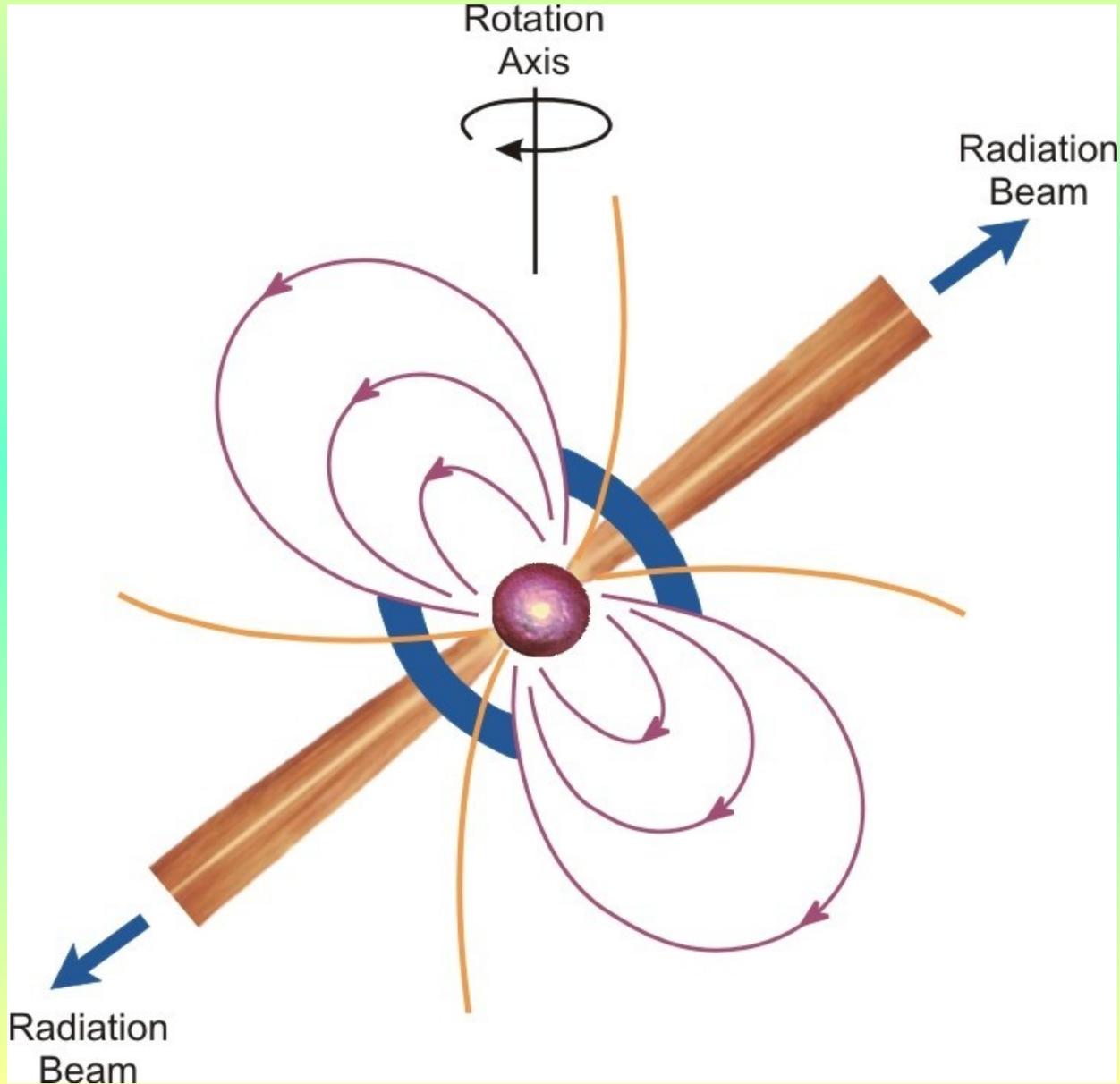


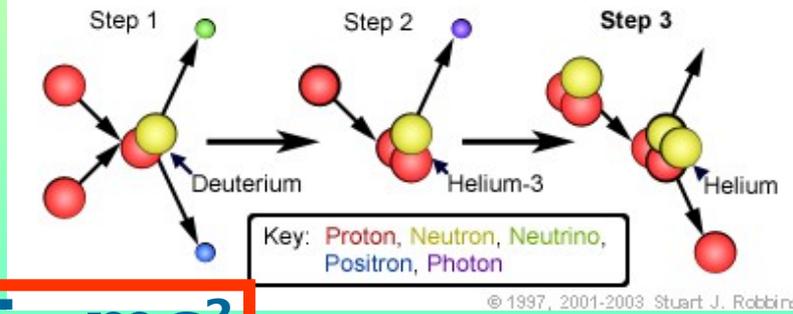
Les étoiles à neutrons



Plan

- 1) La formation des étoiles à neutrons**
- 2) Les propriétés des étoiles à neutrons et des magnétars**
- 3) Les caractéristiques des pulsars et des pulsars millisecondes**
- 4) L'émission à haute énergie des pulsars et les résultats récent de l'observatoire *Fermi***
- 5) Les nebuleuses de vent de pulsar**
- 6) L'intérieur des étoiles à neutrons**

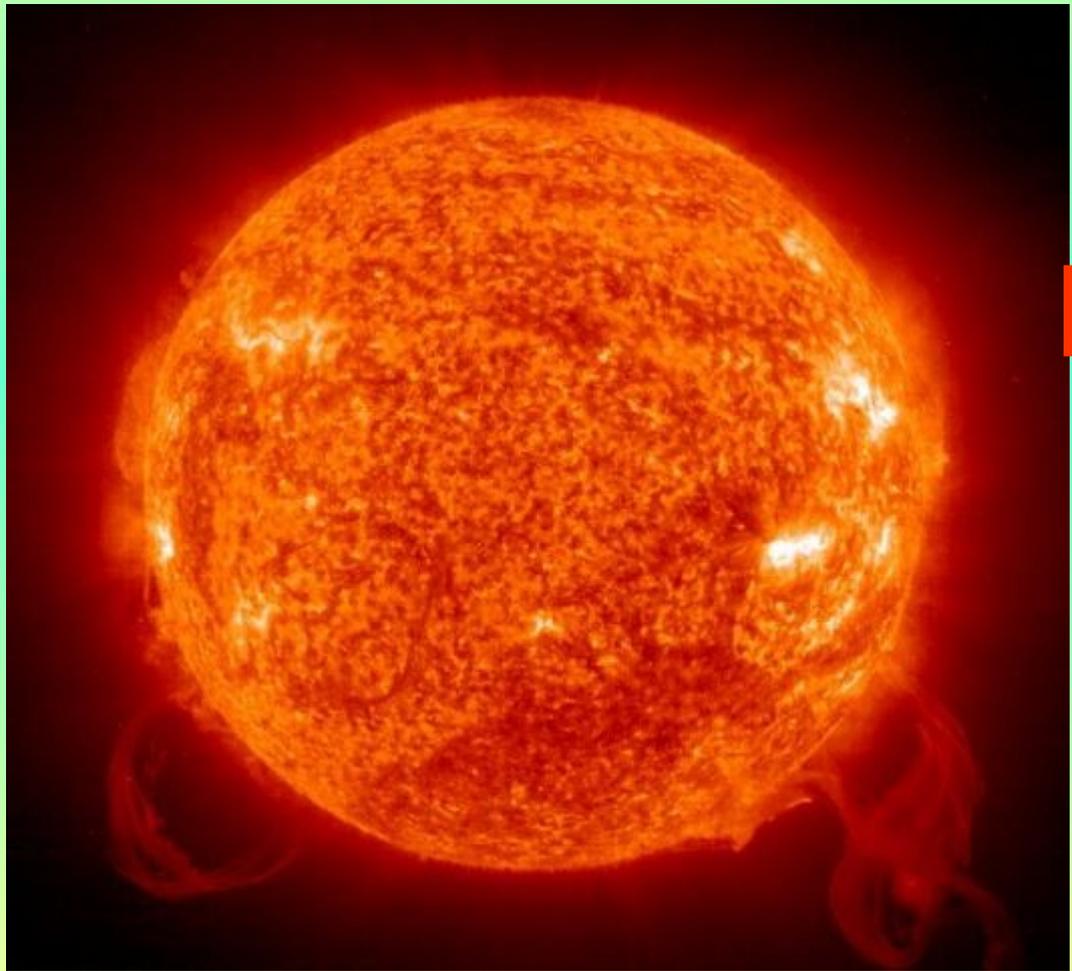
1) La formation des étoiles à neutrons



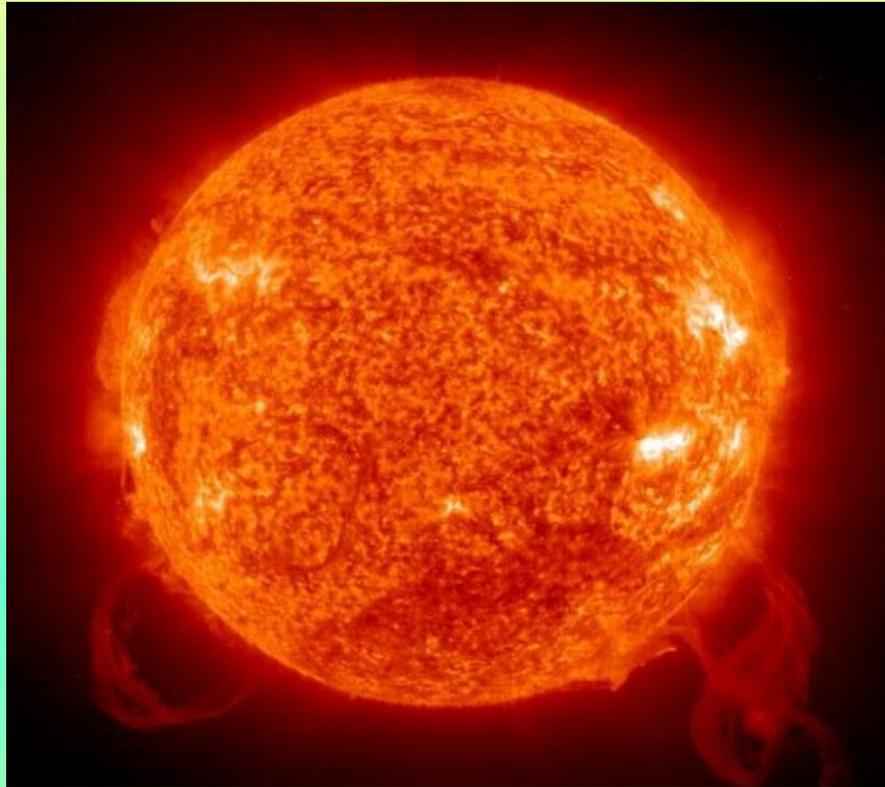
$$E=mc^2$$

${}^1\text{H} = 1.67325 \times 10^{-27} \text{kg}$
 ${}^4\text{He} = 6.645 \times 10^{-27} \text{kg}$
Différence de masse
 $= 0.048 \times 10^{-27} \text{kg}$
 $= 4.3 \times 10^{-12} \text{J}$

Température
nécessaire :
 $\sim 10^7 \text{ K}$ pour $\text{H} \rightarrow \text{He}$
 $\sim 10^8 \text{ K}$ pour $\text{He} \rightarrow \text{C}$



1) La formation des étoiles à neutrons



Equilibre
hydrostatique

H → He



F = force
G = constante
gravitationnelle
M = masse
R = rayon
A = surface

Pour un gaz
parfait,
 $PV = kNT$
et
 $F = \frac{G M_1 M_2}{R^2}$

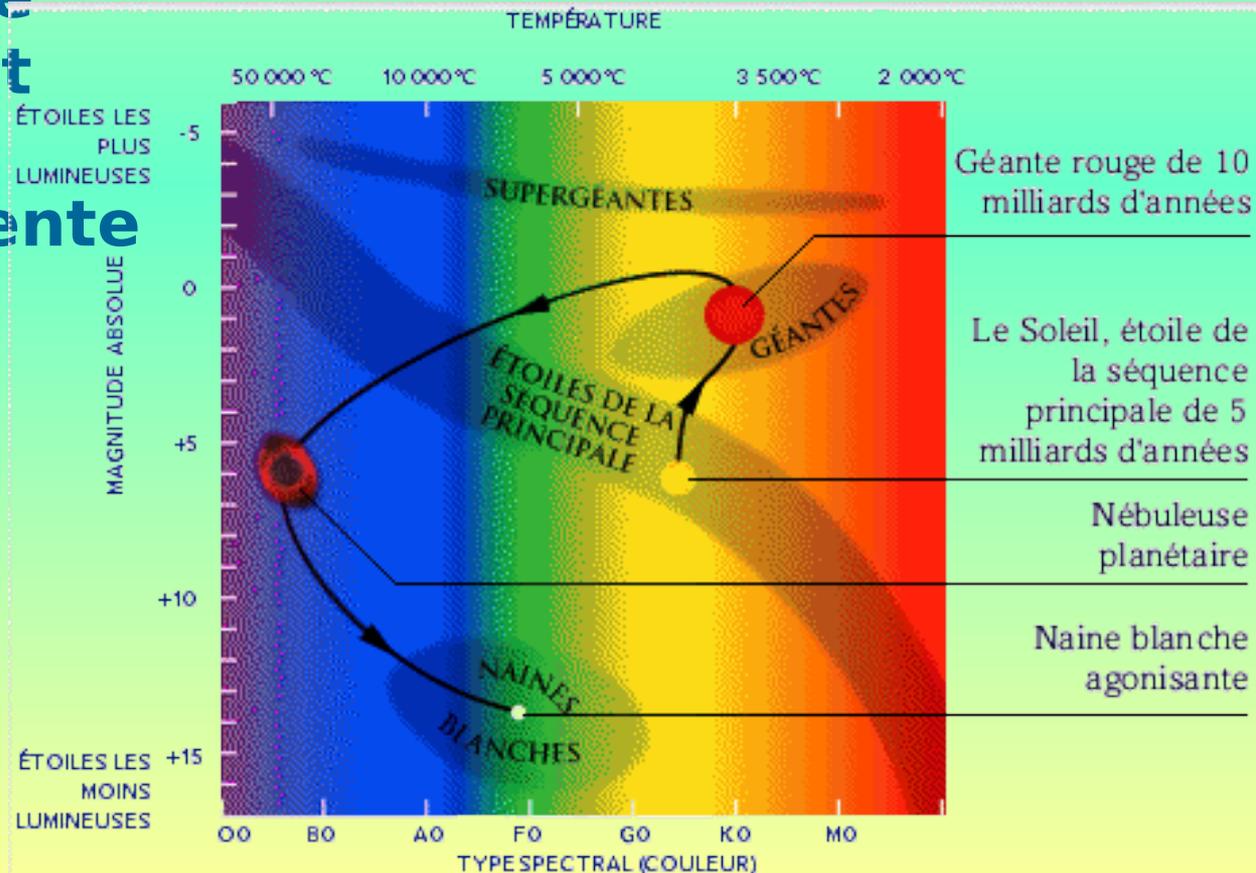
P = pression
k = constante de
Boltzmann
N = nombre de
particules
T = température

1) La formation des étoiles à neutrons

Quand il n'y a plus assez d'hydrogène dans le cœur :

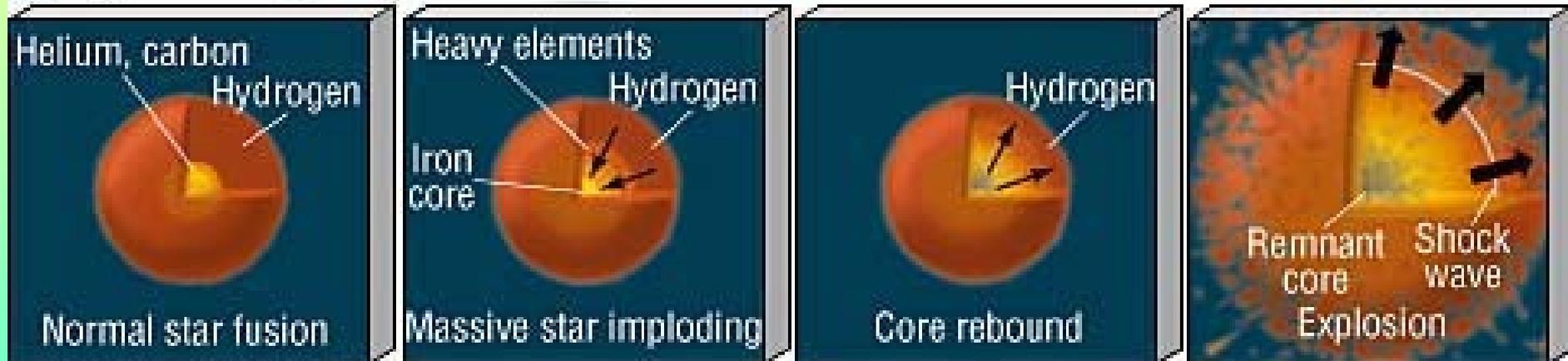
- la fusion s'arrête
- la force gravitationnelle devient plus grande que la pression de radiation

- l'étoile s'effondre
- la température et la pression à l'intérieur augmente si elle atteint $\sim 10^8$ K, l'hélium peut fusionner
- un équilibre se rétablit
- l'étoile est une géante rouge



1) La formation des étoiles à neutrons

Etoiles de $\sim 8-20M_{\text{solaire}}$

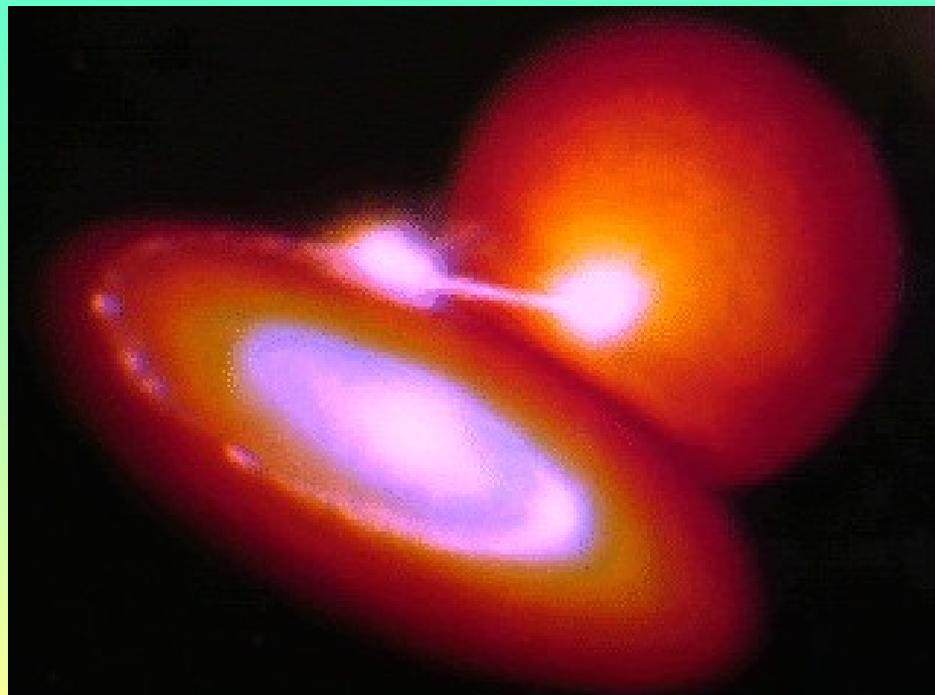
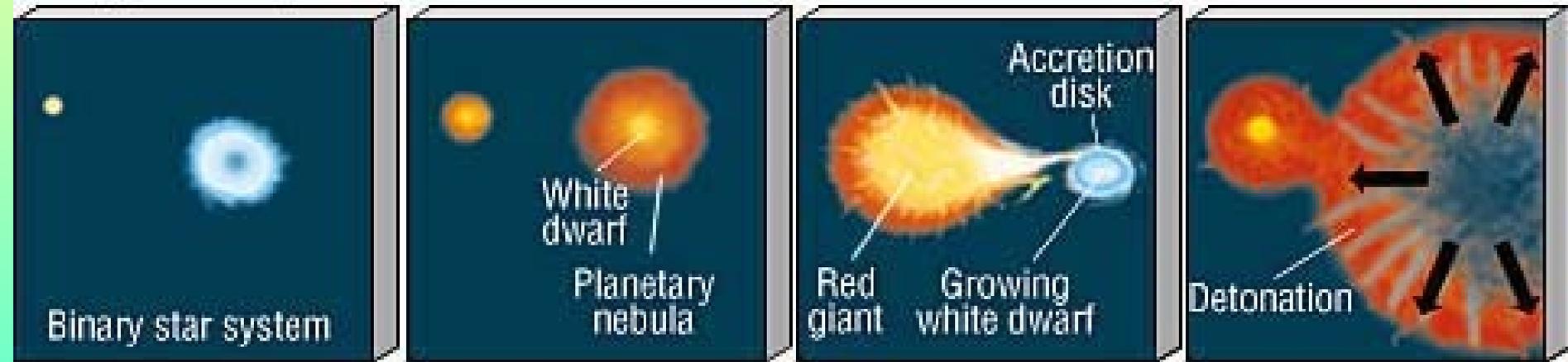


Les supernovae de type II

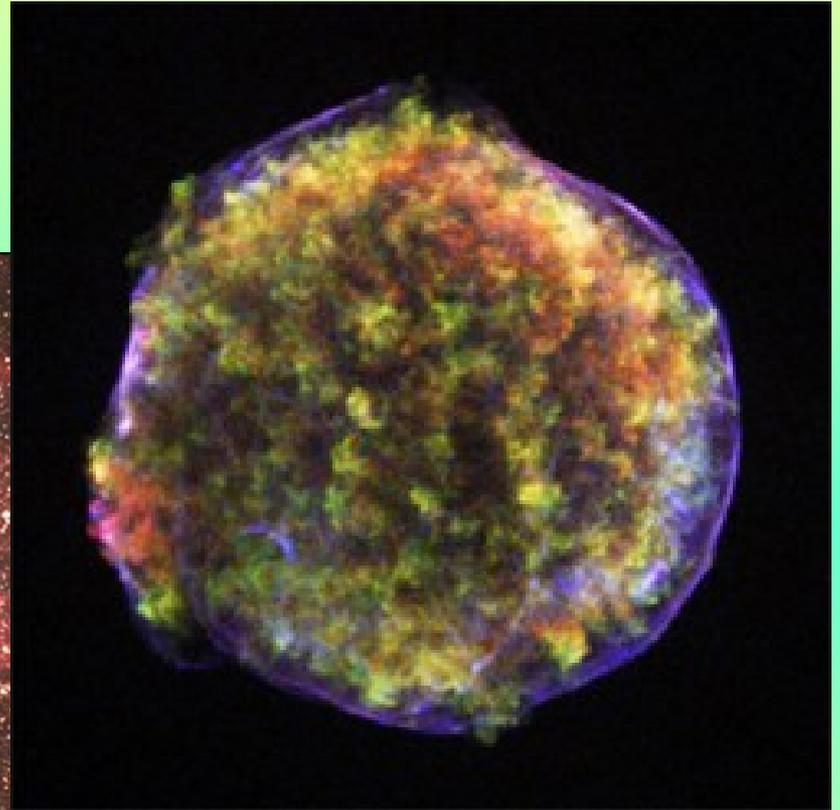
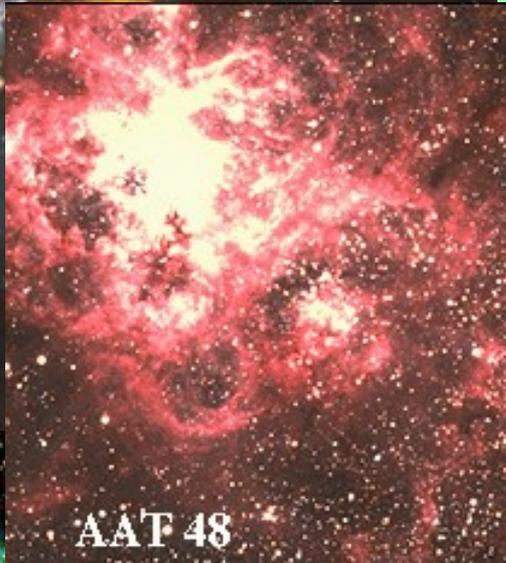


1) La formation des étoiles à neutrons

(a) Type- I Supernova



1) La formation des étoiles à neutrons



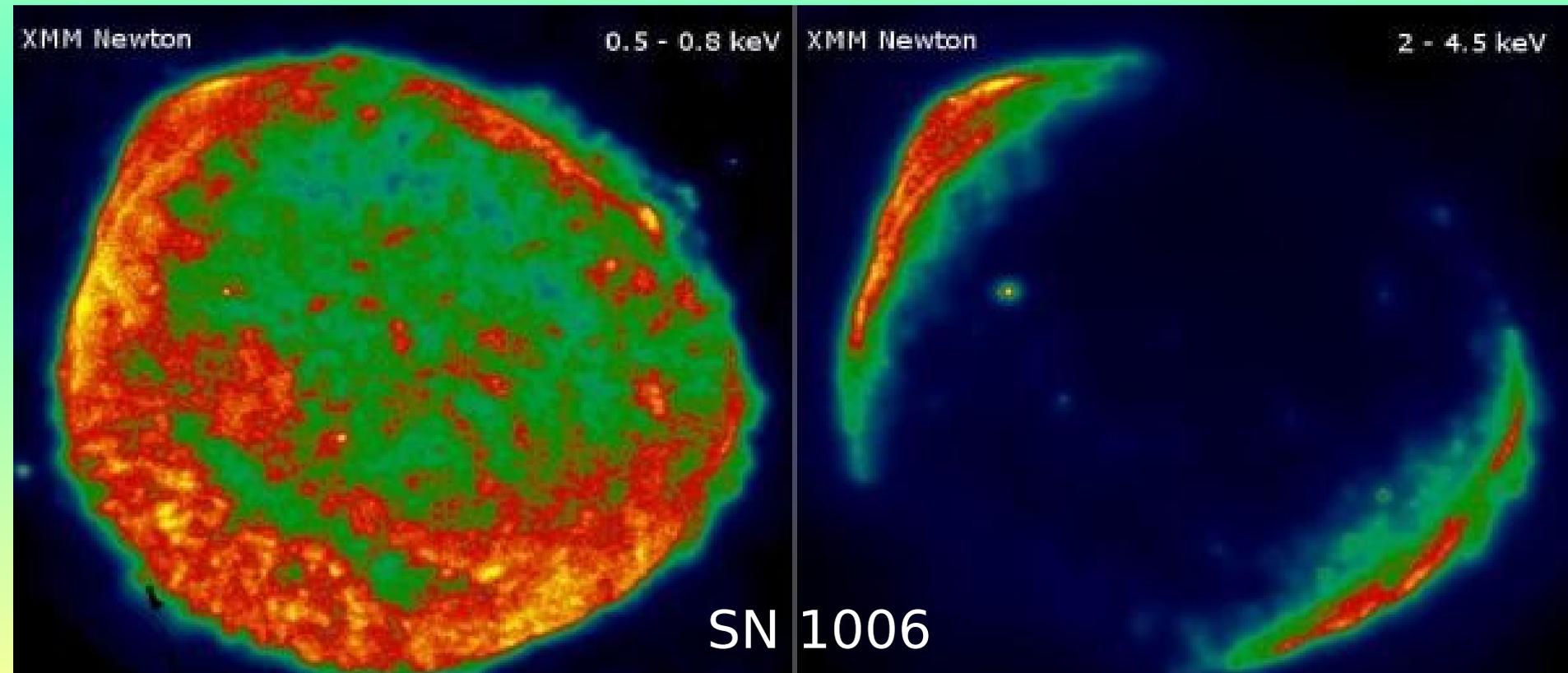
Les restes de supernovae

1) La formation des étoiles à neutrons

Emission thermique des restes de supernova

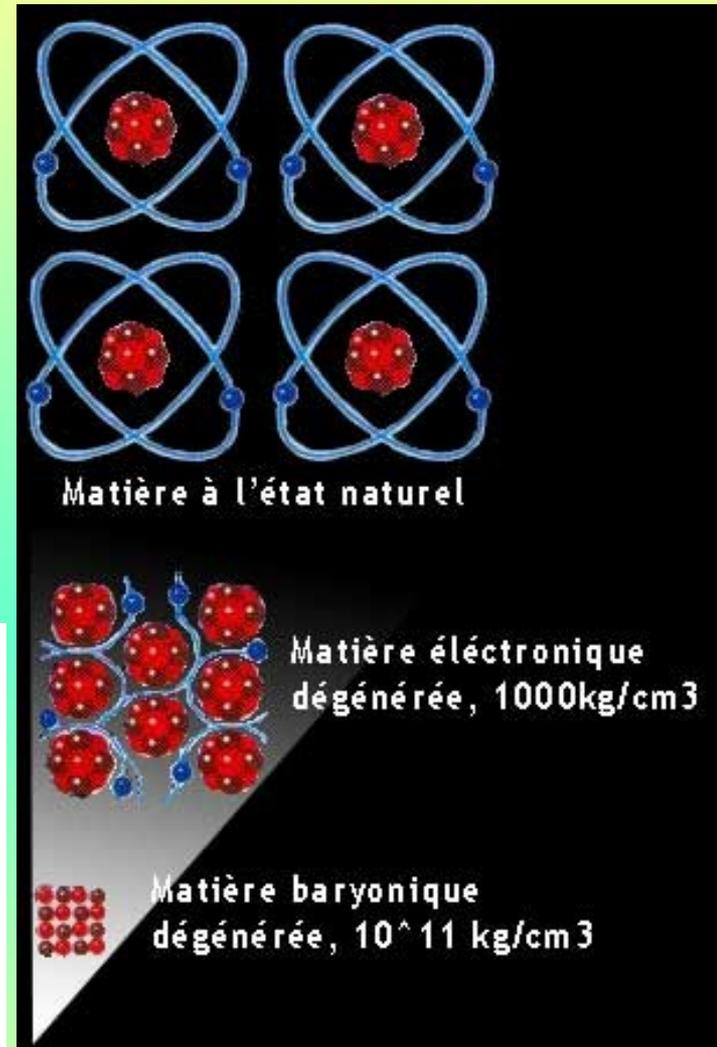
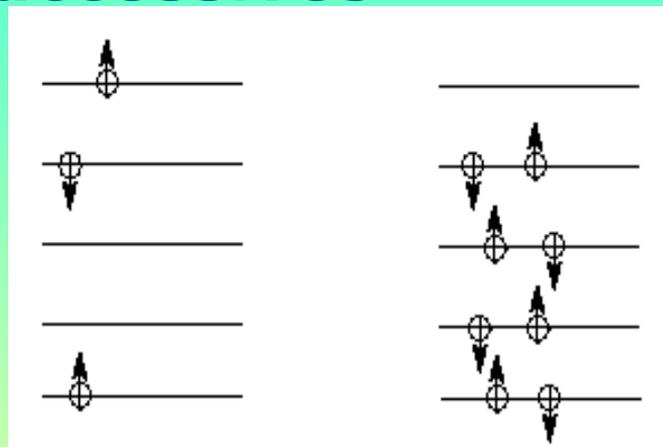
Basse énergie

Plus haute énergie



1) La formation des étoiles à neutrons

A cause du **principe d'exclusion de Pauli**, d'après lequel deux électrons, ou plus généralement deux fermions, ne peuvent se trouver dans le même état quantique, le noyau ne peut plus s'effondrer. Les couches successives d'électrons se remplissent - le gaz devient **dégénéré**.



