

LA MORT DES ETOILES

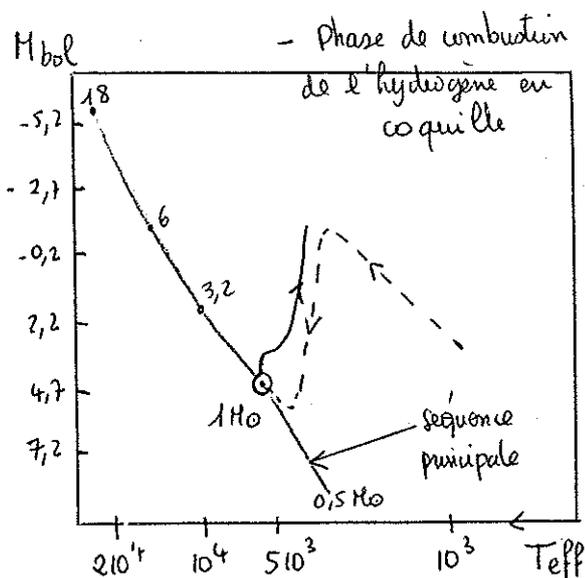
Les étoiles passent la plus grande partie de leur vie sur la séquence principale (SP), pendant que l'hydrogène du centre est transformé en hélium. Lorsque le coeur de l'étoile ne contient pratiquement plus que de l'hélium, la contraction gravitationnelle momentanément stoppée va pouvoir reprendre : c'est le commencement de la fin. Le point représentatif (T,L) de l'étoile dans le diagramme Hertzsprung-Russel (HR) va enfin s'éloigner de la courbe SP.

I.- LA PHASE GEANTE ROUGE :

Puisqu'il n'y a plus d'hydrogène dans le centre, mais qu'il en reste encore beaucoup à l'intérieur, l'hydrogène va maintenant être brûlé dans une coquille qui va alors fournir toute l'énergie thermonucléaire de l'étoile. Cette coquille va s'éloigner du noyau de l'étoile au fur et à mesure de la combustion de l'hydrogène. Pendant ce temps le noyau d'hélium se contracte gravitationnellement et chauffe cette coquille.

La production d'énergie dans la coquille est explosive et la matière est éjectée vers l'extérieur ; l'enveloppe d'hydrogène de l'étoile se dilate et se refroidit. L'énergie cinétique nécessaire à cette expansion de l'enveloppe est à la fois prise sur l'énergie nucléaire produite par la coquille et sur l'énergie thermique de l'enveloppe elle-même. Celle-ci devient donc plus froide et plus rouge.

L'évolution ultérieure dépend de la masse de l'étoile. Pour les grandes masses ($M \geq 2M_{\odot}$), la densité au coeur de l'étoile est moins forte que pour les faibles masses, et l'équation d'état de la matière stellaire est encore celle du gaz parfait. Tandis que pour les étoiles de faible masse, le coeur commence à être partiellement dégénéré, devient de moins en moins compressible. Cette différence va se traduire dans une plus grande instabilité de fortes masses vis à vis des contractions et expansions successives.

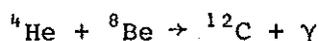
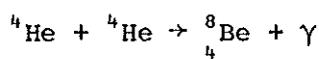


Pendant que la coquille de combustion de l'hydrogène s'amincit, que l'enveloppe devient plus froide et plus ténue, à l'opposé le centre devient plus chaud et plus dense.

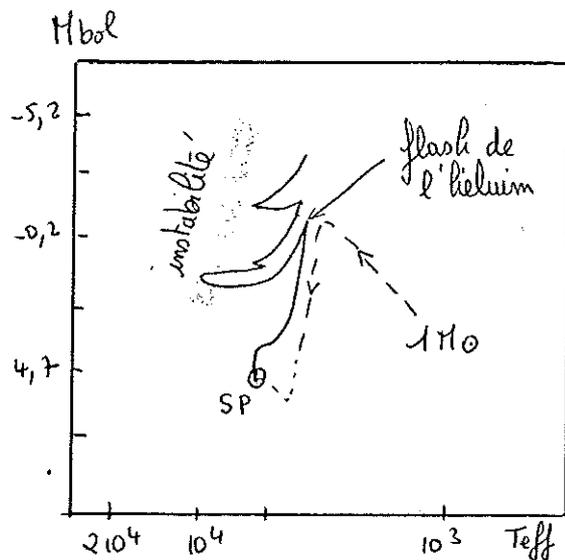
La pression de dégénérescence prend de l'importance par rapport à la pression gazeuse et la conductivité des électrons croît dans le centre.

Le noyau de l'étoile devient isotherme, surtout pour les faibles masses. La luminosité de l'étoile croît dans toute cette phase, en partie parce que le rayon croît considérablement, en partie parce que l'enveloppe devient de moins en moins opaque.

