

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi di Laurea

Il ruolo dell'effetto batteria nell'evoluzione magneto-termica delle stelle di neutroni

Relatore

Prof. Roberto Turolla

Correlatore

Dr. Roberto Taverna

Laureando

Simone Zattoni

Anno Accademico 2023/2024

Indice

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Proprietà fisiche delle NSs | 5 |
| 1.1 | Struttura e composizione delle NSs | 5 |
| 1.2 | Evoluzione magneto-rotazionale di una NS | 7 |
| 1.3 | Popolazioni e classi di NSs | 9 |
| 2 | Campo magnetico ed evoluzione magneto-termica | 11 |
| 2.1 | Campo magnetico | 11 |
| 2.2 | Evoluzione magneto-termica | 12 |
| 3 | Biermann battery | 17 |
| 3.1 | Descrizione fisica dell'effetto | 18 |
| 4 | Biermann battery nei codici di modelling 3D | 19 |
| 4.1 | PARODY | 19 |
| 4.1.1 | Sorgenti di calore aggiuntive | 21 |
| 4.2 | Casi di importanza della Biermann battery | 24 |
| 4.3 | Possibili evidenze “osservative” della Biermann battery | 26 |
| 5 | Considerazioni conclusive | 29 |

Abstract

Le stelle di neutroni nascono da un evento di core-collapse supernova con temperature di 10^{10} – 10^{11} K. Successivamente si raffreddano, emettendo neutrini e radiazione termica dalla loro superficie. L'evoluzione termica è accoppiata a quella del campo magnetico, governata dall'equazione di induzione. Oltre ai due termini principali, responsabili dell'effetto Hall e del decadimento ohmico, l'equazione di induzione contiene anche un termine termo-magnetico, la cosiddetta Biermann battery, che può amplificare localmente il campo magnetico. Scopo della tesi è valutare in quali casi gli effetti della Biermann battery possono essere importanti nel produrre strutture magnetiche sulle piccole scale.

Introduzione

Le stelle di neutroni (NSs) rappresentano gli oggetti celesti più fortemente magnetizzati nell'universo conosciuto, con campi magnetici dell'ordine di $B \sim 10^{12}\text{--}10^{15}$ G. Le NSs nascono in eventi di core-collapse supernova da progenitori con masse comprese tra circa 8 e $25 M_{\odot}$. La loro temperatura iniziale è estremamente elevata ($10^{10}\text{--}10^{11}$ K) e nel tempo si raffreddano attraverso l'emissione di neutrini e radiazione elettromagnetica.

La struttura e la composizione della regione più interna (il core) delle NSs è ancora poco conosciuta e risente delle presenti incertezze sull'equazione di stato (EoS) della materia superdensa ($\rho \sim 10^{14}$ g cm⁻³). È ragionevole attendersi che il core sia in uno stato superfluido e superconduttivo (type II superconductor). Se quest'ultima condizione è soddisfatta, il campo magnetico non penetra all'interno del core e quindi risiede nella crosta.

Nelle NSs l'evoluzione del campo magnetico è fortemente accoppiata a quella termica a causa della forte dipendenza delle proprietà di trasporto dalla temperatura. I due effetti principali che governano, attraverso l'equazione di induzione, l'evoluzione del campo magnetico sono il decadimento ohmico e l'effetto Hall. In aggiunta è presente un termine magneto-termico, spesso trascurato in passato, detto Biermann battery, potenzialmente in grado di amplificare localmente il campo magnetico.

L'evoluzione magneto-termica è stata oggetto di molti studi negli ultimi decenni, dapprima con modelli unidimensionali in cui l'evoluzione termica e magnetica sono solo debolmente accoppiate, poi con modelli numerici in due dimensioni ed infine con simulazioni genuinamente 3D. In particolare, in questo lavoro di tesi si farà riferimento al codice 3D PARODY (De Grandis et al., 2020, 2021, 2022). Lo scopo della tesi è quello di valutare i casi in cui gli effetti della Biermann battery possono essere importanti nel produrre strutture magnetiche su piccole scale nella crosta delle stelle di neutroni e discutere di alcune osservazioni dove la fenomenologia può essere dovuta all'effetto Biermann battery. Il lavoro parte da un'introduzione delle proprietà e della struttura delle NSs. In seguito nel *Capitolo 2* si descriverà l'evoluzione magneto-termica e nei capitoli successivi si affronterà l'effetto batteria, il suo ruolo nell'evoluzione, come viene trattato in PARODY e le evidenze indirette della presenza di questo effetto.

Capitolo 1

Proprietà fisiche delle NSs

In questo primo Capitolo si darà una rappresentazione generale delle caratteristiche di una NS, che sarà poi utile nel prosieguo della tesi.

1.1 Struttura e composizione delle NSs

Una NS può essere suddivisa in 4 regioni principali: l'atmosfera, l'envelope (detto anche oceano), la crosta (che si divide in esterna ed interna) e il core, anch'esso diviso in esterno ed interno (si veda la Figura 1.1).

Atmosfera: è un sottile strato di plasma composto da elementi pesanti come Fe, Ni e da H, He provenienti dalla stella progenitrice.

Envelope: è composto da un liquido di Coulomb di ioni ed elettroni, spesso ~ 100 m con densità $\rho \lesssim 10^9$ g cm $^{-3}$. Contiene una frazione trascurabile della massa totale della NS ($\sim 10^{-7}$ – $10^{-8} M_\odot$) e in questa zona sono presenti elevati gradienti di temperatura, densità e pressione (si veda Viganò 2013).

Crosta: questa regione comprende un reticolo di Coulomb di nuclei atomici di elementi del gruppo del ^{56}Fe , un gas degenero di elettroni ultra-relativistico e coesiste con neutroni liberi nella parte più interna. Il confine che separa la crosta dall'envelope è definito dalla densità sotto la quale la materia è liquida e questa transizione avviene a valori di densità $\rho \sim 10^9$ – 10^{10} g cm $^{-3}$. Come menzionato sopra, la crosta si divide in:

- Crosta esterna: è formata da ioni ed elettroni degeneri, ha una profondità di poche centinaia di metri e si estende dalla base dell'envelope fino allo strato interno con densità $\rho_d \approx 4 \times 10^{11}$ g cm $^{-3}$.

Lo spessore di tutta la crosta è di ~ 1 km.

A $\rho \lesssim 10^4$ g cm $^{-3}$ il plasma elettronico può risultare non ideale e la ionizzazione può essere incompleta, ma all'aumentare della profondità, e quindi della densità, il gas di e^- è quasi ideale e gli atomi sono totalmente ionizzati.

Gli elettroni degeneri sono caratterizzati dal momento di Fermi p_F o dal parametro relativistico x_r :

$$p_F = \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3} \quad , \quad x_r = \frac{p_F}{m_e c} \quad , \quad (1.1)$$

dove \hbar è la costante di Planck ridotta, n_e la densità elettronica, m_e la massa elettronica e c la velocità della luce nel vuoto. La temperatura di degenerazione elettronica è:

$$T_F = (\sqrt{1 + x_r^2} - 1)T_0 \quad , \quad (1.2)$$

con $T_0 = m_e c^2 / k_B \approx 5.930 \times 10^9$ K, dove k_B è la costante di Boltzmann. Inoltre gli elettroni diventano relativistici quando $x_r \gg 1$, ossia a $\rho \gg 10^6$ g cm $^{-3}$.

Lo stato degli ioni (nuclei atomici) in un plasma ionico a una componente è caratterizzato dal parametro di Coulomb Γ_C che descrive il rapporto tra l'energia coulombiana e quella termica:

$$\Gamma_C = \frac{Z^2 e^2}{a k_B T} \quad , \quad (1.3)$$

dove Ze è la carica nucleare, $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ il raggio della cella di Wigner-Seitz con n_i la densità numerica di ioni.

Gli ioni possono quindi costituire un liquido di Coulomb fortemente accoppiato se $1 < \Gamma_C < \Gamma_m$ o un cristallo di Coulomb se $\Gamma_C > \Gamma_m$ dove $\Gamma_m \approx 172$ corrisponde alla solidificazione di un liquido di Coulomb classico a una componente in un reticolo cubico a corpo centrato (si veda [Yakovlev et al. 2001](#) per un approfondimento).

Man mano che l'energia di Fermi aumenta con ρ , i nuclei catturano elettroni tramite il processo $e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$, diventando ricchi di neutroni. Alla base della crosta esterna dove la densità raggiunge ρ_d , gli ioni diventano così ricchi di neutroni da permettere ai neutroni di fuoriuscire (“neutron drip line”); ciò permette la formazione di un gas di neutroni liberi e determina il confine tra crosta esterna e crosta interna;

- **Crosta interna:** in questa regione coesistono nuclei atomici pesanti, elettroni e neutroni liberi e degeneri. A differenza della crosta esterna e dell'envelope, dove la pressione è dominata dal contributo degli elettroni degeneri, qui il principale contributo è dato dai neutroni per densità $\rho \gtrsim 4 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$.

Avvicinandosi al confine crosta-core, l'alta energia prodotta dalla repulsione di Coulomb non favorisce la forma sferica dei nuclei e all'aumentare della densità, iniziano a svilupparsi forme cilindriche o planari (denominate “Nuclear Pasta”) che delimitano la transizione al core.

Core: nella parte esterna si hanno densità $0.5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$, dove $\rho_0 \approx 3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ è la densità nucleare, e la materia consiste di un plasma di protoni, neutroni, elettroni e muoni; lo spessore della parte esterna è dell'ordine di qualche km. Nel core interno si hanno densità ancor più elevate e la composizione è ancora poco conosciuta. Esistono teorie che prevedono un superfluido di barioni (in prevalenza neutroni), altre la presenza di particelle pesanti (iperoni) e altre ancora che considerano materia esotica, come un plasma di quark liberi.

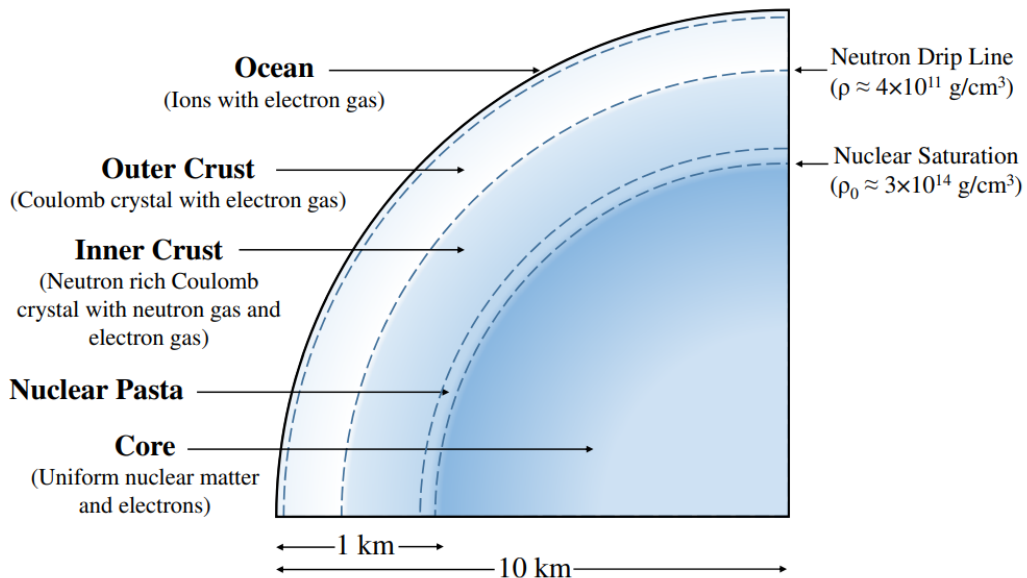


Figura 1.1: Sezione trasversale di una stella di neutroni (immagine presa da [Caplan & Horowitz 2017](#)).

In questa tesi assumeremo, seguendo quanto fatto nei lavori precedenti (si veda [De Grandis et al., 2020](#)), che il core sia un semiconduttore di tipo II e quindi che il campo magnetico sia contenuto solo nella crosta.

1.2 Evoluzione magneto-rotazionale di una NS

Le NSs sono caratterizzate da una magnetosfera dove le linee di forza del campo magnetico ruotano rigidamente con la stella attorno al suo asse. Esse possono chiudersi solo all'interno di un cilindro coassiale con l'asse di rotazione, detto cilindro luce, con raggio pari a:

$$R_{LC} = \frac{cP}{2\pi}, \quad (1.4)$$

dove P è il periodo di rotazione.

Si dimostra che il forte campo magnetico in superficie crea un campo elettrico capace di sollevare particelle cariche contro la gravità superficiale e accelerarle lungo le linee del campo. La presenza di cariche sulle linee di campo le obbliga ad aprirsi al cilindro di luce, perché le particelle materiali non possono muoversi ad una velocità maggiore di quella della luce. Il raggio R_{LC} corrisponde proprio alla distanza a cui la velocità tangenziale dovuta alla rotazione diventa pari a quella della luce.