Les électrons obéissent au principe d'incertitude de Heisenberg, donc $\Delta p \Delta x \geq \hbar$
Donc le moment de chaque électron est $p \sim \Delta p \sim \hbar / \Delta x$

1) La formation des étoiles à neutrons

Si la densité d'électrons est n_e , leur séparation est $\Delta x \sim n_e^{-1/3}$, donc le moment de chaque électron est :

$$p \sim \hbar n_e^{1/3}$$

Si on veut écrire la pression comme une fonction du moment (p), on utilise le fait que l'énergie cinétique est :

$0.5mv^2 = 1.5 NkT$ pour un gaz parfait

$\Rightarrow 0.333 mv^2 = NkT$ et $P = NkT/V$ et $p=mv$

$\Rightarrow 0.333 pv/V = P$ et $n_e \sim V^{-1}$

$\Rightarrow 0.333 n_e pv = P$

ou

$$P = \frac{1}{3} n_e p v = \frac{1}{3} n_e p \left(\frac{p}{m_e} \right)$$

1) La formation des étoiles à neutrons

Donc si la pression est donné par :

$$P = \frac{1}{3}n_e p v = \frac{1}{3}n_e p \left(\frac{p}{m_e} \right)$$

En utilisant

$$p \sim \hbar n_e^{1/3}$$

$$\longrightarrow P = \frac{1}{3}n_e (\hbar n_e^{1/3}) \left(\frac{\hbar n_e^{1/3}}{m_e} \right) \sim n_e^{5/3} \sim \rho^{5/3}$$

Et donc pour un gaz dégénéré, $P \sim \rho^{5/3}$

Si la vitesse des électrons approche la vitesse de la lumière :

$$P = \frac{1}{3} n_e (\hbar n_e^{1/3}) c \sim n_e^{4/3} \sim \rho^{4/3}$$

Pour le cas relativiste :

$$P_c \simeq P_{e,rel}$$

$$\rho^2 R^2 \sim \rho^{4/3}$$

$$R^2 \sim \rho^{-2/3}$$

$$R^2 \sim \frac{M^{-2/3}}{R^{-2}}$$

$$1 \sim M^{-1/3}$$

L'équilibre hydrostatique :

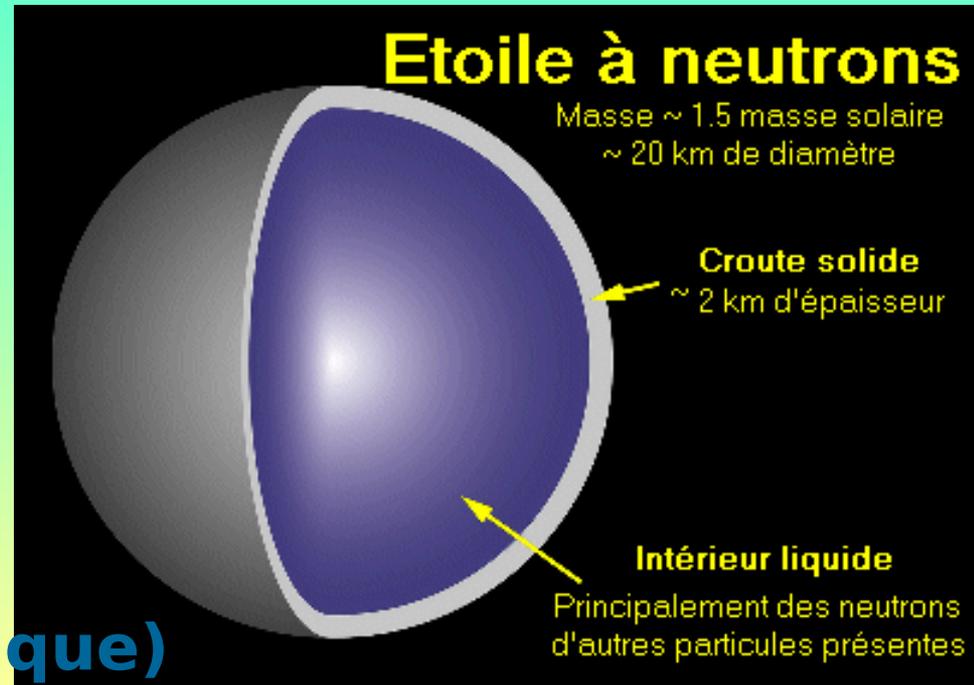
$$\frac{dP}{dr} = \frac{-GM\rho}{r^2} = \frac{-G (4/3 \pi r^3 \rho)\rho}{r^2} = -G 4/3 \pi r \rho^2$$

$$P_c = \int_0^R -4/3 G \pi r \rho^2 dr \\ = -2/3 G \pi R^2 \rho^2$$

- Le noyau a une masse maximale de $1.4 M_{\text{solaire}}$
- Cette masse s'appelle *la masse de Chandrasekhar* après Subrahmanyan Chandrasekhar
- Le noyau ne peut pas supporter une masse plus élevée que cette masse et s'effondre

1) La formation des étoiles à neutrons

- Pour un coeur $>1,4$ masse solaire, la matière est contrainte de prendre un **état dégénéré**
 - Les électrons ne peuvent plus rester sur leurs orbites autour des noyaux et sont forcés de pénétrer dans les noyaux atomiques
 - Les électrons fusionnent avec les protons pour ne plus laisser place qu'à des neutrons confinés.
 - Le **principe de Pauli** interdit aussi à deux neutrons de se trouver dans le même état au même endroit.
 - La force de gravitation est compensée par la **pression de dégénérescence des neutrons**.
- (dégénérescence baryonique)



2) Les propriétés des étoiles à neutrons

Etoile à neutrons
1,4 M_{solaire}



2) Les propriétés des étoiles à neutrons

Rotation de l'étoile à neutrons

Pour la stabilité de l'étoile :

Force gravitationnelle > force centripète

$$\Rightarrow \frac{GMm}{r^2} > \frac{mv^2}{r} \quad v = \frac{2\pi r}{P}$$

et P est la période

$$\frac{GM}{r^2} > \frac{4\pi^2 r}{P^2} \Rightarrow \frac{M}{4\pi r^3} > \frac{\pi}{P^2 G}$$

mais $\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi r^3}$ donc

$$\rho > \frac{3\pi}{P^2 G}$$

2) Les propriétés des étoiles à neutrons

Pour le pulsar du Crab (P=33ms) :

$$\rho > \frac{3\pi}{6.67 \times 10^{-11} \times 1100 \times 10^{-6}} \text{ kg m}^{-3}$$

donc $\rho > 1.3 \times 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$

Ceci est trop élevé pour une naine blanche
qui a une densité de $\sim 10^9 \text{ kg m}^{-3}$

2) Les propriétés des étoiles à neutrons

Induction magnétique

Flux magnétique, $\int B dS = \text{constante}$

surface

R_*

R_{NS}

Changement de rayon de $7 \times 10^8 \text{ m}$ à 10^4 m

$$\text{Changement à la surface } \frac{B_{ns}}{B_{Sun}} = \left[\frac{7 \times 10^8}{10^4} \right]^2 \cong 5 \times 10^9$$

Le soleil a un champ magnétique de $\sim 0.01\text{T}$ donc une étoile à neutrons a un champ magnétique de

$$B \sim 5 \times 10^7 \text{ Tesla} = 5 \times 10^{11} \text{ Gauss}$$

2) Les propriétés des magnétars

Magnétars (contraction de *magnetic star*).

- Un champ magnétique de $\sim 10^{14-15} \text{G}$
- B exerce des forces énormes sur sa croûte solide \rightarrow la croûte casse (tremblement d'étoile)
- Emission brève mais intense de rayons X durs
- Cette émission de radiation peut se reproduire à intervalles plus ou moins réguliers (SGR : Soft Gamma Repeaters.)
- Au bout de 10^4 ans, la source d'énergie (B) s'épuise, et le magnétar finit par devenir invisible. $\leq 10\%$ des étoiles à neutrons peuvent être des magnétars.



2) Les propriétés des étoiles à neutrons

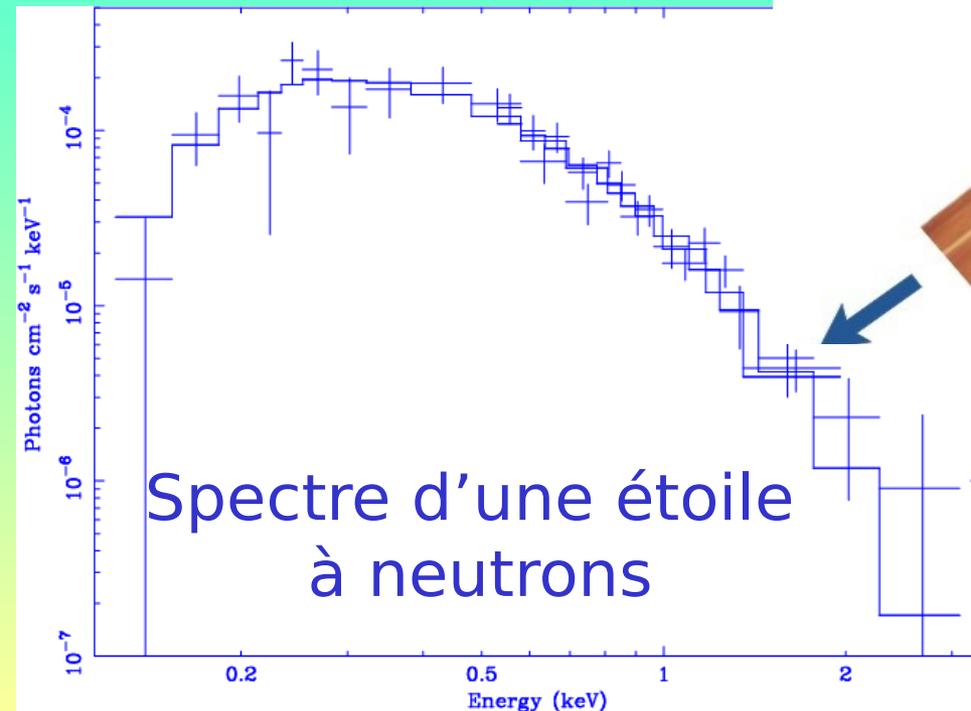
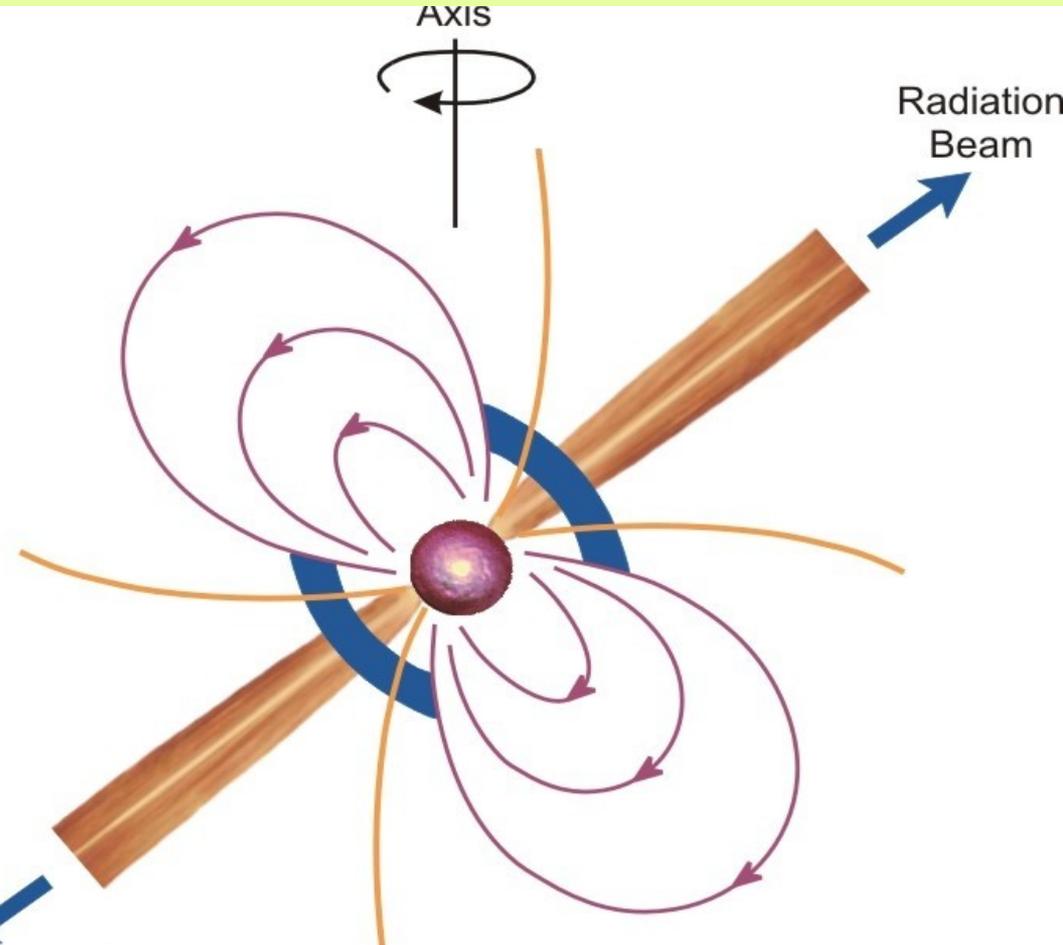
Les étoiles à neutrons

Température à la naissance $\sim 1 \times 10^6$ K

$\sim 7 \times 10^{-16}$ J

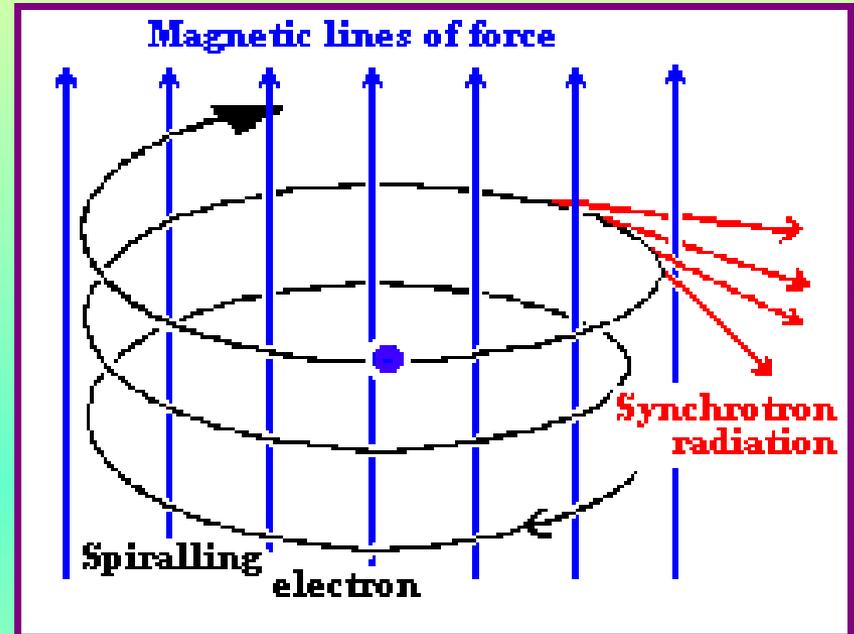
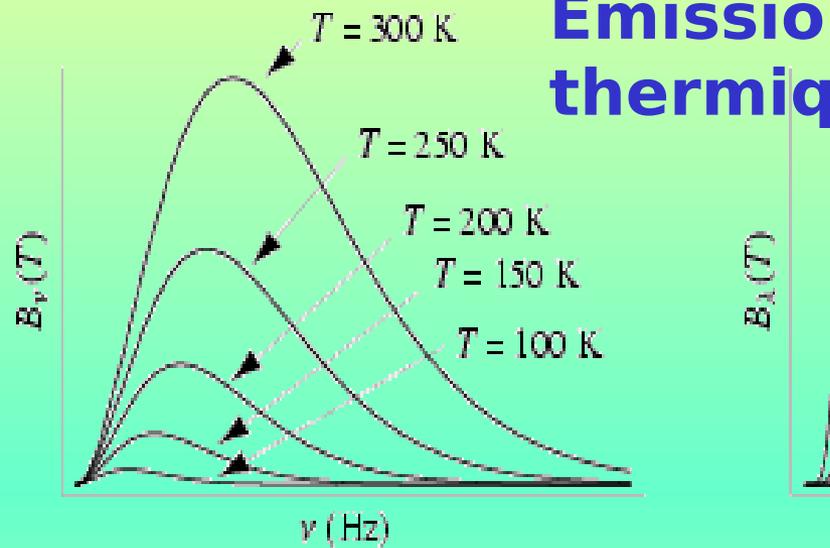
~ 4000 eV

⇒ émission thermique en rayons X

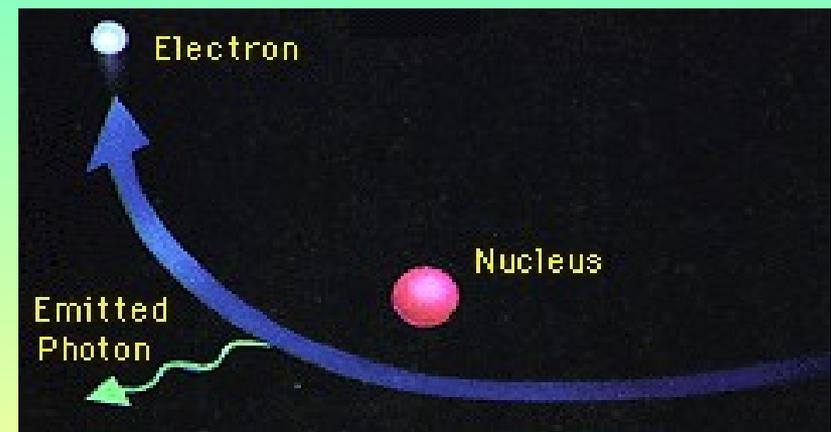
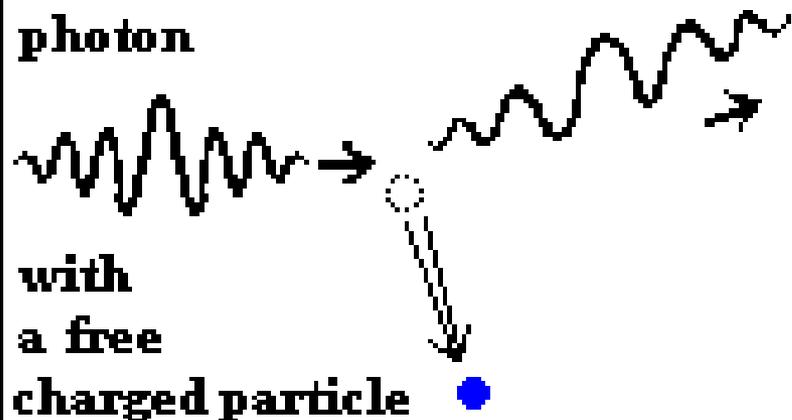


Comment générer le rayonnement à haute énergie ?

Emission thermique



COMPTON COLLISION of a photon



Bremsstrahlung

Pour réfléchir :

Qu'est-ce qu'il faut pour générer le rayonnement à haute énergie ?

A) Des particules

B) Un champ magnétique

C) Une accélération

D) Un photon

Pour réfléchir :

Par quels autres mécanismes l'étoile à neutrons peut elle rayonner ?

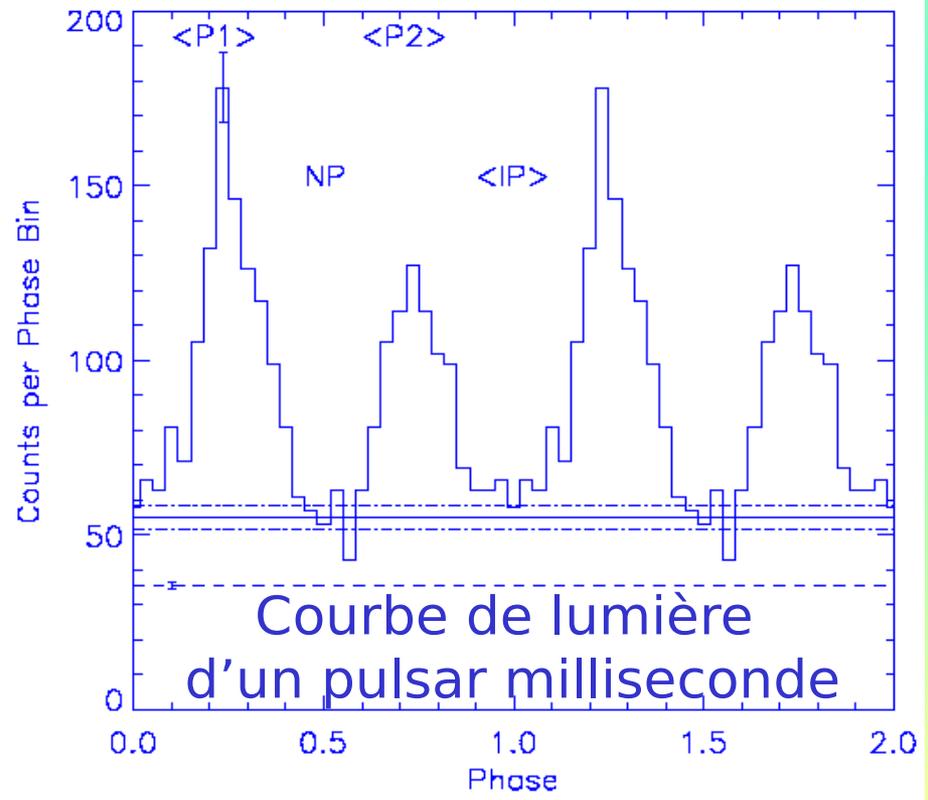
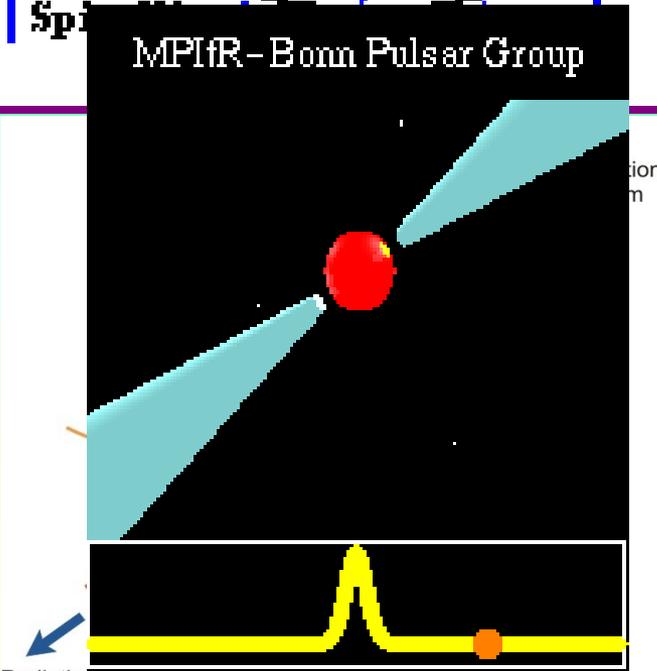
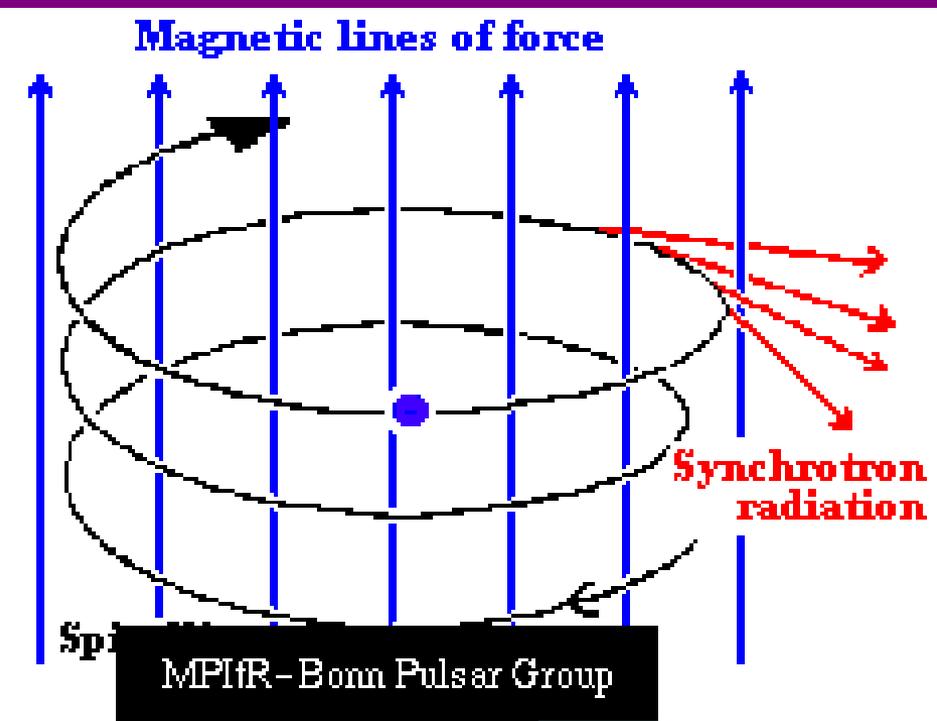
A) Diffusion Compton

B) Radiation synchrotron

C) Bremsstrahlung

3) Les caractéristiques des pulsars

Particules (e^+/e^-) accélérées dans le champ magnétique - émission non thermique



Pour réfléchir :

Est-ce que des étoiles à neutrons peuvent ne pas nous apparaître comme un pulsar mais apparaître comme un pulsar pour d'autres observateurs ailleurs dans l'Univers ?

OUI !

3) Les caractéristiques des pulsars

$$B_{\text{surf}} \propto (\dot{P} P)^{0.5}$$

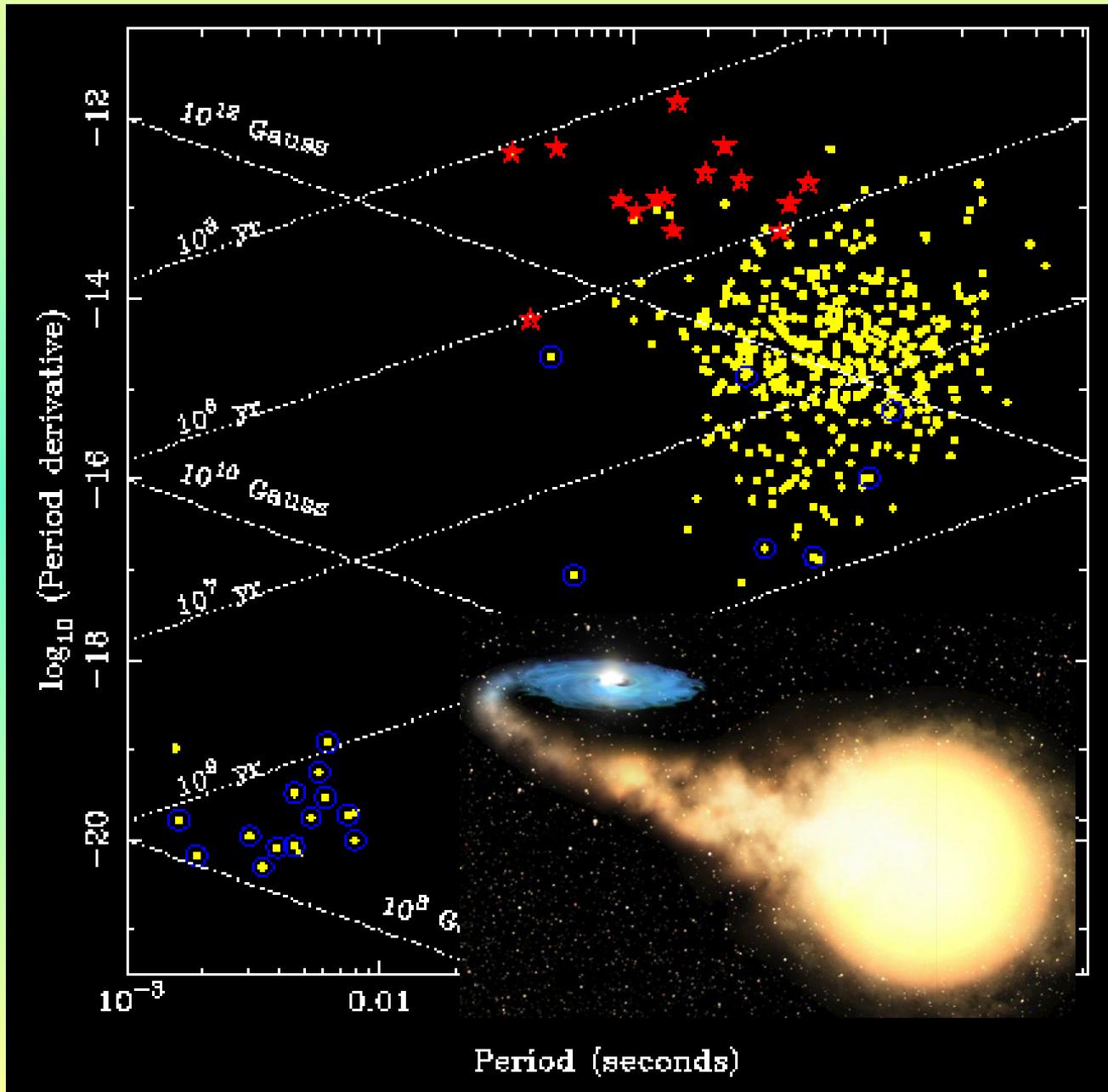
$$= (3c^3 I P \dot{P} / 8\pi^2 R^6)^{0.5}$$

Age caractéristique
 $\tau_c = P / 2\dot{P}$

★ Pulsar associé avec un reste d'explosion de Supernova

● Pulsar

○ Pulsar en binaire



3) Les caractéristiques des pulsars

Découvert en 1968 en radio (Hewish, Bell et al., 1968)

Première détection en X (Fishman et al., 1969)

Première détection en X d'un pulsar milliseconde en 1993 (J0437-4715, Becker & Trümper, 1993)

Beaucoup de questions ouvertes sur les pulsars milliseconde :

- Quelle modèle décrit la nature des pulsars milliseconde ?

- Pourquoi le champ magnétique est plus fort dans les pulsars que les pulsars milliseconde ?

- Comment le champ magnétique peut-il décroître ?

- Quand est-ce que cette décroissance a lieu ?