Lorsque la température du noyau atteint 10^8 K, la fusion de l'hélium commence : (réaction "trois alpha")



Pour les faibles masses, puisque le noyau est isotherme, le processus débute partout en même temps ; c'est une phase explosive appelée le "flash de l'hélium". Le noyau s'échauffe, la pression thermique s'élève au-dessus de la pression quantique, le gaz d'électrons n'est plus dégénéré. La pression devenant à nouveau proportionnelle à la température, le noyau se dilate et se refroidit. Toute l'évolution repart alors en sens inverse. L'enveloppe se contracte et s'échauffe pour compenser l'apport d'énergie qui ne lui vient plus du centre. A ce stade, la principale source d'énergie est encore la combustion de l'hydrogène en coquille (95% pour une masse comme le soleil). Le chemin d'évolution de l'étoile dans le diagramme HR se dessine donc en sens inverse.



La contraction rapide de l'enveloppe ne peut être stoppée immédiatement et dépasse le point d'équilibre entre pression gazeuse et force gravitationnelle. Des oscillations s'amorcent donc, qui, au lieu d'être amorties par rayonnement, sont entretenues au

contraire dans la zone d'ionisation de l'hélium.

En effet, si l'on ne tient pas compte des variations d'opacité dans l'atmosphère de l'étoile, on s'attendrait à ce que l'étoile au maximum de compression de l'enveloppe, rayonne à une température supérieure à la température d'équilibre : cet excès de rayonnement devrait amortir les oscillations en évacuant à l'extérieur l'énergie cinétique des pulsations. Mais en fait l'opacité dans l'atmosphère de

l'étoile varie, à cause de l'ionisation de He⁺ en He⁺⁺. L'opacité croît quand l'enveloppe est comprimée, parce que la lumière est absorbée pour assurer l'ionisation :

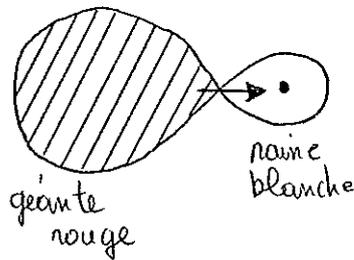


La surface de l'étoile, où $\tau \approx 1$, remonte alors plus haut dans l'atmosphère, où la température est plus basse. L'énergie rayonnée est alors bien plus faible. Une grande partie de l'énergie est conservée par l'étoile, sert à ioniser l'hélium, et ainsi maintient les pulsations. L'énergie libérée par la compression n'est pas rayonnée.

Ce mécanisme rend bien compte des observations des différentes catégories d'étoiles pulsantes : en effet on constate que le maximum de luminosité de l'étoile, qui correspond aussi au maximum de température de surface, n'est jamais en phase avec le minimum de rayon de l'étoile. Cette période d'oscillations correspond à ce que l'on appelle phase RR-Lyrae pour les étoiles de faible masse comme le Soleil et aux Céphéïdes pour les étoiles plus massives.

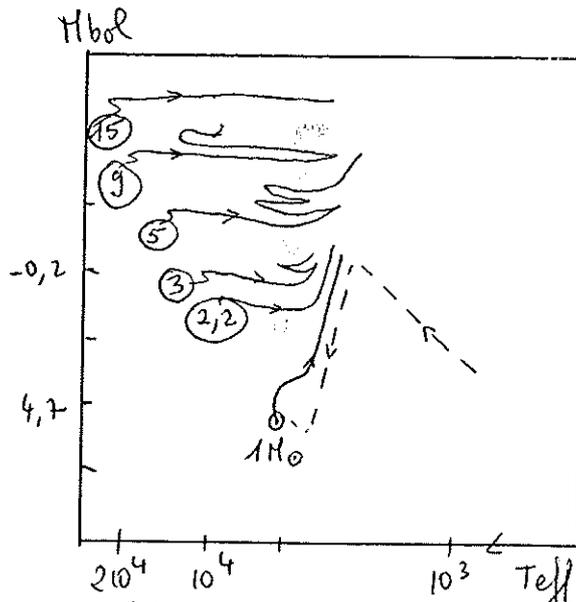
Lorsque la quasi-totalité de l'hélium est convertie au centre en carbone et oxygène, le noyau se contracte à nouveau gravitationnellement (d'autant plus que le nombre de particules, et donc la pression, est diminué). L'étoile s'échauffe et les réactions de fusion de l'hélium vont maintenant se produire dans une coquille autour du noyau. L'enveloppe externe va être repoussée : elle se dilate et se refroidit, un peu comme dans la phase de combustion de l'hydrogène en coquille. Mais ces dernières étapes sont de plus en plus rapides (pas plus de 10^8 ans à partir du flash de l'hélium jusqu'à la fin, pour une masse solaire par exemple).

L'évolution ultérieure est assez incertaine : il se pourrait que la combustion de l'hélium ou du carbone soit instable, pour les faibles masses, et produise des sursauts pendant lesquels l'étoile augmente de température et de luminosité (peut-être variables Mira ?). D'autre part, un sursaut plus violent pourrait provoquer l'éjection d'une partie de l'enveloppe, correspondant au phénomène de nova, conduisant à la formation d'une nébuleuse planétaire. Ce phénomène de nova peut se reproduire plus ou moins périodiquement (l'éjection ne représente que 10^{-6} à 10^{-3} masse solaire). Il semblerait toutefois que les novae appartiennent toujours à des systèmes binaires. L'éjection correspondrait alors au transfert de masse entre les deux étoiles : l'une serait une géante rouge en phase d'expansion, l'autre une naine



blanche. L'apport d'hydrogène sur cette naine relancerait superficiellement les réactions nucléaires, et produirait l'expansion violente des régions externes.