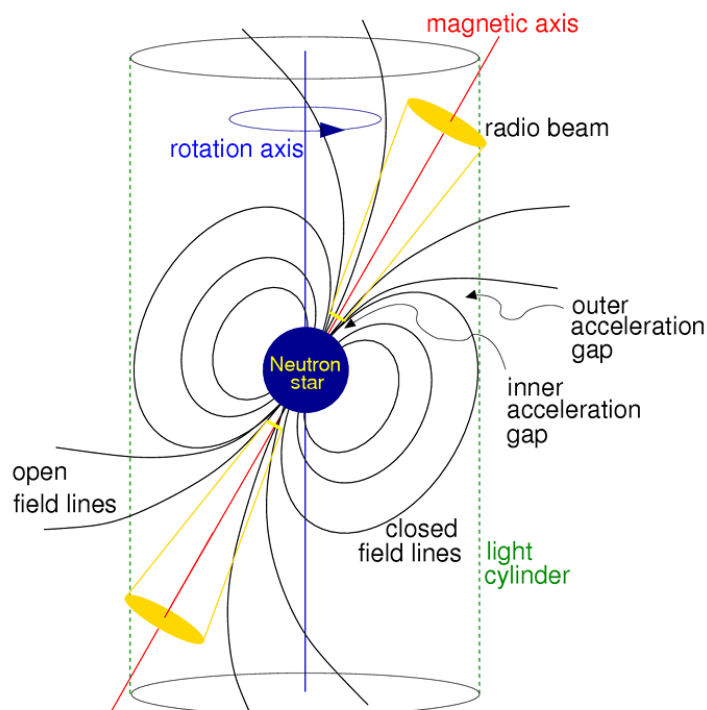


Figura 1.2: Rappresentazione del cilindro luce di una NS rotante (immagine presa da [Lorimer & Kramer 2004](#))

Le linee di forza di \mathbf{B} che attraversano la superficie del cilindro luce devono aprirsi e ritardare rispetto al moto di rotazione coassiale. Questo effetto è responsabile dell'apertura del cono di emissione di una pulsar.

Il modello del rotatore obliquo descrive la perdita di energia cinetica di rotazione di una NS che risulta in un aumento secolare del periodo. Questo modello assume che la NS rotante abbia un campo magnetico di dipolo e che l'asse del dipolo sia inclinato di un angolo φ rispetto all'asse di rotazione. Assumendo che la NS sia rappresentata da un dipolo magnetico che ruota nel vuoto con velocità angolare ω , il vettore momento di dipolo magnetico \mathbf{m} sarà dato da:

$$\mathbf{m} = \frac{B_p R_\star^3}{2} (\mathbf{e}_\parallel \cos \varphi + \mathbf{e}_\perp \sin \varphi \cos \omega t + \mathbf{e}'_\perp \sin \varphi \sin \omega t), \quad (1.5)$$

dove B_p è il modulo del campo magnetico al polo magnetico, R_\star il raggio della stella di neutroni, \mathbf{e}_\parallel il versore parallelo all'asse di rotazione e \mathbf{e}_\perp , \mathbf{e}'_\perp due versori perpendicolari all'asse di rotazione. Definendo I il momento d'inerzia della NS, essa emetterà radiazione elettromagnetica di frequenza

pari a quella di rotazione ($\nu = \omega/2\pi$) con una potenza data dalla formula di Larmor:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2}{3c^3} |\ddot{\mathbf{m}}|^2 = \frac{2}{3c^3} (\omega^2 m_0 \sin \varphi)^2, \quad (1.6)$$

dove $m_0 = |\mathbf{m}| = B_p R_\star^3/2$. L'energia sarà irradiata a spese dell'energia cinetica di rotazione $K = I\omega^2/2$:

$$-\frac{\partial K}{\partial t} = \frac{2}{3c^3} \omega^4 (m_0 \sin \varphi)^2 = -I\omega\dot{\omega}. \quad (1.7)$$

Dalla 1.7 si ottiene l'importante relazione $\dot{\omega} \propto -\omega^3$ con l'esponente $n = 3$, detto indice di frenamento, che caratterizza il rallentamento della rotazione della NS dovuto esclusivamente alla radiazione di dipolo magnetico (si veda Shapiro & Teukolsky 1983).

Si può inoltre riscrivere la 1.7 in termini del campo magnetico B sulla superficie della NS dato che $m_0 \sin \varphi = BR_\star^3$ (in analogia con l'espressione che permette di ottenere il campo elettrico di un dipolo elettrico p ad una distanza r : $E = p/r^3$) e ricavare il campo magnetico superficiale:

$$B^2 = -\frac{3c^3 I \dot{\omega}}{2\omega^3 R_\star^6}. \quad (1.8)$$

Ricordando che $\omega = 2\pi/P$ e $\dot{\omega} = -2\pi P^{-2} \dot{P}$, si può riscrivere la 1.7, e quindi anche la 1.8, in termini di P anziché ω (essendo il periodo una quantità direttamente misurabile):

$$B^2 = -\frac{3c^3 I \dot{\omega}}{2\omega^3 R_\star^6} = \frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R_\star^6} \propto I P \dot{P}. \quad (1.9)$$

Da queste relazioni si può, quindi, osservare come il rallentamento della rotazione della NS, con conseguente aumento di P , sia strettamente legato alla quantità di energia irradiata descritta dal modello del rotatore obliquo.

Si è visto che per una NS che si comporta come un dipolo magnetico ideale vale la relazione $\dot{\omega} \propto -\omega^3$. Potrebbero esserci, però, altri meccanismi dissipativi oltre a quello dovuto alla radiazione di dipolo (Shapiro & Teukolsky 1983) e, quindi, la relazione diventa in generale:

$$\dot{\omega} = -C \omega^n, \quad (1.10)$$

dove C è una costante e n l'indice di frenamento. Esprimendo quest'ultima in funzione del periodo, si trova un'equazione differenziale del primo ordine: $\dot{P} = C P^{2-n}$.

Supponendo $n \neq 1$, integrando si ottiene una stima dell'età di una NS τ :

$$\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^n \right], \quad (1.11)$$

con P_0 il periodo della NS nel momento della sua formazione. Imponendo $n = 3$ come trovato prima e assumendo che $P_0 \ll P$, si trova l'età caratteristica τ_c di una NS:

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}}, \quad (1.12)$$

spesso utilizzata come stima dell'età reale dell'oggetto.

Si possono raffigurare nel diagramma $P - \dot{P}$ le diverse classi di INSS di cui si parlerà in seguito (si veda Figura 1.3); sempre nel diagramma $P - \dot{P}$, sono tracciate le linee a campo magnetico B ed età caratteristica τ_c costanti, per mettere in risalto gli intervalli, più o meno grandi, del campo magnetico e di età delle diverse classi di INSS.

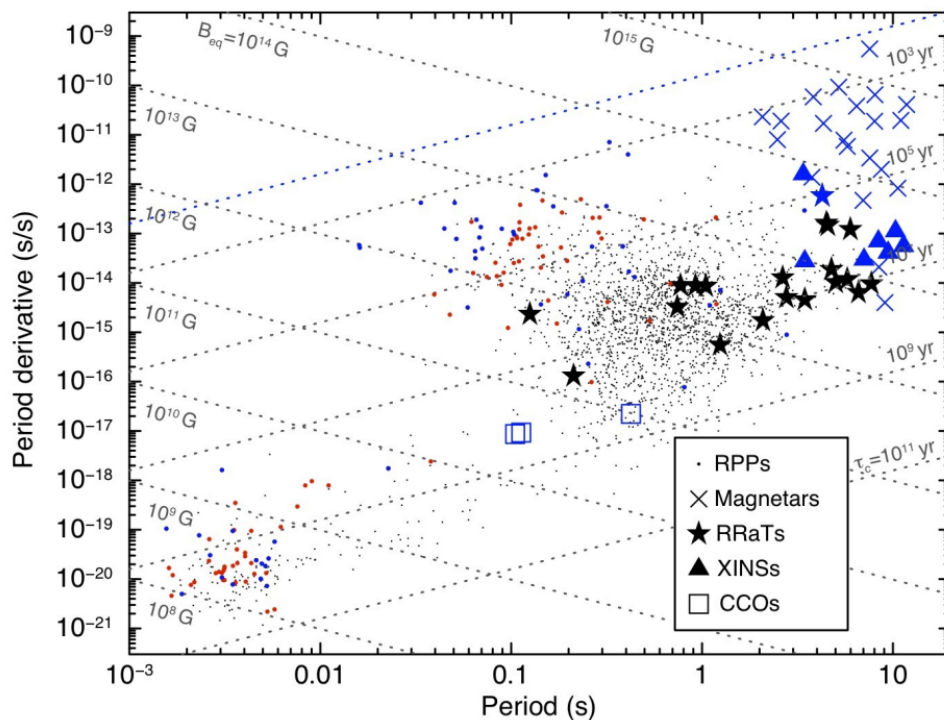


Figura 1.3: Diagramma $P - \dot{P}$ che illustra la disposizione delle differenti classi di NSs; le linee tratteggiate rappresentano i luoghi di età e campo magnetico costanti (immagine presa da [Turolla et al. 2015](#)).

1.3 Popolazioni e classi di NSs

Le NSs possono essere isolate (INSs) o possono far parte di sistemi binari. In particolare, fino a circa 40 anni fa le INSs erano conosciute solo come radio pulsar. Con l'avvento delle osservazioni ad alte energie si sono pian piano scoperte nuove tipologie di questi oggetti compatti.

Le INSs possono essere divise in 5 classi principali, contraddistinte da diverse proprietà:

- *Rotation-powered Pulsars (RPPs)*: rappresentano la classe più numerosa di NSs scoperte, alimentate dalla loro rotazione (ovvero dalla perdita di energia cinetica rotazionale a causa del frenamento determinato dal loro campo magnetico, come visto in Sezione 1.2) e osservate nel radio. Le loro emissioni sono prodotte grazie alla conversione di una frazione della loro energia rotazionale in radiazione non-termica emessa dai poli. Presentano un periodo di rotazione tra 1.3 ms e 8.5 s e un campo magnetico di 10^8 – 10^{14} G. Una parte di queste, le cosiddette high- B Pulsars (PSRs) con $B \sim 10^{13}$ – 10^{14} G, costituiscono il ponte tra le RPPs e le magnetars;
- *Magnetars*: sono le NSs più fortemente magnetizzate, il cui campo magnetico ultra-forte si può formare attraverso un'efficiente processo di dinamo convettiva nelle fasi subito susseguenti al collasso gravitazionale (proto-NS), oppure per amplificazione del campo magnetico della stella progenitrice (si veda [Kato & Fukue 2020](#)), tipicamente una stella massiccia (tipo spettrale O-B) in cui il nucleo ruota velocemente. Le magnetars sono NSs giovani ($\sim 10^2$ – 10^5 yr), hanno periodi $P \sim 1$ – 12 s e campi magnetici che presentano una componente di dipolo di intensità $B \gtrsim 10^{13}$ G, tra 10^{13} e 10^{15} G (tranne alcune eccezioni dette “Low-field magnetars”, LFM). Presentano inoltre un alto spin-down rate secolare ($\dot{P} \sim 10^{-13}$ – 10^{-11} s s $^{-1}$) che porta infatti ai campi magnetici elevatissimi di questa classe, se \dot{P} viene interpretato come dovuto alle perdite di energia elettromagnetica da un dipolo rotante nel vuoto (si veda Sezione 1.2). Le magnetars sono caratterizzate dall'emissione di burst e outburst (si veda [Turolla et al. 2015](#) per un approfondimento) e storicamente sono state divise in due gruppi:

- Soft Gamma Repeaters (SGRs): sono state individuate dal rivelamento di burst brevi e intensi nel range hard-X/soft gamma. Inizialmente erano associate con gli short gamma-

ray bursts (GRBs), fino a quando l'osservazione di burst ripetuti dalle SGRs ha dimostrato che si trattava di fenomeni diversi;

- Anomalous X-ray Pulsars (AXPs): a differenza delle prime, queste sono state identificate come X-ray pulsar nel range dei soft X-ray (ovvero < 10 keV). Sono dette “anomale” in quanto la loro luminosità nell’X, di $\sim 10^{34}$ – 10^{36} erg s $^{-1}$, è generalmente più alta rispetto al tasso di perdita di energia rotazionale ($L_X > \dot{E}_{rot}$); questo portò a pensare ad un’ulteriore sorgente di energia, ovvero che l’elevata luminosità nell’X e le attività di burst/outburst fossero alimentate dall’instabilità e dal decadimento del loro campo magnetico enorme.