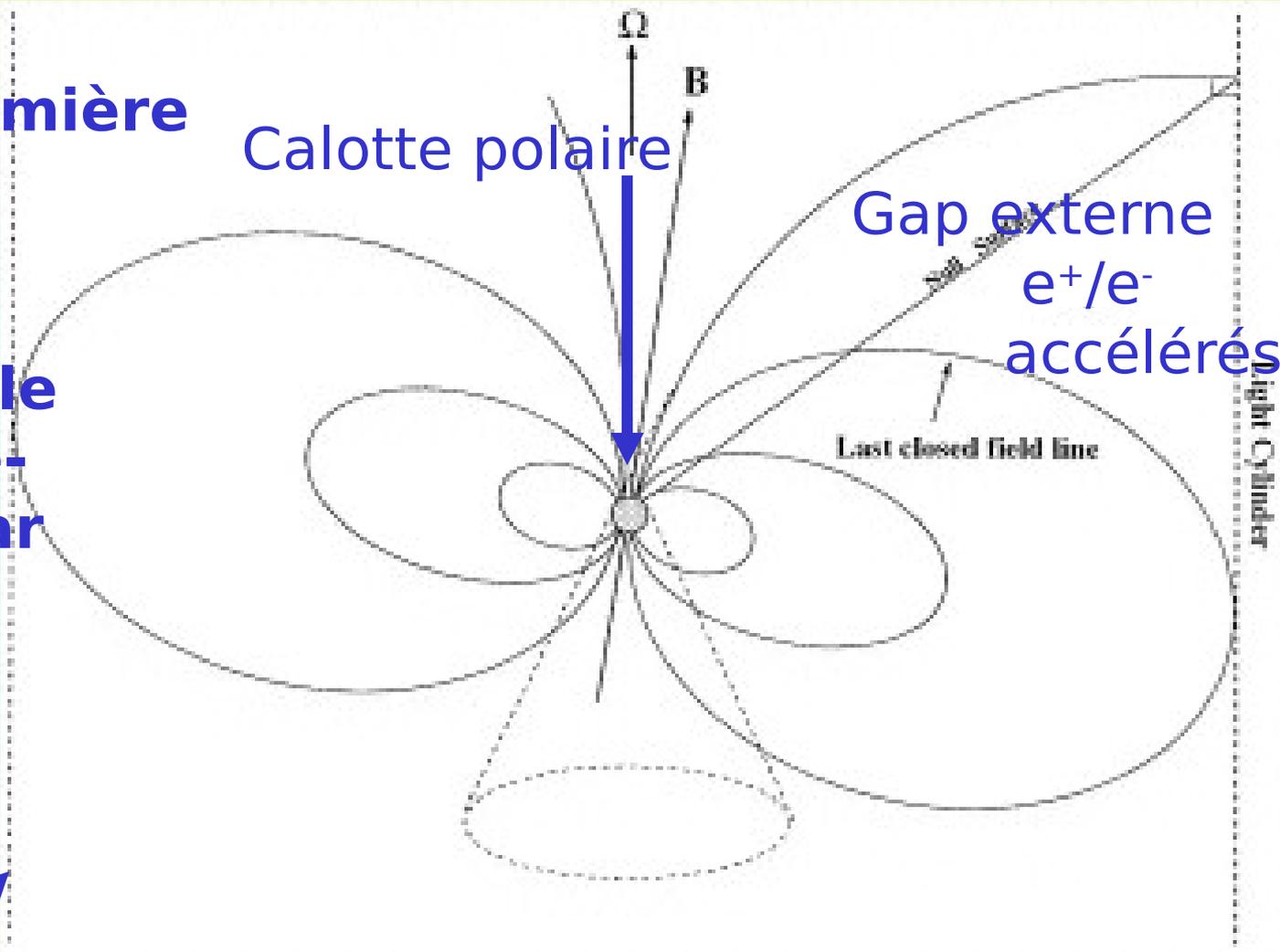
3) Les caractéristiques des pulsars

Cylindre de lumière

Rayon auquel les particules piégées dans le champ magnétique du pulsar tourne avec la vitesse de la lumière.

$$2 \pi r_{cl} / P = c$$

Cylindre de lumière



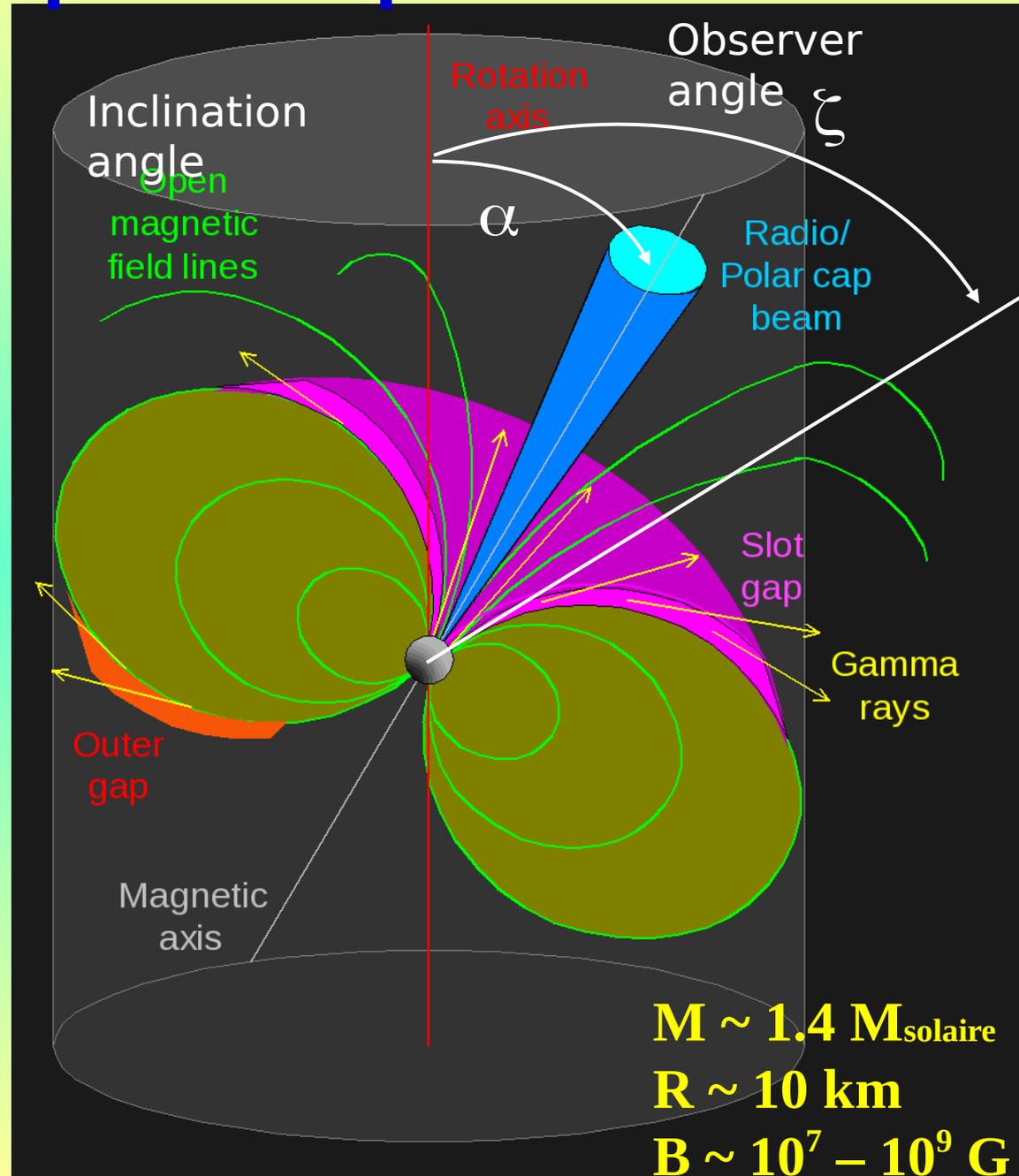
3) Les caractéristiques des pulsars

L'émission à haute énergie des pulsars

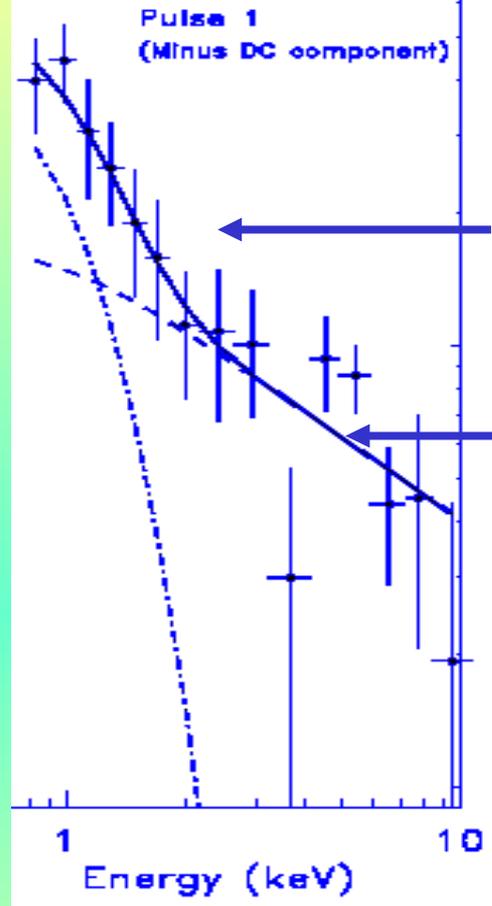
Avant Fermi, trois modèles :
Calotte polaire
Gap externe
Slot gap

Diffusion
Compton inverse
/radiation de courbure rayons γ

Découverte de l'émission γ des MSPs
(Abdo et al 2009a,b)



4) L'émission à haute énergie des pulsars



L'émission X :

Calotte polaire chauffée

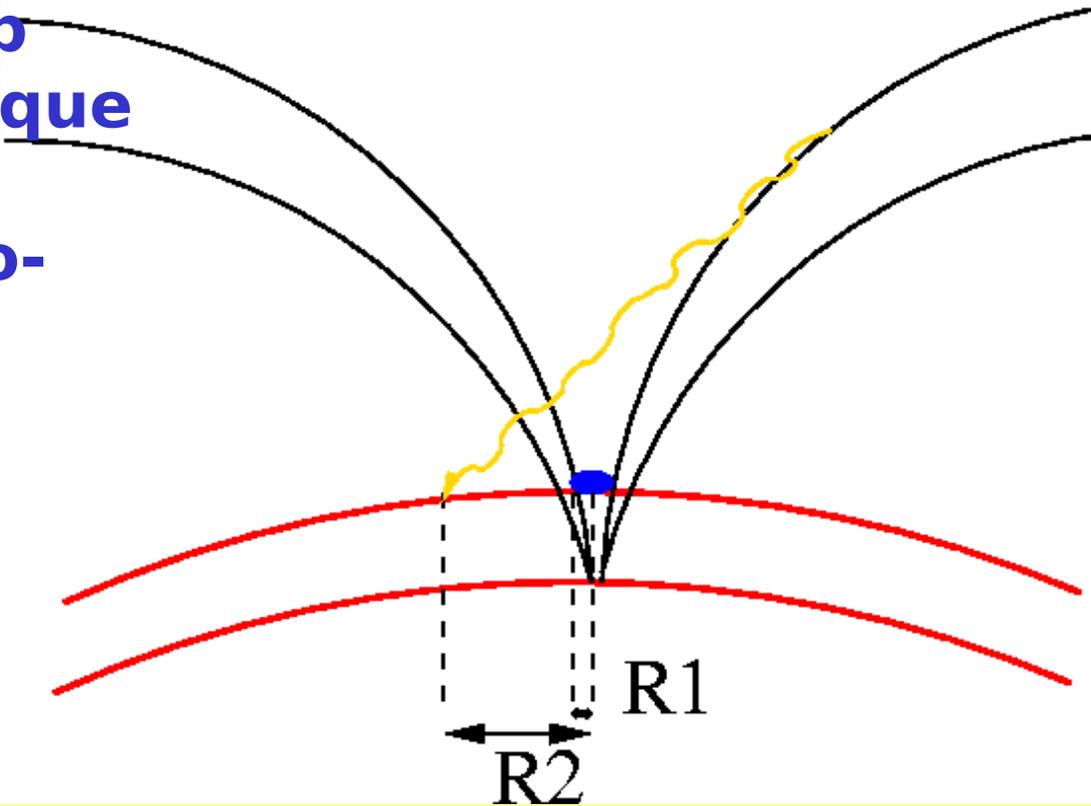
Radiation des paires e^\pm accélérées dans le champ magnétique de la magnéto-sphère

Bombardement des calottes polaires par les particules - émission thermique

Rayon et température de la calotte polaire déterminés des obs.:

$$T = 2.90 \pm 0.70 \times 10^6 \text{ K}$$

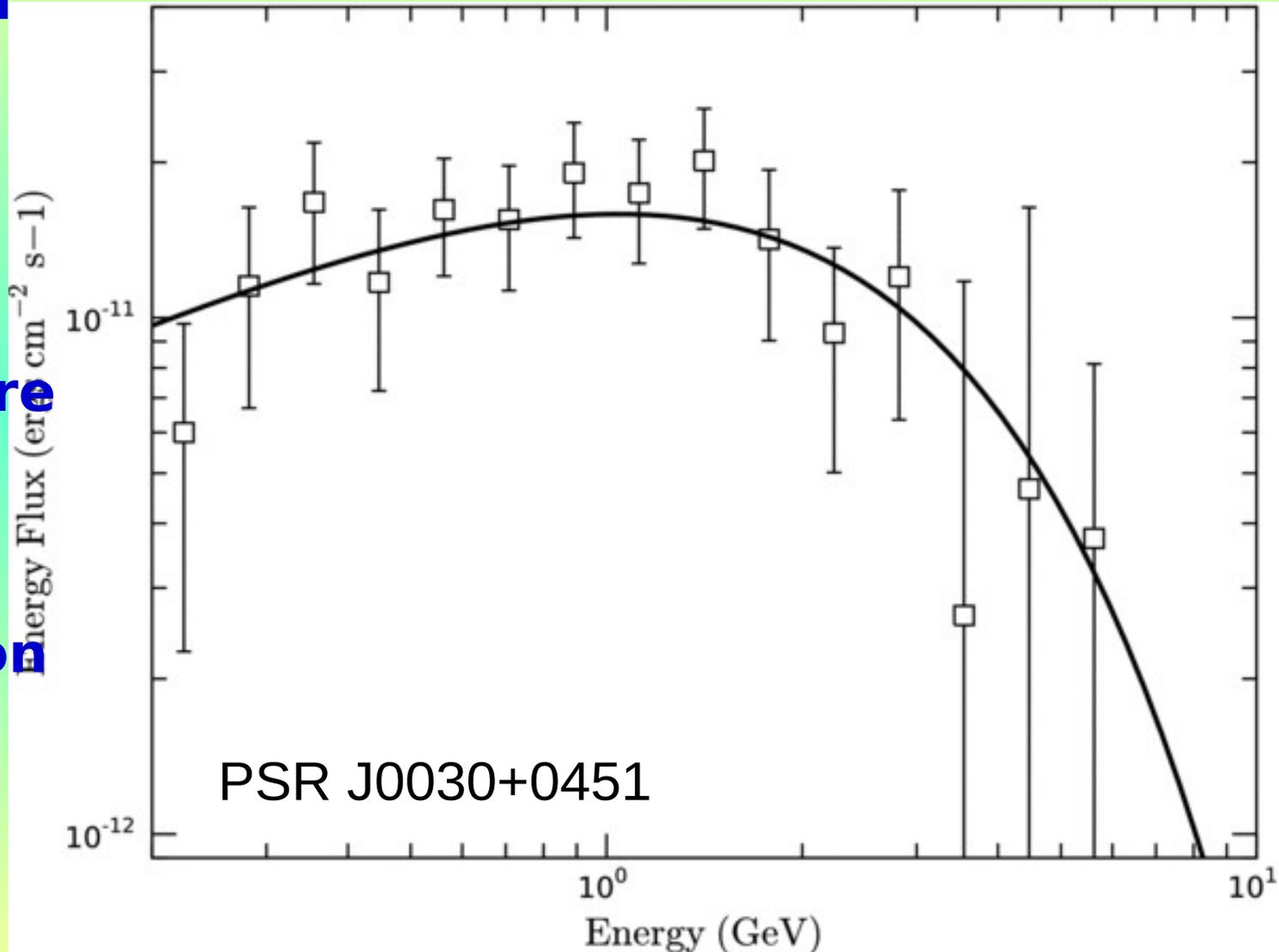
$$R = 0.37 \pm 0.33 \text{ km}$$



4) L'émission à haute énergie des pulsars

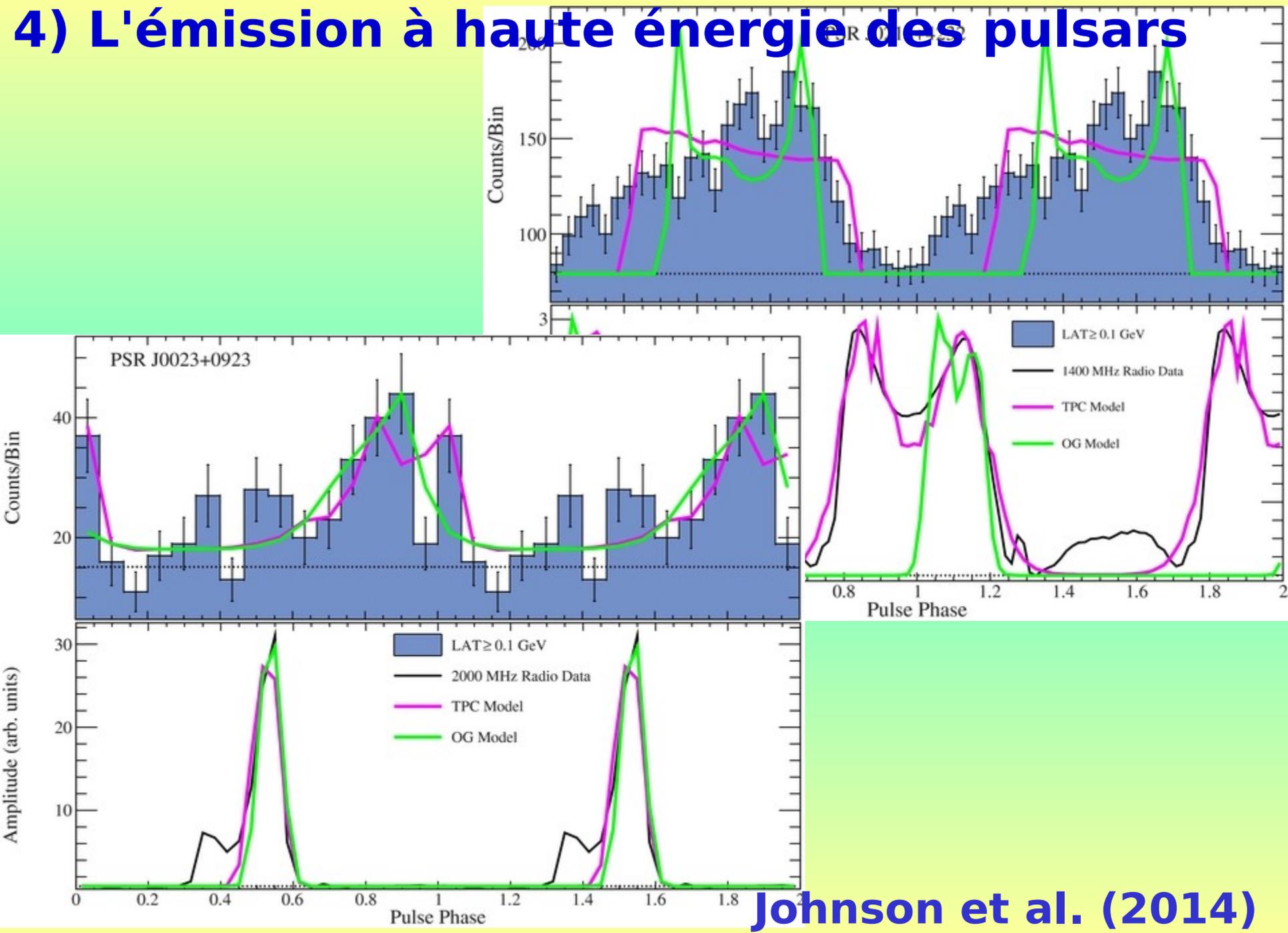
Émission en rayons gamma

Loi de puissance avec coupure à quelques GeV, qui indique de l'émission provenant du magnétosphère extérieur



Abdo et al. (2009)

4) L'émission à haute énergie des pulsars



Johnson et al. (2014)

4) L'émission à haute énergie des pulsars

Courbes de lumière divisé en 3 classes, ou le pic γ est:

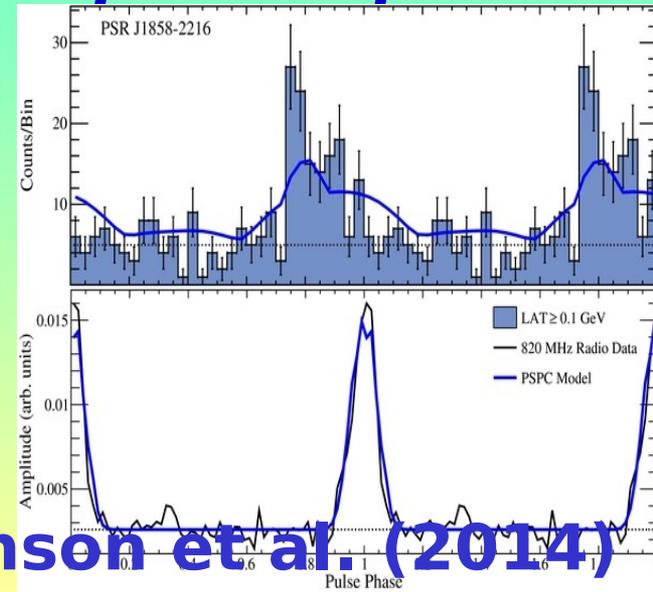
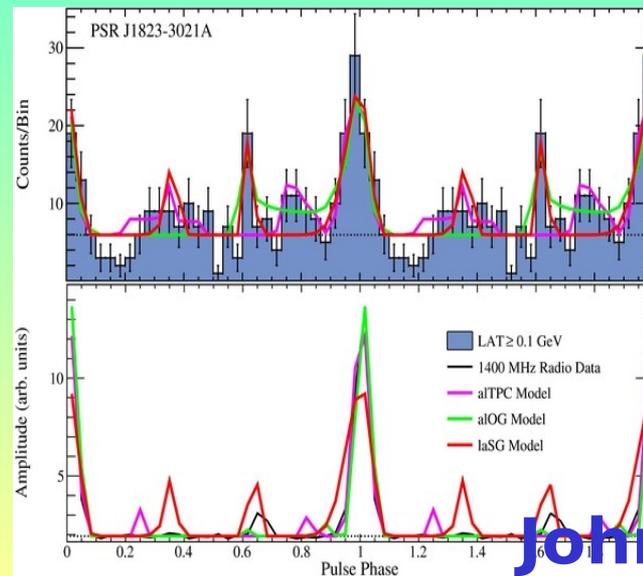
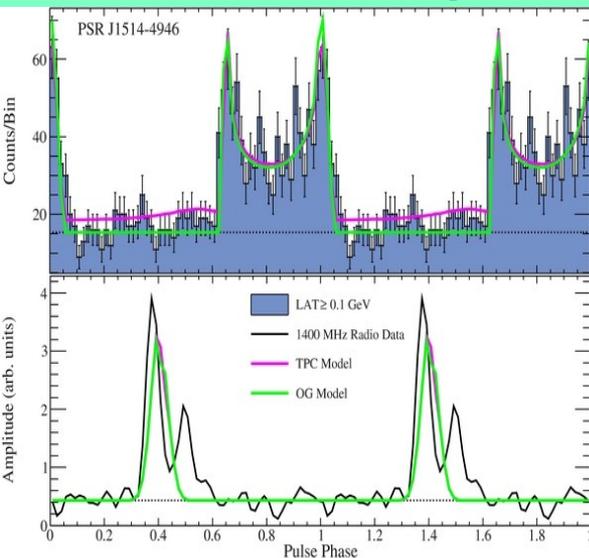
avant le pic radio (Classe I)

aligne avec le pic radio (Classe II)

après le pic radio (Classe III)

Les modèles de gap externe et slot gap (two-pole caustic) s'ajuste au mieux ~autant de classe I que II

Classe III s'ajuste avec le *pair-starved polar cap model*

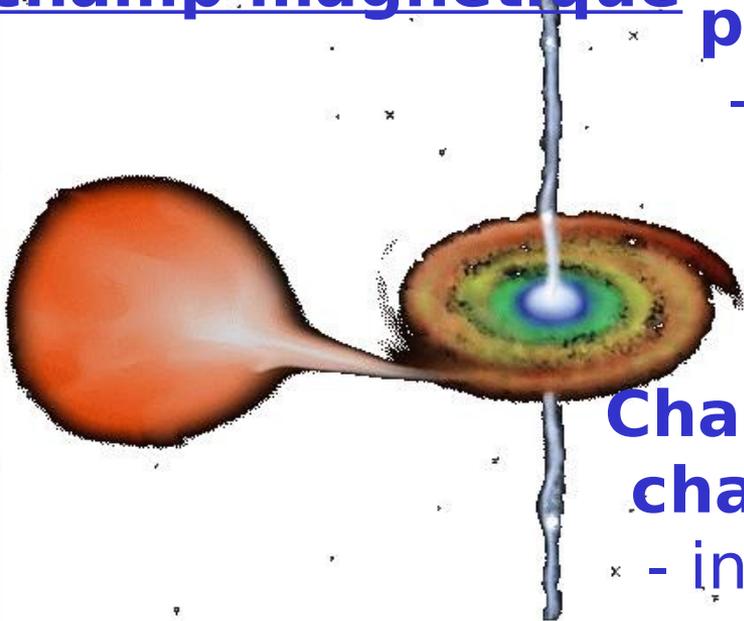


4) L'émission à haute énergie des pulsars

Décroissance du champ magnétique

Ecrantage du champ magnétique par accrétion (Romani 1990)

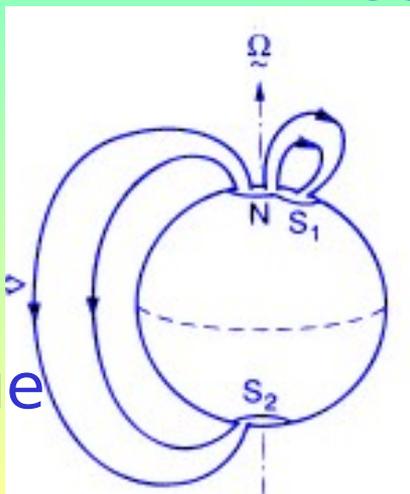
- détecte augmentation de la masse (PSR B1913+16, $M_1=1.4411(7)$ $M_2=1.3874(7)$)



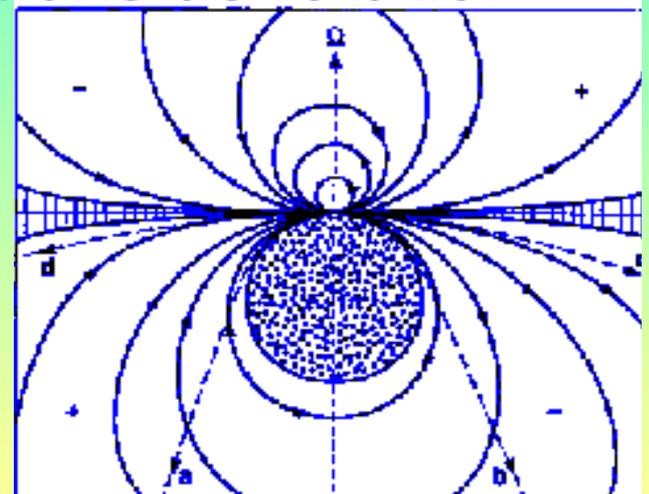
Changement de la configuration du champ magnétique (Ruderman 1991)

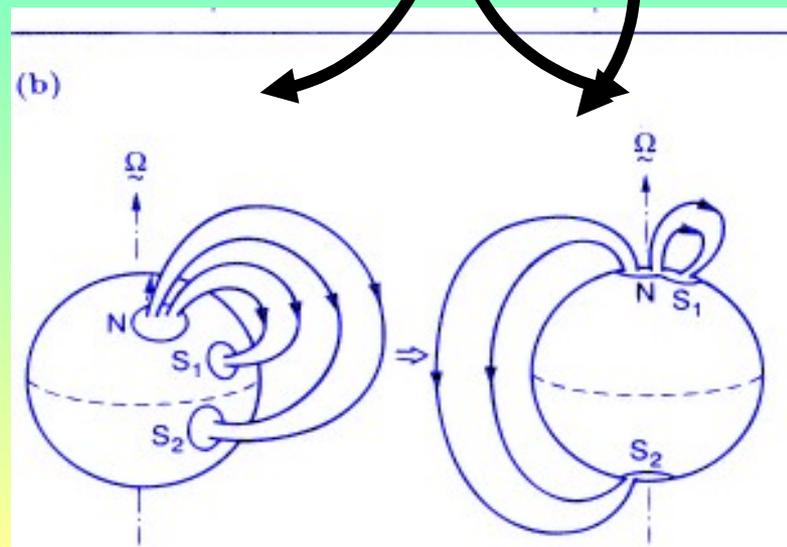
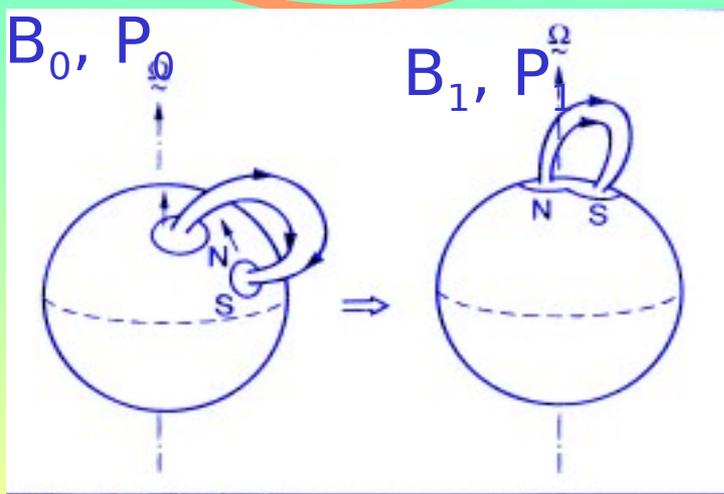
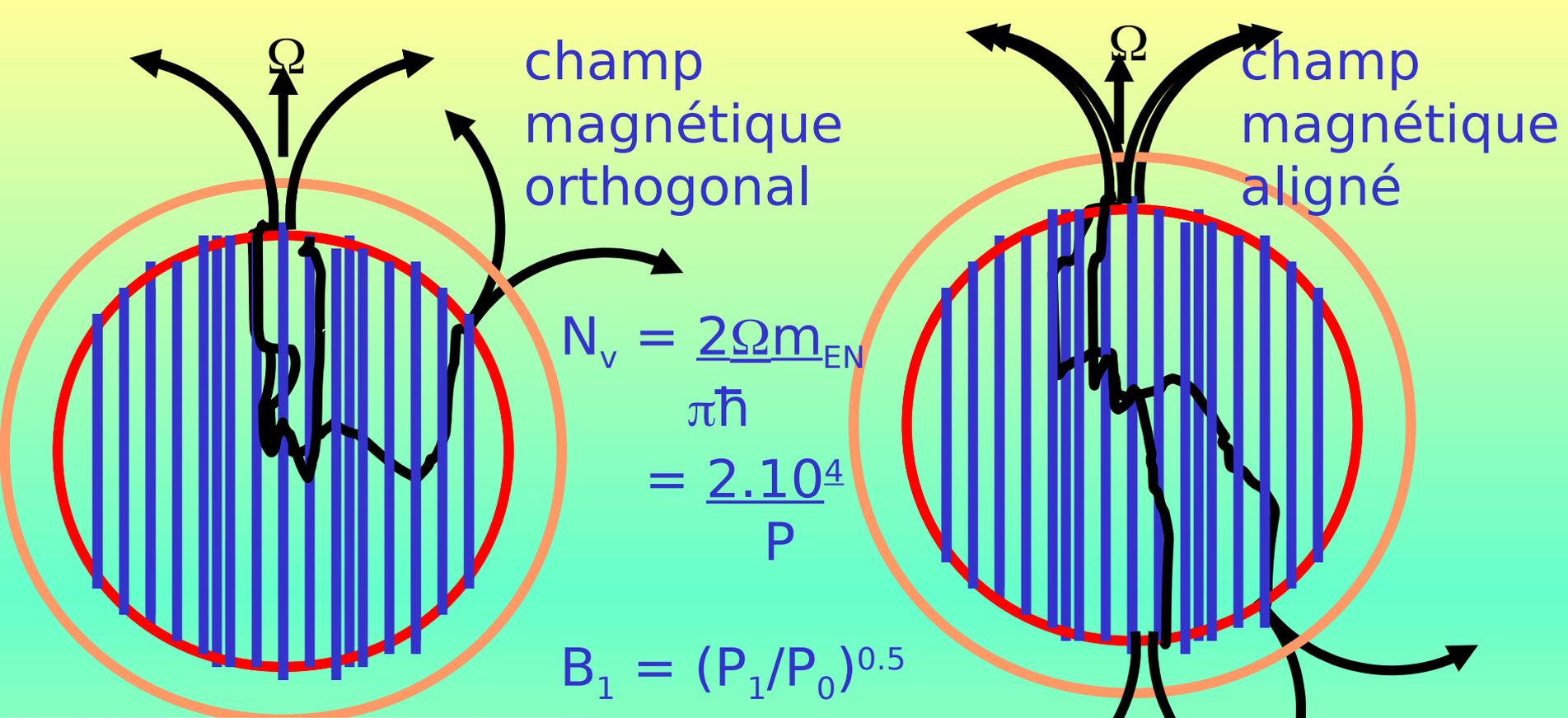
- indique un champ magnétique aligné ou orthogonal à l'axe de rotation

champ magnétique aligné



champ magnétique orthogonal





5) Les nebuleuses de vent de pulsar (PWNe)

