

強磁場原始中性子星でのニュートリノ反応断面積の非対称性と関連現象

丸山 智幸¹

日本大学生物資源科学部

要旨： 2×10^{17} G の強磁場を持つ原始中性子星物質で計算した非等方ニュートリノ吸収断面積の結果を、トロイ型の磁場構造を持つ原始中生成の自転減速に応用する計算を行った。その結果、非等方ニュートリノ放出の効果が通常用いられている磁気双極子放出よりも大きな効果を示した。

近年、 10^{15} G を超える超強磁場を持つ中性子星マグネターの発見 [1, 2] 以来、その超強磁場を支える内部構造に強い興味を持たれるとともに、強磁場が超新星爆発の非対称性に極めて重大な役割を担っていると考えられ、その強磁場に特有な現象は非常に興味深いトピックである。その中でも、マグネターの 4 秒から 12 秒という長い自転周期 [3, 4] がマグネターの一つの特徴としてその仕組みに多くの関心が集まっている。

一方、我々は有限温度・密度での中性子星物質におけるニュートリノの散乱・吸収断面積を相対論的平均場 (RMF) アプローチで計算し、放出ニュートリノが磁場方向に増加し、その反対方向に減少することを示した。さらに、その結果を用い極性磁場を持つ原始中生子星に応用し、定性的な静的計算ではあるがパルサーキック現象 [5] に、非対称ニュートリノ放出が大きく寄与することを示した [6]。

ところで、最近の原始中性子星 (PNS) の時間発展シミュレーションは、原始中性子星の磁場が赤道面上にトーラス状に分布するトロイダル型となり [7]、その強度が極性磁場の 100 倍に達することを示している [8, 9]。このトロイダル型の磁場配位に我々の非等方ニュートリノ放出を応用すれば、磁場方向により多くのニュートリノが放出され、自転を大きく減速に大きくさせるであろうことが容易に想像される。そこで本研究では、これまで求めた断面積の計算結果を用いて、ニュートリノの非等方放出による自転減速への影響の大きさを概算することとした。

まず、原始中性子星中での媒質の時間発展はニュートリノの伝搬時間より十分ゆっくりで、内部の各所で局所平衡が成り立っているとす。このとき、ニュートリノの位相分布関数は平衡部分 f_0 と非平衡部分 Δf に分けることができる: $f = f_0 + \Delta f$ 。さらに、吸収だけが寄与し、ニュートリノは直線軌道上を伝搬するものとする、座標変数、 $x_L \equiv (\mathbf{r} \cdot \mathbf{k})/|\mathbf{k}|$, $\mathbf{R}_T \equiv \mathbf{r} - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{k})\mathbf{k}/k^2$ を定義することで、 Δf は解析的に以下の形で求められる [6]。

$$\Delta f(x_L, R_T, \mathbf{k}) = \int_0^{x_L} dy \left[-\frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial y} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\nu} \right] \exp \left[-\int_y^{x_L} dz \frac{\sigma_A(z, R_T, \mathbf{k})}{V} \right], \quad (1)$$

上式で、ニュートリノの σ_A は吸収断面積であり、RMF 理論に磁場の効果を摂動の 1 次までとり入れることで求めた [6]。 10^{17} G 程度以下であれば、天文学的には強磁場であるが、核レベルでは 1 次の摂動で取り扱える程度の大きさである。その結果は、密度が $\rho_B = (1 - 3)\rho_0$ (ρ_0 は飽和密度)、温度 $T = 20$ MeV、磁場 $B = 2 \times 10^{17}$ G で、2 - 4% の非対称性を示している。

¹e-mail address: tomo@brs.nihon-u.ac.jp

表面 S_N から放出ニュートリノによる単位時間当たりの角運動量の減少と放出エネルギーの比が以下の式であたえられる。

$$\left(\frac{cdL_z/dt}{dE_T/dt}\right) = \frac{\int_{S_N} d\Omega_r \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Delta f(\mathbf{r}, \mathbf{k})(\mathbf{r} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{n}}{\int_{S_N} d\Omega_r \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Delta f(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}} . \quad (2)$$

上式で \mathbf{n} は表面 S_N の法線単位ベクトルを表す。そして、自転速度の減少比が以下の式で求められる。

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{P}{2\pi c I_{NS}} \left(\frac{cdL_z/dt}{dE_T/dt}\right) \mathcal{L}_\nu . \quad (3)$$

ここで P は自転周期、 \dot{P} はその時間微分、and $\mathcal{L}_\nu = (dE_T/dt)$ はニュートリノ光度である。

実際の計算では、RMFのパラメーターとしてPM1-L1 [11]を用い、原始中性子星は、質量が $M_{NS} = 1.68M_\odot$ 、温度が $T = 20\text{MeV}$ 、レプトン数の全バリオン数に対する比が $Y_L = 0.4$ であるとした。

さらに、トロイダル型の磁場分布は円筒座標系で以下のような関数で書かれるものと仮定した。

$$\vec{B} = B_\phi \frac{4e^{z/a_0}}{[1 + e^{z/a_0}]^2} \frac{4e^{(r_T-r_0)/a_0}}{[1 + e^{(r_T-r_0)/a_0}]^2} (-\sin\phi, \cos\phi, 0) . \quad (4)$$

$a_0 = 0.5 \text{ km}$, $r_0 = 8.0 \text{ km}$ (Mag-A) と $r_0 = 5.0 \text{ km}$ (Mag-B) の2種類の計算を実行して、両者の結果を比較する。図1bに、 $z = 0$ での磁場強度 $|\mathbf{B}/B_\phi|$ を示した。