Con l’aumentare delle informazioni ottenute su questi oggetti e l’aumentare delle somiglianze tra loro, la distanza tra SGRs e AXPs si fece sempre più piccola, fino ad essere considerate due manifestazioni della stessa classe di sorgenti (Turolla et al. 2015);

- *Central-Compact Objects (CCOs)*: sono INSs che si trovano al centro di resti di supernovae, giovani ($\lesssim 10^4$ yr) e radio-quiet. Il loro periodo di rotazione è dell’ordine di ≈ 0.1 – 0.4 s e presentano un campo magnetico dell’ordine di $B \sim 3 \times 10^{10}$ G. Sono alimentate dalla loro energia termica residua o dal calore prodotto dal riscaldamento superficiale da fonti esterne, come le correnti di ritorno nella magnetosfera (Borghese & Esposito 2023);
- *Rotating Radio Transients (RRaTs)*: queste INSs sono caratterizzate dall’emissione sporadica di impulsi singoli nel radio. Solo una di queste RRaTs è conosciuta come sorgente in X. Presentano un periodo $P \approx 1$ – 10 s ed un campo magnetico di $B \sim 10^{12}$ – 10^{14} G; inoltre, similmente alle PSRs, sono alimentate dalla rotazione;
- *X-ray dim INSs (XDINSs)*: dette anche “Magnificent Seven” (M7), emettono termicamente nella banda soft X-ray (0.1–10 keV). Hanno un’età stimata di $\approx 10^5$ yr, presentano un periodo di rotazione di $P \approx 3$ – 12 s ed un campo magnetico dell’ordine di $B \sim 10^{13}$ G. Sono INSs vicine ($d < 1$ kpc) e come le CCOs, anche queste INSs sono alimentate dal calore residuo di formazione.

Ad oggi si conoscono ~ 3000 RPPs, 30 Magnetars, 11 CCOs + 2 candidate, ~ 100 RRaTs e 7 XDINSs (Borghese & Esposito 2023).

In Figura 1.3 si può osservare come le RPPs e le magnetars formino degli agglomerati ben distinti, a meno delle due eccezioni di LFMs di cui si parlerà in seguito.

Capitolo 2

Campo magnetico ed evoluzione magneto-termica

Con il secondo Capitolo ci si avvicina al cuore di questo lavoro di tesi, dove si introdurranno le relazioni che governano il campo magnetico e l'evoluzione magneto-termica delle NSs.

2.1 Campo magnetico

Da [Pons & Viganò \(2019\)](#) e [Pons & Geppert \(2007\)](#), un qualsiasi campo vettoriale solenoidale \mathbf{B} può essere scomposto in:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{pol} + \mathbf{B}_{tor}, \quad (2.1)$$

ovvero in una parte poloidale e una parte toroidale. Queste possono essere descritte in termini di due funzioni $\Phi(r, \theta, \phi, t)$ e $\Psi(r, \theta, \phi, t)$, tali che:

$$\mathbf{B}_{pol} = \nabla \times (\nabla \Phi \times \mathbf{r}) = -\mathbf{r} \nabla^2 \Phi + \nabla \left(\frac{\partial(r\Phi)}{\partial r} \right), \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B}_{tor} = \nabla \Psi \times \mathbf{r}, \quad (2.3)$$

con (r, θ, ϕ) le coordinate polari sferiche. L'ultima uguaglianza nell'equazione 2.2 è possibile in quanto $\nabla \times \mathbf{r} = 0$; inoltre, dalle espressioni appena introdotte si verifica che, correttamente, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$.

Le funzioni Φ e Ψ si possono sviluppare in serie di armoniche sferiche:

$$\Phi = \frac{1}{r} \sum_{n,m} \Phi_{n,m}(r, t) Y_{n,m}(\theta, \phi), \quad (2.4)$$

$$\Psi = \frac{1}{r} \sum_{n,m} \Psi_{n,m}(r, t) Y_{n,m}(\theta, \phi), \quad (2.5)$$

dove $n = 1, \dots, n_{max}$ e $m = -n, \dots, +n$. Sostituendo nelle espressioni delle componenti del campo magnetico si può, quindi, scrivere:

$$\mathbf{B}_{pol} = -\frac{1}{r^2} \sum_{n,m} n(n+1) \Phi_{n,m} Y_{n,m} \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} \sum_{n,m} \frac{\partial \Phi_{n,m}}{\partial r} \frac{dY_{n,m}}{d\theta} \mathbf{e}_\theta, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B}_{tor} = \frac{1}{r} \sum_{n,m} \Psi_{n,m} \frac{dY_{n,m}}{d\theta} \mathbf{e}_\phi, \quad (2.7)$$

dove $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi)$ rappresenta la base del sistema di coordinate polari sferiche.

Inoltre si considera un nucleo superconduttivo che espelle tutto il flusso magnetico; questo si traduce nel fatto che la componente normale del campo magnetico e quella tangenziale del campo elettrico si devono annullare in prossimità del raggio della crosta $r = r_C$. Per di più si assume che la conduttività elettrica nella magnetosfera sia trascurabile se comparata con quella sulla crosta.

2.2 Evoluzione magneto-termica

Come visto precedentemente, la crosta delle stelle di neutroni è composta da un reticolo di Coulomb (assumendo una composizione chimica costante) nel quale i nuclei hanno moto trascurabile e, quindi, le correnti sono prodotte da flussi di elettroni, che formano un gas di Fermi fortemente degenere e altamente relativistico (nonostante le velocità degli elettroni siano solo una frazione della velocità della luce).

L'evoluzione magneto-termica della crosta è descritta dall'equazione di induzione nel regime magneto-idrodinamico di elettroni in approssimazione non relativistica (eMHD) e dall'equazione del calore. La prima può essere scritta nella forma:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \left[\boldsymbol{\sigma}^{-1} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{G} \cdot \nabla T - \frac{\nabla \mu}{e} \right], \quad (2.8)$$

dove il termine tra parentesi rappresenta il campo elettrico \mathbf{E} , come dato dalla legge di Ohm generalizzata; e la carica elettronica, $\boldsymbol{\sigma}$ e \mathbf{G} sono rispettivamente i tensori di conduttività elettrica e di thermopower, T la temperatura, μ il potenziale chimico elettronico, che per un gas di Fermi degenere e relativistico dipende solo dalla densità e vale $\mu = c\hbar(3\pi^2n)^{1/3}$ con n densità numerica ed infine $\mathbf{J} = c(\nabla \times \mathbf{B})/4\pi$ la corrente elettronica escludendo le correnti di spostamento.

Assumendo che la temperatura della crosta sia molto al di sotto della temperatura di degenerazione elettronica ma al di sopra della temperatura degli ioni del plasma, la conduttività elettronica può essere approssimata come:

$$(\boldsymbol{\sigma}^{-1})_{ij} = \sigma^{-1} \delta_{ij} + \frac{\epsilon_{ijk} B_k}{ecn}, \quad (2.9)$$

dove la parte simmetrica è:

$$\sigma = e^2 c^2 \frac{n\tau(\mu)}{\mu}, \quad (2.10)$$

con $\tau(\mu)$ il tempo di rilassamento, ovvero l'inverso del collision rate tra due specie; mentre la parte antisimmetrica è legata all'effetto Hall.

Si considera solo la parte isotropa del tensore di thermopower, il cosiddetto termine di Seebeck, che è responsabile dell'effetto di Biermann battery:

$$\mathbf{G} = e \left. \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}^{-1}}{\partial \mu} \right|_T \cdot \boldsymbol{\kappa} \simeq -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{e\mu} \delta_{ij}, \quad (2.11)$$

dove l'approssimazione è ottenuta assumendo che gli elettroni formino un gas di Fermi; inoltre $\boldsymbol{\kappa}$ è il tensore di conduttività termica che viene considerato essere proporzionale a $\boldsymbol{\sigma}$ in accordo con la legge di Wiedemann-Franz:

$$\boldsymbol{\kappa} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e^2} \boldsymbol{\sigma}. \quad (2.12)$$

La seconda equazione fondamentale dell'evoluzione magneto-termica è l'equazione del calore che descrive l'evoluzione della temperatura nella crosta della stella di neutroni:

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(T \mathbf{G} \cdot \mathbf{J} - \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T - \frac{\mu}{e} \mathbf{J} \right) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + N_\nu, \quad (2.13)$$

dove C_V è il calore specifico per unità di volume, N_ν è l'emissività neutrिनica dovuta a processi di interazione debole, ed il termine nelle parentesi rappresenta il flusso di energia degli elettroni.

L'emissione di neutrini nella crosta delle NSs è dovuta, in particolar modo, a 4 contributi principali (per completezza si fa riferimento a [Yakovlev et al. 2001](#)):

- decadimento fononico $N_{ph}(n, T)$ descritto dalla reazione di plasmon decay $\Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ ([Potekhin et al. 2015](#));

- produzione di coppie di neutrini $N_{pair}(n, T)$ dovuta all'annichilazione di coppie elettrone-positrone, $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$; l'emissività prodotta da questo meccanismo viene influenzata dal campo magnetico (al crescere dell'intensità di quest'ultimo la produzione di $\nu\bar{\nu}$ aumenta);
- emissione neutrinica per bremsstrahlung $N_{bre}(n, T)$ che può avvenire in diversi modi:
 - in collisioni di coppie di elettroni, $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \nu + \bar{\nu}$;
 - in collisioni di elettroni e nuclei atomici, $e^- + (Z, A) \rightarrow e^- + (Z, A) + \nu + \bar{\nu}$ dove (Z, A) nucleo atomico con numero atomico Z e numero di massa A ;
 - collisioni di coppie di neutroni, $n + n \rightarrow n + n + \nu + \bar{\nu}$;
 - collisioni tra neutroni e nuclei atomici, $n + (Z, A) \rightarrow n + (Z, A) + \nu + \bar{\nu}$;

le ultime due reazioni avvengono nella parte più interna della crosta;

- emissione neutrinica per sincrotrone $N_{syn}(n, T, \mathbf{B})$ dovuta a elettroni degeneri, che avviene in presenza di campi magnetici elevati: $e^- \xrightarrow{B} e^- + \nu + \bar{\nu}$.

Da questi quattro meccanismi principali si ottiene l'emissività neutrinica complessiva nella crosta di una NS:

$$N_\nu(n, T, \mathbf{B}) = N_{ph}(n, T) + N_{pair}(n, T) + N_{bre}(n, T) + N_{syn}(n, T, \mathbf{B}). \quad (2.14)$$

Nelle due equazioni fondamentali (2.8) e (2.13) non vengono considerati per semplicità effetti relativistici in quanto lo spessore della crosta è piccolo. Le equazioni precedenti possono essere semplificate introducendo grandezze caratteristiche della crosta delle NSs:

| | |
|----------------------------|---|
| Temperatura | $T_0 = 10^8$ K |
| Campo magnetico | $B_0 = 10^{14}$ G |
| Potenziale chimico | $\mu_0 = 2.9 \times 10^{-5}$ erg |
| Tempo di rilassamento | $\tau_0 = 9.9 \times 10^{-19}$ s |
| Densità numerica | $n_0 \simeq 2.6 \times 10^{34}$ cm ⁻³ |
| Conduttività | $\eta_0 \simeq 3.9 \times 10^{-4}$ cm ² s ⁻¹ |
| Scala del calore specifico | $C_{V0} = k_B n_0 \simeq 3.6 \times 10^{18}$ erg K ⁻¹ cm ⁻³ |

Tabella 2.1: Grandezze caratteristiche della crosta di una stella di neutroni.

dove, in generale, la conduttività $\eta = c^2/(4\pi\sigma)$.

È utile inoltre introdurre 4 lunghezze-scala rilevanti per la dinamica degli elettroni:

- Lunghezza di Debye $\lambda = \left(\frac{k_B T_0}{4\pi n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$;
- Profondità della crosta $d = \left(\frac{\mu_0}{4\pi n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$;
- Raggio di Larmor $L = \frac{\mu_0}{e B_0}$;
- Cammino libero medio $l = c\tau_0$;
- Raggio della stella di neutroni $R_\star = 10$ km per la lunghezza-scala macroscopica.

Si può ottenere così il tempo ohmico $\tau_{Ohm} = R_\star^2/\eta_0 \simeq 8 \times 10^7$ yr, ovvero la scala temporale durante la quale il campo magnetico di una stella di neutroni decade a causa della dissipazione ohmica, un processo in cui le correnti elettriche che fluiscono attraverso la crosta altamente conduttiva dissipano gradualmente l'energia e indeboliscono il campo magnetico.

Assumere, inoltre, che la crosta sia in equilibrio idrostatico e abbia simmetria sferica, fa sì che μ dipenda solo dal raggio r , [De Grandis et al. \(2020\)](#):

$$\mu(r) = \left(1 + \frac{1-r}{0.0463}\right)^{\frac{4}{3}}. \quad (2.15)$$

Per di più si assume che anche il tempo di rilassamento τ sia una funzione dipendente solo da r e si considera τ unitario, in modo tale da poterlo trascurare nelle successive relazioni.

Il core delle NSs conduce il calore in maniera molto più efficiente rispetto alla crosta; questo ci consente di considerarlo pressoché isoterma. Inoltre, come già visto precedentemente, si raffredda per mezzo dell'emissione di neutrini in accordo con la seguente equazione che governa il raffreddamento secolare delle NSs:

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = -\frac{N_c(T)}{C_c}, \quad (2.16)$$

dove T_c , $N_c(T) = N_0 T^\kappa$ e C_c indicano rispettivamente la temperatura, l'emissività neutrinica ed il calore specifico del core.