Particules relativistes (e^\pm) injecté
le pulsar grâce qu vent magnéto-
dynamique relativiste

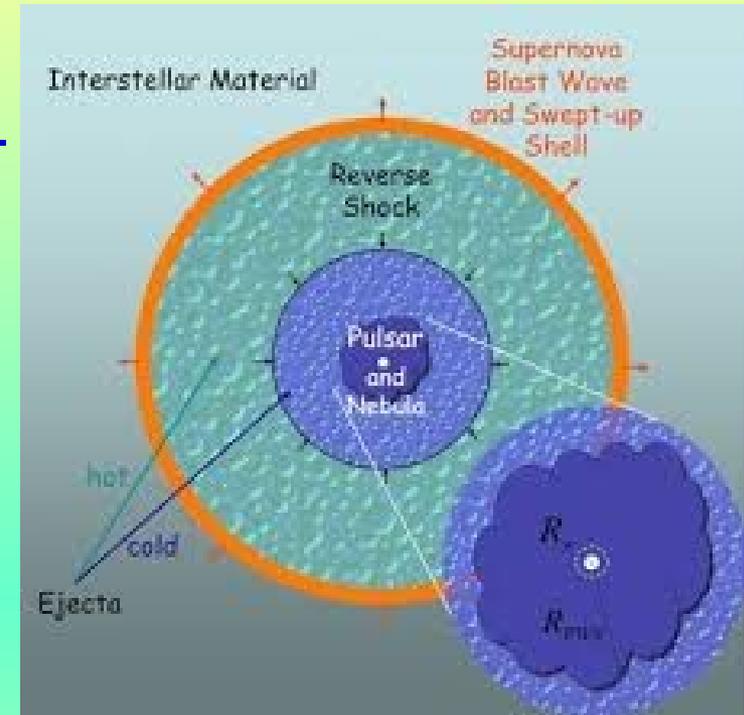
Ejecta du supernova balayé

Floh décéléré par le choc

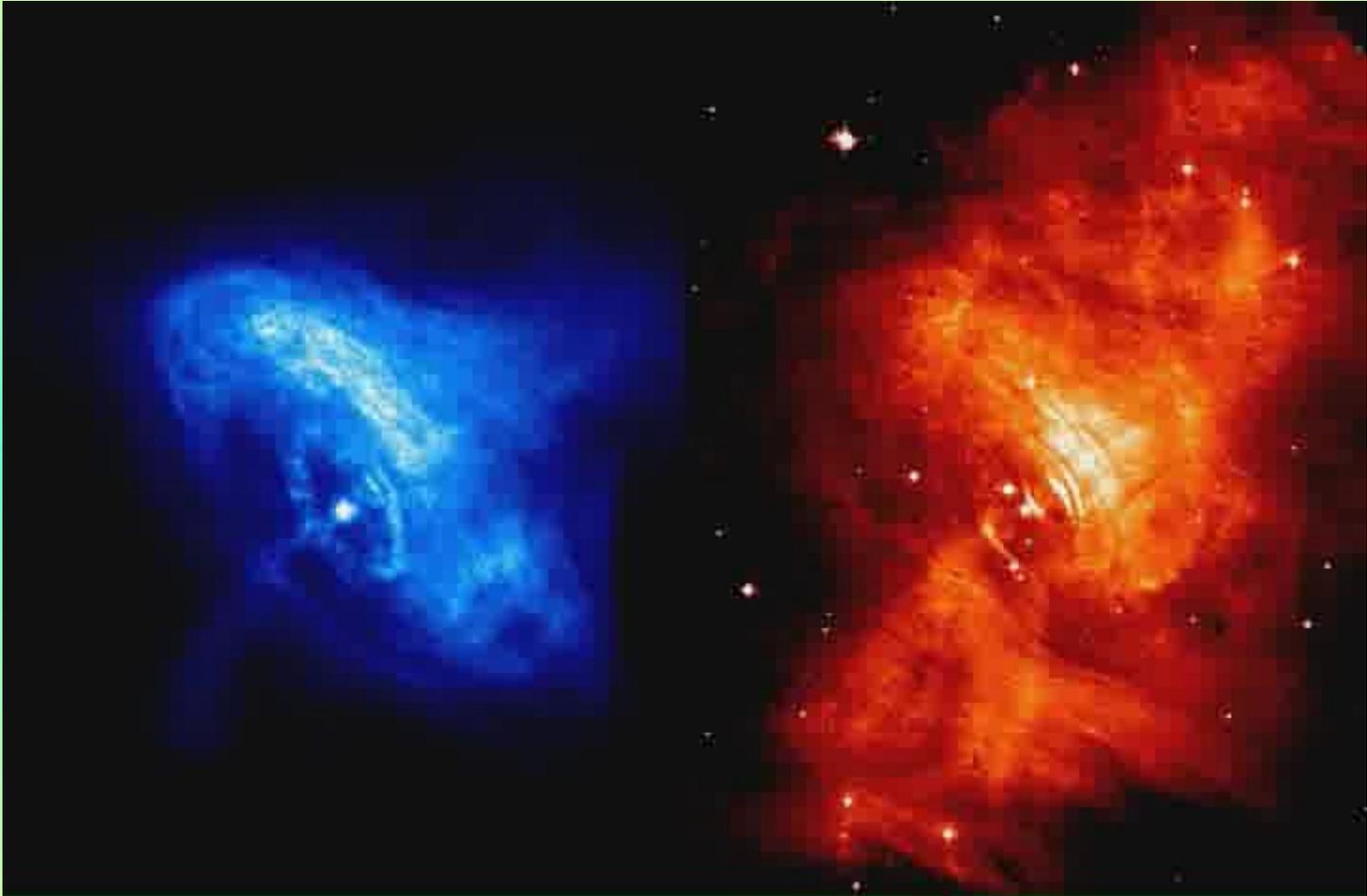
Particules accélérées par le choc
(Diffusive shock acceleration,
Resonant cyclotron absorption, etc.) et rayonnent

Observations des PWNe en rayons γ \rightarrow contraintes sur la
nature des processus de radiation responsable de
l'émission à haute énergie (leptonique/hadronique)

Obs. Multi- λ des PWNe & modélisation des spectres \rightarrow
contraintes sur le B, le spectre des particules injecté, etc.



5) Les nebuleuses de vent de pulsar (PWNe)



5) Les nebuleuses de vent de pulsar (PWNe)

- Les pulsars ralentissent => perte de l'énergie rotationnelle. Est-ce que cette perte d'énergie donne l'émission observée ?
- Energie rotationnelle :

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{I}{2} \left[\frac{4\pi^2}{P^2} \right] = \frac{2I\pi^2}{P^2}$$

donc

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{2I\pi^2}{P^2} \right] = - \frac{4I\pi^2}{P^3} \frac{dP}{dt}$$

$$I = \frac{2}{5} MR^2 = \frac{2}{5} \times 2 \times 10^{30} \times 10^8 \text{ kg m}^2$$

$$= 0.8 \times 10^{38} \text{ kg m}^2 \text{ pour le Crab}$$

$$\text{Et } \frac{dE}{dt} = \frac{-4 \times 0.8 \times 10^{38}}{(0.033)^2} \times 10 \left[\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right] \text{watts}$$

$$= -3 \times 10^{42} \left[\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \right] \text{watts}$$

D'observation :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \sim 10^{-11} \text{ s}^{-1}$$

Donc l'énergie

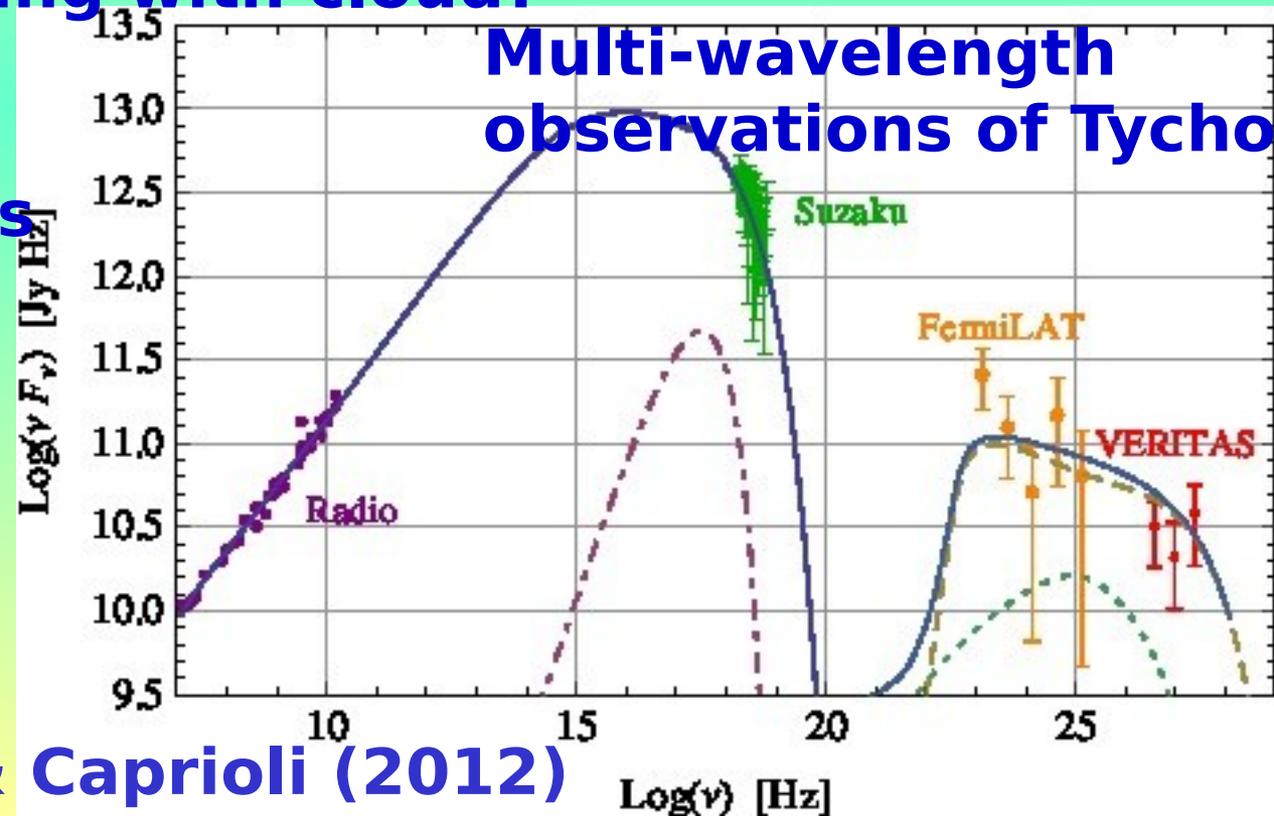
perdue par le pulsar - $\frac{dE}{dt} \cong 3 \times 10^{31} \text{ watts}$

L'émission est équivalente à celle de la nébuleuse du Crab et l'énergie perdue explique l'énergie observée

5) Les nebuleuses de vent de pulsar (PWNe)

- X-ray observations show synchrotron rims - electrons with $E > 100$ TeV
- Dynamical measurements of shocks show efficient acceleration of protons
- Evidence for interaction with molecular cloud
- TeV gamma-rays observed by VERITAS - escaping particles interacting with cloud?

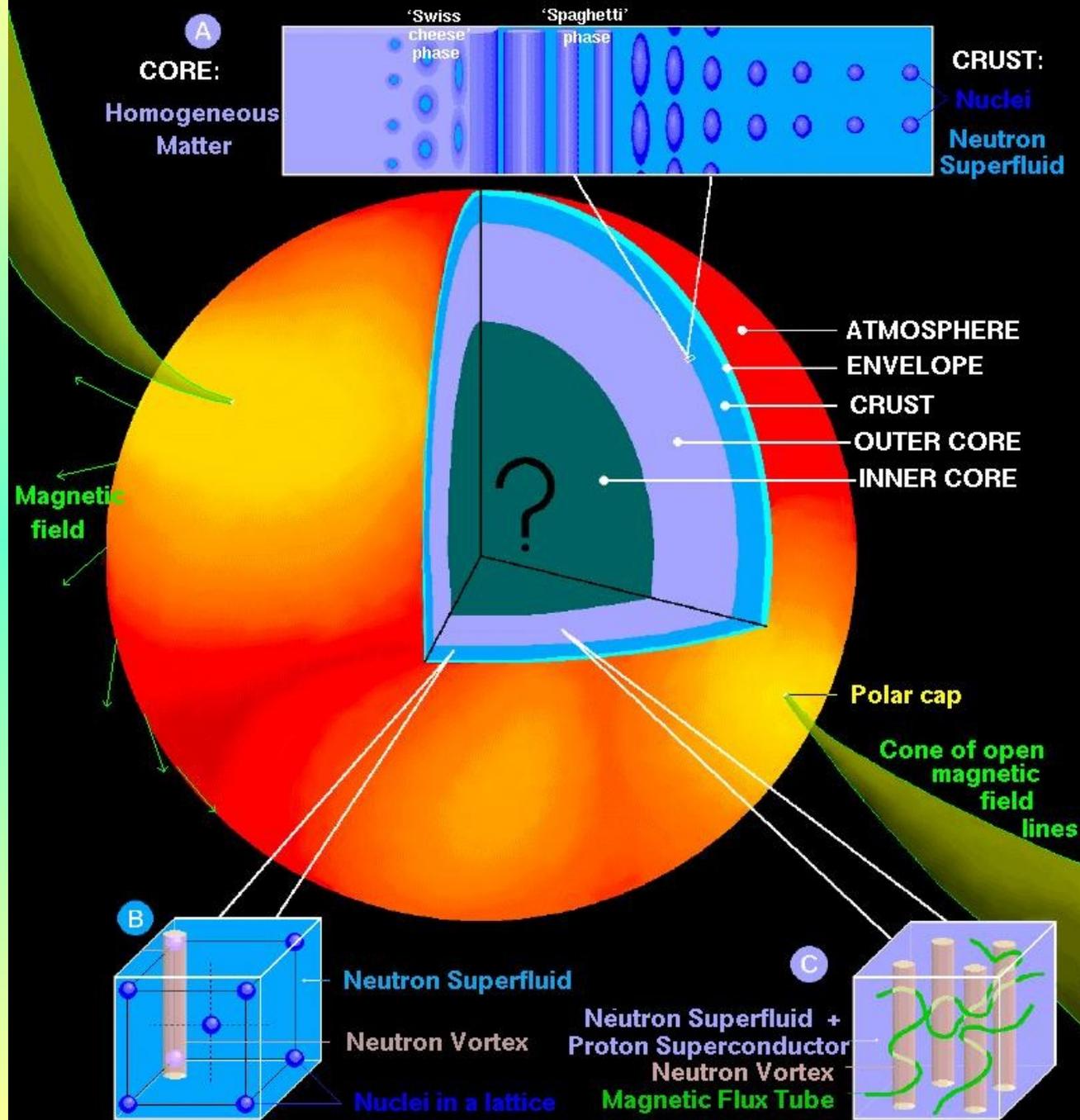
• Modeling including Fermi LAT data suggests γ -ray emission is dominated by hadrons



Morlino & Caprioli (2012)

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

A NEUTRON STAR: SURFACE and INTERIOR



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

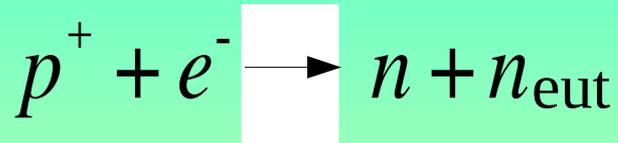
Des naines blanches aux étoiles à neutrons



Pas de neutronisation

Neutronisation des noyaux

Neutron drip (égouttage de neutrons)



- **Provoque perte catastrophique d'énergie du système (absorption et émission de neutrinos)**
- **Effondrement de la matière dans ce régime**
- **Permet d'obtenir des neutrons libres et stables**
- **Lutte contre l'effondrement de la matière dans ce régime**

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Plusieurs mécanismes sont susceptibles de modifier la composition de la matière de l'étoile compacte :

(1) la neutronisation

(2) la formation de muons

**(3) la formation de condensations de bosons
(pions, kaons)**

(4) l'hypéronisation

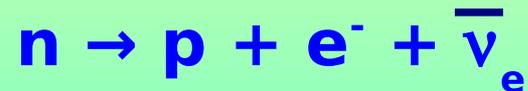
**(5) la transition vers un plasma de quarks déconfinés
(matière étrange)**

Les trois derniers impliquent une véritable transition de phase dans la matière ultracompacte.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

La neutronisation

L'équilibre β :



A $\rho \sim 10^7 \text{ g cm}^{-3}$

Elle accélère l'effondrement du coeur en consommant les électrons qui participait à la pression de dégénérescence

Des noyaux lourds chargés en neutrons sont produits.

A $\rho > 3 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$: neutron drip

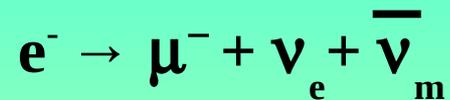
(éjection de neutrons libre depuis les noyaux).

La dégénérescence des nucléons substantielle
Sans autre phénomène, la matière serait une soupe de neutrons, protons et électrons en équilibre β
 $p = e^-$ et minoritaires par rapport aux neutrons.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

L'apparition de muons

Quand $\rho \uparrow$ le potentiel chimique s'accroît.
Ainsi, il devient possible de peupler l'étoile en μ



Les neutrinos s'échappent de l'étoile ce qui diminue l'énergie et contribue à son effondrement.

Les muons formés peuvent alors jouer le même rôle que les électrons dans l'équilibre Beta généralisé.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

L'hypéronisation

Des réactions fortes entre nucléons (N) provoquant l'apparition de nouvelles particules, comme l'hypéron lambda :



Si ces particules ne subissent pas une transition de phase vers un état condensé (ce sont des bosons), les kaons sont libres de décroître pour former des leptons et des photons.

Ces photons et neutrinos s'échappent de l'étoile ce qui diminue la température, l'énergie interne du milieu, accélère l'effondrement et, en retour, augmente la dégénérescence des baryons.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Finally, the hyperons produced are trapped in their « Fermi sea ».

They become stable because the Pauli exclusion principle forbids the appearance of their decay products (« Pauli blocking »).

The conservation of strangeness (zero at the start) is violated because the negative strangeness of kaons is permanently lost (Prakash, Cooke & Lattimer, 1995).

The process continues until the whole star is in a degenerate state in which no further reaction is possible.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

**La transition de phase en un plasma de quarks
déconfinés**

**Un plasma de quarks u d & s déconfinés pourrait
exister**

**L'hypothèse de la matière étrange stipule que l'état
fondamental (au sens d'énergie minimale) pour la
matière selon l'interaction forte pour des compacités
extrêmes est un plasma de quarks libres.**

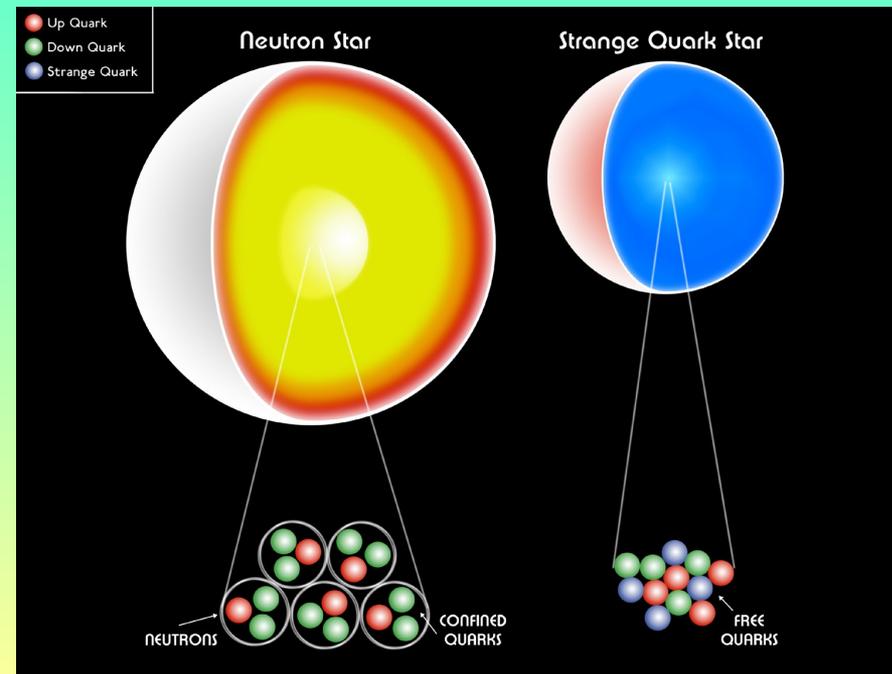
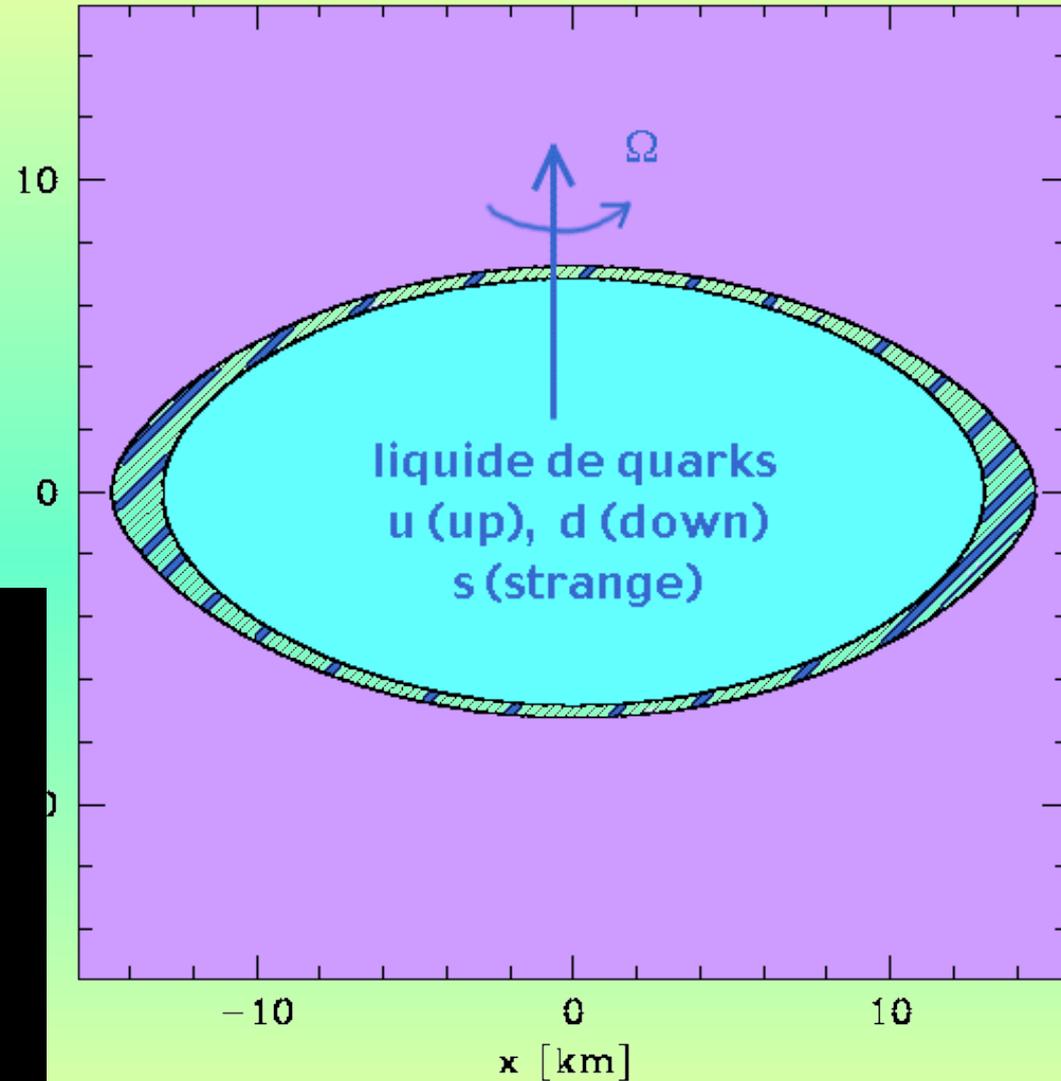
**Il n'existe pas de traitement rigoureux de l'équation
d'état d'un plasma de quarks et la transition de
phase d'un système de quark confiné en un plasma
de quarks libres est un mécanisme très discuté.**

**On ne sait pas si le déconfinement est une
transition du premier ou du second ordre.**

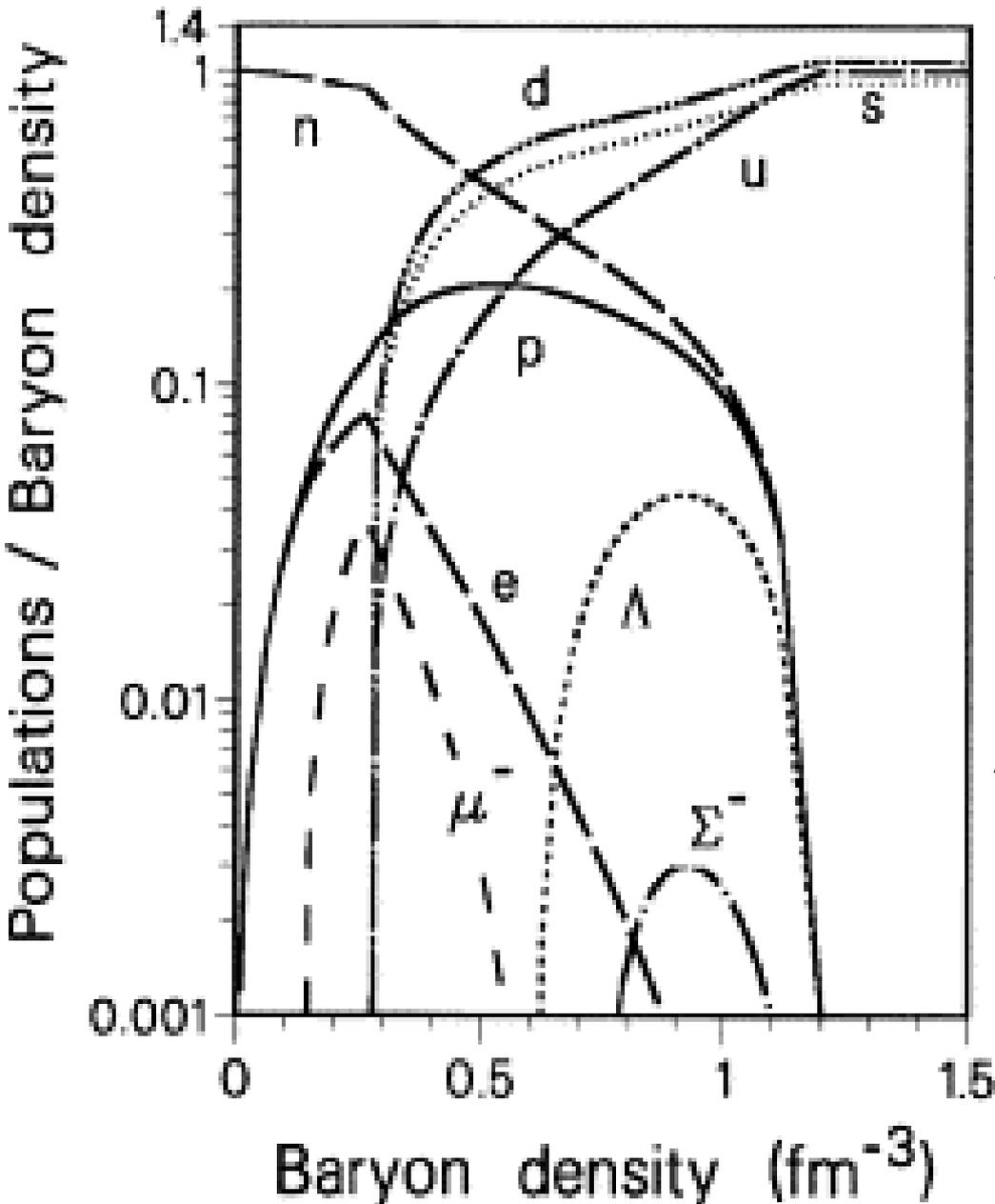
6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Rayon de l'étoile à quarks < rayon de l'étoile à neutrons

Tenu par les gluons z [km]

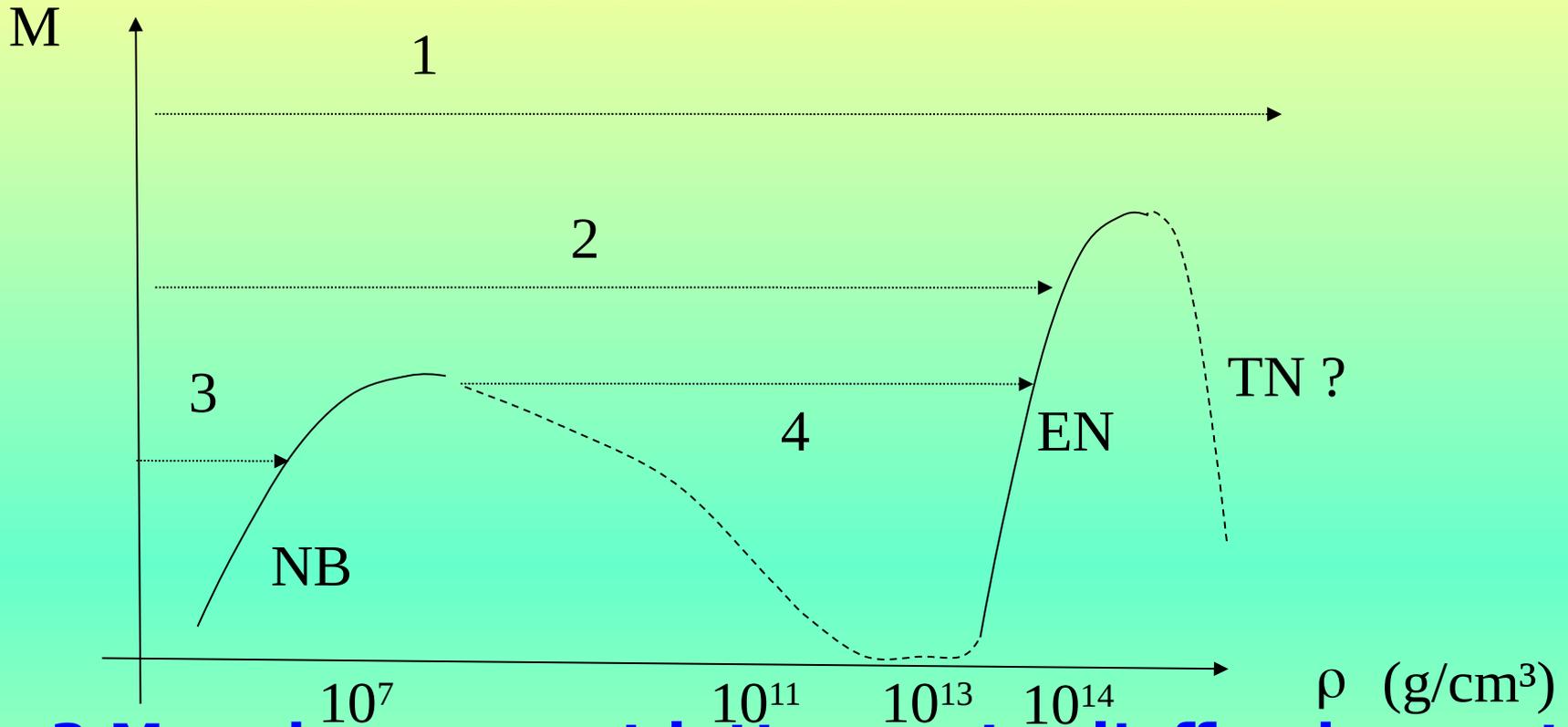


6) L'intérieur des étoiles à neutrons



Composition de la matière hadronique hyperonisée avec transition de phase vers un déconfinement des hadrons à haute densité (population de quarks u d et s). Entre 0.3 et 1.2 fm⁻³, une phase mixée de matière apparaît. Au delà, seuls subsistent les quarks libres.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons



1 : $>3 M_{\text{sol}}$, rien ne peut lutter contre l'effondrement de l'espace-temps en une singularité : le trou noir (même en considérant une répulsion nucléaire infinie)

2 : Stabilisation du cœur stellaire en étoile à neutrons.