- Les étoiles bien plus massives que le Soleil, après être devenues des supergéantes rouges, explosent en supernovae. La matière éjectée



Evolution post-série principale selon la masse des étoiles -

joue un grand rôle dans l'enrichissement en éléments lourds du milieu interstellaire. Il ne reste du coeur de l'étoile qu'une étoile à neutrons, qui se manifeste observationnellement par ses émissions radio pulsées (exemple de la nébuleuse du Crabe et de son pulsar)

II.- ETOILES A NEUTRONS - PULSARS

Les pulsars ont été découverts en 1967 à Cambridge en Angleterre, au cours d'un programme d'étude des scintillations interplanétaires (récepteurs radio à brève constante de temps). De nombreux pulsars furent découverts en quelques mois, des sources radio assez intenses dont la principale caractéristique est leur très courte période, jusqu'à 1/30e de seconde (période du pulsar du Crabe). Cette caractéristique orienta tout de suite les théoriciens vers des objets très petits : les régions émettrices ne peuvent être plus étendues que 1/30 de seconde-lumière, soit 10^4 Km ou le rayon d'une naine blanche. Mais la période d'oscillation d'une naine blanche est de l'ordre de la minute. D'autre part, si la régularité des signaux est due à un faisceau tournant, la période de rotation est si courte qu'il ne peut s'agir que d'une étoile à neutrons. En effet, à cette fréquence-là, une naine blanche serait déjà brisée par la force centrifuge :

$$\Omega^2 R \gg GM/R^2$$

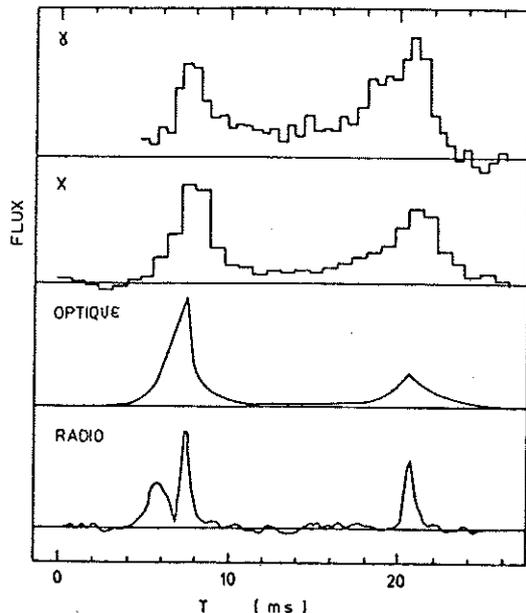
La densité minimale d'un objet pouvant tourner à cette vitesse est de $\rho \sim 10^{11}$ g/cm³ (pour une naine blanche $\rho \sim 10^{6-7}$ g/cm³, pour une étoile à neutrons $\rho \sim 10^{15}$ g/cm³).

Il est donc facile à comprendre que le modèle de l'étoile à neutrons en rotation rapide se soit vite imposé, surtout qu'il était confirmé de façon éclatante par la découverte de pulsars au centre des nébuleuses du Crabe et de Vela, anciennes supernovae.

Depuis longtemps (1940), on recherchait une étoile à neutrons dans la nébuleuse du Crabe, la théorie prévoyant cet état de la matière pour un reste de supernova. Mais personne ne savait à quoi ressemblait une étoile à neutrons. Une petite étoile bleue avait bien été remarquée au centre, mais qui pouvait s'imaginer qu'elle s'allumait et s'éteignait 30 fois par seconde ?

A/ Caractéristiques observationnelles des pulsars :

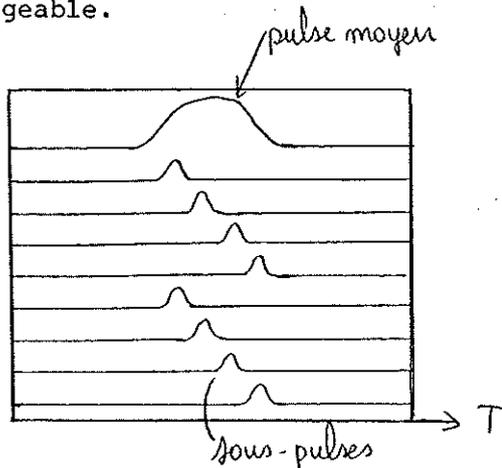
Pulsar
du Crabe



L'émission consiste en un pulse principal moyen, dont la forme varie de pulsar à pulsar, mais qui est extrêmement stable pour un pulsar donné. La durée de ce pulse est typiquement 3% de la période. Beaucoup de pulsars émettent un interpulse à la moitié de la période, de plus faible intensité. Ces pulses représentent

en fait la moyenne d'un grand nombre de sous-pulses qui surviennent de façon aléatoire, ou dérivent systématiquement au cours de la période. Le spectre en fréquence de l'émission est en gros une loi de puissance d'index compris entre - 1 et - 3.

L'émission est toujours fortement polarisée linéairement (jusqu'à 100% pour le pulsar Vela), avec une légère polarisation circulaire parfois. Le pulsar du Crabe est exceptionnel, car il émet des pulses à toutes les fréquences du spectre électro-magnétique (IR, optique, X, γ), alors qu'en général les pulsars ont une émission optique négligeable.