D'altra parte, le proprietà termiche dell'envelope regolano la temperatura della superficie della crosta. Esso, infatti, nonostante sia molto sottile, presenta un elevato gradiente di temperatura. È necessario, quindi, ricavare una relazione tra la temperatura della superficie T_s e la temperatura alla base dell'envelope T_b ; a questo scopo si può usare un'approssimazione piano-parallela. Assumendo che non avvengano guadagni o perdite di energia nell'envelope, si ottiene il gradiente di temperatura nella parte superiore della crosta, dato da:

$$-(\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T) \cdot \hat{\mathbf{r}} = \sigma_{SB} T_s^4(T_b, \mathbf{B}), \quad (2.17)$$

dove $\hat{\mathbf{r}}$ è il versore radiale, σ_{SB} la costante di Stefan-Boltzmann e il termine a sinistra della relazione è valutato nella parte superiore della crosta.

Si considera la seguente forma per T_s :

$$T_s(T_b, g, \mathbf{B}) = T_s^{(0)}(T_b, g) \mathbf{X}(T_b, \mathbf{B}), \quad (2.18)$$

dove g è l'accelerazione gravitazionale sulla superficie, $T_s^{(0)}(T_b, g)$ la temperatura sulla superficie per un envelope composto di ferro e senza considerare i campi magnetici; $\mathbf{X}(T_b, \mathbf{B})$ rappresenta la correzione magnetica che descrive come l'effetto di isolante termico dell'envelope sia incrementato dalla presenza del campo magnetico il quale, man mano che le linee di campo diventano sempre più parallele alla superficie, ostacola il trasporto di calore.

Infine, esiste un'ulteriore scala temporale, il cosiddetto tempo di Hall, τ_{Hall} , che rappresenta il tempo per il quale un campo magnetico si diffonde attraverso un fluido conduttivo e, sostanzialmente, misura quanto velocemente il campo magnetico può evolvere in risposta a cambiamenti nel flusso del fluido o del campo magnetico esterno:

$$\tau_{Hall} = \frac{4\pi n_0 e R_\star^2}{c B_0} \simeq 3 \times 10^4 \text{ yr}. \quad (2.19)$$

Insieme al tempo di dissipazione ohmica τ_{Ohm} , questi 2 tempi-scala governano l'evoluzione del campo magnetico nei due regimi descritti precedentemente.

In passato sono stati sviluppati dei codici spettrali 2D con alcune differenze rispetto a PARODY, in particolare l'utilizzo di equazioni in regime relativistico come fatto in [Viganò \(2013\)](#).

Il campo magnetico iniziale ed il suo decadimento giocano un ruolo fondamentale nel determinare cosa diventerà una proto-INS appena formata. Inoltre, l'evoluzione del periodo di una INS è strettamente legata al campo magnetico ([Viganò 2013](#)) e man mano che la INS invecchia, il campo magnetico decade

(come visto precedentemente); questo porta ad una diminuzione di \dot{P} tale che, raggiunta una certa età della stella ($\sim 10^5$ – 10^6 yr), il periodo di rotazione saturo ad un certo valore, come si può osservare in Figura 2.1.

Le tracce evolutive (ottenute tramite simulazioni magneto-termiche 2D effettuate in Viganò 2013) che descrivono INSs con diversi campi magnetici iniziali non sono equivalenti; nonostante B sia abbastanza costante nei primi stadi di vita ($t \lesssim 10^3$ – 10^5 yr), il suo decadimento è molto più pronunciato per valori iniziali del campo magnetico più alti. Oltre alla topologia del campo iniziale, il decadimento di B dipende anche dalla resistività della pasta-region al confine tra crosta e core (a cui si associa un parametro di impurità Q_{imp}), dato che, dopo le fasi iniziali, le correnti circolano per lo più in questo strato (Viganò et al. 2015).

Un alto Q_{imp} dà una spiegazione al limite superiore osservato di P ed alla distribuzione in agglomerati di oggetti di classi diverse nell'intervallo $P = 1$ – 12 s, mentre \dot{P} varia di 6 ordini di grandezza.

D'altra parte, un Q_{imp} basso presuppone un decadimento di B più lento; questo porta, quindi, ad un incremento continuo di P a causa della dissipazione del campo magnetico. In principio si pensava che potessero esistere NS con periodi di rotazione anche di $P = 20$ – 100 s, ma non si misurano \dot{P} sufficientemente alti da permettere alle curve evolutive di raggiungere questi valori di P .

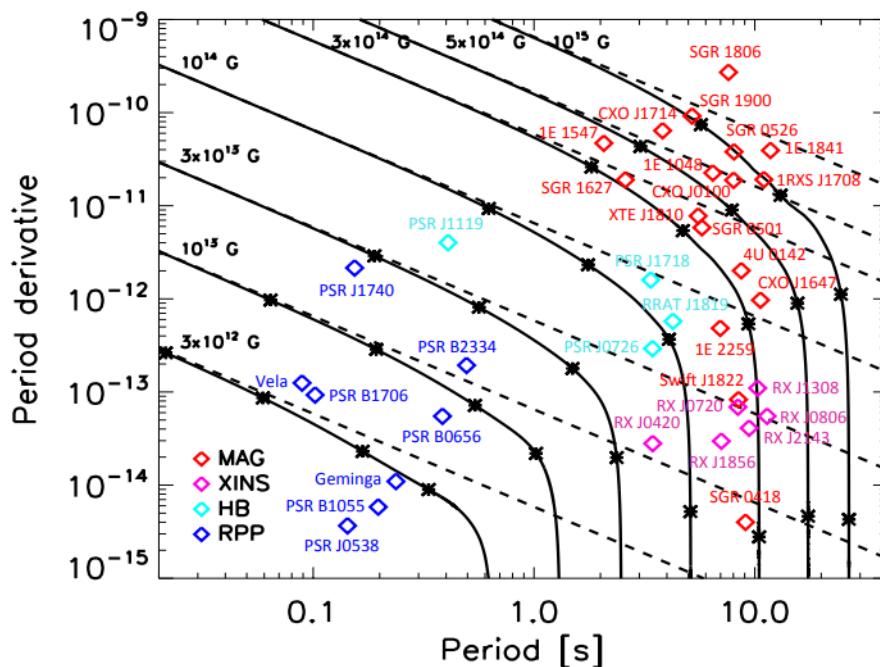


Figura 2.1: Secondo diagramma $P - \dot{P}$ che illustra le tracce evolutive di alcune INSs con differenti campi magnetici iniziali. In questo grafico MAG = SGRs e AXP, XINS = XDINSs, HB = High-B Pulsars, RPP = PSRs. Le linee tratteggiate rappresentano tracce con B costante (cioè se il campo magnetico non decadesse) e gli asterischi evidenziano i punti lungo la traccia in cui l'età delle sorgenti è pari a 10^3 , 10^4 , 10^5 e 5×10^5 yr. Grafico preso da Viganò (2013).

Confrontando il diagramma di Figura 2.1 con quello di Figura 1.3 si evince, inoltre, che le tracce evolutive connettono sorgenti appartenenti a diverse classi; generalmente, infatti, l'evoluzione prevista del campo magnetico può portare una NS di una certa classe ad un'altra.

Questo porta a pensare che le LFMs e le XDINSs possano essere delle vecchie magnetars, il cui campo magnetico di dipolo è decaduto a valori più bassi (si veda, ad esempio, Turolla et al. 2011).

Per di più, NS con alti B sono ordinariamente più calde rispetto a quanto previsto teoricamente dalle curve di cooling non-magnetizzate riprodotte in Viganò (2013). Questa è un'ulteriore evidenza che il decadimento di B alimenta la loro elevata luminosità in X. Inoltre, il tempo-scala di cooling di oggetti fortemente magnetizzati è di circa un ordine di grandezza più grande rispetto a quello relativo a NS debolmente magnetizzate, come si può osservare in Figura 2.2.

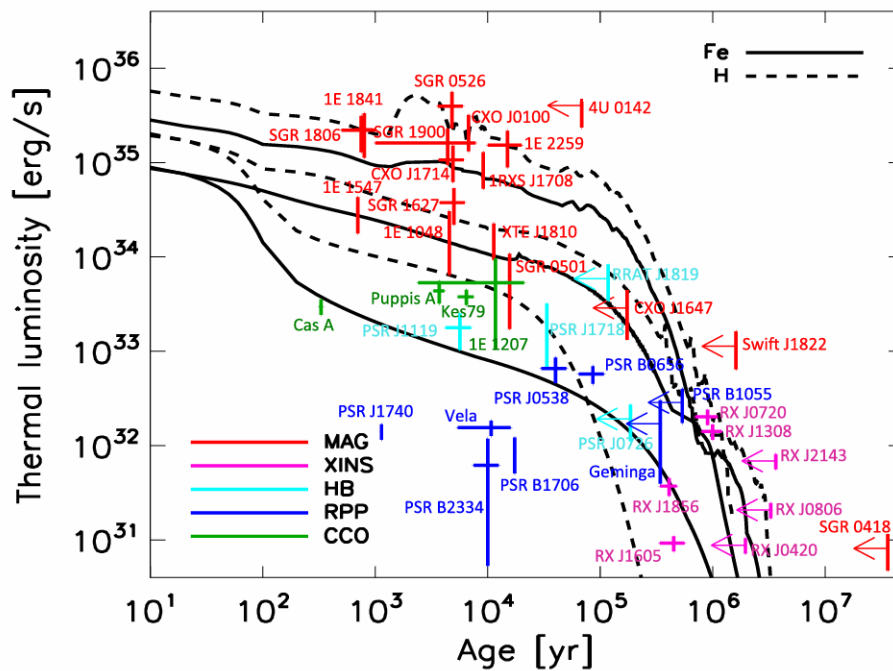


Figura 2.2: Confronto tra curve di cooling teoriche e dati osservativi di diverse INSs. Sono mostrati due modelli con $B_0 = 3 \times 10^{14}, 3 \times 10^{15}$ G per un envelope di Fe (linea continua) e per un envelope di H (linea tratteggiata). Anche in questo grafico MAG = SGRs e AXP, XINS = XDINSs, HB = High-B Pulsars, RPP = PSRs. Preso da [Viganò \(2013\)](#).

Capitolo 3

Biermann battery

La Biermann battery (BB) consiste in un processo mediante il quale un debole campo magnetico può essere amplificato e mantenuto in un plasma rotante. Si pensa che questo effetto svolga un ruolo nella produzione e nell'evoluzione dei campi magnetici in una varietà di oggetti astrofisici, incluse le stelle di neutroni. I primi studi riguardanti questo meccanismo che influenza la vita di una NS risalgono a più di 70 anni fa, in particolare effettuati da Ludwig Biermann ([Biermann 1950](#)).

Classicamente, l'effetto si basa sul movimento di particelle cariche, elettroni e ioni, in un plasma. Quando queste particelle si muovono a velocità differenti, a causa della rotazione, si verifica una separazione delle cariche; ciò crea un gradiente di pressione tra gli ioni e gli elettroni che guida una corrente di elettroni e ioni in direzioni opposte, la quale genererà un campo magnetico. Il campo magnetico tende quindi a rallentare la rotazione del plasma ed una volta che la forza di Lorentz generata dal campo è abbastanza forte da bilanciare la forza centrifuga, l'effetto della Biermann battery satura e l'intensità del campo magnetico cessa di aumentare.

Nelle NSs, ci si attende che la crosta ruoti più lentamente del core a causa dell'attrito con la magnetosfera che la circonda. Si può pensare che l'effetto batteria sia, quindi, guidato dalla rotazione differenziale della crosta e del core che genera un campo elettrico, il quale guida una corrente che amplifica il campo magnetico.

In realtà, l'effetto di BB che agisce in una NS è rappresentato da un effetto termo-elettrico, piuttosto che da un effetto dovuto alla rotazione, che agisce tramite il tensore di thermopower \mathbf{G} introdotto precedentemente (equazione [2.11](#)). Come visto nel *Capitolo 2*, la grande conduttività elettrica presente nella crosta fa sì che la struttura termica e il campo magnetico evolvano in maniera accoppiata seguendo il tempo di Hall.

In prossimità della superficie, sono presenti delle anisotropie termiche che portano allo sviluppo di un forte gradiente di temperatura ([Gakis & Gourgouliatos 2024](#)) e, di conseguenza, alla creazione di campi aggiuntivi. Per mezzo di G e la relazione [3.4](#) che lega il campo elettrico e la temperatura, l'effetto batteria influenza le equazioni fondamentali dell'evoluzione magneto-termica delle NSs.

L'evoluzione del campo magnetico nelle NSs avviene sui tempi Ohmico e di Hall. Le NSs estremamente magnetizzate sono suscettibili al cedimento della crosta, dove le deformazioni oltre al limite elastico ([Gourgouliatos et al. 2022](#)) inducono ad una deformazione permanente. Il cedimento potrebbe essere dovuto all'intensità di B ed associato all'attività delle magnetars; quindi non si può considerare una crosta rigida e bisogna tener conto dell'effetto Hall, dato che la crosta non è in grado di mantenere l'equilibrio a causa di questi stress magnetici. Perciò, l'effetto Hall diventa più importante e può sopprimere l'effetto batteria.

Mentre nelle NSs con campi magnetici più deboli, l'effetto batteria risulta più efficiente, evolvendo su un tempo-scala più lungo rispetto a τ_{Ohm} e τ_{Hall} .

3.1 Descrizione fisica dell'effetto

Per la trattazione dell'effetto si considera per semplicità una NS con simmetria sferica (come fatto anche in [Kato & Fukue 2020](#), cui si rimanda per completezza) dato che, per densità così elevate, la deviazione dalla simmetria sferica è molto piccola.