3 : Stabilisation du cœur stellaire en naine blanche.

4 : Une naine blanche accrétante qui atteint la masse de Chandrasekhar. Formation d'une étoile à neutrons.

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

PAL - Prakash, Ainsworth & Lattimer (1988)

Neutrons + protons en utilisant une potentielle schématique

SQM - Prakash, Cooke & Lattimer (1995)

Modèle de quark étrange

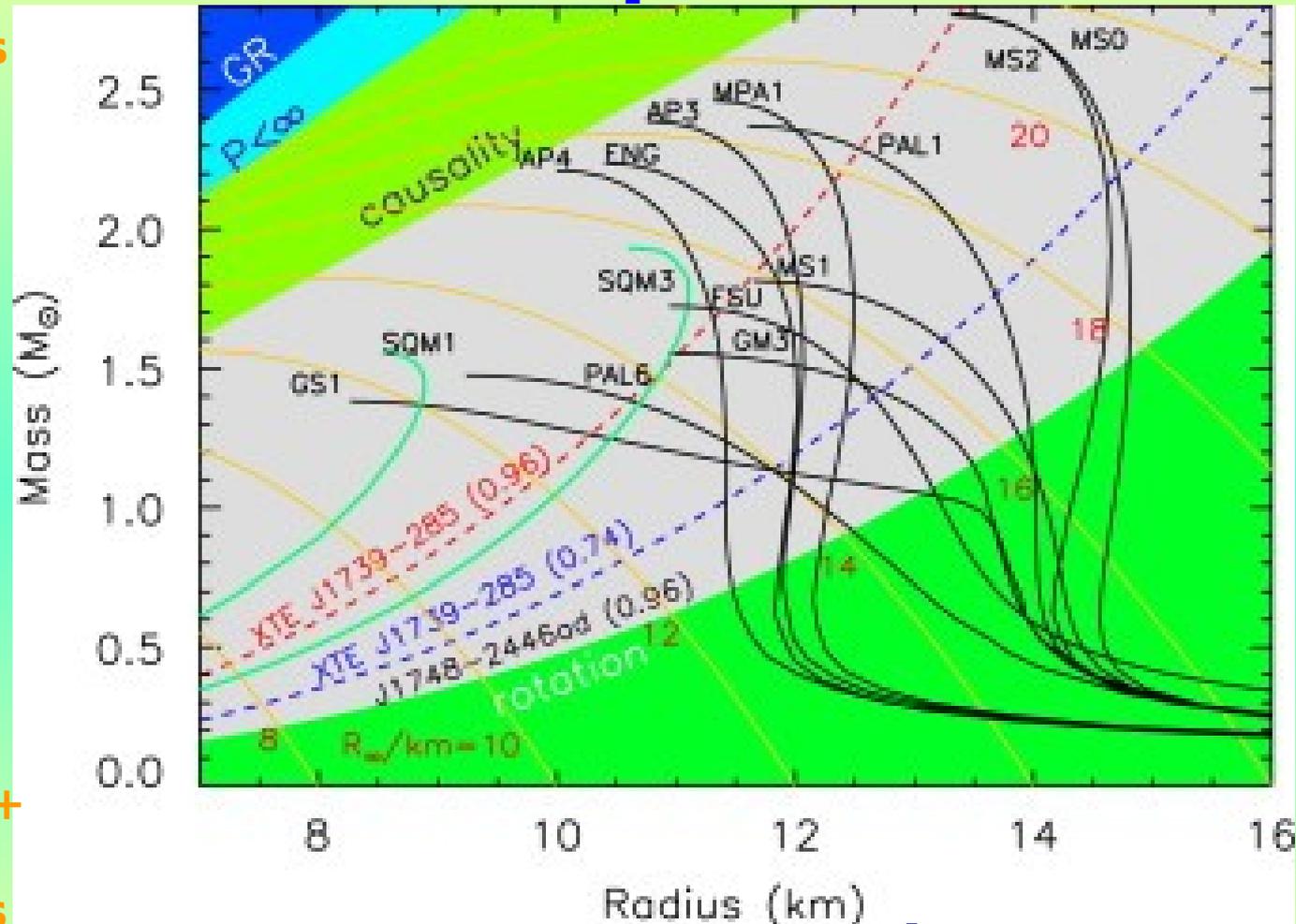
GM - Glendenning & Moszkowski (1991)

Neutrons, protons + hypérons avec la théorie des champs

GS - Glendenning & Schaffner-Bielich (1991)

Neutrons, protons + kaons avec la théorie des champs

L'équation d'état



Lattimer & Prakash (2007)

Nous avons besoin de mesurer la masse et le rayon de l'étoile à neutrons pour connaître sa composition

Mesurer le rayon d'une étoile à neutrons est comparable à mesurer :

- A) l hauteur de la tour Eiffel depuis Londres**
- B) l hauteur d'une maison aux Etats Unis depuis la France**
- C) l épaisseur d'un cheveux sur la lune**

Nous avons besoin de mesurer la masse et le rayon de l'étoile à neutrons pour connaître sa composition

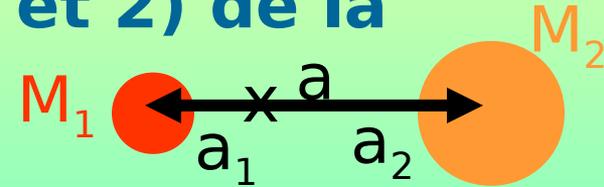
Mesurer le rayon d'une étoile à neutrons est comparable à mesurer :

C) l'épaisseur d'un cheveu sur la lune

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Déterminer la masse de l'étoile à neutrons

En considérant les deux étoiles (1 et 2) de la binaire comme des points :



La force exercée sur les deux étoiles est égale :

$$|M_1 \mathbf{a}_1| = |M_2 \mathbf{a}_2| \quad \text{et} \quad \frac{|\mathbf{a}_1|}{|\mathbf{a}|} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (a = a_1 + a_2)$$

En prenant en compte l'inclinaison du système :

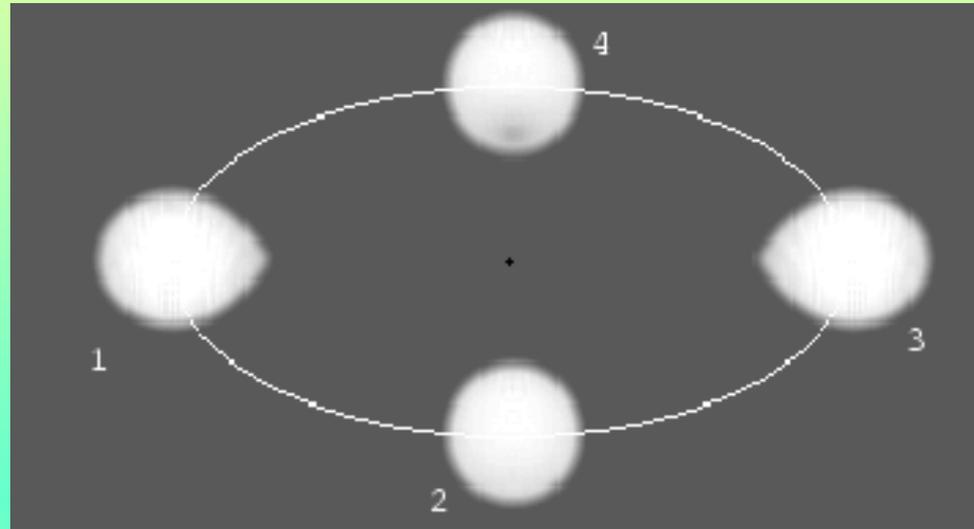
$$(a_1 \sin i)^3 = \frac{M_2^3 a^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^3}$$

Et en utilisant la troisième loi de Kepler :

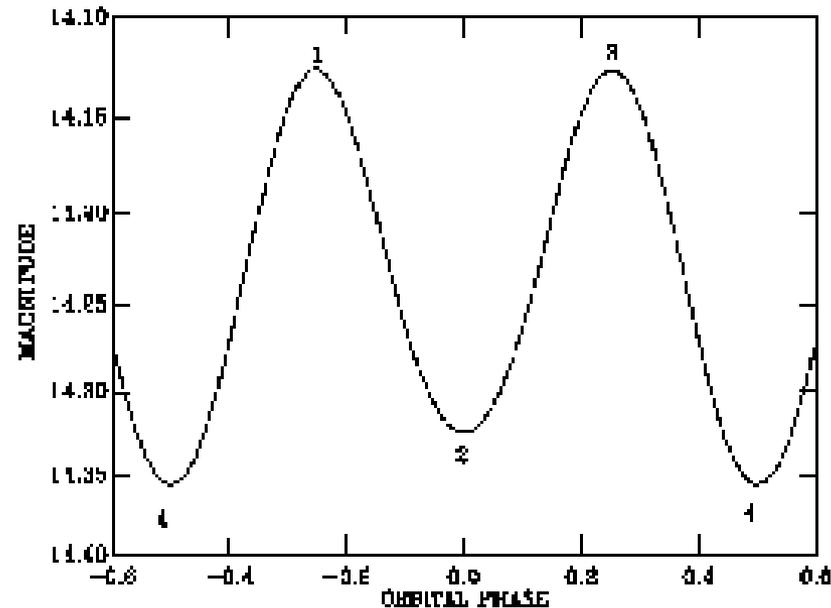
$$\frac{4\pi^2 a^3}{P^2} = G(M_1 + M_2) \quad \Rightarrow \quad (a_1 \sin i)^3 = \frac{M_2^3 G P^2 \sin^3 i}{4\pi^2 (M_1 + M_2)^2}$$

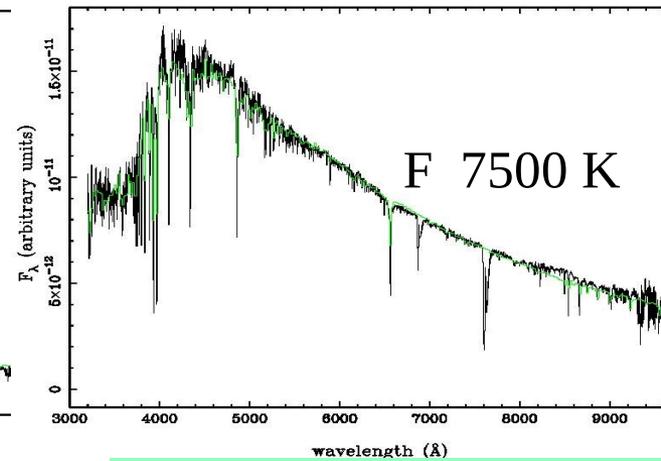
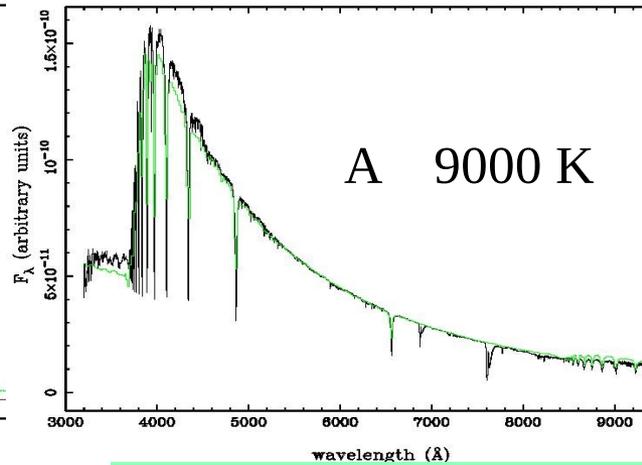
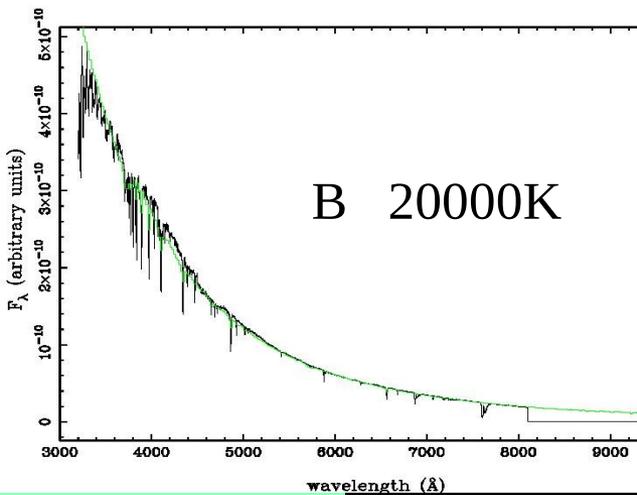
6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Modulation ellipsoïdale

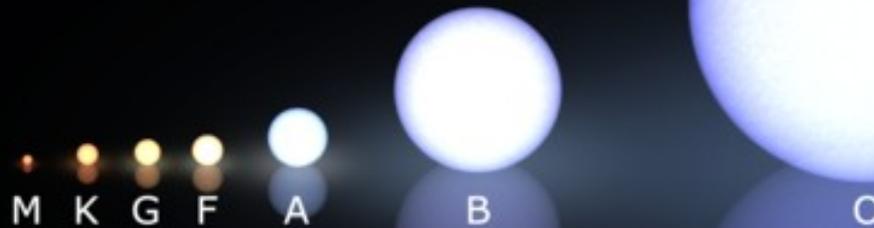


$$F(M) = \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}$$
$$= \frac{P K_2^3}{2 \pi G}$$





O B A F G K M
 'Oh Be A Fine Girl, Kiss Me'



G4V HD117176

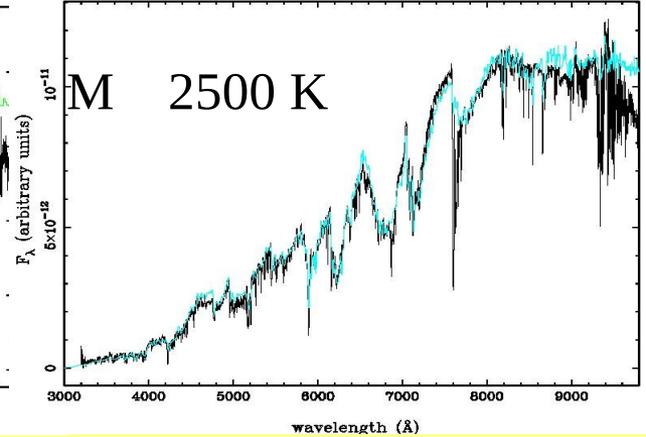
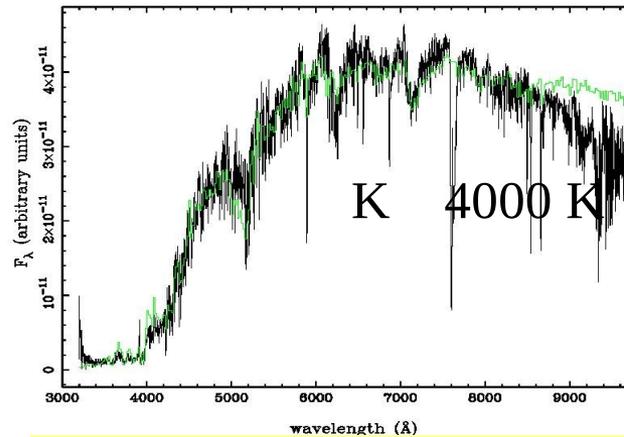
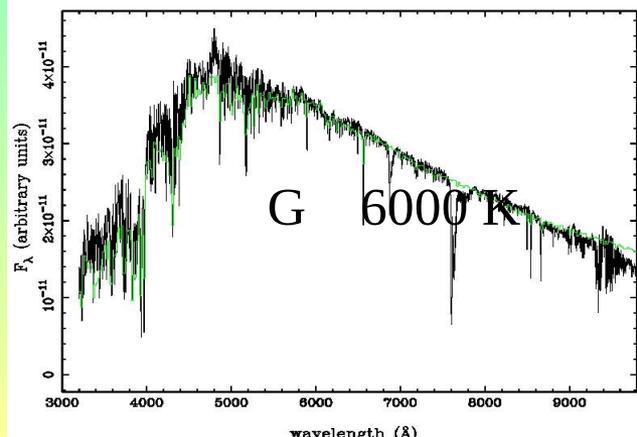
Av= 0.00

K5III HD139669

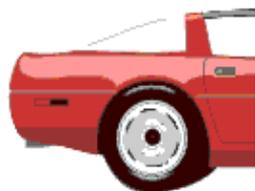
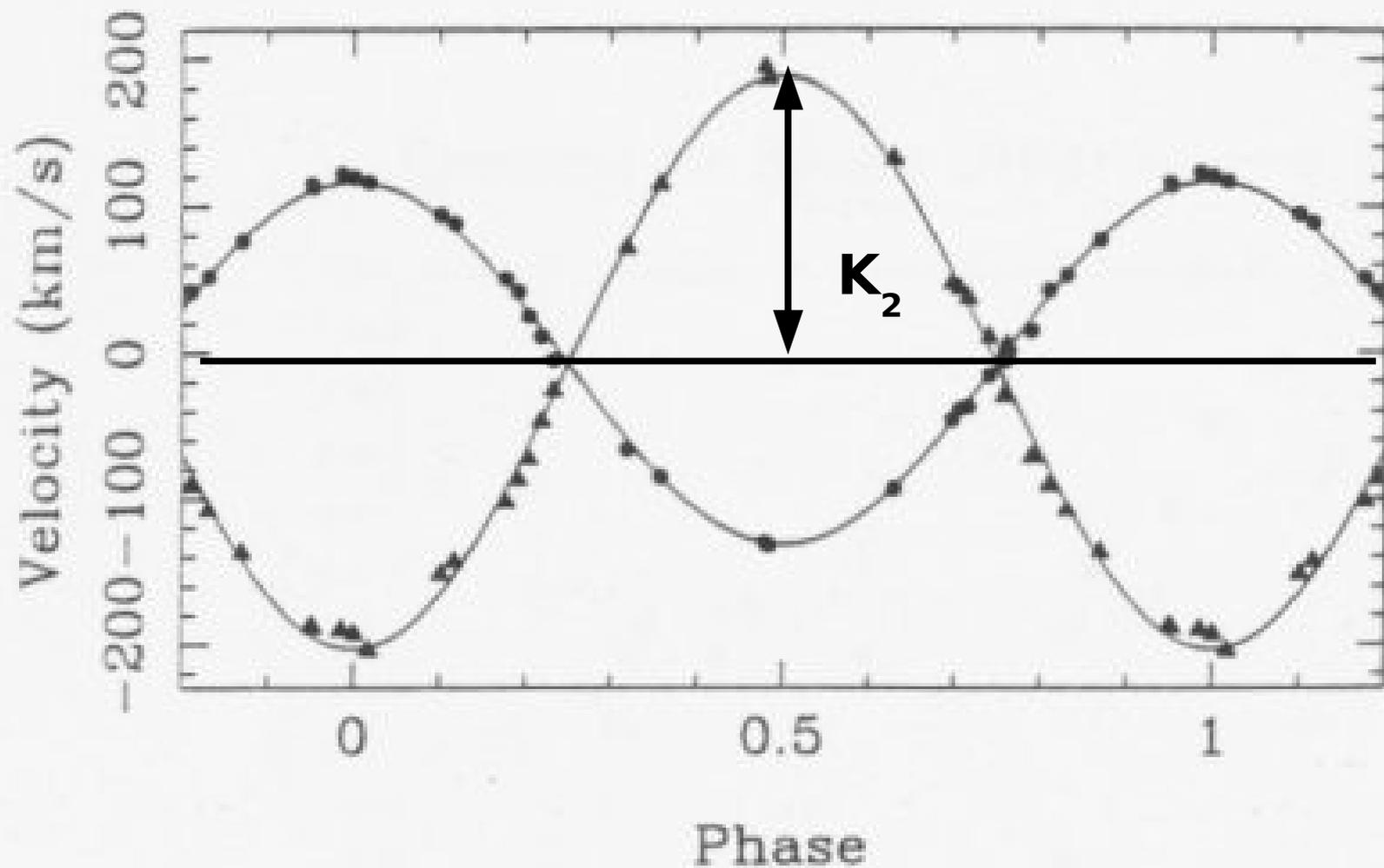
Av= 0.00

M2V HD95735 Pickles: M2.5V

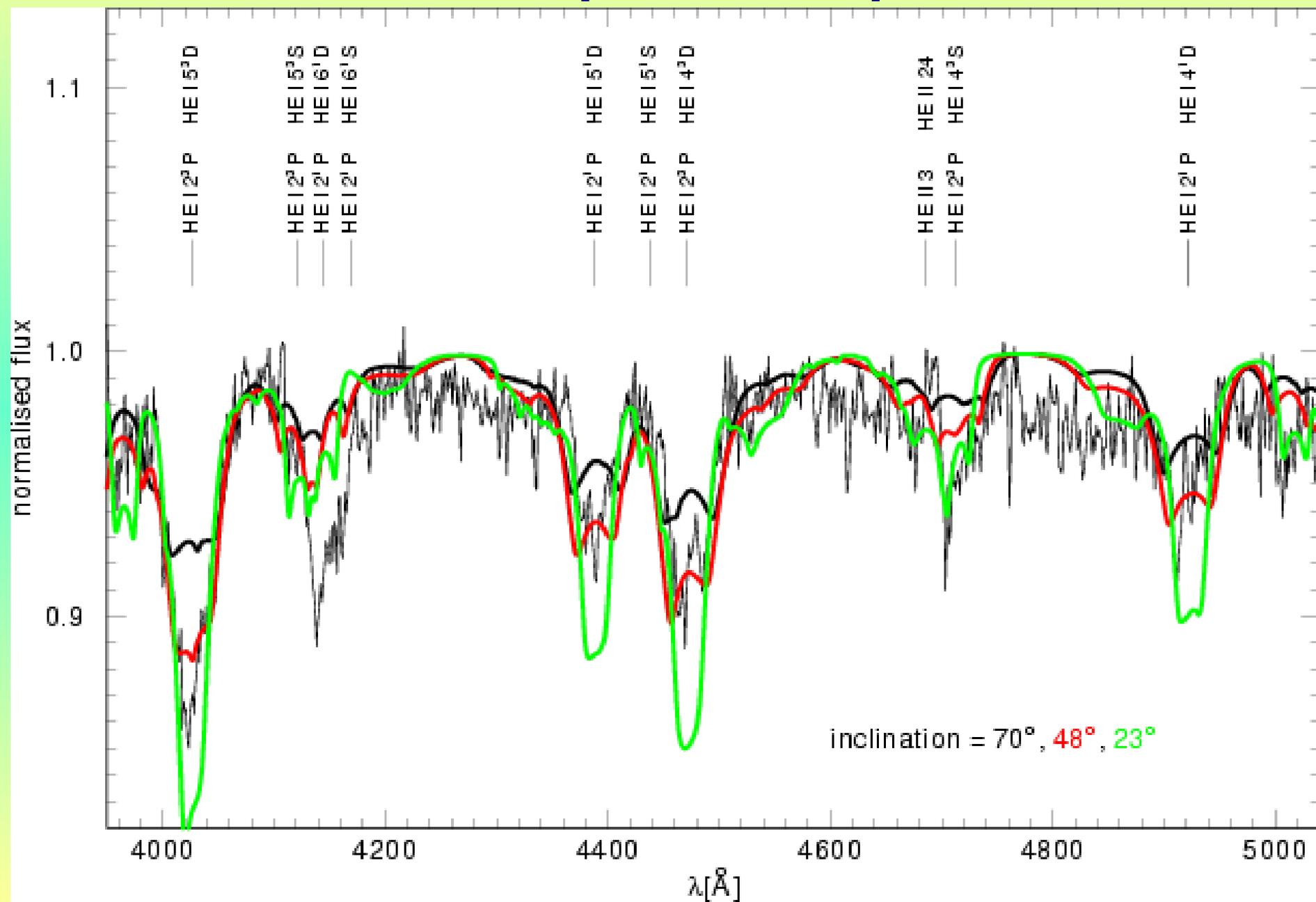
Av= 0.00



Effet Doppler



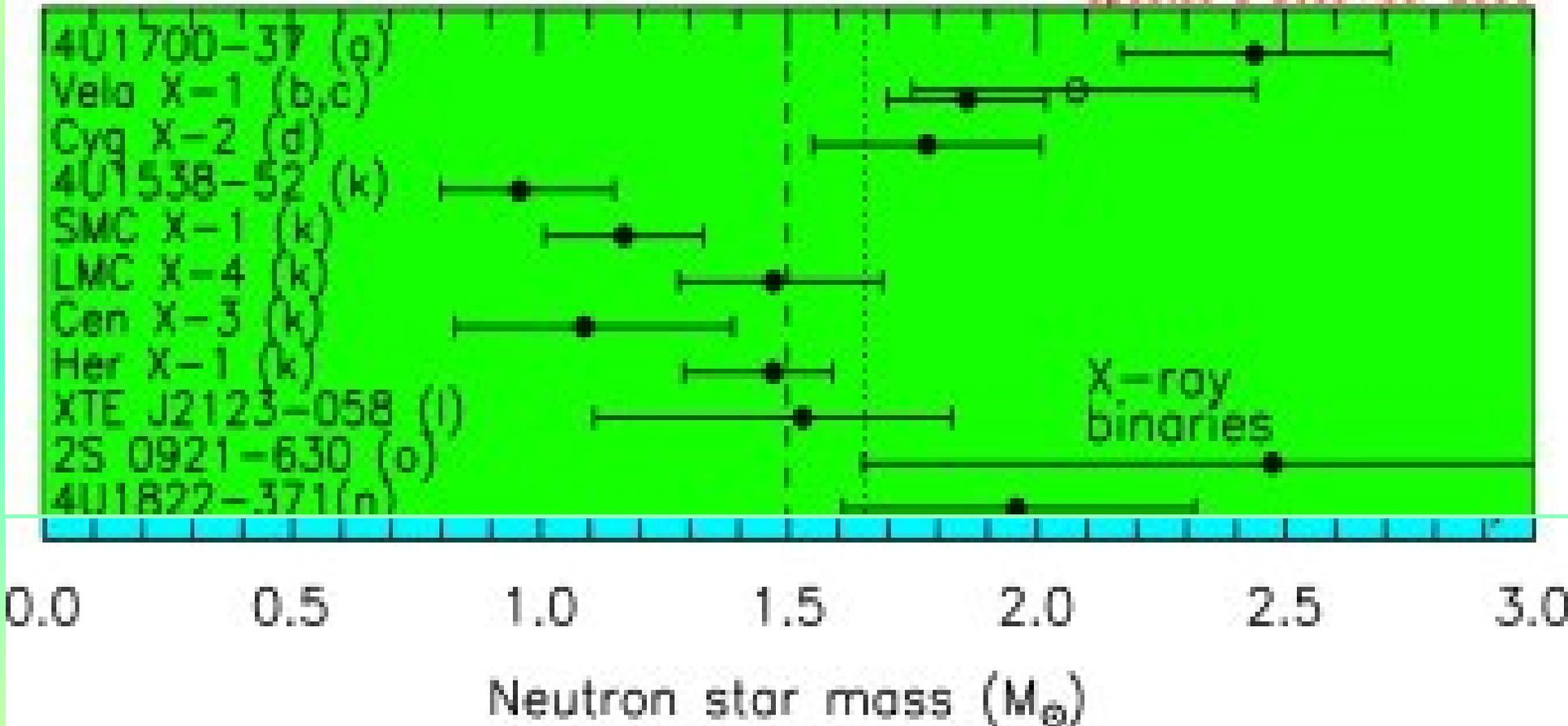
Inclinaison (a sin i) à partir des spectres



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Estimation des masses

updated 8 December 2006



Lattimer &
Prakash (2007)

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

La masse des pulsars :

Les paramètres post-Keplérien :