La température de brillance radio de ces émissions est de l'ordre de 10^{30} K, ce qui exclut le mécanisme d'émission incohérente (énergie des particules $\sim 10^{26}$ ev).

Une des caractéristiques fondamentales des pulsars est la croissance de leur période avec le temps. Leur rotation se ralentit progressivement (ce qui confirme encore le modèle de la rotation, car théoriquement une vibration ne se ralentirait pas ainsi).

Sur 330 pulsars connus aujourd'hui (1984), on connaît la variation de la période \dot{P} pour une centaine d'entre eux. Il ne semble pas y avoir de relation nette entre P et \dot{P} . Cette variation \dot{P} est de l'ordre de 10^{-15} et conduit à définir un âge équivalent des pulsars : P/\dot{P} . Cet âge s'avère exact pour les pulsars jeunes, par exemple pour le pulsar du Crabe, on obtient un âge de 1240 ans (au lieu de 930 âge réel) et pour le pulsar Vela, 10^4 ans.

Par contre, grâce à différentes propriétés cinématiques, on constate que l'âge P/\dot{P} est une fausse estimation dès que $P/\dot{P} > 10^7$ ans.

Nous verrons que dans la plupart des modèles théoriques des pulsars, le couple de torsion qui freine le pulsar peut s'exprimer selon une puissance n de Ω , si bien que :

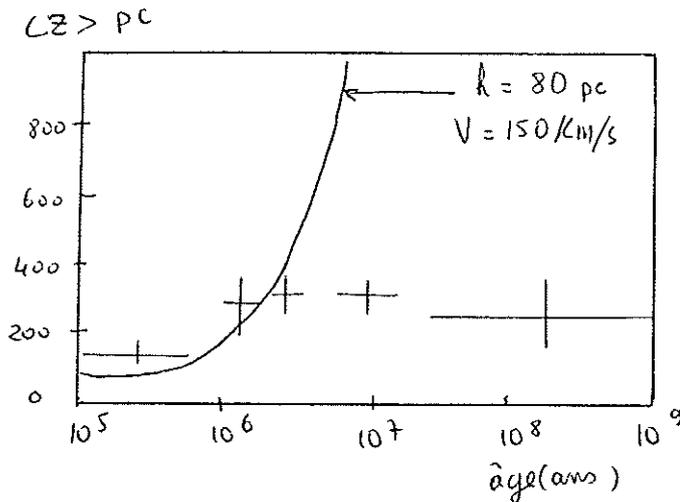
$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \quad (n : \text{indice de freinage})$$

La mesure de cet indice nécessite la détermination de $\ddot{\Omega}$ et n'a été effectuée que pour le Crabe, où $n = 2.5$, très proche de la valeur $n = 3$ du modèle simple où le champ magnétique du pulsar est dipolaire.

- Outre cet accroissement lent de période, il existe des sauts brusques pendant lesquels le pulsar s'accélère, d'une quantité de l'ordre de $\Delta P/P \sim 2 \cdot 10^{-6}$; il revient ensuite de façon plus rapide que précédemment à sa période d'origine.

Distribution galactique : Les pulsars sont concentrés dans le plan galactique, comme on pourrait s'y attendre pour des objets

jeunes. Toutefois, leur hauteur moyenne au dessus du plan est au moins



$\langle Z \rangle$ hauteur moyenne des pulsars au-dessus du plan galactique, en fonction de leur âge P/\dot{P}

trois fois plus grande que celle des supernovae ou des associations OB, qui sont vraisemblablement leurs progéniteurs. Ceci s'explique bien, lorsque l'on mesure les vitesses propres des pulsars qui sont très grandes : $V_Z \sim 150 \text{ km/s}$. Il semblerait que les pulsars soient créés avec une grande vitesse initiale, et qu'ils s'échappent ainsi rapidement

du lieu de leur naissance. Correction faite de cette vitesse initiale, leur hauteur $\langle Z \rangle$ devient comparable à celle des autres objets très jeunes. Il en est de même avec leur distribution radiale dans la galaxie, qui présente un maximum prononcé autour de $R = 5 \text{ Kpc}$ (anneau moléculaire) et une chute brutale après $R = 10 \text{ Kpc}$.

En supposant que leur âge moyen est de l'ordre de $\sim 8 \cdot 10^6$ ans et que l'on ne peut en observer au mieux que 20% à cause de la focalisation de leur émission dans un cône étroit, le nombre total de pulsars a été estimé à $\geq 10^5$ dans la galaxie, correspondant à un taux de naissance des pulsars légèrement supérieur à celui des supernovae. Vu les grandes incertitudes à chaque étape de l'extrapolation, il n'est pas sûr qu'il faille chercher ailleurs que dans les explosions de supernovae l'origine des pulsars.

Pour l'instant, un seul pulsar extragalactique a été découvert dans le Grand Nuage de Magellan ($P = 0.9 \text{ sec}$, découvert en 1983).