La forza di gravità influenza maggiormente gli ioni, avendo massa maggiore degli e^- , mentre per gli elettroni è più importante la forza prodotta dal campo elettrico:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{n_e e} \nabla p_-, \quad (3.1)$$

dove n_e è la densità numerica di elettroni e p_- la pressione del gas di elettroni.

Dal momento che risulta:

$$\nabla \times \mathbf{E} = (n_e^2 e)^{-1} \nabla n_e \times \nabla p_-, \quad (3.2)$$

si ottiene $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ per stelle con simmetria sferica e non rotanti, per cui vale quindi $\nabla n_e \parallel \nabla p_-$.

Nelle NSs rotanti $\nabla \times \mathbf{E} \neq 0$, dato che la direzione di ∇n_e non è in generale parallela a quella di ∇p_- . Questo genera un campo magnetico variabile nel tempo in direzione azimutale:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3.3)$$

Si è ricavato quindi l'effetto batteria di Biermann classico, dal quale si evince che i campi magnetici crescono in maniera secolare nonostante $\nabla \times \mathbf{E}$ sia relativamente piccolo.

Nelle NSs, tuttavia, è potenzialmente attivo anche un altro canale attraverso cui la Biermann battery può operare, anche in assenza di rotazione. Infatti, è possibile che si formino delle anisotropie termiche dentro la crosta delle NSs ([Gakis &ourgouliatos 2024](#)); questi gradienti di temperatura assieme ai gradienti di densità che si presentano naturalmente in profondità, possono far circolare un fluido elettronico che trasporta correnti sia termiche sia elettriche. Questo campo elettrico generato termo-elettricamente agisce come una sorta di batteria, generando un campo magnetico in direzione ortogonale rispetto ai gradienti di temperatura e di densità.

Questi effetti termo-elettrici, rappresentati dal tensore di thermo-power \mathbf{G} che lega le equazioni precedenti alla temperatura e, quindi, al campo magnetico, generano un campo elettrico dato da ([Gourgouliatos et al. 2022](#)):

$$\mathbf{E} = \mathbf{G} \cdot \nabla T, \quad (3.4)$$

dove per \mathbf{G} si considera solo la parte isotropa (come visto nell'equazione 2.11). La 3.4 rappresenta, quindi, il campo elettrico che entra nell'equazione fondamentale 2.8 e che dà luogo all'effetto Biermann Battery che si sviluppa nelle NSs. Inoltre, come descritto precedentemente, nelle NSs con un campo magnetico più debole l'effetto batteria evolve con un tempo-scala più lungo rispetto a quelli che regolano l'evoluzione magneto-termica; questo è dato da ([Gakis & Gourgouliatos 2024](#)):

$$\tau_{BB} \simeq \frac{e R_\star^2 B_0}{c T_0 S_e} \simeq 8 \times 10^8 \text{ yr}, \quad (3.5)$$

dove S_e è l'entropia elettronica:

$$S_e = \left(\frac{\pi^4}{3 n_0} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{k_B^2 T_0}{c \hbar}. \quad (3.6)$$

In queste ultime due equazioni si sono considerati i valori tipici riportati nella tabella 2.1.

Capitolo 4

Biermann battery nei codici di modelling 3D

In questo capitolo si descriverà il ruolo dell'effetto batteria nell'evoluzione del campo magnetico delle NSs utilizzando i risultati ottenuti tramite il codice 3D pseudo-spettrale PARODY.

4.1 PARODY

I codici pseudo-spettrali sfruttano varie tecniche numeriche per risolvere equazioni differenziali alle derivate parziali (PDEs), basate sulle trasformate di Fourier “veloci” (FFT) per calcolare in modo efficiente le derivate nello spazio spettrale. In particolare, PARODY utilizza una griglia finita nella direzione radiale ed un'espansione in armoniche sferiche $Y_l^m(\theta, \phi)$ per la parte angolare. Si assume inoltre che la crosta della NS sia un guscio sferico perfetto. In [De Grandis et al. \(2020, 2021, 2022\)](#), si utilizzano una griglia radiale di 128 punti e armoniche sferiche fino a $l \approx 100$, corrispondenti a una risoluzione spaziale di $\lesssim 100$ m sulla superficie della NS.

Un esempio dell'evoluzione magneto-termica secolare è illustrato in [Figura 4.1](#) che mostra l'evoluzione del campo magnetico (espresso in termini delle sue componenti polari B_r , B_θ e B_ϕ), da $t = 0$ a $t = 3 \times 10^4$ yr $\simeq \tau_{Hall}$, partendo da un campo magnetico con componenti poloidale e toroidale dello stesso ordine e polarità ($B_{pol}(0) \approx +B_{tor}(0) \approx 10^{14}$ G).

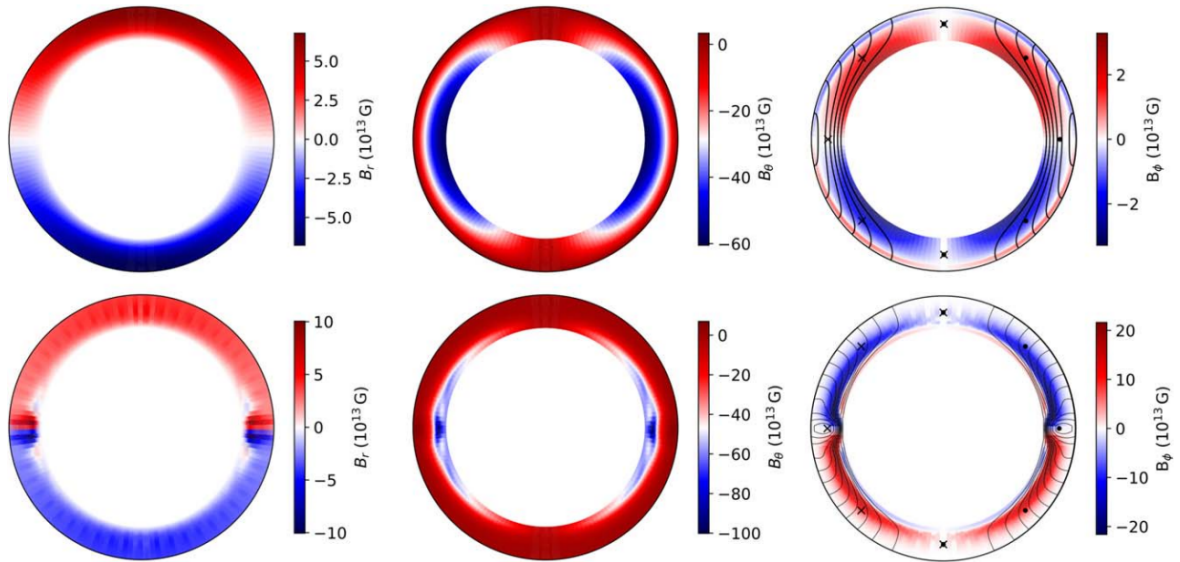


Figura 4.1: Evoluzione delle tre componenti del campo magnetico con $B_{pol}(0) \approx +B_{tor}(0) \approx 10^{14}$ G. La prima riga mostra la condizione iniziale ($t = 0$) e la seconda il campo a un tempo $t = 3 \times 10^4$ yr $\simeq \tau_{Hall}$ (presa da [De Grandis et al. 2020](#)).

Si ricorda inoltre che l'evoluzione delle componenti poloidali e toroidali del campo magnetico è tra di loro accoppiata per mezzo del termine di Hall, il quale trasferisce energia tra le due componenti in entrambe le direzioni e si considera un profilo di temperatura iniziale costante $T(r, t = 0) = 10^8$ K. Si osserva che il campo magnetico evolve verso l'attrattore di Hall ([Gourgouliatos & Cumming 2014](#)), ovvero uno stato in cui la struttura del campo magnetico è stabile; si forma un anello di corrente equatoriale che fa sì che la regione equatoriale sia più calda. D'altra parte, dalla formula 2.12 si comprende ([De Grandis et al. 2020](#)) che il calore tende ad essere trasportato in particolar modo lungo le linee di campo e questo comporta che la regione equatoriale sia più calda non solo grazie all'alta dissipazione, ma anche a causa del calore che viene intrappolato dalle linee di campo chiuse che sono presenti in quella regione (si veda infatti [Figura 4.2](#)).

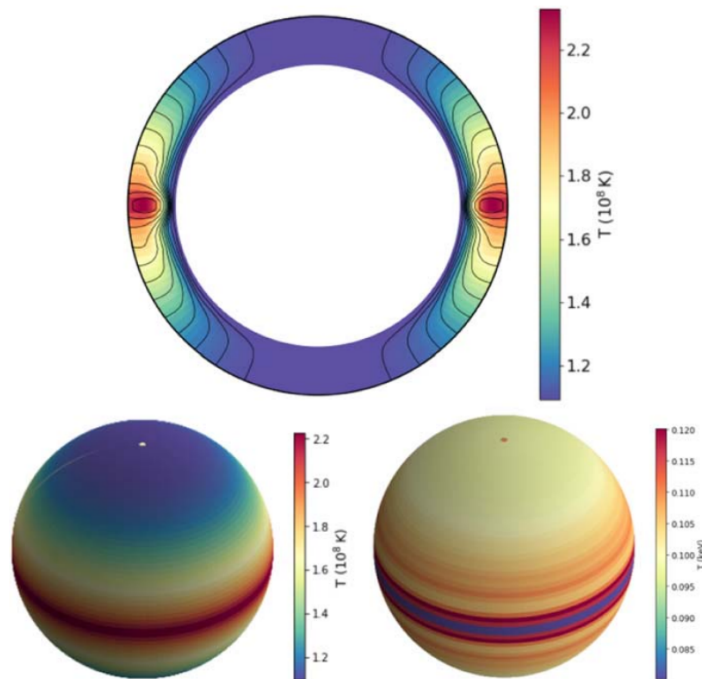


Figura 4.2: Distribuzione della temperatura dopo un tempo $t = 3 \times 10^4$ yr $\simeq \tau_{Hall}$ per il caso illustrato in [figura 4.1](#) (pannello superiore dove le linee del campo poloidale sono evidenziate in nero). In basso: a sinistra la mappa termica alla base dell'envelope e a destra quella sulla superficie (da [De Grandis et al. 2020](#)).

Come si osserva in Figura 4.2, la mappa termica alla superficie è differente da quella nella parte superiore della crosta; questo è dovuto alla dipendenza delle proprietà dell'envelope dalla geometria del campo magnetico. Infatti, la fascia equatoriale non è solo più calda, ma inoltre presenta un anello più freddo proprio in corrispondenza dell'equatore.

4.1.1 Sorgenti di calore aggiuntive

PARODY è in grado di trattare i casi di iniezione di calore in profondità nella crosta o sulla superficie. Sostanzialmente si introduce un termine aggiuntivo all'equazione 2.13, \dot{H}/V_{heated} , il quale rappresenta il calore per unità di volume che viene iniettato per unità di tempo. Tale riscaldamento aggiuntivo vuole riprodurre il caso degli outbursts delle magnetars o dell'accrescimento su stelle di neutroni in sistemi binari; inoltre, lo studio di questi casi è importante per l'effetto batteria, come si discuterà nella Sezione 4.2.

In particolare, quando il calore è iniettato alla base dell'envelope si assiste allo sviluppo di una regione calda che viene trasportata verso la superficie; la forma e le proprietà di quest'ultima dipendono dalla diffusione del calore, connessa alla direzione del campo magnetico della NS, in accordo con le equazioni 2.9 e 2.12. Questo porta il calore a fluire lungo le linee di campo (si veda infatti Figura 4.3).

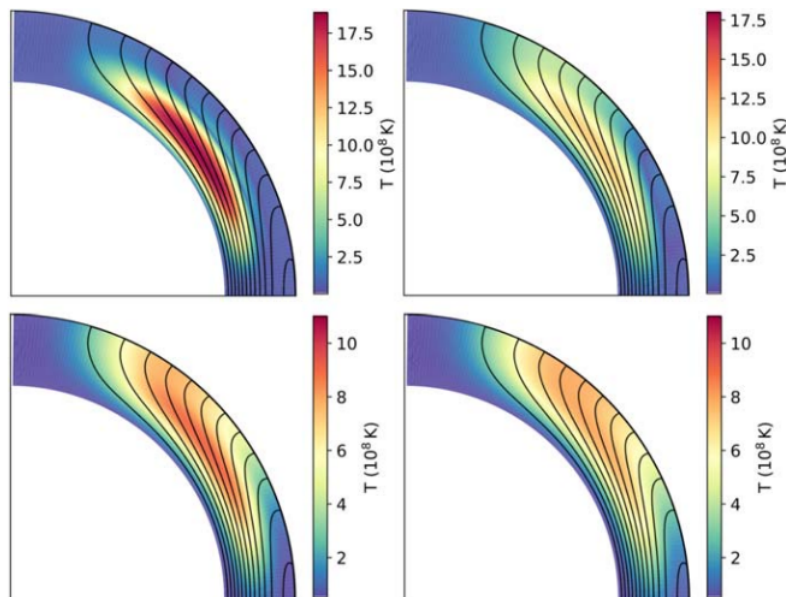


Figura 4.3: Evoluzione di un hot-spot vista tramite un taglio meridionale dell'envelope. Il primo pannello mostra la fase iniziale di iniezione di calore, gli altri sono separati da un tempo di ~ 50 yr. Le linee nere rappresentano le linee di campo magnetico (da De Grandis et al. 2020).