L'avance du périastre ($\dot{\omega}$) $R =$ rapport de masse

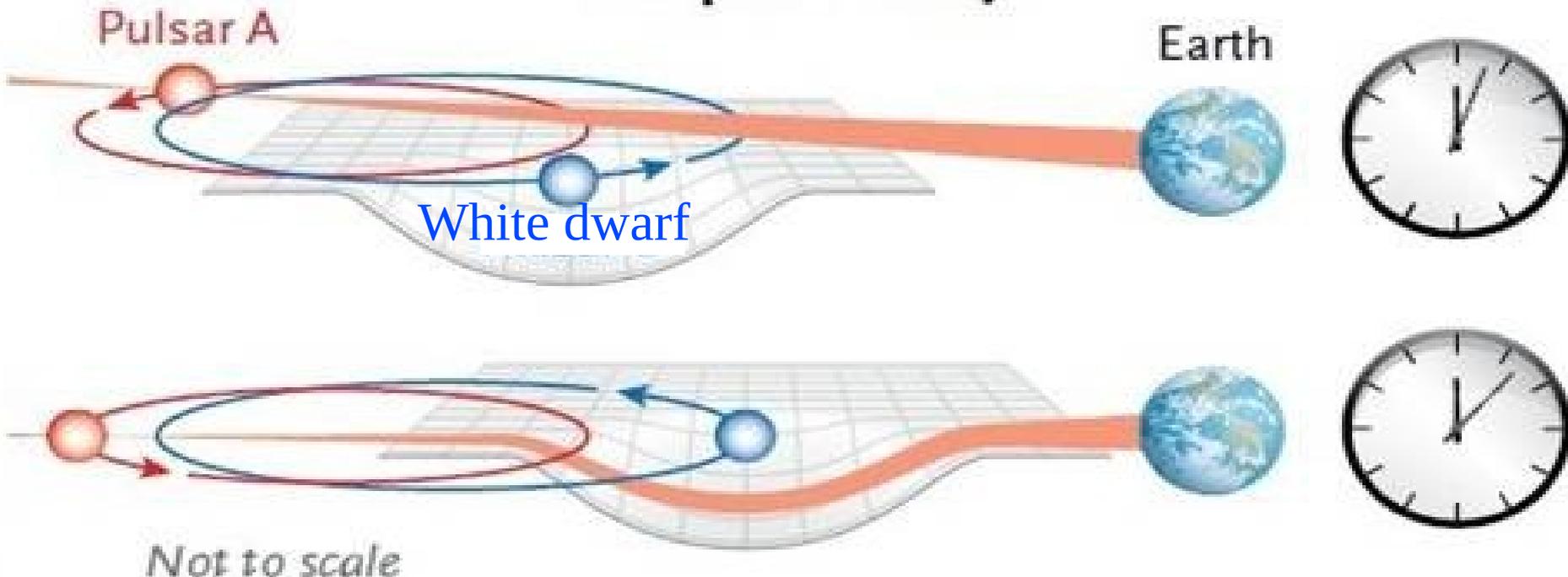
Décalage vers le rouge/ dilatation du temps ($\dot{\gamma}$)

\dot{P} à cause des ondes gravitationnelles (\dot{P}^b)

Durée et forme du retard de Shapiro (r, s)

(due à la dilatation de temps gravitationnelle)

Shapiro Delay



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Les paramètres post-Keplérien :

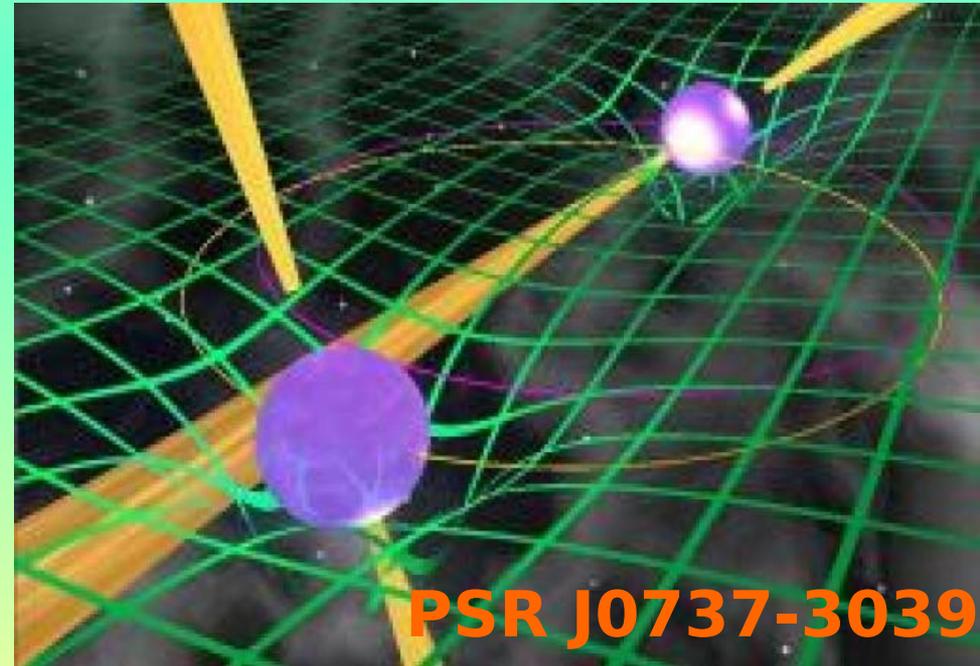
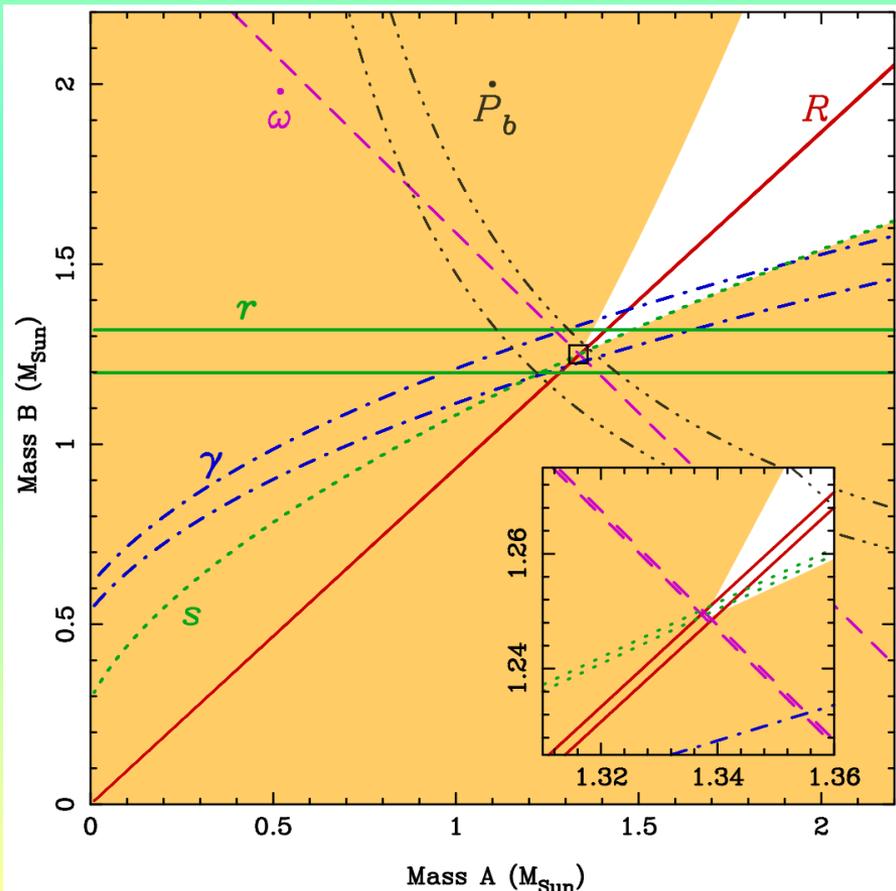
L'avance du périastre ($\dot{\omega}$) R = rapport de masse

Décalage vers le rouge/ dilatation du temps ($\dot{\gamma}$)

\dot{P} à cause des ondes gravitationnelles (\dot{P}^b)

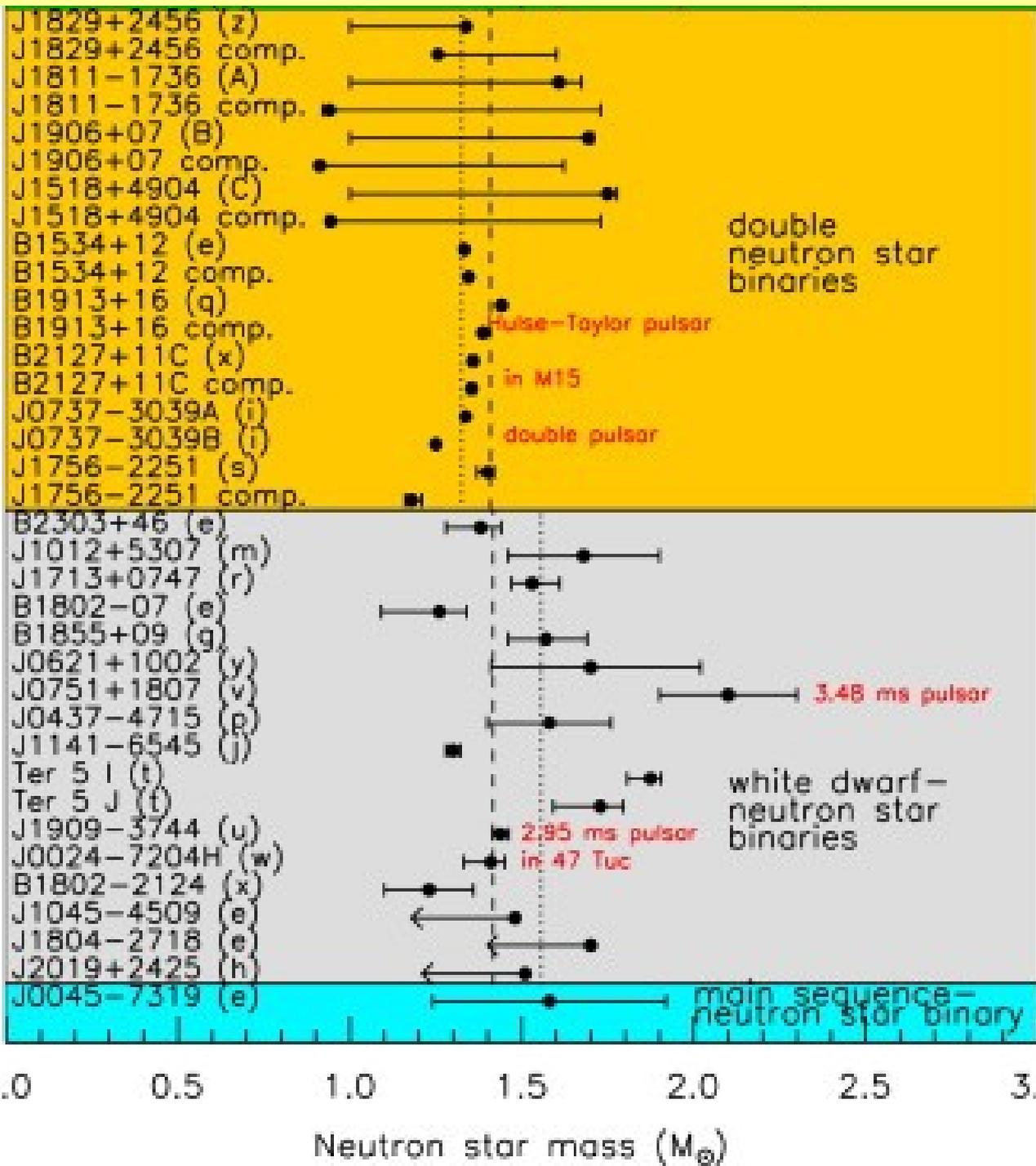
Durée et forme du retard de Shapiro (r, s)

(due à la dilatation de temps gravitationnelle)



PSR J0737-3039

(Kramer et al. 2006).



Lattimer & Prakash (2007)

Le rayon des étoiles à neutrons : Oscillations quasi-périodiques (QPO)

Equation de mouvement d'une particule dans une métrique de Schwarzschild :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 + V_{eff}(r) = \frac{\epsilon^2 - c^4}{2c^2}$$

$$V_{eff}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{l^2}{2r^2} - \frac{GMl^2}{c^2 r^3}$$

l : énergie cinétique par unité de masse

r : rayon de l'orbite

ϵ : énergie par unité de masse de la particule

$$= c^2(1 - R_s/c^2) dt/d\tau$$

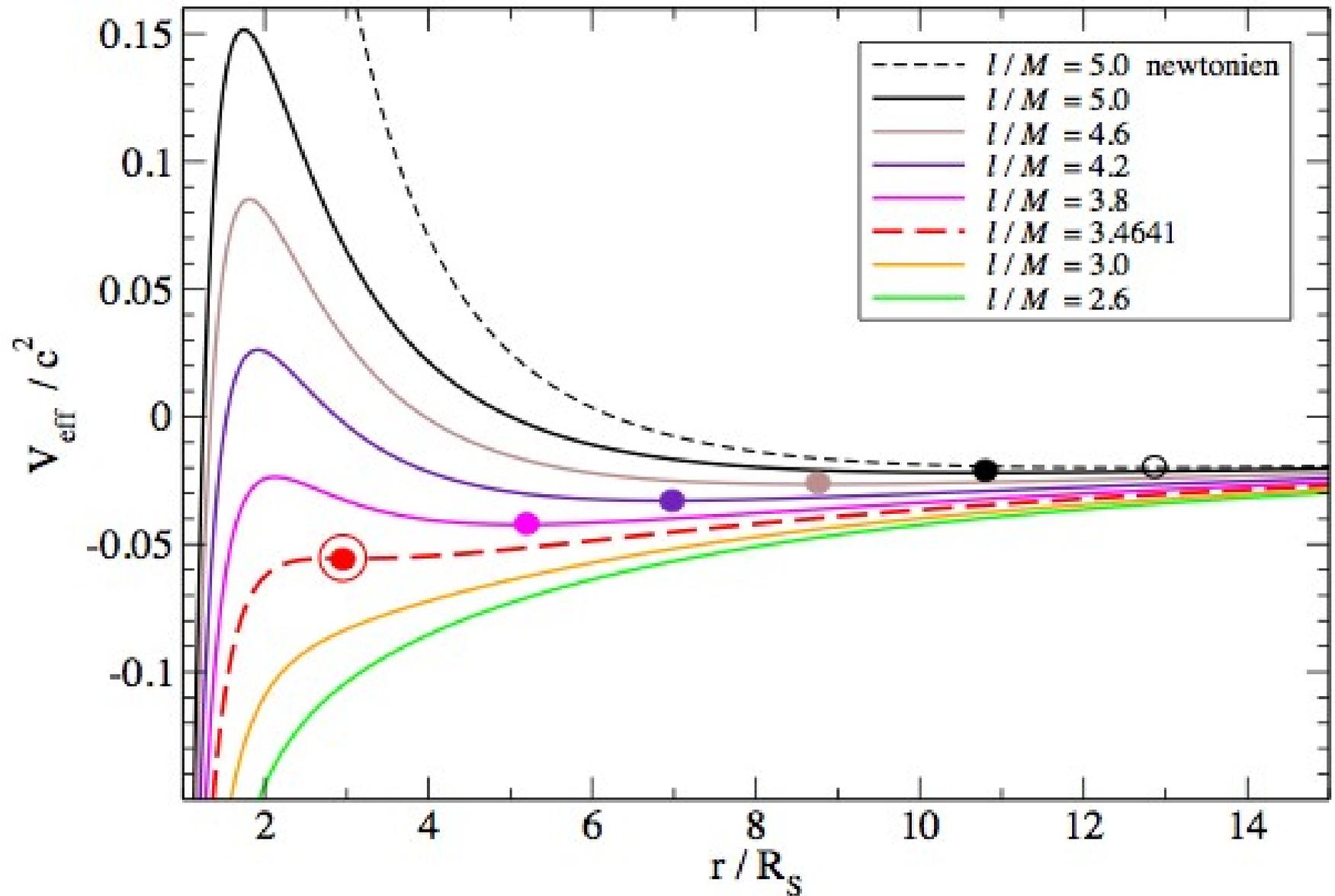
$$\tau_{dyn} = \left(\frac{r^3}{GM} \right)^{1/2} \simeq 0.5 - 10 \text{ msec}$$

$$l \geq l_{crit} = 2\sqrt{3} \frac{GM}{c}$$

Pour la dernière orbite stable (ISCO): $l = l_{crit}$

$$r_{ISCO} = 6 \frac{GM}{c^2} = 12.5 m_{1.4} \text{ km}$$

6) L'intérieur des étoiles à neutrons



Quelle trajectoire prend la matière à l'intérieur de l'ISCO ?

A) Circulaire

B) Chute libre vers l'objet compact

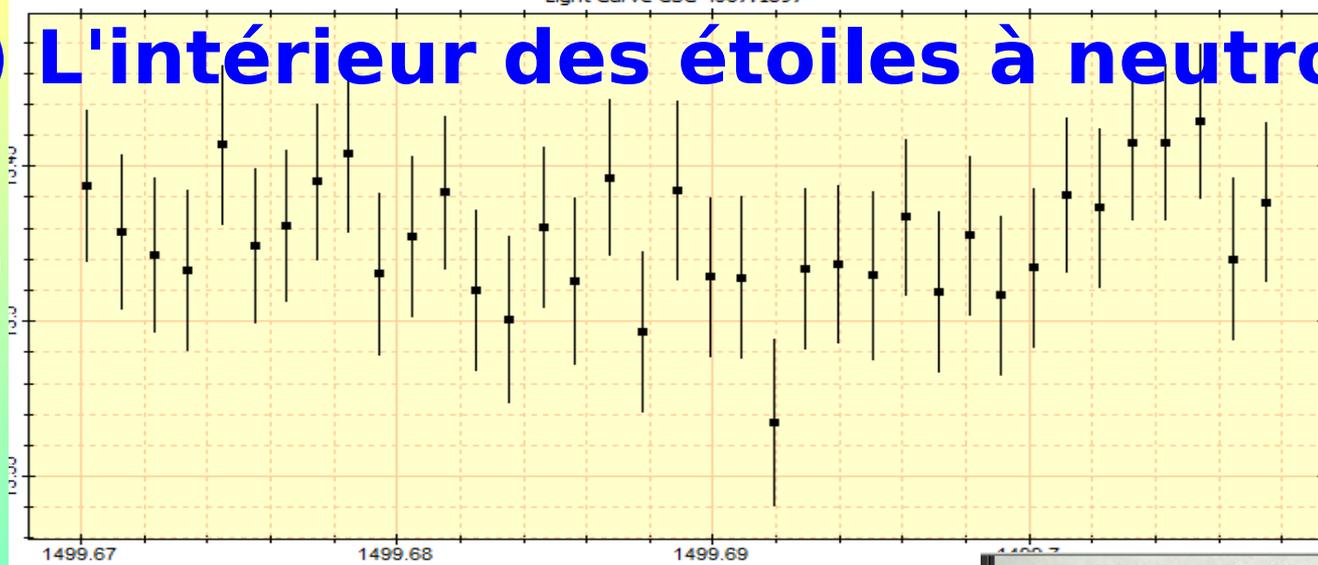
C) Elliptique

Quelle trajectoire prend la matière à l'intérieur de l'ISCO ?

C) Elliptique

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

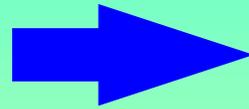
Coups



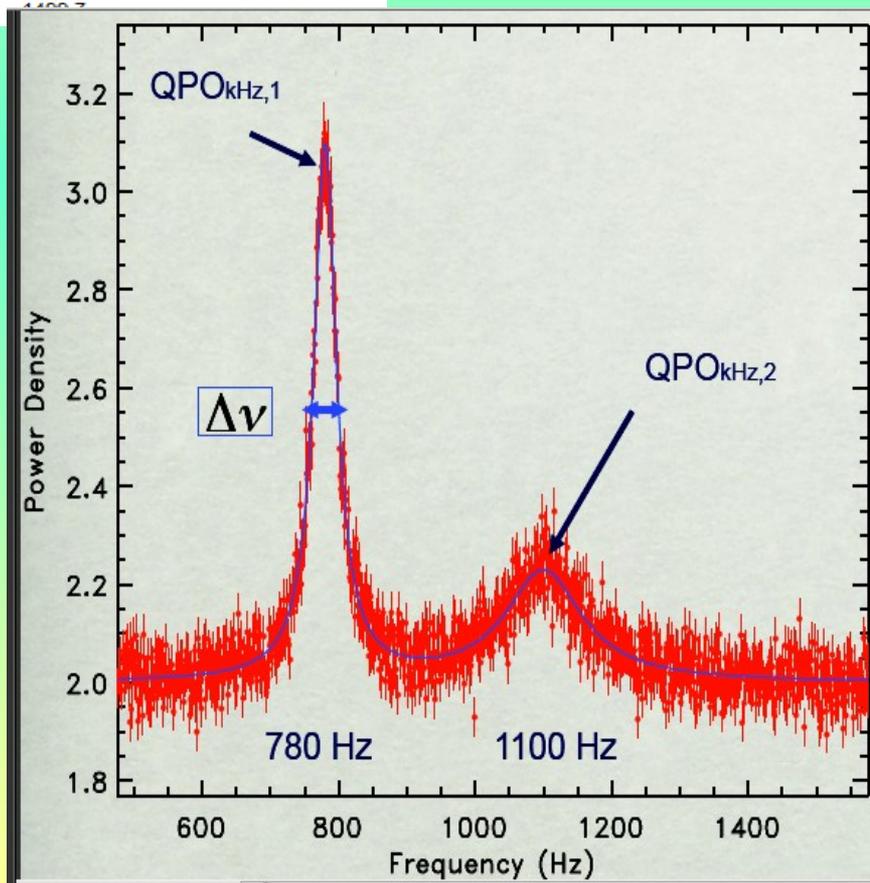
Courbe de lumière X

Temps

FFT - Transformé de Fourier



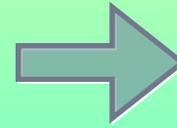
ν - fréquence centrale
Q - facteur de qualité = $\nu/\Delta\nu$



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Fréquence orbitale Keplérienne

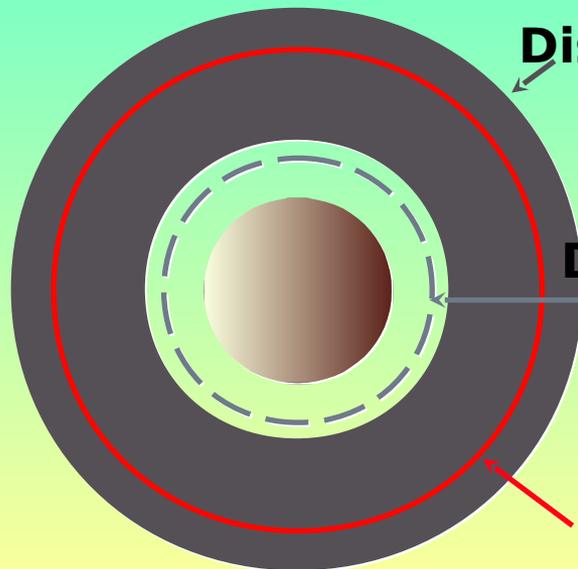
$$\nu_{orb} = \left(\frac{GM}{4\pi^2 r_{orb}^3} \right)^{1/2} = 1200 \text{ Hz} \left(\frac{r_{orb}}{15 \text{ km}} \right)^{-3/2} m_{1.4}^{1/2}$$



QPO_{kHz,2}

$$\nu_{beat} = \nu_{orb} - \nu_{spin} \Rightarrow \text{QPO}_{\text{kHz},1}$$

500 Hz

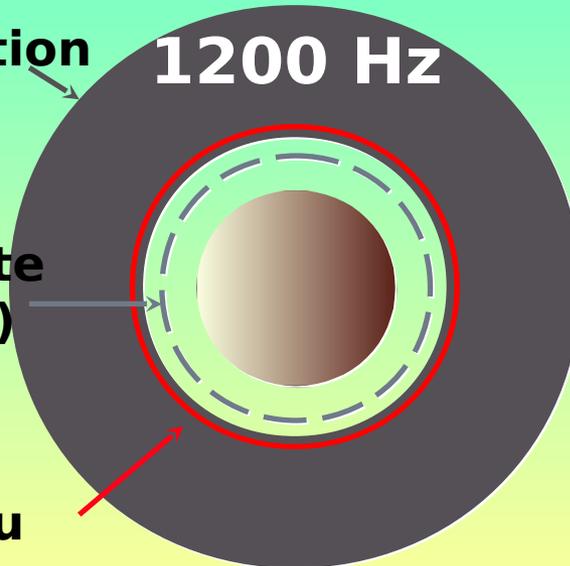


Disque d'accrétion

Dernière orbite stable (ISCO)

Région d'émission du QPO

1200 Hz



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Fréquence maximale et l'équation d'état

Limite de causalité

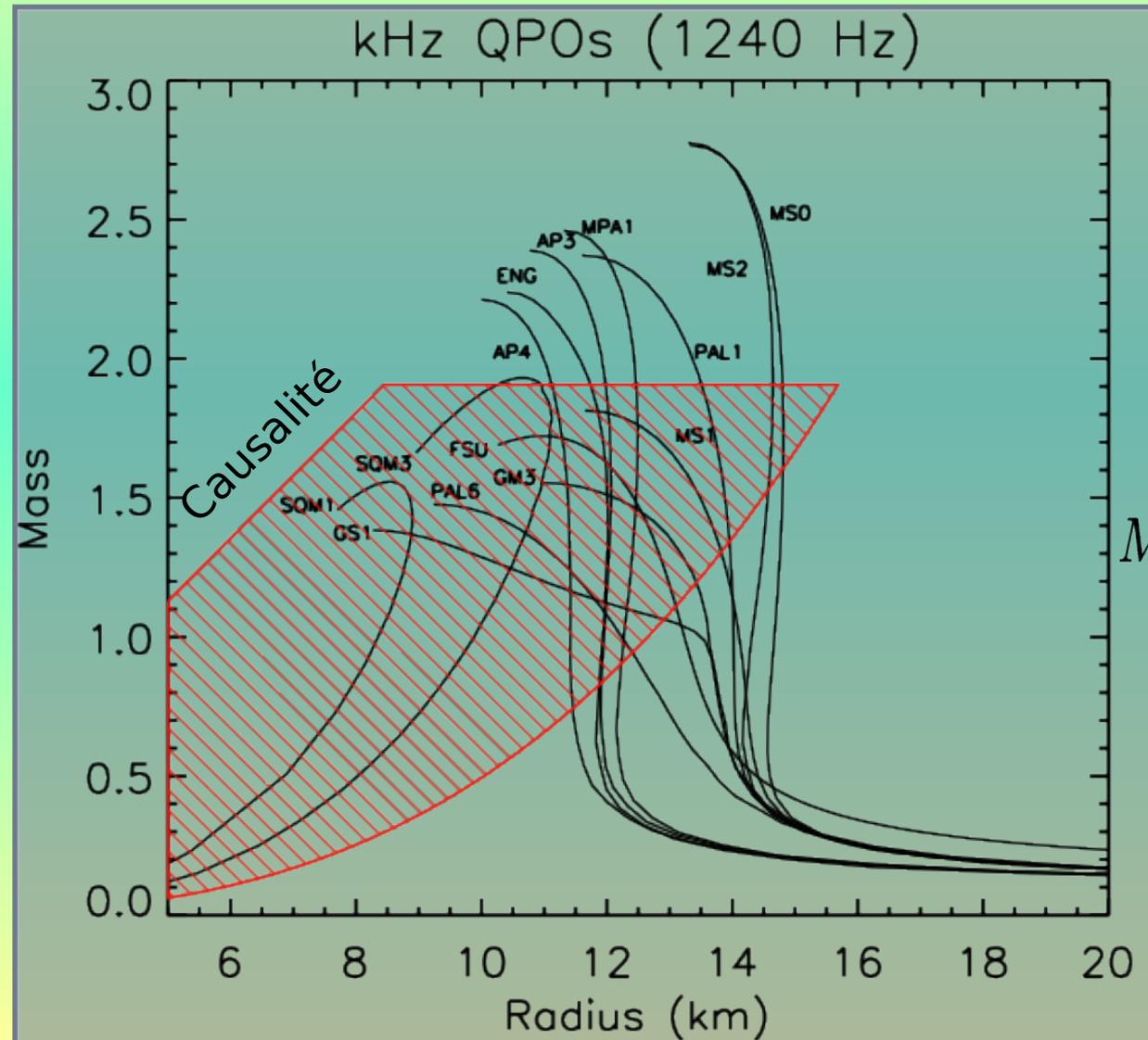
$$M < \frac{c^2 R}{2.9G}$$

Limites imposées

par le QPO :

$$M > \left(\frac{R}{12.9 \text{ km}} \right)^3 \left(\frac{\nu_{QPO}}{1240 \text{ Hz}} \right)^2$$

$$M < 1.95 \frac{1240 \text{ Hz}}{\nu_{QPO}}$$

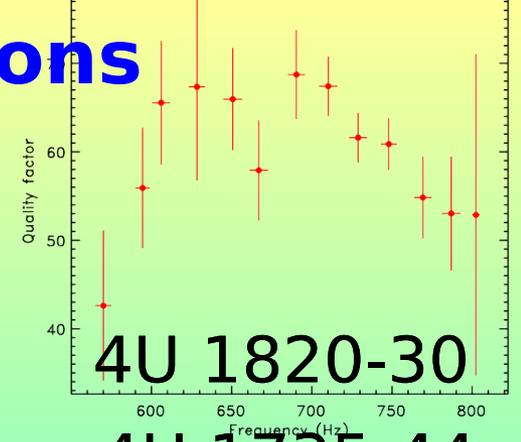
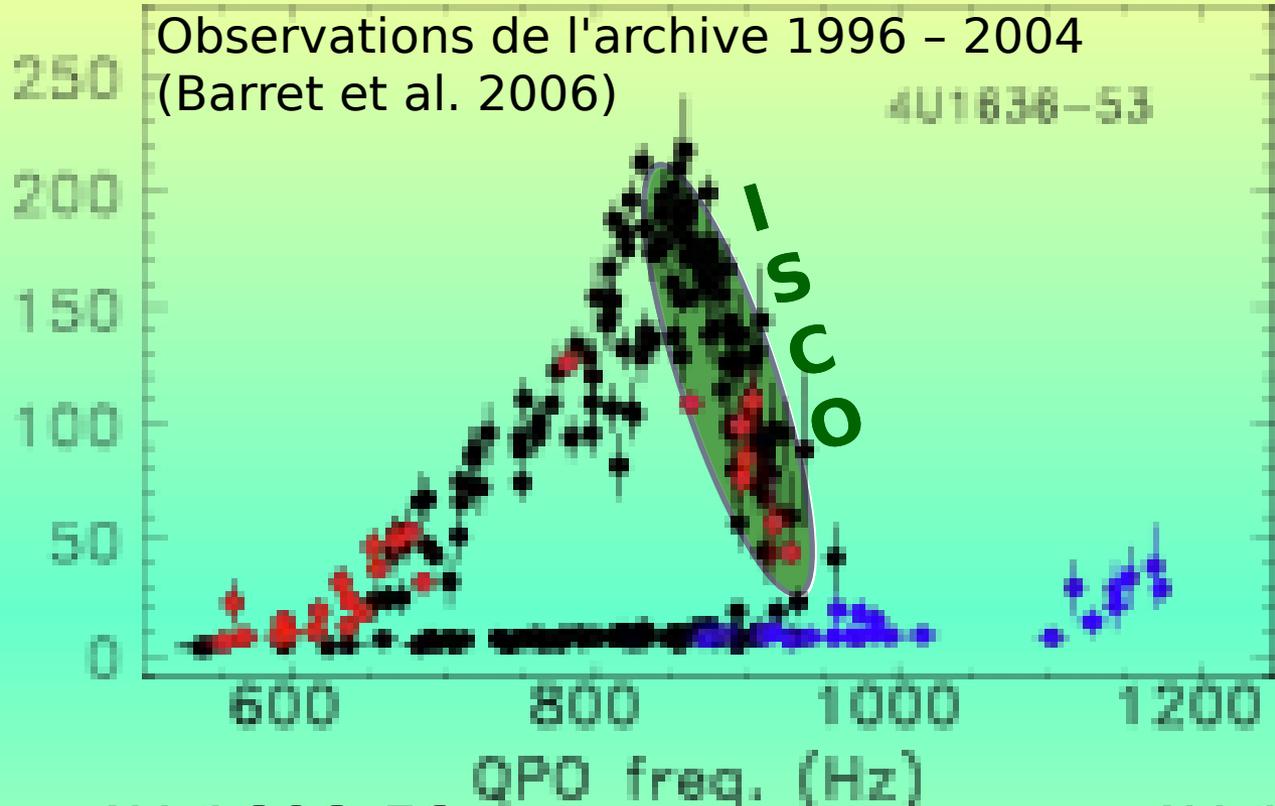