- La période des pulsars se distribue à peu près comme une Gaussienne de valeur moyenne 0.6 seconde. Le pulsar le plus lent étant de 4 sec. Jusqu'en 1983 le plus rapide était encore le Crabe (0,033 sec) quand il fut découvert un pulsar exceptionnel de période 1,56 msec, à la limite de dislocation d'une étoile à neutrons par les forces centrifuges. Le plus surprenant est que son âge caractéristique est grand : $P/\dot{P} \sim 10^9$ ans, autrement dit, sa rotation, aussi rapide soit-elle, ne se ralentit presque pas. Ce qui est d'ailleurs en accord avec l'estimation de son champ magnétique $B \sim 10^8$ Gauss (rayonnement X, faibles pertes d'énergie). Le champ magnétique du pulsar du Crabe par exemple est de $B \sim 10^{12}$ Gauss, typique des pulsars en général. Donc ce pulsar rapide et "vieux" ne se ralentit pas beaucoup car sa perte d'énergie par rayonnement, $\propto B^2$, est très faible.

Pour expliquer ses propriétés, l'hypothèse de pulsar binaire a été proposée. Notons qu'un pulsar binaire a été découvert en 1974 et en 1983 (périodes de pulsations variables selon la position des deux pulsars sur leurs orbites relatives). Dans le cas présent, le compagnon du pulsar aurait explosé en supernova en cassant l'orbite commune et la matière stellaire tombant sur le pulsar l'aurait accéléré jusqu'à sa fréquence de $\sim 10^3$ Hz. On remarque qu'aucun pulse n'a encore été détecté en direction des compagnons (leur faisceau étant probablement orienté différemment).

B/ Modèles théoriques de pulsars :

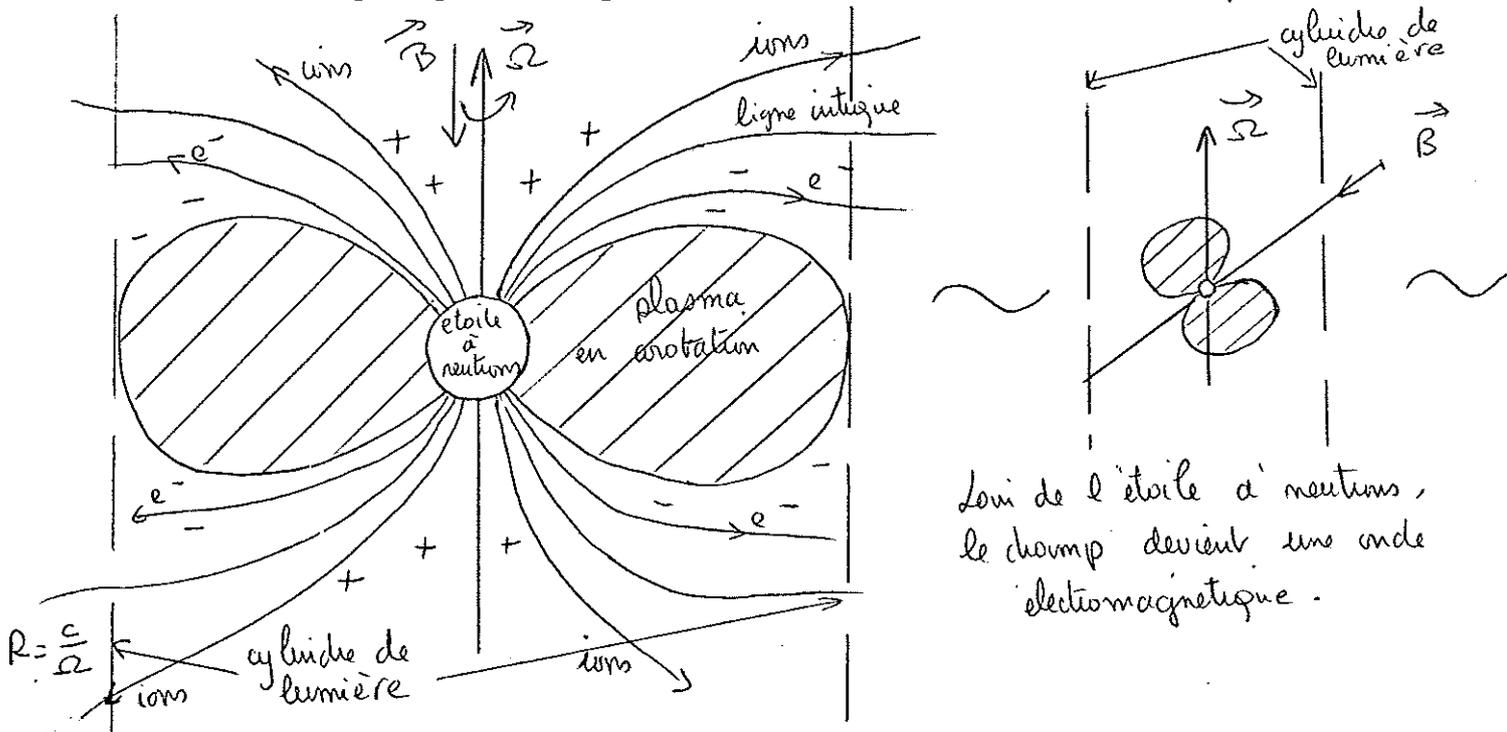
Remarquons d'abord que les ordres de grandeur des champs magnétiques et des vitesses de rotation mesurés pour les pulsars correspondent bien à ce que l'on attendrait de la contraction d'une étoile