Dopo essere stato iniettato alla base dell'envelope, l'hot-spot tende quindi a muoversi e nel contempo si raffredda. Dalla Figura 4.4 si nota che l'hot-spot si sposta sia in latitudine (verso l'equatore) sia in longitudine. Per le caratteristiche della simulazione presa in considerazione (con riscaldamento iniziale della durata di circa un centinaio di anni), questo spostamento e raffreddamento ha una durata di qualche migliaio di anni.

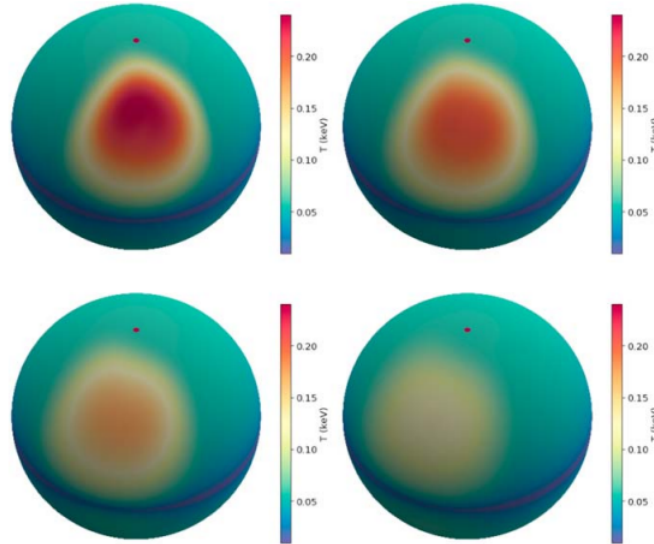


Figura 4.4: Evoluzione termica superficiale dell’hot spot. I pannelli sono separati da un tempo di ~ 200 yr ed il primo rappresenta il momento del picco della luminosità (da [De Grandis et al. 2020](#)).

Il meccanismo appena illustrato può essere rapportato alla variazione del flusso che si osserva durante l’outburst di una magnetar transiente, ovvero una fase di maggior emissione durante la quale la luminosità aumenta di un fattore ~ 10 – 1000 in poche ore, per poi decadere in mesi/anni.

Infatti in [De Grandis et al. \(2022\)](#), si è studiato come le caratteristiche di un outburst possano essere riprodotte simulando un riscaldamento della crosta esterna. Si aggiunge quindi un termine di riscaldamento all’equazione [2.13](#), della forma:

$$H' = \dot{H} s(r, \theta, \phi), \quad (4.1)$$

dove \dot{H} è il tasso di iniezione di calore, mentre $s(r, \theta, \phi)$ rappresenta una funzione regolare (ossia che non presenta forti gradienti) attraverso la quale viene individuata l’estensione della regione riscaldata. Si può quindi descrivere il calore totale iniettato tramite un’integrazione su tutto il suo volume:

$$H = \Delta t \int_V \dot{H} s(r, \theta, \phi) r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi. \quad (4.2)$$

In [Figura 4.5](#) si osserva l’evoluzione della luminosità di una NS con $B \sim 10^{13}$ G e $T(0) = 10^8$ K. Quest’evoluzione dipende dalla quantità di calore iniettato nella crosta e dalla profondità dell’iniezione (si rimanda a [De Grandis et al. 2022](#) per un approfondimento).

I risultati ottenuti in [De Grandis et al. \(2022\)](#) sono coerenti con quanto già ricavato da [Pons & Rea \(2012\)](#) (cui si fa riferimento per un approfondimento), e mostrano che l’emissione di neutrini dalla crosta porta ad una saturazione della luminosità mano a mano che cresce H .

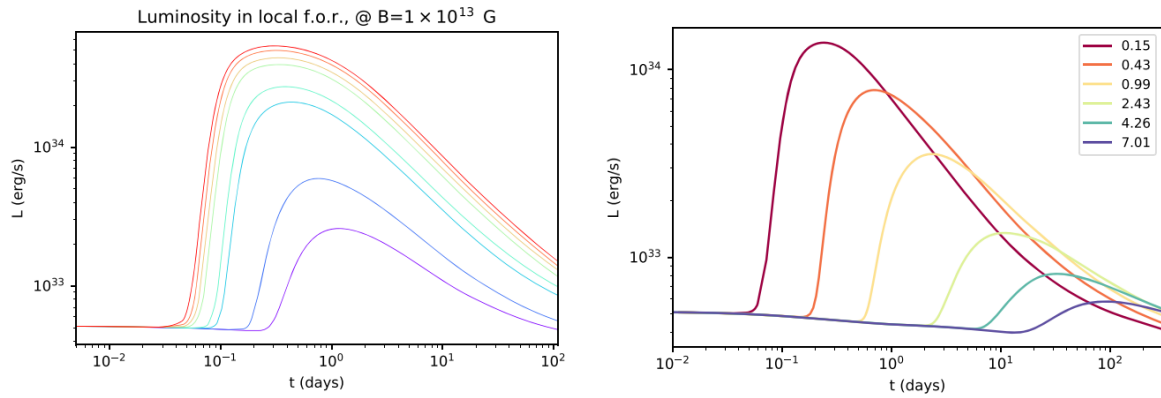


Figura 4.5: a): evoluzione della luminosità dopo un'iniezione di una quantità crescente di calore. Le curve crescono in altezza man mano che il valore di H aumenta, quindi la curva viola ha il valore di H più basso e la curva rossa il valore di H più grande. b): evoluzione delle curve di luminosità per la stessa quantità di calore iniettato ($H \simeq 3 \times 10^{40}$ erg) ma a profondità differenti. Il colore delle curve corrisponde alla densità di iniezione in unità di 10^7 g cm⁻³. Le quantità sono riferite al sistema di riferimento (f.o.r.) locale, cioè sono misurate da un osservatore stazionario sulla superficie della stella. Grafici presi da [De Grandis et al. \(2022\)](#).

Nel caso invece di riscaldamenti sulla superficie, si va a depositare energia negli strati della crosta più esterni. La sorgente di energia per il riscaldamento può essere il campo magnetico stesso, come riconessioni magnetiche o il ritorno delle correnti magnetosferiche che scorrono lungo le linee di campo (come nel caso delle RPPs), oppure da fenomeni di accrescimento.

In [De Grandis et al. \(2020\)](#), si considera ad esempio una NS con un campo magnetico relativamente basso dell'ordine di $B_{pol} \approx B_{tor} \simeq 10^{12}$ G, una temperatura iniziale di $T \simeq 5 \times 10^7$ K e che si sia evoluta per un tempo $t \sim 10^5$ yr.

Andando ad iniettare calore in una regione di ~ 1 km in prossimità del polo magnetico, l'hot-spot creato di forma quasi-circolare raggiunge uno stato di quasi-equilibrio se l'iniezione è costante; questo hot-spot tende, dopo lo spegnimento della sorgente di calore, a raffreddarsi nell'arco di ≈ 1000 yr. La simulazione è mostrata in Figura 4.6(a), nella quale si può osservare la formazione di una struttura a mezzaluna che tende a spostarsi verso l'equatore nelle fasi finali di raffreddamento.

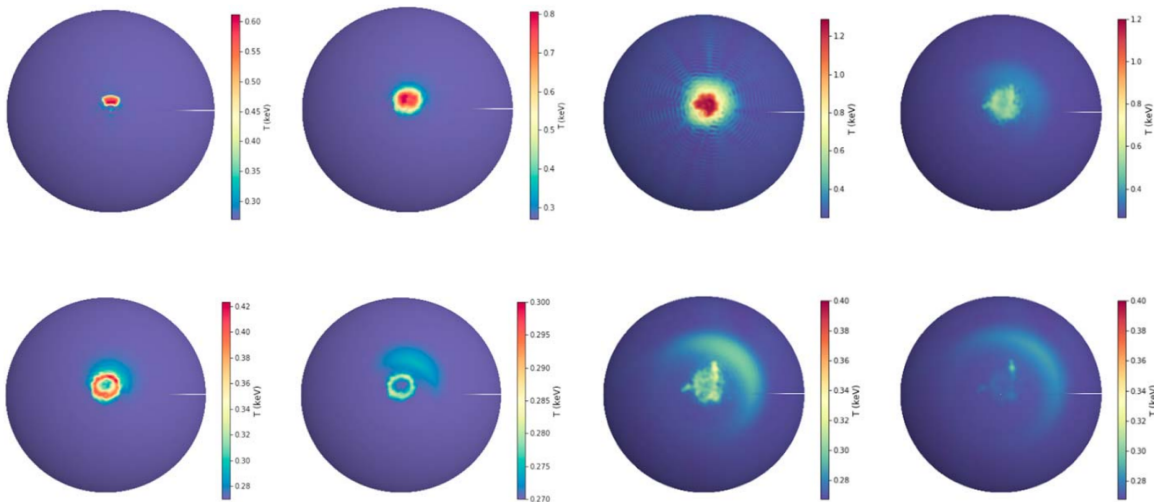


Figura 4.6: a): Evoluzione dell'hot-spot generato tramite un riscaldamento superficiale con $\dot{H} = 5 \times 10^{25}$ erg s⁻¹. Le prime due fasi in alto rappresentano la fase iniziale (a sinistra) e la fase di equilibrio (a destra). Mentre in basso si ha il raffreddamento dello spot dopo che la sorgente di calore è stata spenta. Ogni pannello è separato da un intervallo temporale di $t \sim 200$ yr. b): Raffreddamento post-iniezione di un hot-spot simile alla Figura a sinistra, ma con un flusso di calore \dot{H} 10 volte maggiore. Snapshot ogni ~ 300 yr. Entrambe le immagini sono prese da [De Grandis et al. \(2020\)](#).

4.2 Casi di importanza della Biermann battery

Nonostante il campo magnetico della NS più basso rispetto al caso di iniezione profonda, non si è ancora apprezzato l'insorgere dell'effetto batteria sulla superficie. Come visto nel *Capitolo 3*, per attivare l'effetto batteria è necessaria la presenza di gradienti di temperatura sufficientemente elevati, in modo tale che le interazioni termo-elettriche portino ad un'amplificazione del campo magnetico locale. Si discute ora quanto viene mostrato nelle simulazioni numeriche 3D tramite PARODY, e successivamente si confronteranno i risultati con quello che si osserva in alcune low-field magnetars.

Per raggiungere il necessario gradiente di temperatura (perpendicolare a quello di densità radiale) nella simulazione effettuata con PARODY, si è assunto $\dot{H} = 5 \times 10^{26} \text{ erg s}^{-1}$, sempre in un raggio di $\sim 1 \text{ km}$ nella regione più esterna della crosta.

Rispetto al caso discusso precedentemente, si osserva un'evoluzione dell'hot-spot più complessa che, nelle fasi finali, raggiunge sempre una struttura a mezzaluna (si veda Figura 4.6(b)), ma, al raggiungimento dello stato stazionario, compaiono delle piccole strutture magnetiche; qui l'intensità del campo raggiunge valori di $\approx 6 \times 10^{14} \text{ G}$, ovvero più alti di un fattore 100 rispetto al campo magnetico globale di $\approx 10^{12} \text{ G}$. Un riscaldamento locale può essere, quindi, collegato alla creazione di piccole strutture magnetiche sulla crosta che non sono generate da alcun processo dinamo. L'insorgere di questi loop magnetici è stata considerata per spiegare le righe di assorbimento nello spettro di alcune magnetars. Il loop, infatti, si genera da una componente toroidale del campo, la quale è non potenziale ($\nabla \times \mathbf{B} \neq 0$). Pertanto, dalla quarta legge di Maxwell, le linee di campo del loop devono essere percorse da correnti e le particelle cariche responsabili di queste correnti intercettano i fotoni termici emessi dalla regione sottostante, generando le righe di assorbimento.

