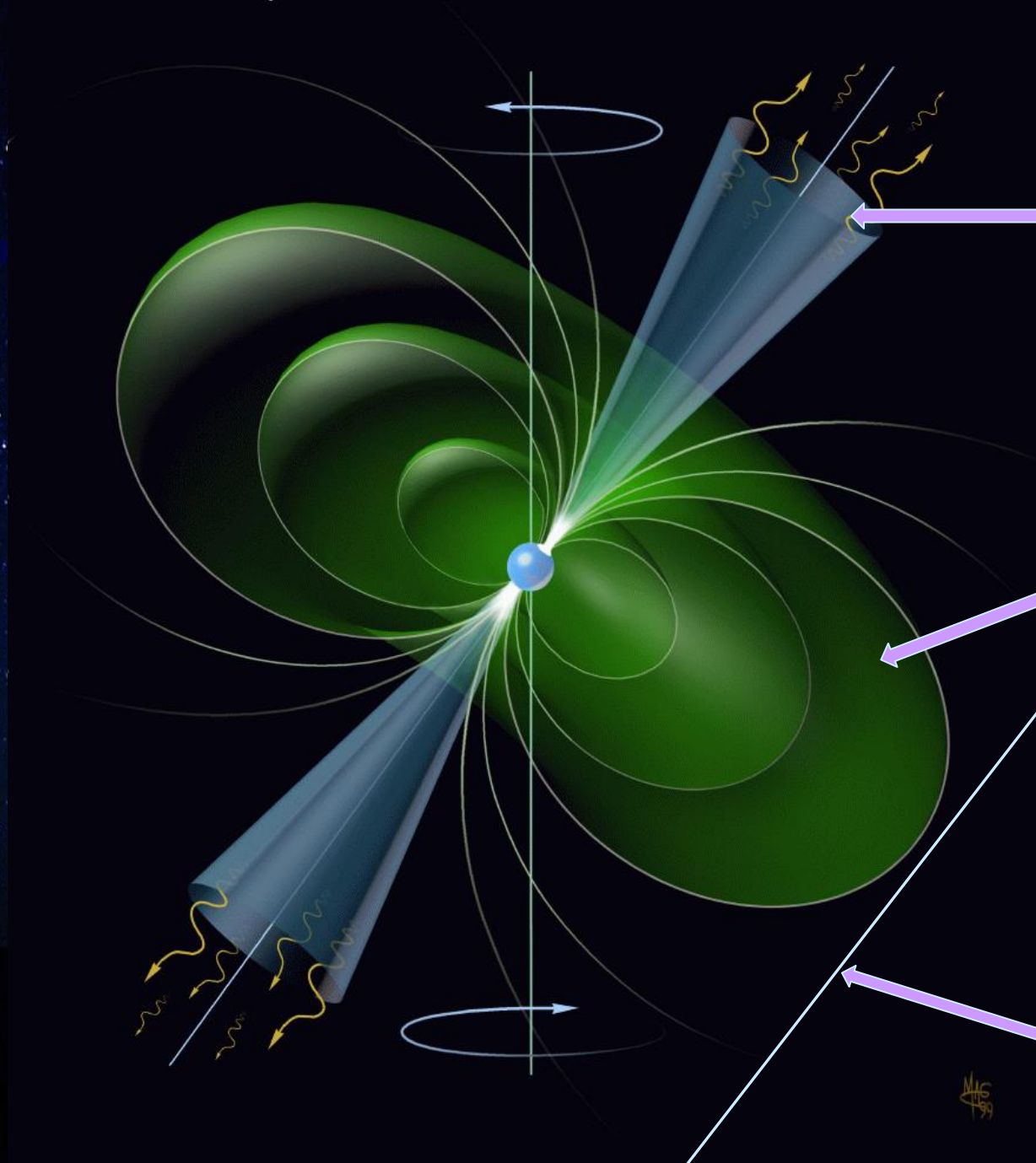


Franco Pacini- Tommy Gold
(1967)

Pulsares: estrelas de nêutrons
magnetizadas em rotação

(usando vários argumentos
físicos válidos até hoje)





Partículas escapam
pelas linhas abertas
Cone de emissão e.m.