massive. Cette dernière possède un champ magnétique de 10^2 à 10^4 Gauss (alors que $B = 1G$ pour le Soleil). En supposant que le flux magnétique est conservé lors de la contraction : $BR^2 = \text{cste}$. Or l'étoile à neutrons possède un rayon 10^5 fois inférieur à celui d'une étoile massive d'où le champ magnétique final 10^{12} à 10^{14} Gauss. La période de rotation des étoiles massives est de l'ordre de ~ 10 jours. Par conservation du moment cinétique, on obtient une période de l'ordre de 10^{-4} sec, ce qui est déjà supérieur à la limite de dislocation. En fait, par rayonnement d'ondes gravitationnelles, l'énergie est rapidement dissipée et la période approche 10^{-2} sec. On peut montrer pour le pulsar du Crabe par exemple, que la perte d'énergie due au rayonnement du dipôle magnétique, domine celle du quadrupôle gravitationnel au bout de 80 ans seulement.

(1) Magnétosphère du pulsar :

A la surface d'une étoile à neutrons d'une masse solaire, de rayon $R = 10$ Km, l'accélération due à la gravitation est de l'ordre de 10^{11} g (g accélération terrestre). L'échelle de hauteur de l'atmosphère devrait alors être de $h = KT/m_H g \sim 10^{-8}$ T(m). Si la température de surface de l'étoile à neutrons est de $\sim 10^6$ K, $h = 1$ cm. Il est impossible que l'émission des pulsars puisse provenir d'une zone si étroite. En fait, lorsque l'on inclut l'intense champ magnétique (10^{12} Gauss) qui existe très probablement à la surface de l'étoile, on s'aperçoit que les forces de gravitation sont négligeables devant les forces électromagnétiques et que ces dernières vont déterminer la taille de la magnétosphère à l'origine des émissions.

Considérons, en effet, un modèle simple de pulsar, pour lequel le champ magnétique à l'extérieur de l'étoile à neutrons est celui d'un dipôle magnétique \vec{m} , parallèle ou antiparallèle à $\vec{\Omega}$, la vitesse angulaire de rotation. Ce modèle est simplifié en ce sens qu'il conserve la symétrie de révolution au voisinage de l'étoile, alors que, dans la réalité, \vec{m} est incliné d'un certain angle par rapport à $\vec{\Omega}$. (c'est justement cette inclinaison qui est à l'origine du rayonnement dipolaire magnétique du pulsar, et de sa perte séculaire d'énergie, ayant pour conséquence le ralentissement de sa rotation).



Considérons l'étoile à neutrons comme un bon conducteur. A l'intérieur de l'étoile le champ électrique induit \vec{E} est tel que :

$$\vec{E} = -(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B}$$

Près de la surface de l'étoile, le champ E vaut donc $\sim \Omega R B_0$. Pour le pulsar du Crabe $\Omega = 2 \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1}$, $R \approx 10 \text{ Km}$, $B = 10^{12} \text{ Gauss} = 10^8 \text{ T}$ et $E = 2 \cdot 10^{14} \text{ V/m}$. La force électrique agissant sur un électron est donc $3 \cdot 10^{13}$ fois supérieure à la force gravitationnelle et va déterminer les

mouvements des particules autour de l'étoile. Comme \vec{E}, \vec{B} n'est pas nul à l'extérieur, les particules vont être accélérées. Notamment si \vec{B} et $\vec{\Omega}$ sont antiparallèles, le champ \vec{E} est dirigé hors de la surface de l'étoile vers les pôles et les ions s'en échappent. Vers les régions équatoriales, le sens de \vec{E} est inversé et les électrons s'échappent. Ces courants circulent jusqu'à ce que la densité des particules chargées compense le champ, c'est-à-dire pour des densités de charge :

$$\rho_e \sim \Omega B \epsilon_0$$

soit pour des densités particulières $N = (\Omega B \epsilon_0) / e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$,

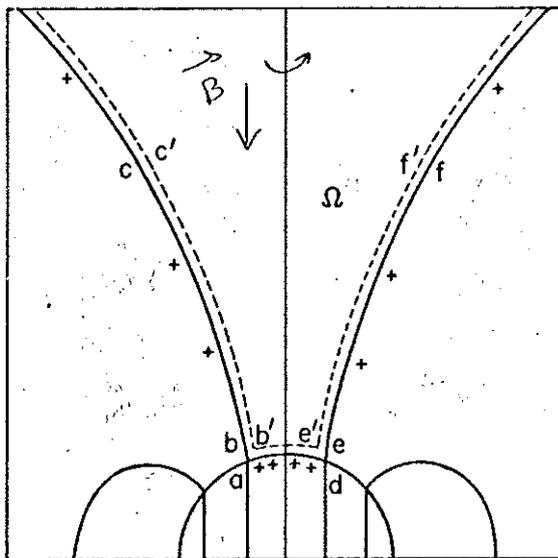
On s'attend donc à trouver autour de l'étoile à neutrons une magnétosphère, ou enveloppe de plasma de densité 10^{12} cm^{-3} .