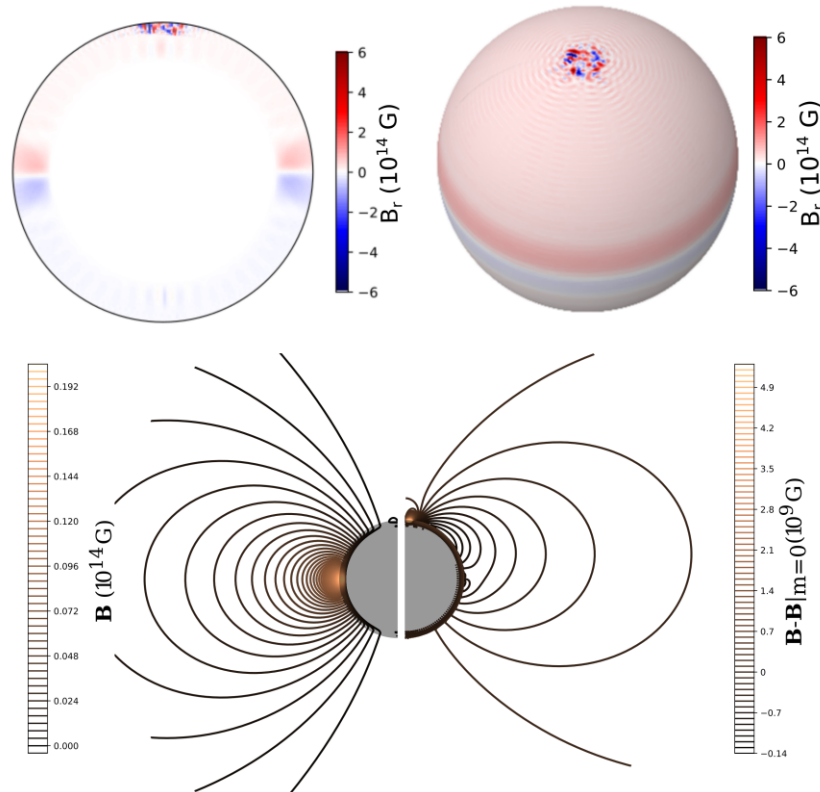


Figura 4.7: a): componente radiale del campo magnetico B_r della Figura 4.6(b). b): Linee del campo magnetico nella magnetosfera. A sinistra il campo totale, mentre a destra la differenza tra campo totale e i modi $m = 0$ (i quali sono dominati del dipolo). Immagini prese da [De Grandis et al. \(2020\)](#).

Un esempio delle strutture magnetiche che si generano nella simulazione numerica discussa è rappresentato in Figura 4.7, dove si nota come, dopo aver sottratto il contributo dei modi $m = 0$ (che sono dominati dal campo dipolare), è presente un piccolo loop magnetico sopra la zona riscaldata che si estende verso l'esterno fino ad una distanza $\lesssim R_*$, tipicamente con un campo di $\approx 10^9 \text{ G}$. Dalla Figura 4.7 si vede, inoltre, come la Biermann battery sia in grado di produrre delle strutture magnetiche

che, oltre ad estendersi in profondità nella crosta, si sviluppano anche nella magnetosfera più interna, modificando la topologia del campo magnetico esterno.

Tuttavia, l'ostacolo della ridotta risoluzione spaziale nei codici spettrali, i quali sono limitati dal numero di modi delle armoniche sferiche, non ha permesso finora un'analisi dettagliata dei fenomeni legati all'effetto batteria.

In un recente lavoro, [Gakis & Gourgouliatos \(2024\)](#) hanno mostrato simulazione numeriche effettuate con un codice differente da PARODY che, di fatto, conferma i risultati ottenuti nelle simulazioni discusse sopra. In questo codice, sviluppato in un ambiente di Fortran 90, si considera una crosta di una INS con alti gradienti di temperatura (associati ad hot-spots di lunga durata) e un profilo di temperatura descritto da una funzione locale di tipo Gaussiano. Inoltre, si considera che le evoluzioni del campo magnetico e della temperatura siano disaccoppiate (a differenza di PARODY), che il campo magnetico della NS abbia simmetria assiale (questo comporta che le simulazioni siano limitate a 2D) e sono state introdotte delle altre limitazioni (profilo di T costante, stella non rotante, questo in comune con PARODY).

Durante l'evoluzione, si osserva la formazione di regioni calde nella crosta, che si sviluppano, come visto precedentemente, in seguito a fenomeni magnetici o di accrescimento. Nelle simulazioni si sono analizzati due modelli: il primo (A) con una temperatura di $T \sim 10^9$ K ed il secondo (B) con $T \sim 10^8$ K (si rimanda a [Gakis & Gourgouliatos 2024](#) per la descrizione dettagliata dei modelli). I risultati per il modello A indicano che il campo toroidale può essere amplificato fino a $\sim 10^{14}$ – 10^{15} G in prossimità degli hot-spots, dove il gradiente di temperatura è massimo, cambiando localmente la topologia del campo poloidale. In queste regioni con forti B toroidali locali, il campo poloidale si attorciglia sviluppando componenti multipolari (si veda Figura 4.8). Nel modello B i gradienti di temperatura generano dei campi di ~ 2 ordini di grandezza più bassi rispetto ai campi ottenuti con una temperatura maggiore. In questo caso la saturazione avviene dopo $\sim 10^5$ yr (un fattore ~ 10 in meno rispetto al modello A), quando l'effetto batteria e la dissipazione ohmica si sono bilanciati. Si giunge, quindi, alla conclusione che l'effetto termoelettrico può influenzare l'evoluzione globale del campo magnetico, se il gradiente di temperatura persiste per un tempo sufficientemente lungo.

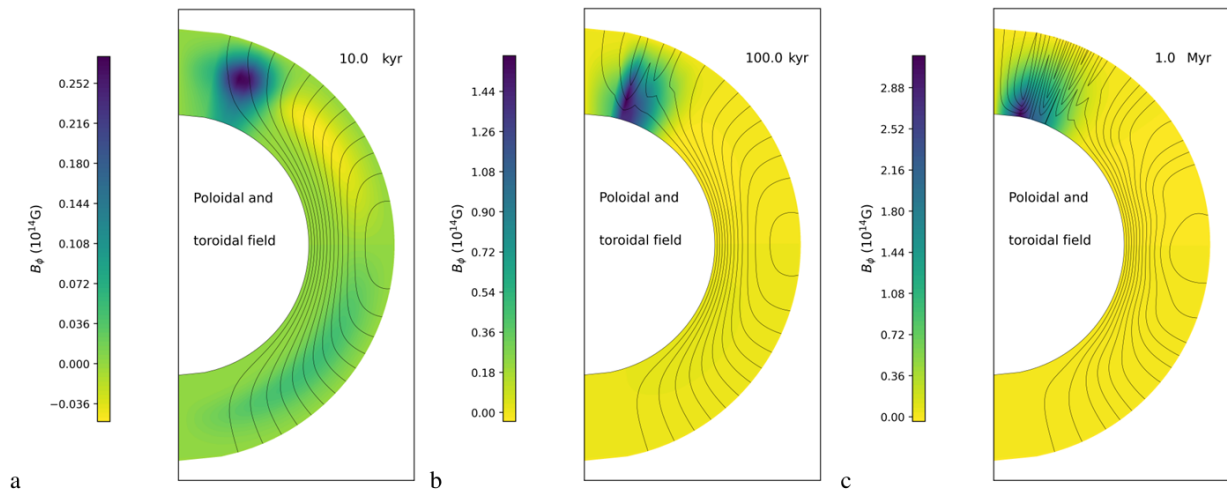


Figura 4.8: Evoluzione temporale del modello A (con $T \sim 10^9$ K) da cui si osserva la creazione di una componente toroidale per mezzo dell'effetto batteria che modifica la componente poloidale fino a farla intrecciare attorno all'hot-spot (da [Gakis & Gourgouliatos 2024](#)).

4.3 Possibili evidenze “osservative” della Biermann battery

Nella quasi totalità delle INSs, l'emissione X termica è pulsata. A differenza delle pulsazioni osservate nel radio per le pulsar, esse sono dovute ad una distribuzione anisotropa della temperatura superficiale (Turolla et al. 2015; De Grandis et al. 2021), prodotta dalla presenza di regioni calde localizzate (come nelle magnetars) o da un gradiente di temperatura su tutta la superficie, come nel caso delle XDINSs e di qualche CCOs.

Assumendo che la regione emittente sia sovrastata da uno dei loop magnetici descritti nella sezione precedente, la presenza di una tale struttura può essere rivelata tramite misure spettroscopiche. Dal momento che questi loop possono essere prodotti dall'effetto batteria, l'osservazione di queste features spettrali è una diagnostica importante.

Tiengo et al. (2013) hanno osservato una riga di ciclotrone in assorbimento con un'energia > 2 keV (si veda Figura 4.9) nello spettro della LFM SGR 0418+5729 che variava in fase (non poteva, quindi, essere prodotta da un'atmosfera standard). Questa fenomenologia può essere spiegata da un modello con un loop magnetico, percorso da particelle cariche, che sovrasta la regione emittente qualora l'assorbimento fosse prodotto da ciclotrone. L'energia di ciclotrone è:

$$E_c = \hbar\omega_B = \hbar \frac{qB}{mc}, \quad (4.3)$$

dove ω_B è la frequenza di ciclotrone, q e m rispettivamente carica e massa della particella.

Le particelle cariche nel loop potrebbero essere in linea di principio sia elettroni (positroni), sia protoni: se l'assorbimento da ciclotrone fosse dovuto agli elettroni, il campo magnetico necessario per produrlo all'energia osservata sarebbe un ordine di grandezza più basso di quello ricavato dalla misura di spin-down (cioè da P e \dot{P}) per SGR 0418+5729. Se invece l'assorbimento fosse prodotto da protoni, allora il campo sarebbe dell'ordine di 10^{14} – 10^{15} G, maggiore di quello di dipolo ma in linea con la predizione che localmente il campo sulla superficie possa essere più complesso e più intenso. In particolare, la topologia magnetica sulla superficie potrebbe contenere dei loop e l'effetto batteria è un buon candidato per spiegare come questo loop possa essersi formato (si veda Sezione 4.2).

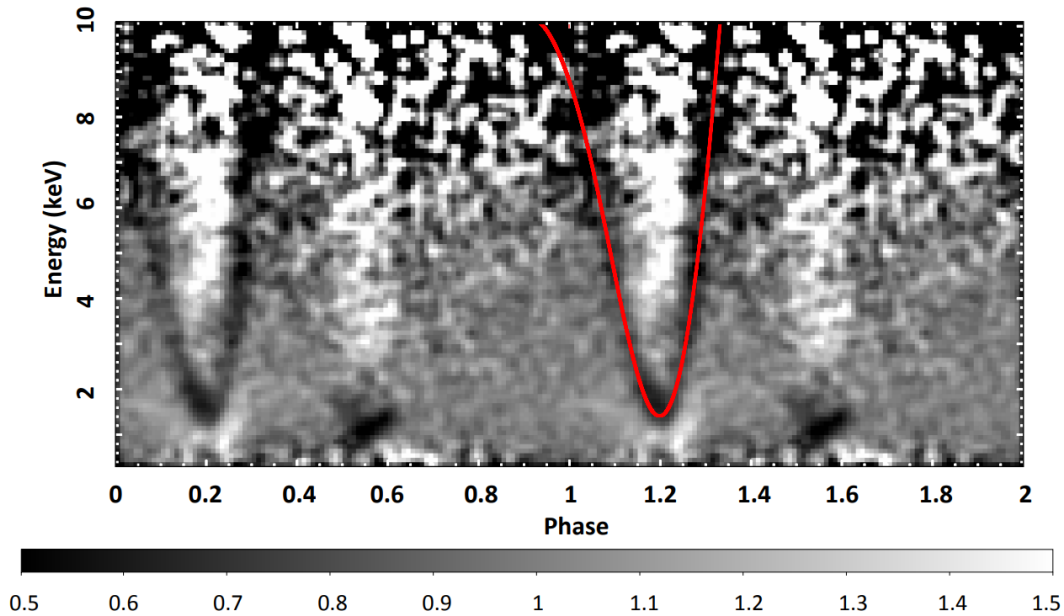


Figura 4.9: Riga di assorbimento nello spettro di LFM SGR 0418+5729 (immagine presa da Tiengo et al. 2013).

La riga rossa in Figura 4.9 è il risultato del modello sviluppato sempre in Tiengo et al. (2013), basato sull'assorbimento all'energia di ciclotrone dei protoni dei fotoni X emessi dall'hot-spot sulla superficie da parte del plasma che scorre lungo il loop magnetico.

La Figura 4.10 mostra una rappresentazione semplificata del modello. Il raggio r del loop è $\ll R_*$ e, per semplicità, si assume che lo spessore del loop sia trascurabile. Nel loop scorre un plasma contenente protoni con densità n e le linee di campo sono lungo il loop. Nel lavoro si è assunto un loop avente

la forma di una lunetta sferica con il diametro sulla superficie della NS e l'hot-spot al suo centro. Si rimanda a [Tiengo et al. \(2013\)](#) per la descrizione dettagliata del modello.

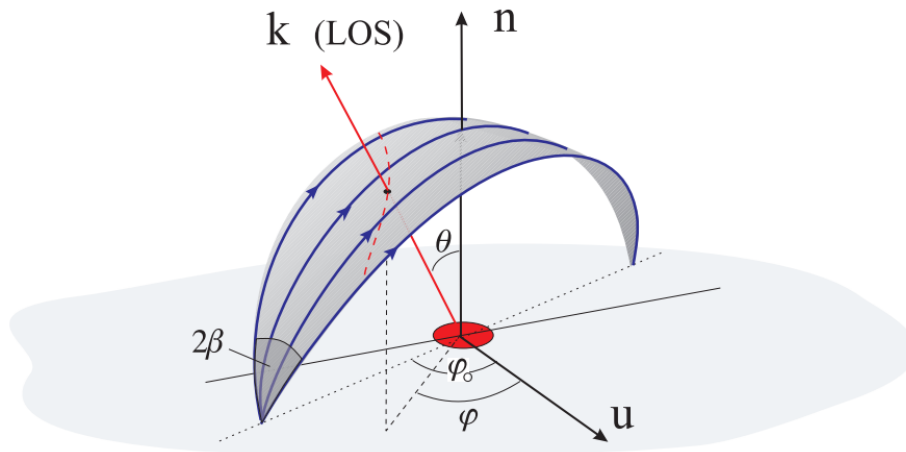


Figura 4.10: Rappresentazione del loop magnetico soprastante l'hot-spot sulla superficie di SGR 0418+5729 (schematizzazione presa da [Tiengo et al. 2013](#)).