6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Observations de l'archive 1996 - 2004
(Barret et al. 2006)

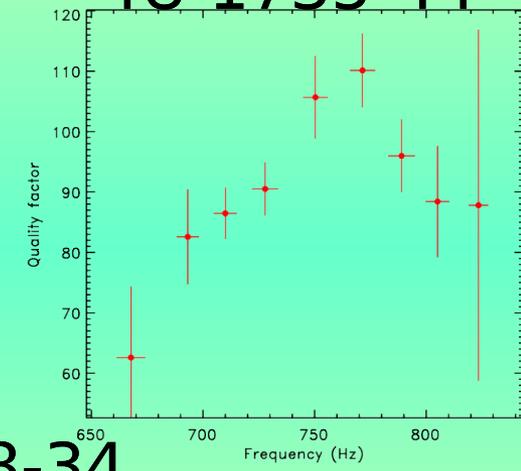
4U1636-53

ISCO

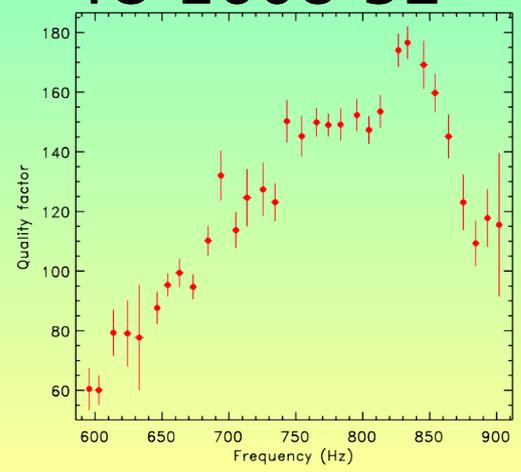


4U 1820-30

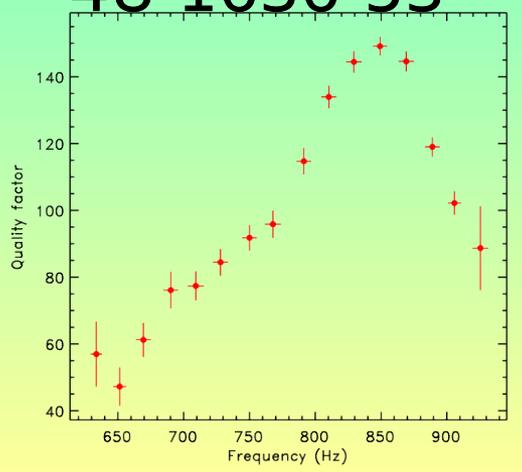
4U 1735-44



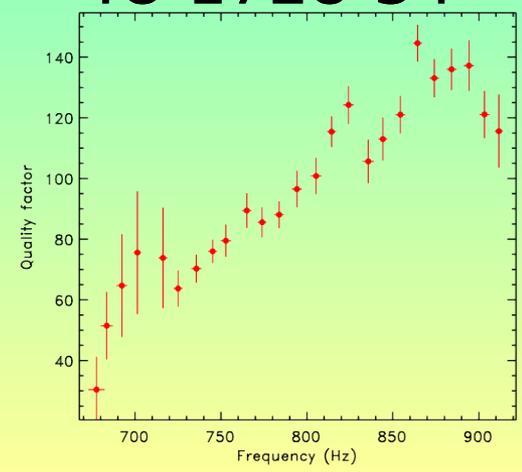
4U 1608-52



4U 1636-53



4U 1728-34



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Masse de l'objet compact

Réduction du facteur de qualité : $\nu_{\text{QPOkHz},1\text{max}} \approx 920 \text{ Hz}$

Fréquence de l'ISCO : $\nu_{\text{QPOkHz},1\text{max}} + \Delta\nu \approx 1250 \text{ Hz}$

$$M \approx 2.2M_{\odot} \frac{1000\text{Hz}}{\nu_{\text{ISCO}}} \times (1 + 0.75j) \quad j = \frac{cJ}{GM^2} \sim 0.1 - 0.2$$

Masse de l'étoile à neutrons dans 4U 0614+09 :
1.9-2.1 masses solaires

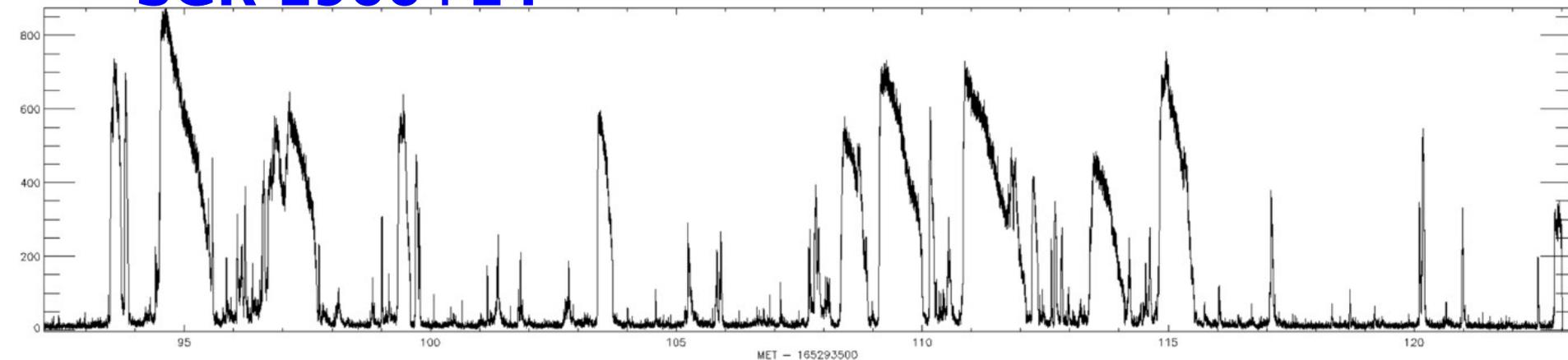
6) L'intérieur des étoiles à neutrons

La masse et le rayon à partir des SGRs

- **Champ magnétique $B \sim 10^{14-15} \text{G}$**
- **B exerce des forces énormes sur la croûte solide \rightarrow la croûte casse**
- **Bref mais intense émission d'X dur**



SGR 1900+14



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

La limite d'Eddington

$$L_E = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_0}$$

Modifications dues à :

- La relativité générale [facteur $(1+z)$]
- Nature de la matière (opacité)
- Champ magnétique qui confine la matière (opacité)

Sursauts X dûs aux explosions thermo-nucléaires

Luminosité atteint la limite d'Eddington

Expansion de la photosphère, la matière refroidit

($<T_{\text{X-ray}}$)

Contraction de la photosphère, 2ème pic plus

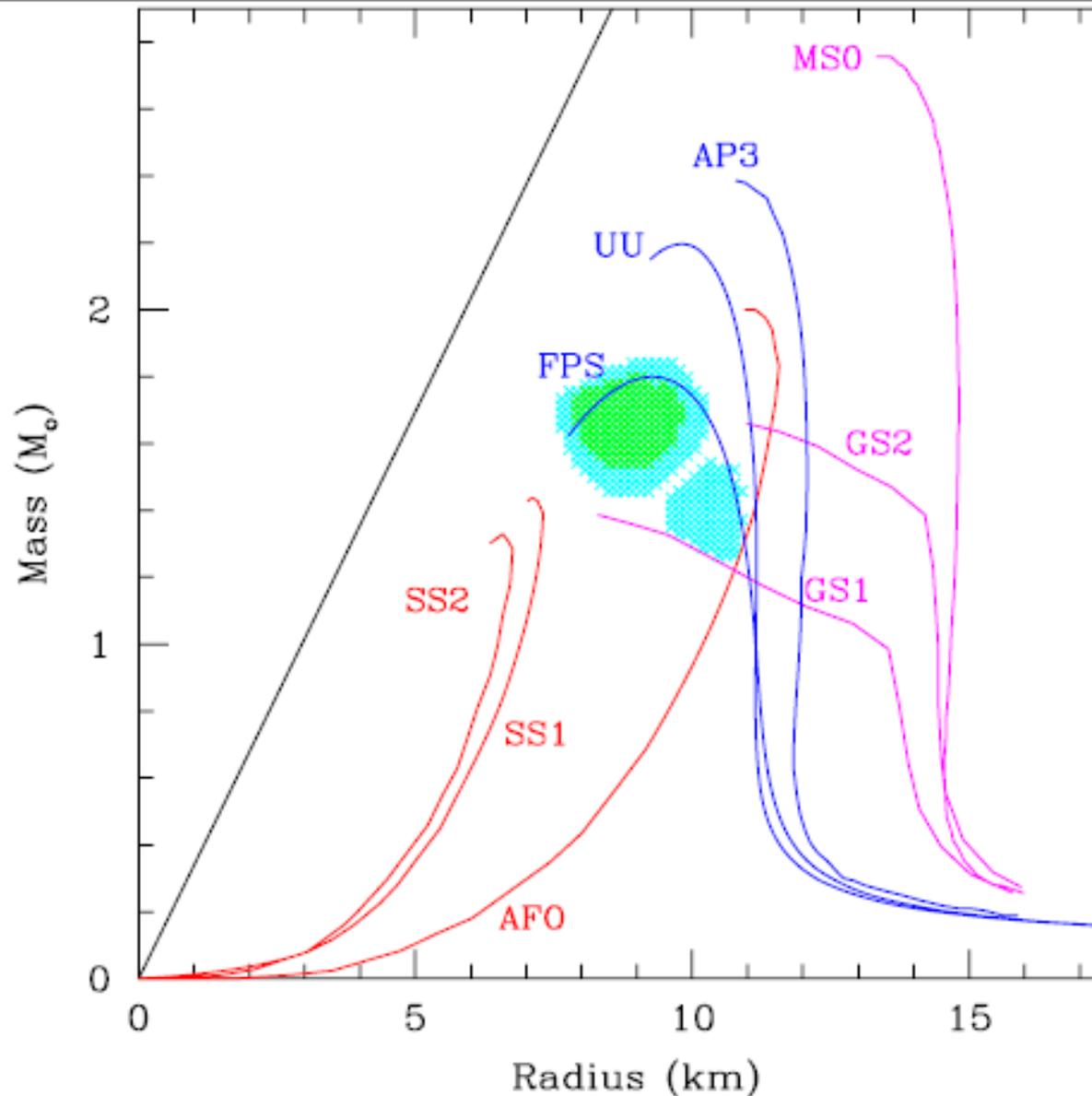
lumineux

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

En utilisant aussi :

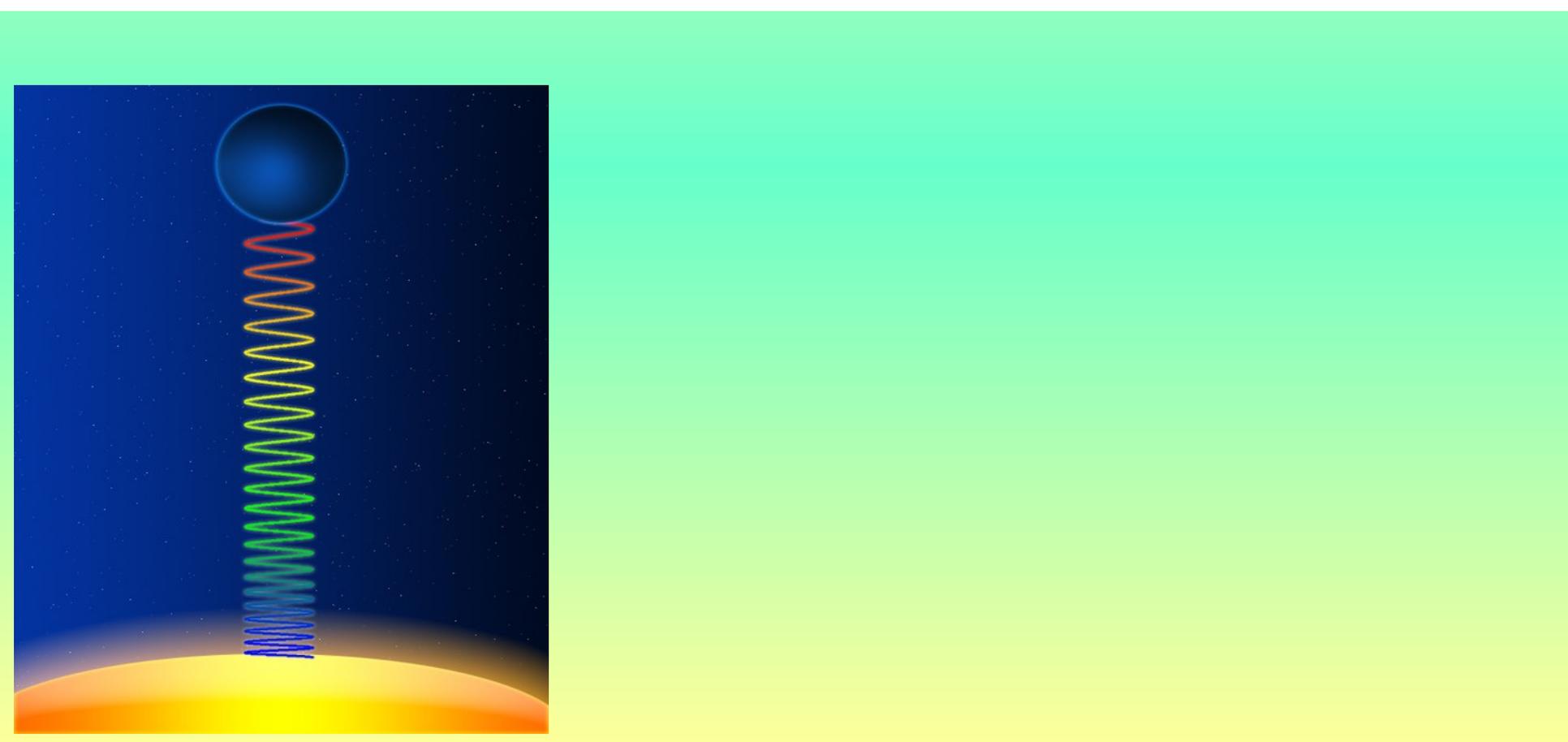
$$4\pi R_*^2 F_* = L_*$$

Özel et al. (2009)
résultats de
EXO 1745-248
Contours à
1 et 2 σ



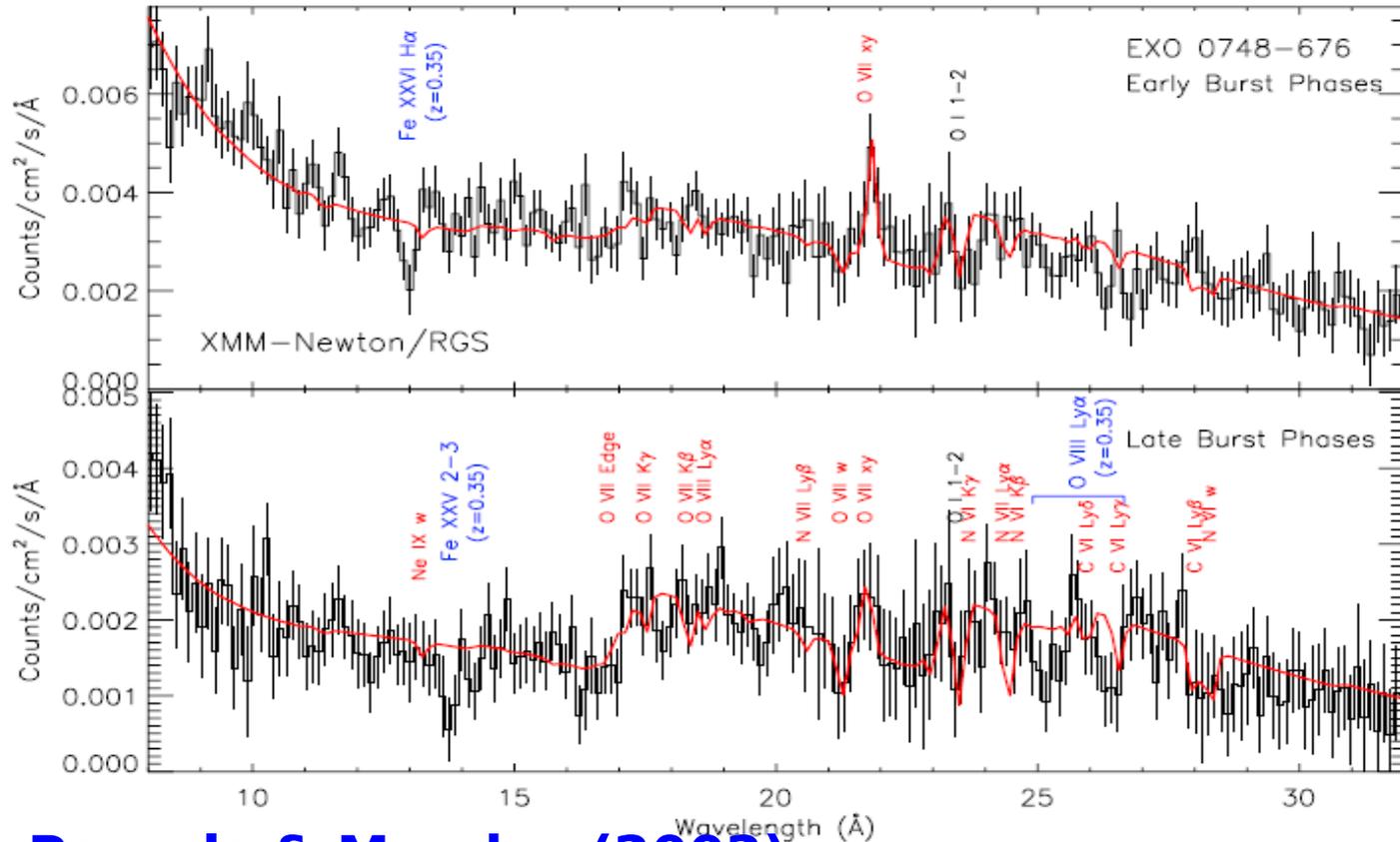
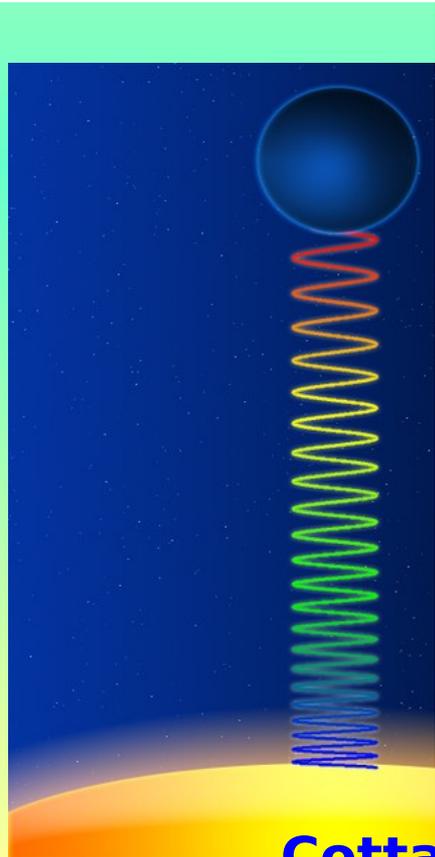
Décalage vers le rouge gravitationnel d'un sursaut

Observable	Measurement	Dependence on NS Properties
F_{Edd}	$(2.25 \pm 0.23) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\frac{1}{4\pi D^2} \frac{4\pi GMc}{\kappa_{\text{es}}} \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{1/2}$
z	0.35	$\left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right)^{-1/2} - 1$
$F_{\text{cool}}/\sigma T_c^4$	$1.14 \pm 0.10 \text{ (km/kpc)}^2$	$f_{\infty}^2 \frac{R^2}{D^2} \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right)^{-1}$



Décalage vers le rouge gravitationnel d'un sursaut

Observable	Measurement	Dependence on NS Properties
F_{Edd}	$(2.25 \pm 0.23) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\frac{1}{4\pi D^2} \frac{4\pi GMc}{\kappa_{\text{es}}} \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{1/2}$
z	0.35	$\left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right)^{-1/2} - 1$
$F_{\text{cool}}/\sigma T_c^4$	$1.14 \pm 0.10 \text{ (km/kpc)}^2$	$f_{\infty}^2 \frac{R^2}{D^2} \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right)^{-1}$

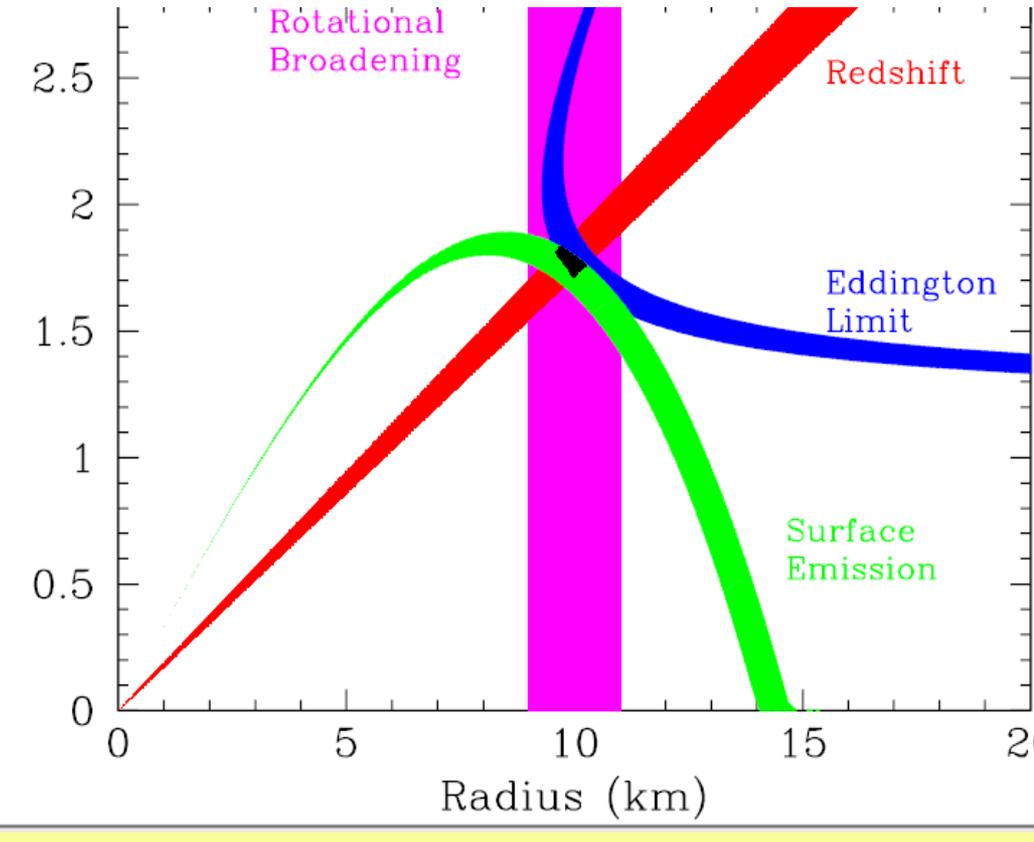
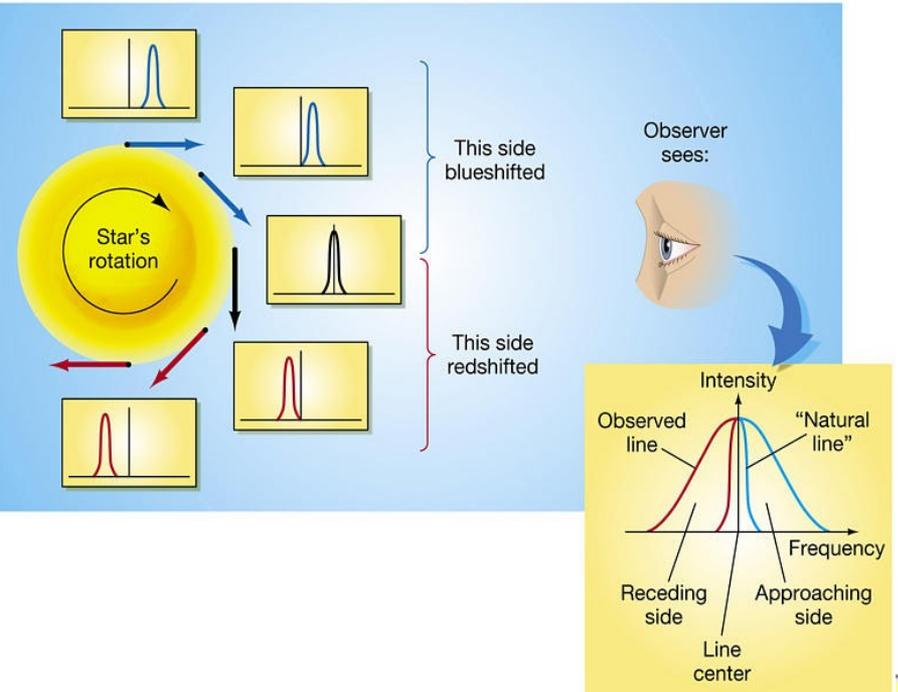


Cottam, Paerels & Mendez (2002)

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

NS Property	Dependence on Observables	Constraint
M	$\frac{f_{\infty}^4 c^4}{4G\kappa_{es}} \left(\frac{F_{cool}}{\sigma T_c^4} \right) \frac{[1-(1+z)^{-2}]^2}{(1+z)^3} F_{Edd}^{-1}$	$2.10 \pm 0.28 M_{\odot}$
R	$\frac{f_{\infty}^4 c^2}{2\kappa_{es}} \left(\frac{F_{cool}}{\sigma T_c^4} \right) \frac{1-(1+z)^{-2}}{(1+z)^3} F_{Edd}^{-1}$	$13.8 \pm 1.8 \text{ km}$
D	$\frac{f_{\infty}^2 c^2}{2\kappa_{es}} \left(\frac{F_{cool}}{\sigma T_c^4} \right)^{1/2} \frac{1-(1+z)^{-2}}{(1+z)^3} F_{Edd}^{-1}$	$9.2 \pm 1.0 \text{ kpc}$

Özel (2006)



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Les amas

globulaires

Groupe dense
d'étoiles âgées

Stable sur l'échelle
de temps
dynamique

Effondrement
de l'amas prédit
sur l'échelle de
temps thermique



Les binaires serrées responsables du retard de
l'effondrement ?
Binaires difficiles à détecter à cause de la densité
stellaire