O campo força a
co-rotação das
Partículas
(magnetosfera)

Quando $\Omega r_{cilindro} = c$
(cilindro luz), acaba
a co-rotação

AG

Estrelas de nêutrons na Astronomia atual

- Algumas delas se manifestam como **pulsares** em radio (emissão = magnetosfera), desde que o campo magnético e a rotação sejam intensos o suficiente
- Em binárias de raios X (emissão=acrécimo, precisam de companheira para emitir)
- Isoladas (emissão= radiação da superfície estão radiando a energia original)

Pulsares : estrelas de nêutrons freando pela emissão

Da equação do torque
(integrar o vetor de Poynting)

$$\frac{d(I\Omega)}{dt} = KB^2\Omega^3$$

Torque puramente
eletromagnético

obtemos

o campo magnético em
função de observáveis

$$B \cong 10^{15} \sqrt{\left(\frac{P}{10 \text{ s}}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-10} \text{ s/s}}\right)} \text{ G}$$

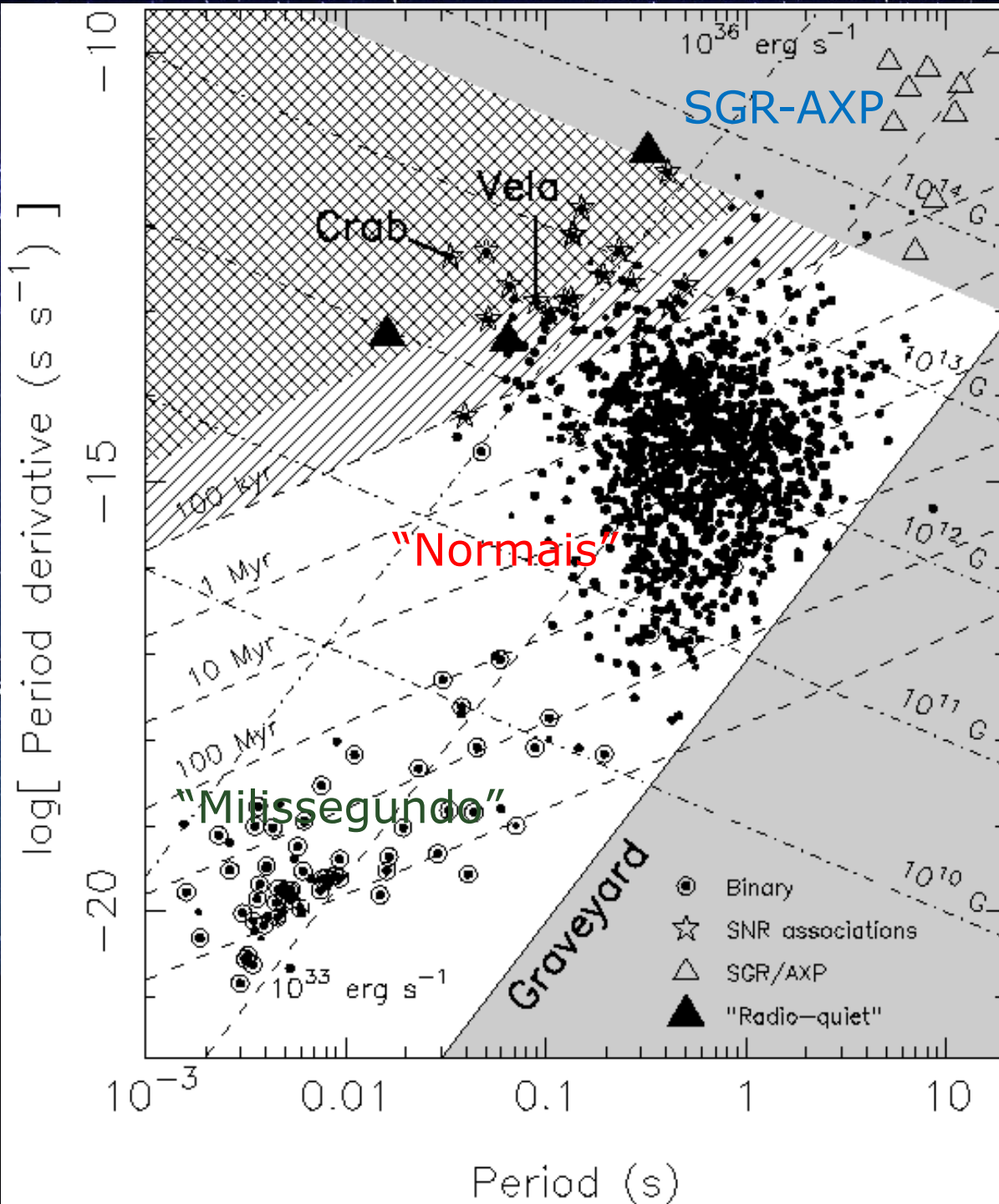
a idade característica

$$\tau \cong 1,6 \times 10^3 \left(\frac{P}{10 \text{ s}}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-10} \text{ s/s}}\right)^{-1} \text{ yr}$$

e a luminosidade
(energia emitida pelo
spin-down)

$$L_{psr} \cong 10^{33} \left(\frac{P}{10 \text{ s}}\right)^{-4} \left(\frac{B}{10^{15} \text{ G}}\right)^2 \text{ erg/s}$$