Similmente a quanto ottenuto da [Tiengo et al. \(2013\)](#), in [Pizzocaro et al. \(2019\)](#) si è studiato l'assorbimento nello spettro di un'altra LFM, 1E 2259+586. Questa LFM presenta un campo magnetico di dipolo $B \sim 6 \times 10^{13}$ G, un periodo $P \sim 7$ s e $\dot{P} \sim 5 \times 10^{-13}$ s s $^{-1}$; inoltre è una sorgente X persistente con una luminosità $L_X \sim 10^{35}$ – 10^{36} erg s $^{-1}$.

Il grafico del flusso in funzione di fase ed energia mostra evidenza di una riga di assorbimento, l'energia della quale è fortemente dipendente dalla fase rotazionale. Diversamente da SGR 0418+5729, l'assorbimento è meno pronunciato ed è limitato ad un intervallo di fase più breve rispetto a SGR 0418+5729. Tuttavia i risultati ottenuti da [Pizzocaro et al. \(2019\)](#) portano, anche per questa sorgente, ad un'interpretazione in termini di scattering risonante di ciclotrone da parte dei protoni in un loop magnetico. Il confronto fra $E_{c,p} = 6.3 (B/10^{14} \text{ G})$ keV e l'energia osservata della riga fornisce un campo nel loop molto maggiore di quello dipolare, $\sim 3 \times 10^{14}$ – 2×10^{15} G.

Con il lancio del satellite IXPE ([Weisskopf et al. 2022](#)) nel dicembre del 2021, in grado di misurare la polarizzazione della radiazione proveniente da sorgenti astrofisiche nel range 2–8 keV, è stato possibile ottenere nuove informazioni, e ulteriori conferme, sulla natura della riga osservata in 1E 2259+586. [Heyl et al. \(2024\)](#) hanno analizzato le caratteristiche della polarizzazione in 1E 2259+586 dividendo la curva di luce in 5 intervalli di fase, come mostrato in Figura 4.11.

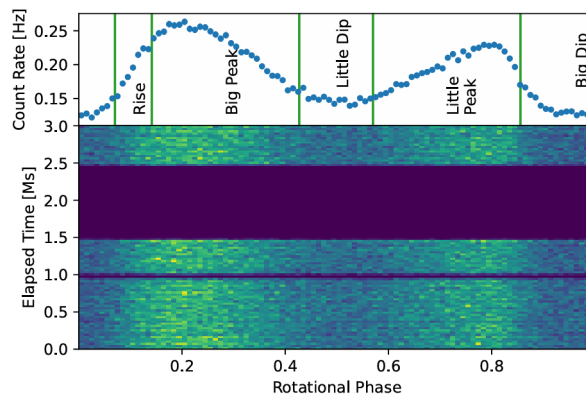


Figura 4.11: Conteggi ottenuti da IXPE in funzione della fase rotazionale (presa da [Heyl et al. 2024](#)).

Il grado di polarizzazione (Figura 4.12) è massimo durante il Big Dip (~ 30 %). [Heyl et al. \(2024\)](#) spiegano la variazione della polarizzazione e del flusso in funzione della fase assumendo che sia presente un loop magnetico, come già in [Pizzocaro et al. \(2019\)](#). Nel modello presentato in [Heyl et al. \(2024\)](#) si

assume che ci siano due spot, uno con il loop sovrastante e l'altro senza. Questo, infatti, spiega perchè la curva di luce presenti due picchi differenti durante una fase; durante il Little Peak, l'hot-spot con sopra il loop è nascosto dietro la stella di neutroni e si vede solo quello senza; man mano che la NS ruota, all'inizio del Big Dip appare il loop del secondo hot-spot; il loop, quindi, inizia a bloccare la nostra linea di vista verso la regione di emissione.

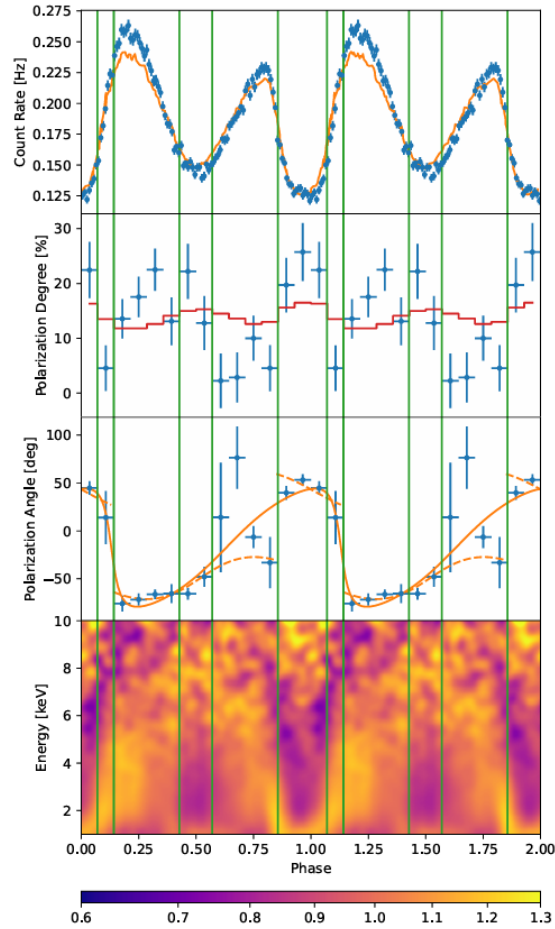


Figura 4.12: Conteggi per unità di tempo ottenuti da IXPE e XMM-Newton (primo pannello), grado di polarizzazione e angolo di polarizzazione (secondo e terzo pannello) su tutta la banda 2–8 keV per 1E 2259+586. L'ultimo pannello mostra lo spettro in funzione di energia e fase; il codice dei colori si riferisce al flusso in opportune unità (immagine presa da [Heyl et al. 2024](#)).

Se la radiazione è stata veramente riprocessata dal plasma che scorre lungo il loop per scattering risonante di ciclotrone, ci si aspetta che il grado di polarizzazione del segnale non sia più alto del $\sim 33\%$. La misura di polarimetria mostra che la polarizzazione arriva effettivamente a $\sim 30\%$ nelle fasi in cui si suppone di vedere la radiazione riprocessata dal loop magnetico. Le osservazioni sono, quindi, compatibili con lo scattering risonante di ciclotrone da protoni in un loop magnetico poiché la riga di assorbimento giace nel centro del Big Dip, dove la polarizzazione è più forte.

Questo ci porta alla conclusione che sia in SGR 0418+5729 sia in 1E 2259+586 l'assorbimento nello spettro può essere dovuto allo stesso tipo di meccanismo, ovvero alla presenza di un loop magnetico vicino alla superficie della NS in cui una corrente di protoni intercetta l'emissione attraverso scattering risonante. Questo può essere legato all'effetto batteria che permette localmente la creazione di loop magnetici con un'intensità del campo magnetico relativamente più alta rispetto a quello sulla superficie.

Capitolo 5

Considerazioni conclusive

In questa tesi si è esaminato l'effetto termo-elettrico noto come Biermann battery e la sua influenza nell'evoluzione magneto-termica delle differenti classi di NSs. In particolare si è discusso se, e in quali condizioni, esso possa giocare un ruolo importante nell'amplificare localmente il campo magnetico delle NSs.

Dopo una breve panoramica sulle proprietà fisiche delle NSs, la loro evoluzione magneto-rotazionale e la diverse classi in cui la popolazione galattica delle isolated NSs è suddivisa, si è discussa l'evoluzione magneto-termica delle stelle di neutroni. In particolare, ci si è concentrati sull'effetto termo-elettrico detto Biermann battery. L'effetto batteria è legato allo sviluppo di gradienti di temperatura dovuti ad anisotropie termiche nella crosta delle NSs, legate alla formazione di regioni relativamente più calde, ed è potenzialmente in grado di amplificare il campo magnetico sulle piccole scale. Si sono riesaminati i risultati ottenuti con il codice numerico 3D PARODY (De Grandis et al., 2020, 2021, 2022) che mostrano come in alcune circostanze l'effetto batteria può realmente produrre strutture magnetiche localizzate vicino alla superficie delle stelle di neutroni.

Un ingrediente importante per poter attivare la batteria di Biermann è il rilascio di energia all'interno della crosta della NS. Le simulazioni numeriche di PARODY hanno evidenziato come il riscaldamento delle regioni profonde nella crosta non sia efficace per lo sviluppo dell'effetto batteria, anche se questo processo è importante nello spiegare gli outbursts delle magnetars. Al contrario, il riscaldamento superficiale risulta fondamentale qualora la quantità di calore iniettata sia sufficientemente elevata: un'iniezione stazionaria di $\dot{H} = 5 \times 10^{26}$ erg s⁻¹ porta alla creazione di un hot-spot e di strutture magnetiche locali in cui il campo è amplificato grazie all'effetto batteria.

Un indizio concreto della presenza di loop magnetici vicino alla superficie di una NS viene dall'osservazione di righe di assorbimento variabili in fase nello spettro X (0.5–10 keV) di due low-field magnetars, SGR 0418+5729 e 1E 2259+586. L'energia misurata della riga è compatibile con quella di ciclotrone protonica. Questo suggerisce che le righe siano dovute a scattering risonante della radiazione termica emessa da un hot spot sulla superficie da parte di protoni che si muovono in un loop magnetico dove il campo è ordini di grandezza più intenso di quello di dipolo. Recenti misure polarimetriche hanno mostrato che il grado di polarizzazione è compatibile con quello previsto dallo scattering risonante, fornendo ulteriore supporto a questo scenario e quindi alla possibilità che la batteria di Biermann sia la chiave per spiegare la presenza di campi magnetici ultra-forti sulle piccole scale nelle NSs.

Una risposta definitiva sull'effettiva rilevanza del processo batteria potrà venire da simulazioni numeriche più sofisticate, che superino le attuali limitazioni dei codici spettrali come PARODY, soprattutto per quanto riguarda la risoluzione spaziale.

Bibliografia

- Biermann L., 1950, *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 5, 65
- Borghese A., Esposito P., 2023, arXiv e-prints, p. arXiv:2311.08353
- Caplan M., Horowitz C., 2017, *Reviews of Modern Physics*, 89
- De Grandis D., Turolla R., Wood T. S., Zane S., Taverna R., Gourgouliatos K. N., 2020, *ApJ*, 903, 40
- De Grandis D., Taverna R., Turolla R., Gnarini A., Popov S. B., Zane S., Wood T. S., 2021, *ApJ*, 914, 118
- De Grandis D., Turolla R., Taverna R., Lucchetta E., Wood T. S., Zane S., 2022, *ApJ*, 936, 99
- Gakis D., Gourgouliatos K. N., 2024, arXiv e-prints, p. arXiv:2402.14911
- Gourgouliatos K. N., Cumming A., 2014, , 112, 171101
- Gourgouliatos K. N., De Grandis D., Igoshev A., 2022, *Symmetry*, 14, 130
- Heyl J., et al., 2024, *MNRAS*, 527, 12219
- Kato S., Fukue J., 2020, *Astrophysical Dynamo*. Springer Nature Singapore, Singapore, pp 295–312, doi:10.1007/978-981-15-4174-2_14
- Lorimer D. R., Kramer M., 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*. Vol. 4
- Pizzocaro D., et al., 2019, *A&A*, 626, A39
- Pons J. A., Geppert U., 2007, *A&A*, 470, 303
- Pons J. A., Rea N., 2012, *ApJL*, 750, L6
- Pons J. A., Viganò D., 2019, *Living Reviews in Computational Astrophysics*, 5, 3
- Potekhin A. Y., Pons J. A., Page D., 2015, *Space Science Reviews*, 191, 239
- Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, *Black holes, white dwarfs and neutron stars. The physics of compact objects*, doi:10.1002/9783527617661.
- Tiengo A., et al., 2013, *Nature*, 500, 312
- Turolla R., Zane S., Pons J. A., Esposito P., Rea N., 2011, *ApJ*, 740, 105
- Turolla R., Zane S., Watts A. L., 2015, *Reports on Progress in Physics*, 78, 116901
- Viganò D., 2013, PhD thesis, University of Alacant, Spain
- Viganò D., Pons J. A., Miralles J. A., Rea N., 2015, in *Highlights of Spanish Astrophysics VIII*. pp 90–101 (arXiv:1501.06735), doi:10.48550/arXiv.1501.06735
- Weisskopf M. C., et al., 2022, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8, 026002
- Yakovlev D. G., Kaminker A. D., Gnedin O. Y., Haensel P., 2001, *Physics Reports*, 354, 1