- La distribution des particules et du champ magnétique dans le cas général n'est pas encore résolu. Mais supposons par exemple pour simplifier que la magnétosphère dans les régions équatoriales est entraînée par la rotation de l'étoile au moins jusqu'au cylindre de lumière où $V = \Omega r = c$. En deçà de ce rayon $R_{cl} = c/\Omega$, ($R_{cl} = 1\,500 \text{ Km}$ pour le pulsar du Crabe), le plasma tourne à la même vitesse que l'étoile et si on le considère comme un conducteur parfait, on a encore :

$$\vec{E} = - (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B}$$

à l'extérieur et $\rho_e = \epsilon_0 \text{div} \vec{E} \approx 2\epsilon_0 \vec{B} \cdot \vec{\Omega}$ comme densité de charge. La région de corotation parfaite est délimitée par les lignes de champ tangentes au cylindre de lumière, et qui peuvent encore se refermer. En dehors de cette région, les lignes de champ ne se referment plus, de même que les lignes de courant des particules. Il s'ensuit la formation de calottes polaires sur la surface de l'étoile qui laissent échapper des particules chargées (des ions si \vec{B} est antiparallèle à $\vec{\Omega}$).

Ce modèle simple de magnétosphère suppose que l'étoile à neutrons peut fournir les charges positives et négatives nécessaires. C'est vrai pour les électrons, mais non pour les ions positifs : en présence de champs magnétiques extrêmes (10^{12} Gauss), la matière à la surface de l'étoile à neutrons forme des structures liées : longues chaînes moléculaires qui forment un réseau serré, chaque chaîne étant fortement liée aux autres latéralement. Ces structures condensées de matière (soit ${}^4\text{He}$, soit ${}^{56}\text{Fe}$) présentent une forte énergie de liaison par ion (~ 14 Kev) dont ni le champ \vec{E} , ni la température à la surface de l'étoile ne peuvent venir à bout. Par conséquent, les ions restent liés à la surface. Les calottes polaires vont donc se charger définitivement par rapport au reste de l'étoile. Le plasma chargé positivement au-dessus va avoir tendance à se soulever de l'étoile et à former un intervalle vide de taille croissante.



Formation d'un vide (gap) dans les régions polaires. La quantité $\vec{E} \cdot \vec{B}$ n'est non nulle que dans le gap $ab'e'd$.

Partout où la densité de charge n'est pas nulle, on peut supposer $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Mais, par contre, dans le vide (ou gap) $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$. Si h est l'épaisseur du gap : $E \sim 2\Omega h$ (normal à la surface de l'étoile). La différence de potentiel à travers le gap croît comme

$$\Delta V \sim \Omega h^2$$

Lorsque cette différence de potentiel devient assez forte une décharge a lieu à travers

le gap par avalanche de paires électron-positron (rayons γ d'énergie $\gg 2m_e c^2$).

Le champ \vec{E} à travers le gap accélère les électrons vers la surface de l'étoile et les positrons vers l'extérieur. Ces particules sont accélérées le long des lignes du champ magnétique à des énergies ultrarelativistes.

(2) Mécanisme d'émission des pulsars :

Nous avons déjà signalé que l'émission radio des pulsars, dont la température de brillance T_b peut atteindre 10^{30} K, ne peut être que cohérente. Dans une émission incohérente, en effet, l'intensité de la source est au plus la somme des intensités émises par chaque particule. Comme pour une émission thermique (qui est un bon exemple d'émission incohérente), on peut avoir un ordre de grandeur de l'énergie E par particule avec $E \sim kT_b \sim 10^{26}$ ev (pour $T_b \sim 10^{30}$ K) ; or aucune particule ne peut être accélérée à de telles énergies, même par une étoile à neutrons. Notons que la température de brillance de l'émission optique n'est, elle, que de 10^{11} K pour le pulsar du Crabe, ce qui rend alors possible un mécanisme incohérent.

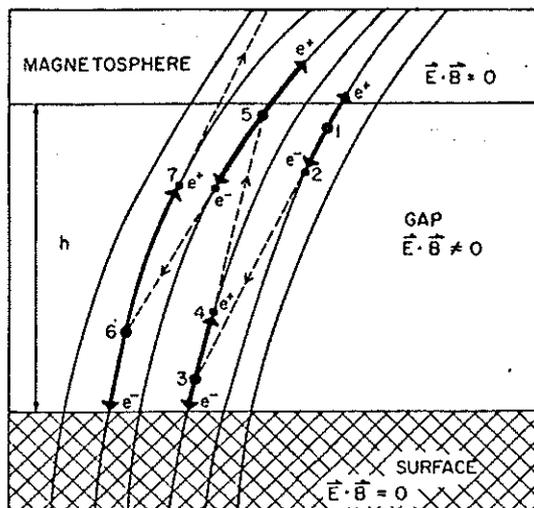
Dans une émission cohérente, les champs électromagnétiques que rayonnent toutes les particules sont en phase et s'additionnent de façon constructive : on somme donc les amplitudes et non les intensités. Si N est le nombre de particules en phase, l'émission cohérente est alors N fois supérieure à l'émission incohérente de ces mêmes particules. Des mécanismes cohérents sont par exemple l'émission maser (émission stimulée) ou l'émission cohérente de particules préalablement groupées (faisceau de particules, ondes, ...).

on peut alors dans ce dernier cas définir une longueur de cohérence ℓ et il faut bien sûr que $\lambda > \ell$ pour que les émissions soient en phase. Dans la plupart des pulsars, l'émission radio chute rapidement au-delà de $\nu = 1\text{GHz}$, ce qui correspond à une longueur de cohérence de 30 cm. La majorité des pulsars n'émet d'ailleurs qu'en radio.