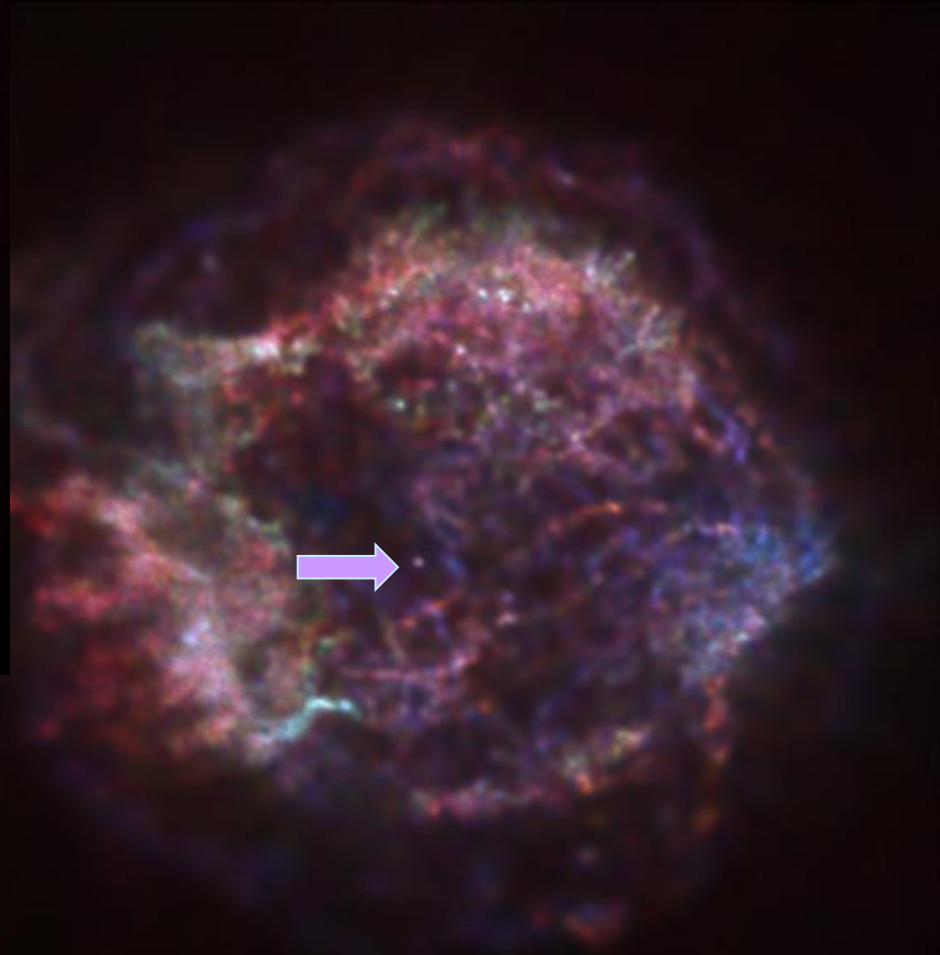
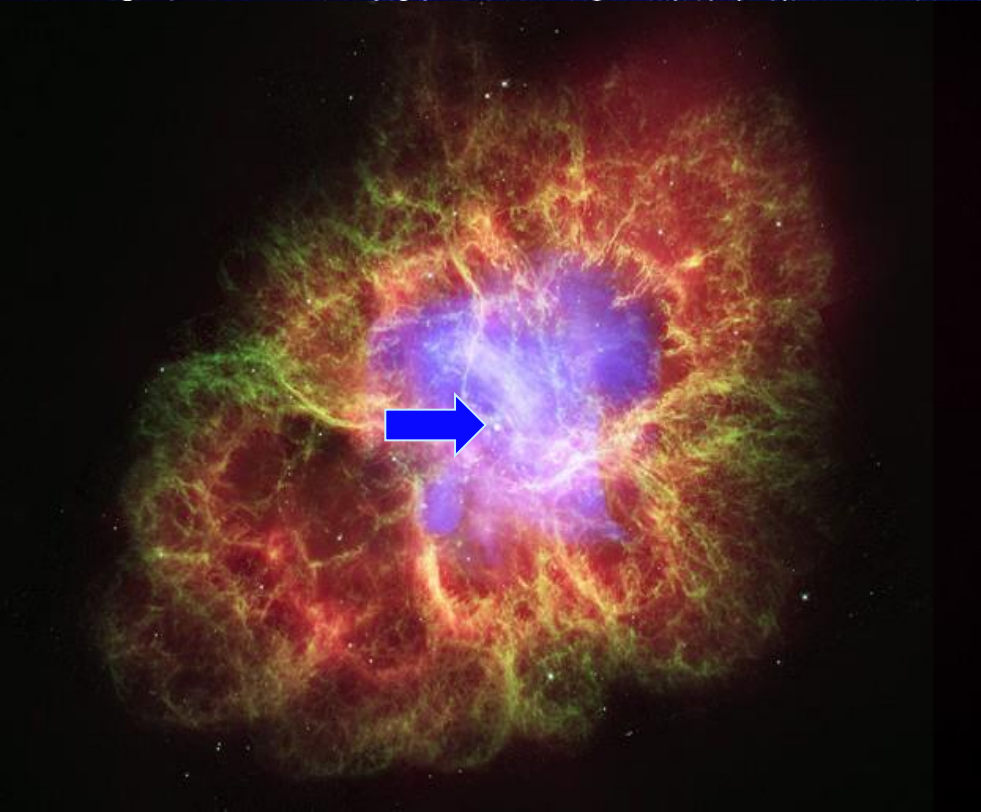
Da equação
do torque
vimos que
 $B \propto \sqrt{PP}$