最近の数値シミュレーション [8, 9] の結果は、トロイダル型磁場の最大強度がおよそ $B_\phi = 10^{16} \text{ G}$ 、極性磁場の強度が $B_{pol} = 10^{14} \text{ G}$ 程度であることを示している。前者の値を今回の計算に用い、後者の値は比較のために実行した磁気双極子放射 (MDR) によるスピン減衰率 \dot{P}/P の計算に用いた。MDRの式は以下のように書かれる [10]。

$$P\dot{P} = B_{pol}^2 \left(\frac{3M_{NS}^3 c^3}{125\pi^2 I_{NS}^2}\right)^{-1} . \quad (5)$$

同様に PNS の初期の状態であるとして自転周期を $P = 10\text{ms}$ と仮定した。また、本研究で用いたモデルが非常に表面付近では適応性が高くないので、 S_N を密度が核物質飽和密度となる球面ととった。ただし、 S_N の結果への依存性は大きくないことは確認した。

結果を表1に記した。明らかに、非等方ニュートリノ放出の効果はMDRの効果よりも大きいことがわかる。ただし、マグネターの遅い自転を説明するには十分ではない。

これまでの計算はニュートリノの吸収過程だけをを取り入れたものであるが、散乱や生成断面積の同じ傾向を示すので、それらを取り入れることで、非等方性が増加し、より大きな減速率が得られる

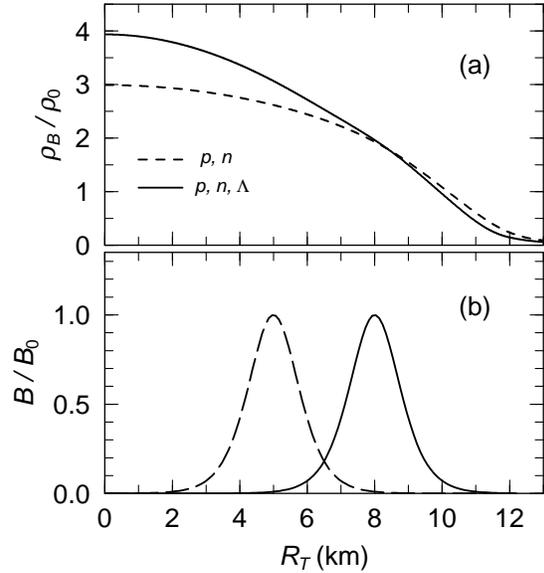


図1: 上段: 計算に用いた中性子星の密度分布 (a)。実線と破線は、それぞれラムダを含む場合と含まない場合の結果を示している。下段: トロイダル型磁場の $z = 0$ での分布。実線と破線はそれぞれ、 $r_0 = 8\text{km}$ (Mag-A) と $r_0 = 5\text{km}$ (Mag-B) の結果を示す。

Comp.	$I_{NS}[\text{g}\cdot\text{cm}^2]$	Mag.	$\frac{cdL_z/dt}{dE_T/dt}$	$\dot{P}/P \text{ (s}^{-1}\text{)}$	
				Ours	MDR
p, n	1.36×10^{45}	Mag-A	3.34	3.5×10^{-6}	9.9×10^{-8}
		Mag-B	0.48	5.0×10^{-7}	
p, n, Λ	1.54×10^{45}	Mag-A	5.45	6.4×10^{-6}	7.8×10^{-8}
		Mag-B	0.39	4.6×10^{-7}	

表 1: 自転周期が $P = 10\text{ms}$ のときの, 原始中性子星の自転減速率の計算結果。1 列目:中性子星物質を構成するバリオンの種類。2 列目: 中性子星の慣性能率。3 列目: トロイダル磁場の配位 (図 1b)。4 列目:式 (2) の計算結果。5 列目:非等方ニュートリノ放出による自転減速率 (3) の計算結果 6 列目:MDR による自転減速率 (5) の計算結果

可能性がある。今後はさらに超新星爆発の数値シミュレーションへ直接挿入することで, 最終的な結論が得ることを将来的な目標としている。

参考文献

- [1] B. Paczyński, Acta. Astron. **41**, 145 (1992).
- [2] Chanmugam, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **30**, 143 (1992).
- [3] Radio pulsar data courtesy of the ATNF Oulsar Group, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>;
D.R. Lorimer and M. Kramer, 'Handbook of Pulsar Astronomy', Cambridge University Press (2004).
- [4] T. Nakano, K. Makishima, K. Nakazawa, H. Uchiyama and T. Enotoet, AIP Conf. Proc. **1427**, 126 (2012).
- [5] A.G. Lyne and D.R. Lorimer, Nature **369**, 127 (1994).
- [6] T. Maruyama, N. Yasutake, M.K. Cheoun, J. Hidaka, T. Kajino, G.J. Mathews and C.Y. Ryu, Phys. Rev. **D86**, 123003 (2012).
- [7] J. Braithwaite and H.C. Spruit, Nature **431**, 891 (2004).
- [8] T. Takiwaki, K. Katake and K. Sato, Astrophys. J. **691**, 1360 (2009).
- [9] T. Kuroda and H. Umeda, Astrophys. J. Suppl. **191**, 439 (2010).
- [10] A.G. Lyne and F.G. Smith, Pulsar Astronomy CUP (1990).
- [11] T. Maruyama, H. Shin, H. Fujii, T. Tatsumi, Prog. Theo. Phys. Vol. 102, 809 (1999).