Pourquoi l'émission radio est-elle focalisée dans un pinceau étroit ? Deux mécanismes essentiels ont été considérés : soit la source de l'émission est localisée près du pôle magnétique, et l'émission se produit le long des lignes de champ ; on ne reçoit alors que l'émission des pulsars dont l'axe magnétique est orienté vers la terre. Soit la source de l'émission est localisée près du cylindre de lumière et la focalisation est due au fait que la source tourne autour de l'étoile à neutrons avec une vitesse ultrarelativiste. Toute émission isotrope dans le référentiel au repos de la source, se transforme en émission focalisée dans la direction de la vitesse de la source, donc tangente à son orbite. Ce résultat est complètement indépendant du mécanisme d'émission.

Le modèle de magnétosphère développé au paragraphe précédent fournit un mécanisme intéressant d'émission cohérente, le long des lignes de champ (source localisée près du pôle magnétique).

- Décharge du gap par production en cascades d' e^+e^-

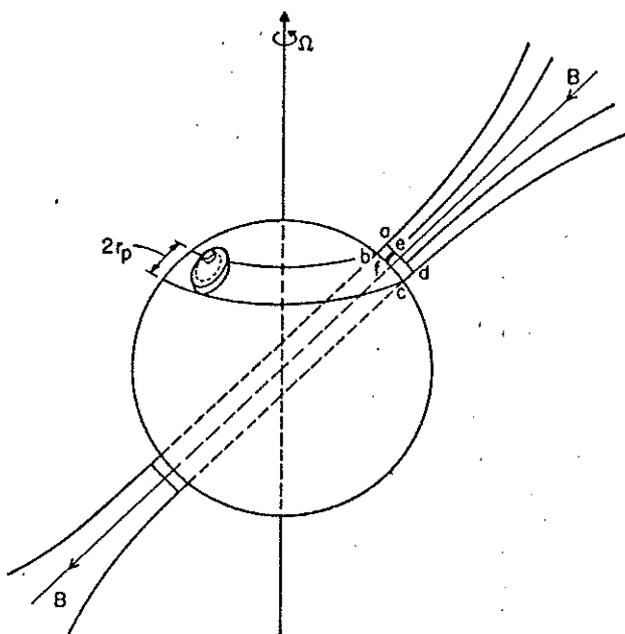


En effet, lorsque la différence de potentiel dans le gap devient assez importante (10^{12}V et qu'un photon γ (d'énergie $> 2mc^2$) produit une paire e^+e^- un phénomène d'avalanche s'amorce : l'électron est

accéléré vers la surface de l'étoile le long des lignes de champ recourbées et émet un rayonnement synchrotron caractéristique, dit rayonnement de courbure. Le photon rayonné peut à nouveau produire une paire e^+e^- , etc... (l'énergie caractéristique du rayonnement de courbure étant $\hbar\omega \sim \hbar \frac{c}{\rho} \gamma^3$, où $\gamma = E/mc^2$ pour l'électron, cf "mécanismes de rayonnement").

Ainsi le gap se décharge totalement, sur des échelles de temps de l'ordre de quelques microsecondes, par des sortes "d'étincelles", qui injectent des faisceaux très groupés de positrons dans la magnétosphère, juste au-dessus du gap. Ces positrons, de même que les paires secondaires produites par rayonnement de courbure dans la magnétosphère produisent des instabilités de plasma et des regroupements de particules qui peuvent rendre cohérente l'émission de courbure le long des lignes de B.

Imaginons le modèle de magnétosphère plus réaliste dans lequel le champ \vec{B} est incliné par rapport à l'axe de rotation $\vec{\Omega}$. Le gap



décrit alors une orbite circulaire, dans la rotation du pulsar.

La décharge du gap se produit dans une petite région de la calotte polaire et produit un sous-pulse, qui par précession autour du pôle peut rendre compte des dérives observées.

En moyennant dans le temps, tous les sous-pulses seront

Calotte polaire et gap pour un modèle plus réaliste de pulsar. L'étincelle injecte des particules qui génèrent une émission cohérente à 10^3 km de l'étoile.

émis dans une enveloppe englobant tout le gap. Cette émission cohérente ne pourrait plus se réaliser si la période du pulsar s'accroît (la $\Delta\phi$ du gap devient insuffisante pour former les "étincelles") et le modèle prédit une période limite fonction du champ magnétique de surface, en bon accord avec les observations.

En ce qui concerne l'émission optique du pulsar du Crabe (de même que les émissions IR, X, γ) l'hypothèse d'un mécanisme incohérent d'émission synchrotron permet d'expliquer la forme du spectre global du Crabe et même de donner une valeur du champ magnétique à la surface, tout à fait compatible avec les autres estimations.