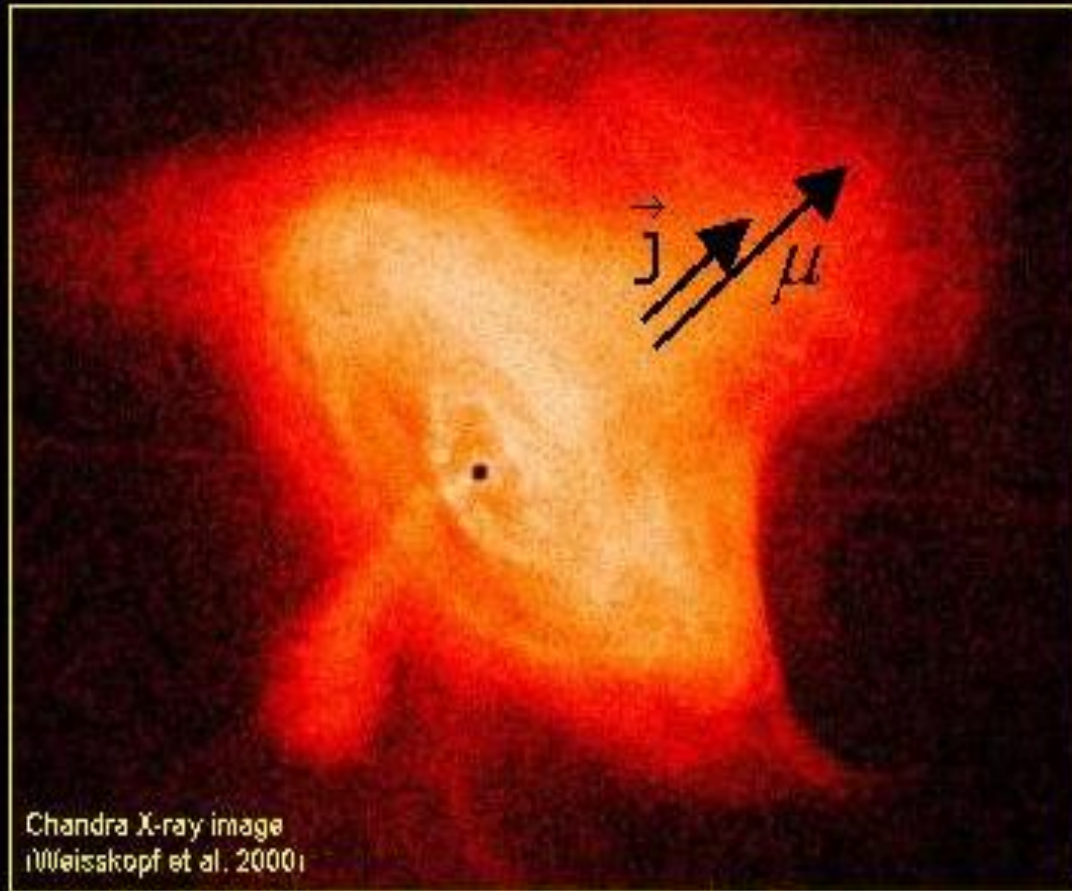
Taken from "Handbook of Pulsar Astronomy" by Lorimer & Kramer

O Caranguejo, Cas A e as associações PSR-SN (Baade & Zwicky, 1934 !!!)