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

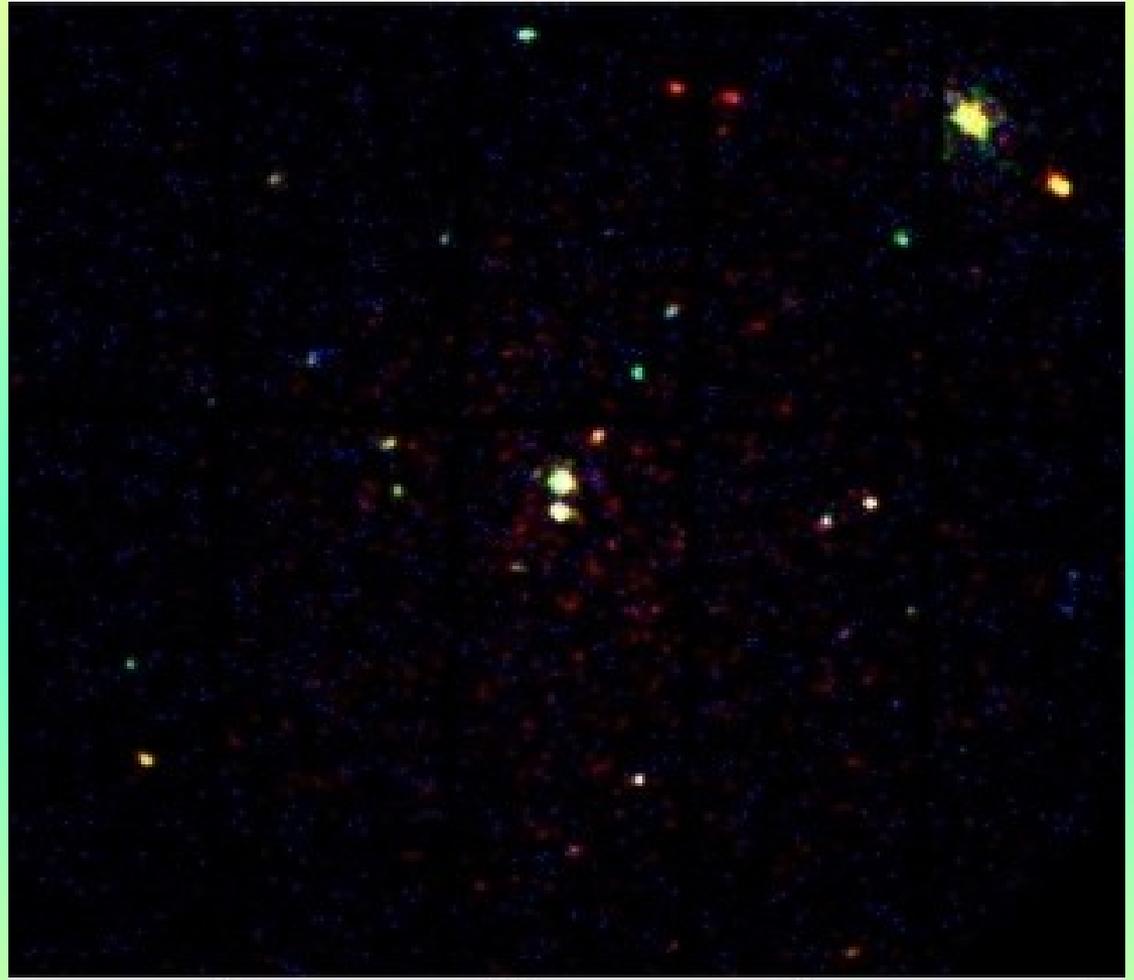
Les amas

globulaires

**Groupe dense
d'étoiles âgées**

**Stable sur l'échelle
de temps
dynamique**

**Effondrement
de l'amas prédit
sur l'échelle de
temps thermique**



**Les binaires serrées responsables du retard de
l'effondrement ?**

**Binaires difficiles à détecter à cause de la densité
stellaire**

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

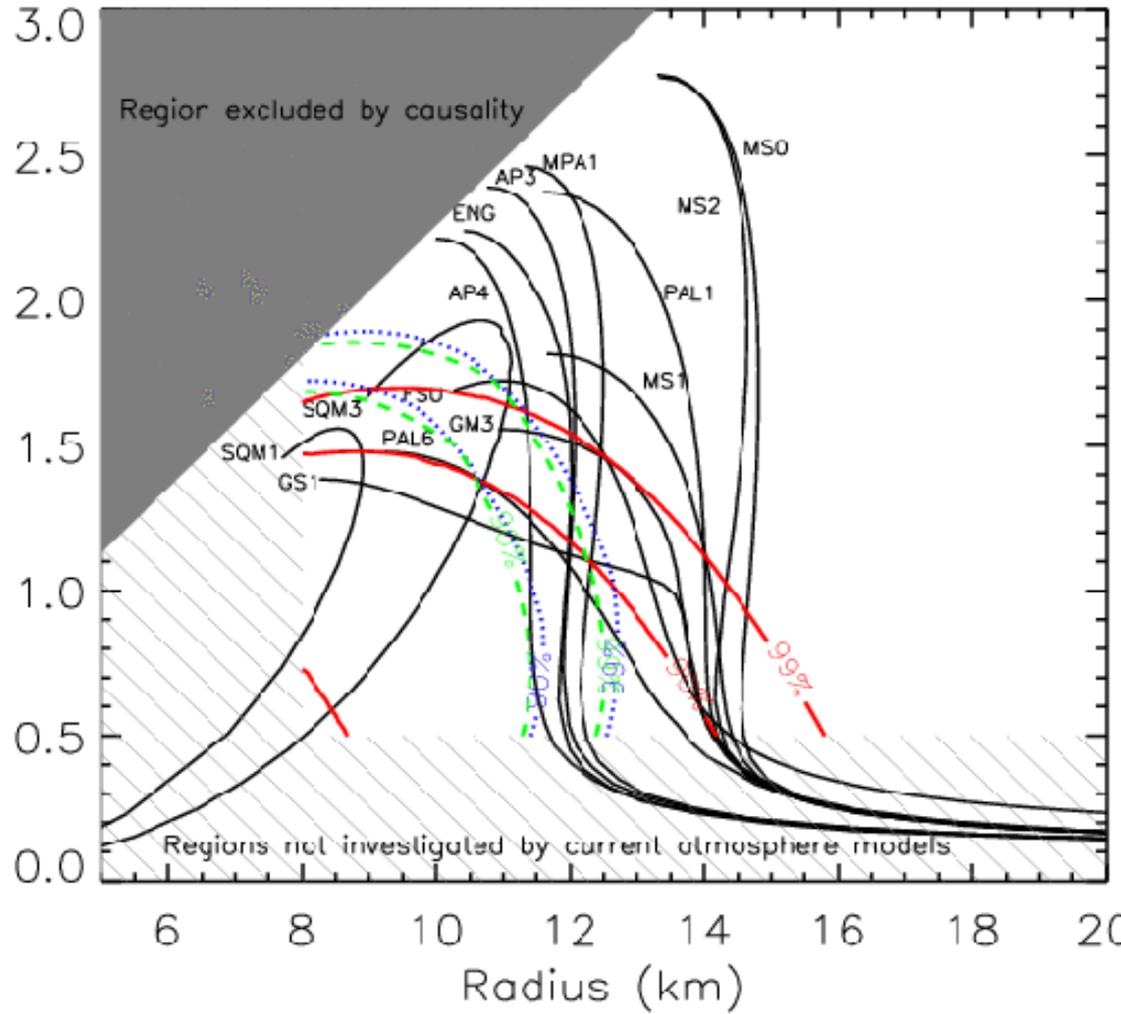
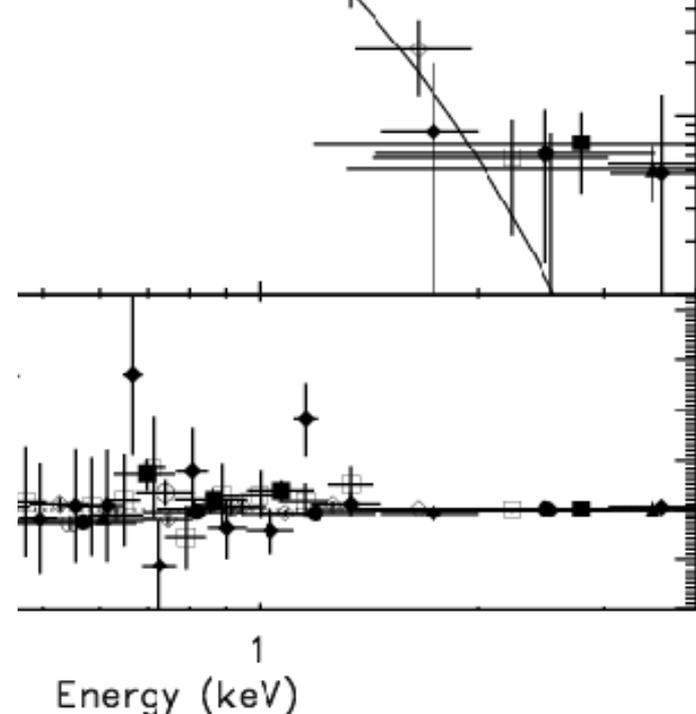
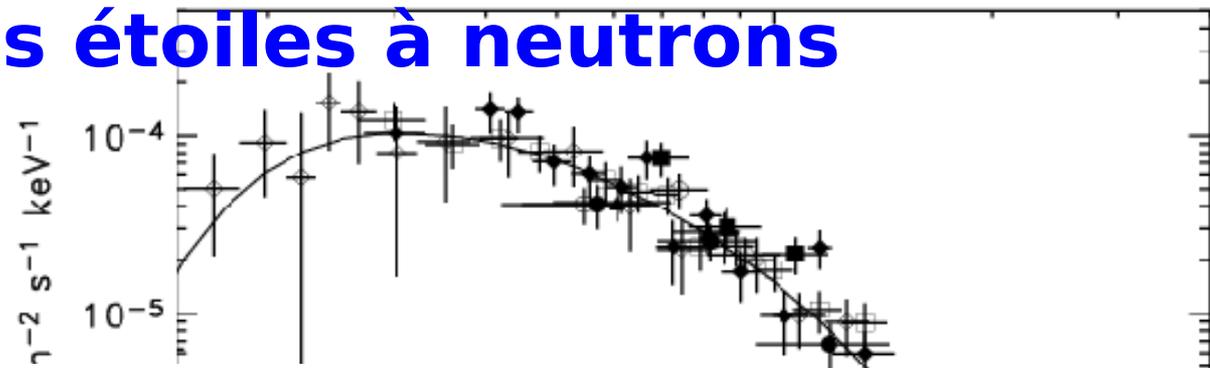
Masse & rayon déterminé à partir du spectre X si la distance est connue :

$$F_{\infty} = (R_{\infty}/d)^2 \sigma T_{\infty}^4 \quad \text{et} \quad R_{\infty} = R / (1 - 2GM/Rc^2)^{0.5}$$

**F = flux, R = rayon, d = distance, σ = constante S-B
T = température, G = constante gravitationnelle,
c = vitesse de la lumière dans le vide**

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

M 13



NSA - Zavlin et al ('96)
NSAGRAV - Zavlin et al (1996)
NSATMOS - Heinke et al. (2006)

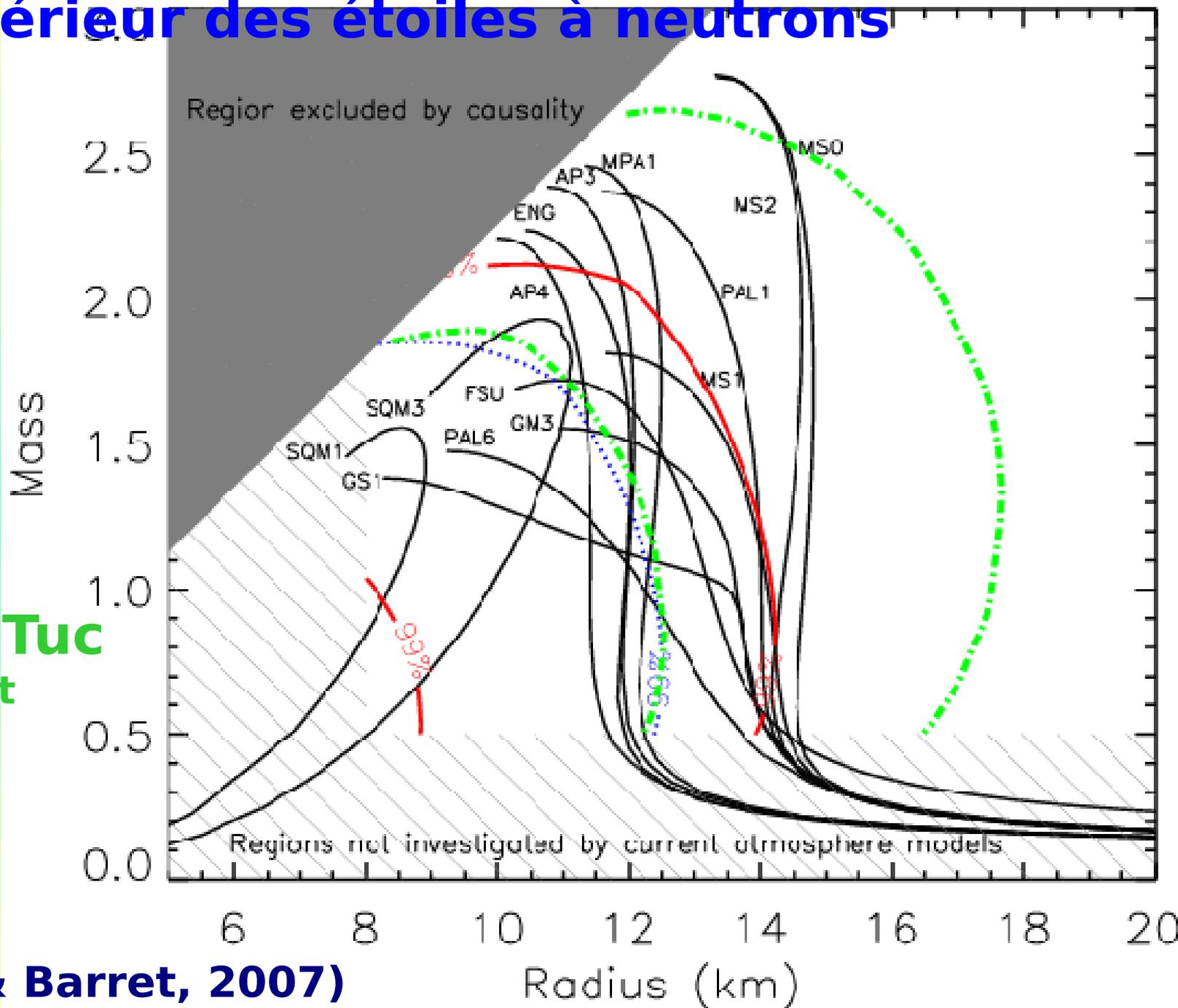
6) L'intérieur des étoiles à neutrons

M 13

ω Cen

X7, 47 Tuc

(Heinke et al. 2006)



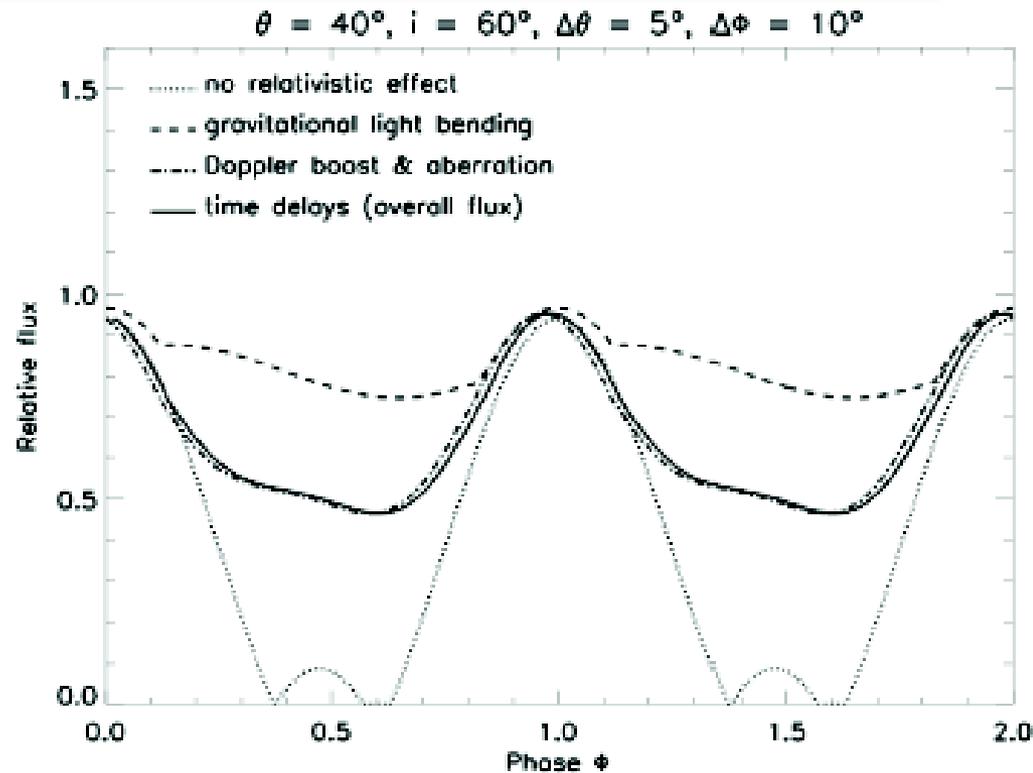
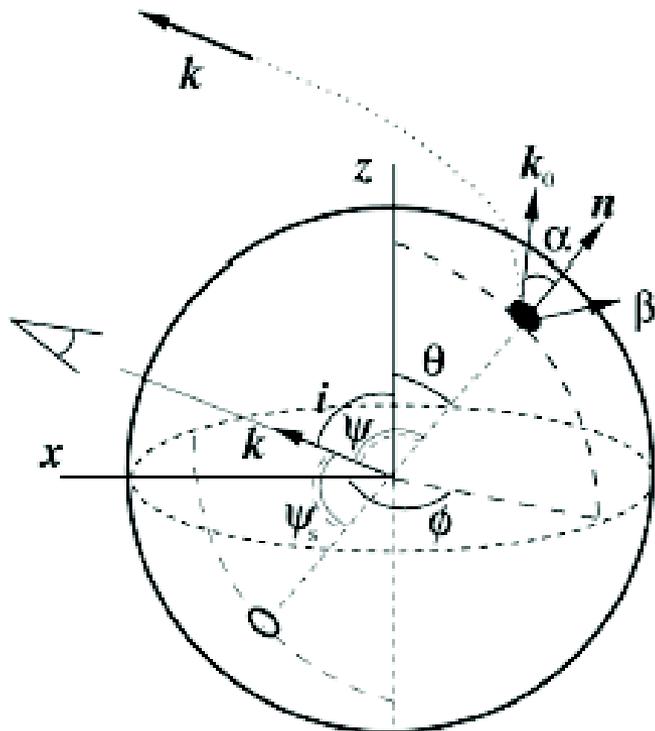
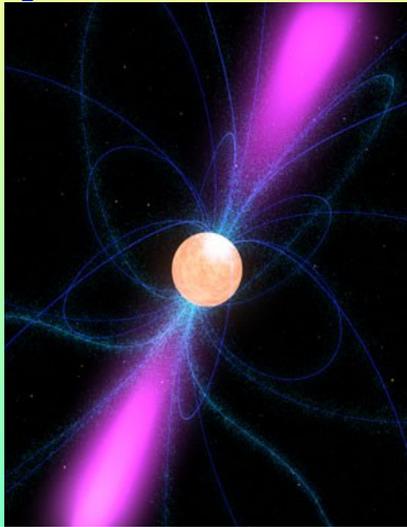
(Webb & Barret, 2007)

6) L'intérieur des étoiles à neutrons

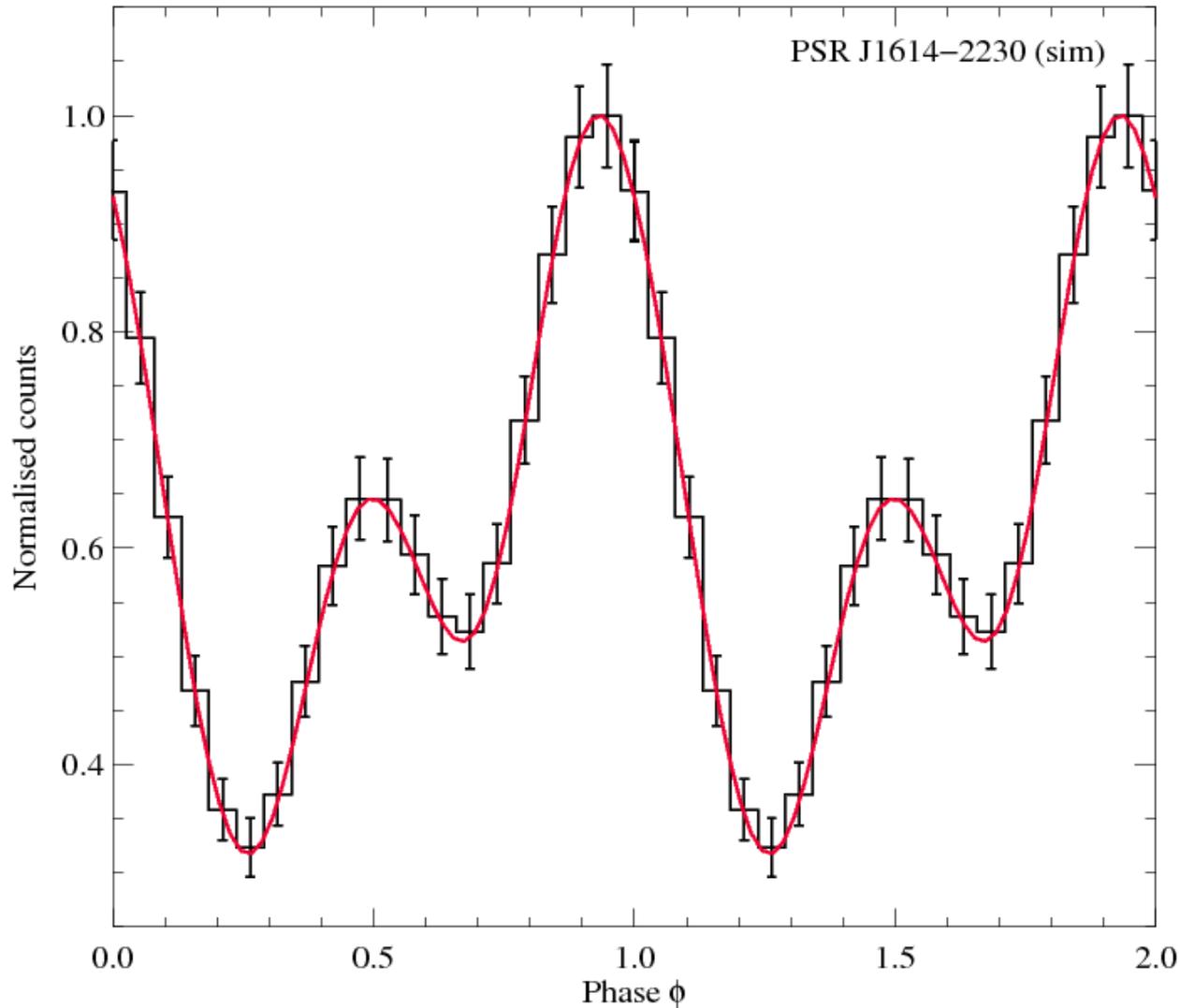
Emission thermique qui provient des calottes polaires

Effets relativistes à cause de la grande masse et le petit rayon

- courbure de la lumière
- Doppler boosting
- retard de l'arrivée des photons



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

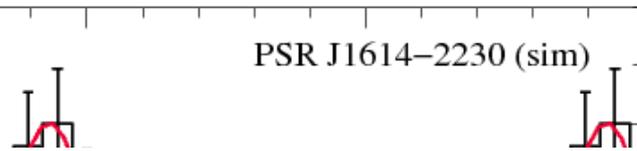
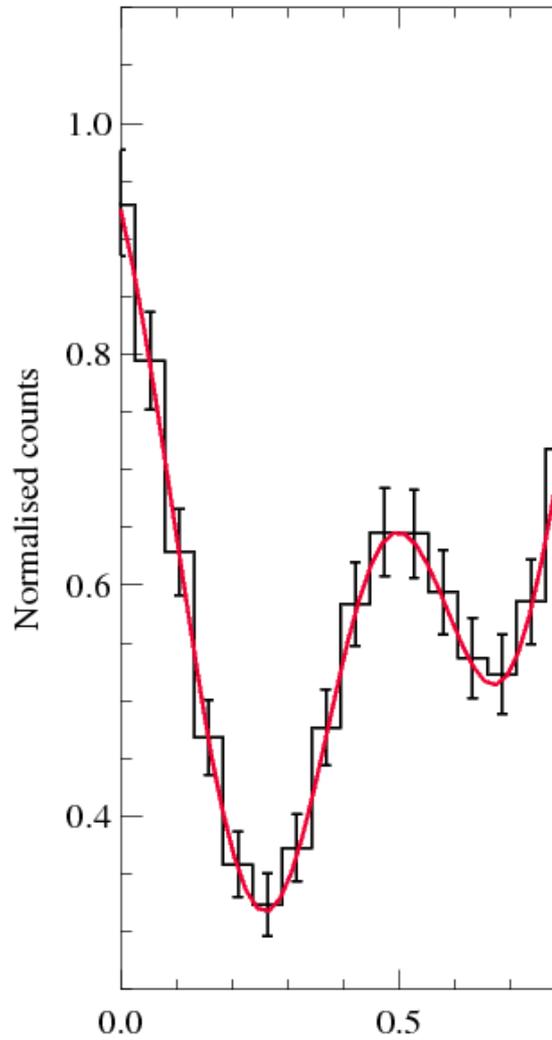


463 ks

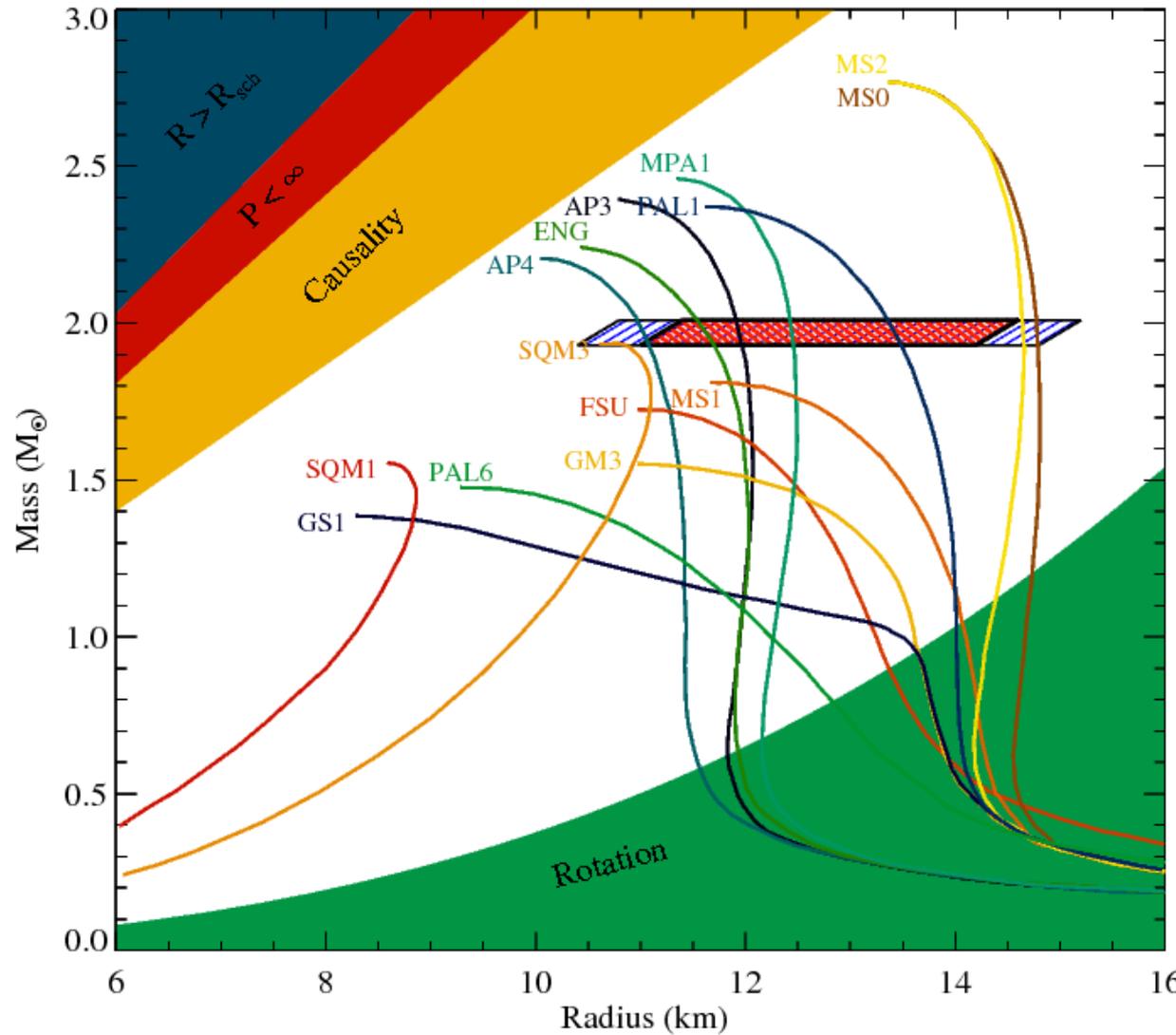
PSR J1614-2230

XMM-Newton

6) L'intérieur des étoiles à neutrons



463 ks
PSR J1614-2230

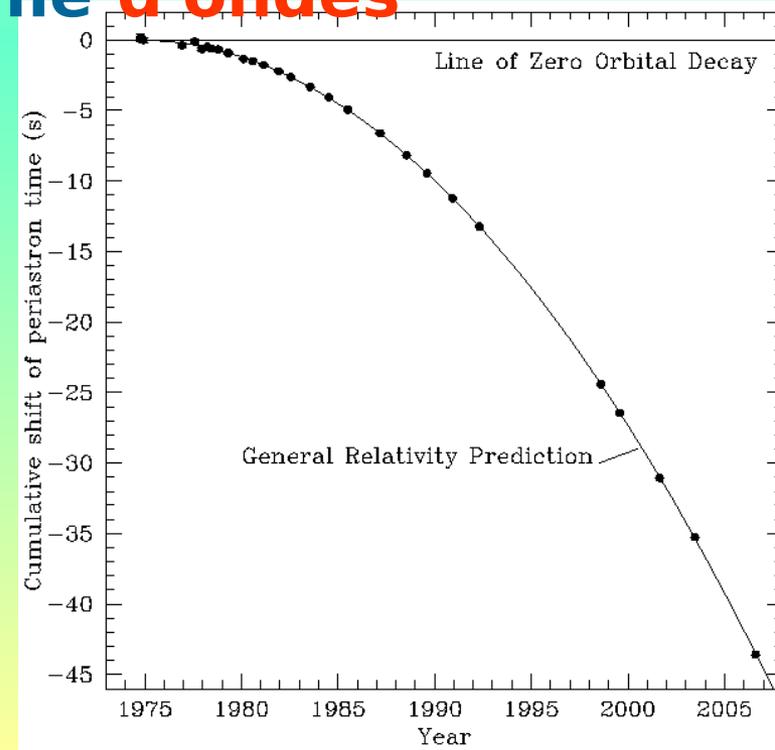


6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Ondes gravitationnelles : Une déformation de l'espace temps, induite par la présence d'un corps. Elle se propage, à la vitesse de la lumière.

Hulse & Taylor (1975), ont observé un ralentissement de la vitesse de deux étoiles à neutrons en binaire (PSR 1913+16), compatibles avec une dissipation d'énergie sous forme **d'ondes**

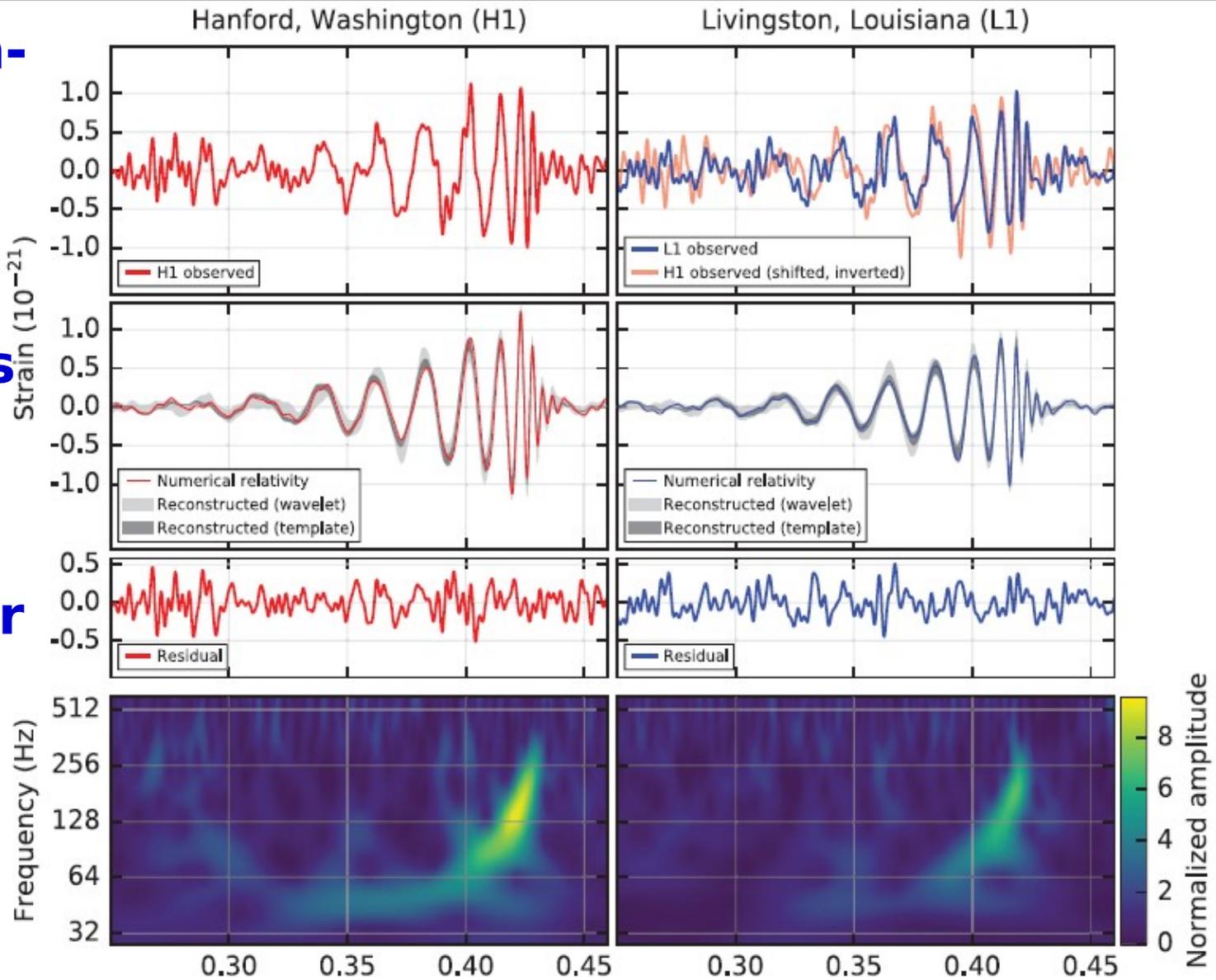
gravitationnelles.



6) L'intérieur des étoiles à neutrons

Les ondes gravitationnelles nous donneront de très bonnes contraintes sur la nature de la matière à l'intérieur des étoiles à neutrons

Abbott et al. (2016)



L'étude des étoiles à neutrons nous permet de :

Comprendre la population d'étoile massive

- elles sont traceurs des étoiles massives qui ont terminé leur vie**

Etudier les particules fortement accélérées qui pourront être à l'origine des rayons cosmiques

- dans les magnétosphère des pulsars ou dans les remanente de supernovae/PWNe**

Etudier des particules exotiques

- accélérées dans le fort champ magnétique des pulsars, en complément aux travaux au LHC**

Comprendre la nature de la matière supra-dense

Tester la relativité générale