dark me

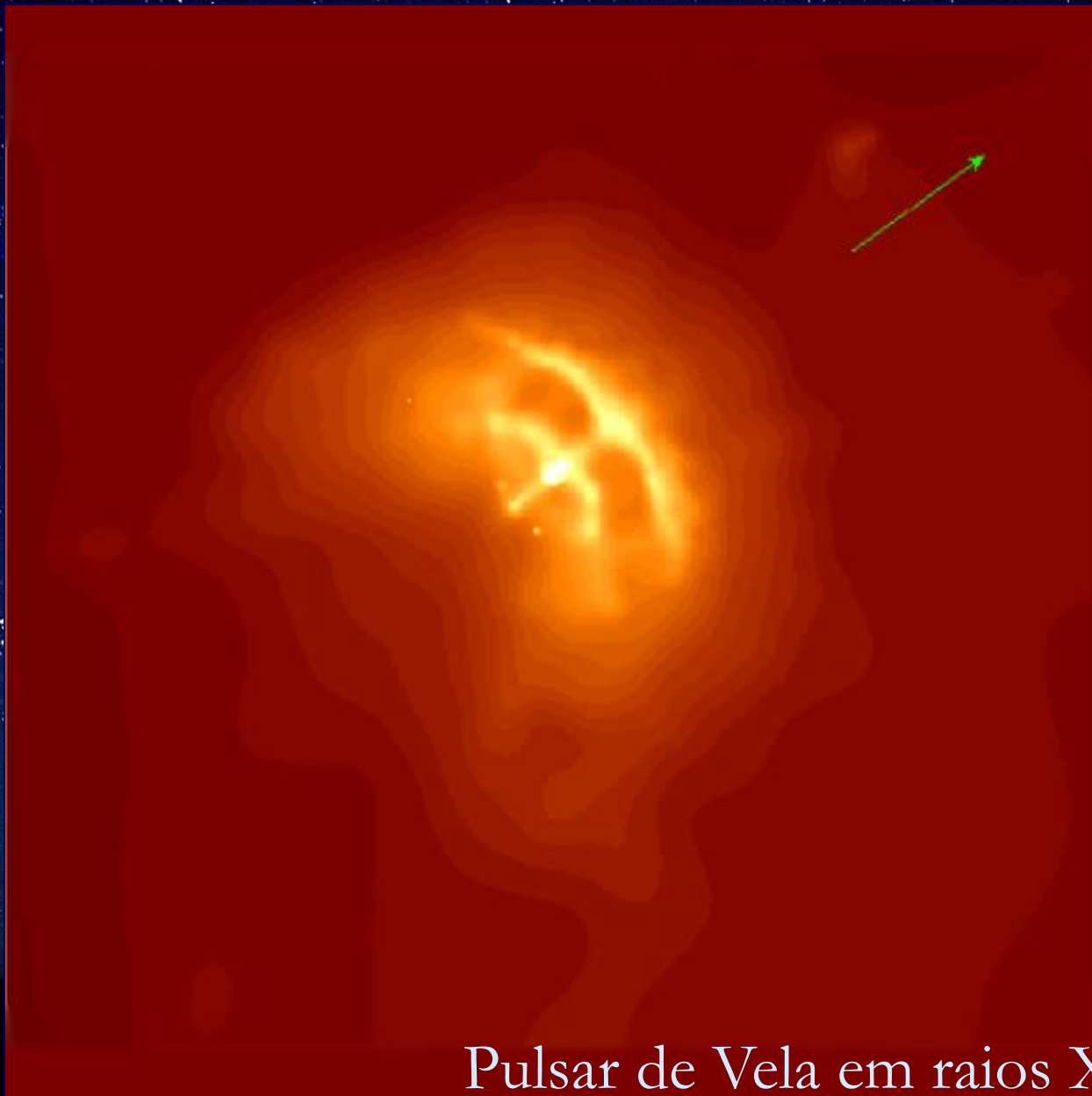


Olhando mais de perto...



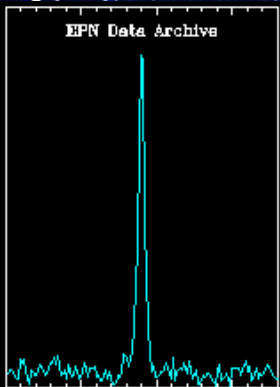
Particle wind deposited around the pulsar: toroidal geometry (NOT spherical), jets and spin || proper motion

Pulsar do Crab em raios X



Pulsar de Vela em raios X (?)

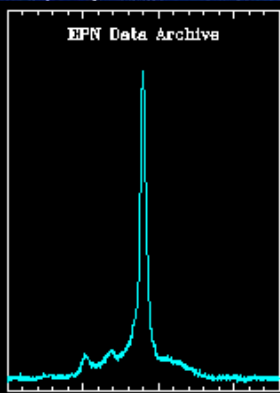
A música dos pulsares



Vela (PSR0833-45)



vela.au



PSR0437-47



J0437.au

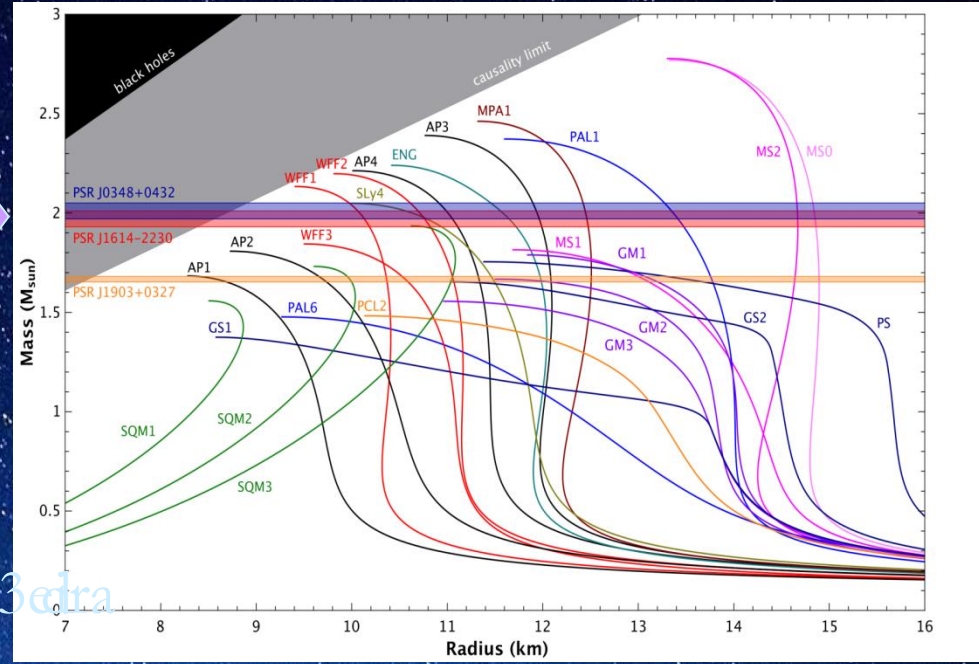


PSR1937+21

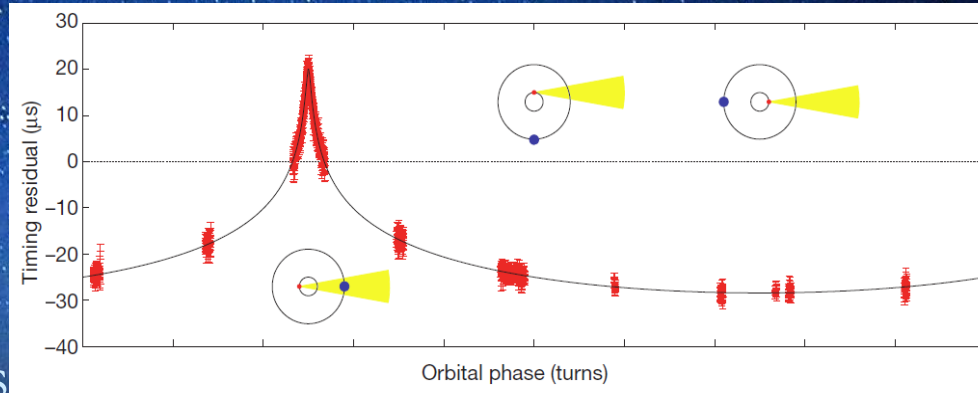


Por quê insistimos no assunto da massa máxima?

Medidas acuradas das massas:



PSR J1614-2230 e o Shapiro delay



A determinação do atraso dos pulsos permite determinar a massa da WD E com ela a massa do pulsar pela 3eira Lei de Kepler

$$M_{psr} = 1.97 \pm 0.04 M_{sun}$$

Bem acima do “1.4 Msun”

Na próxima aula: seguem as estrelas de nêutrons
fazendo gracinhas...

