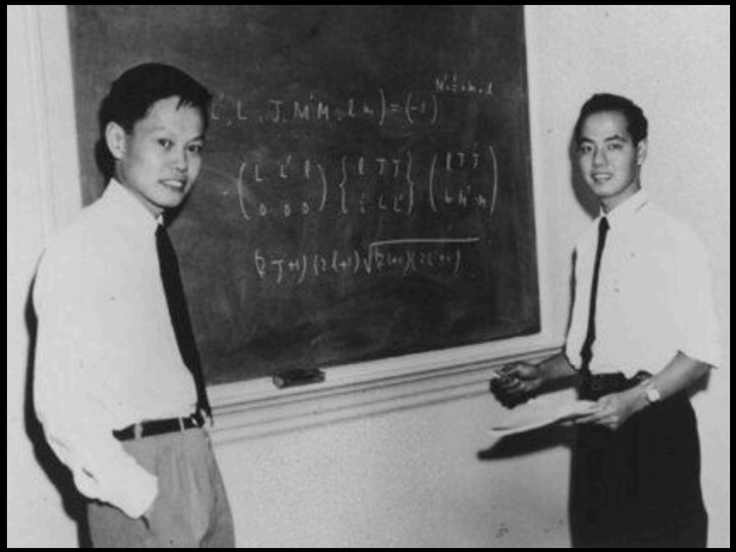
弱い力のパリティの破れと超新星・中性子星の物理

山本 直希（慶應義塾大学）

素粒子物理学の進展 2024 (PPP2024)

弱い力のパリティの破れ



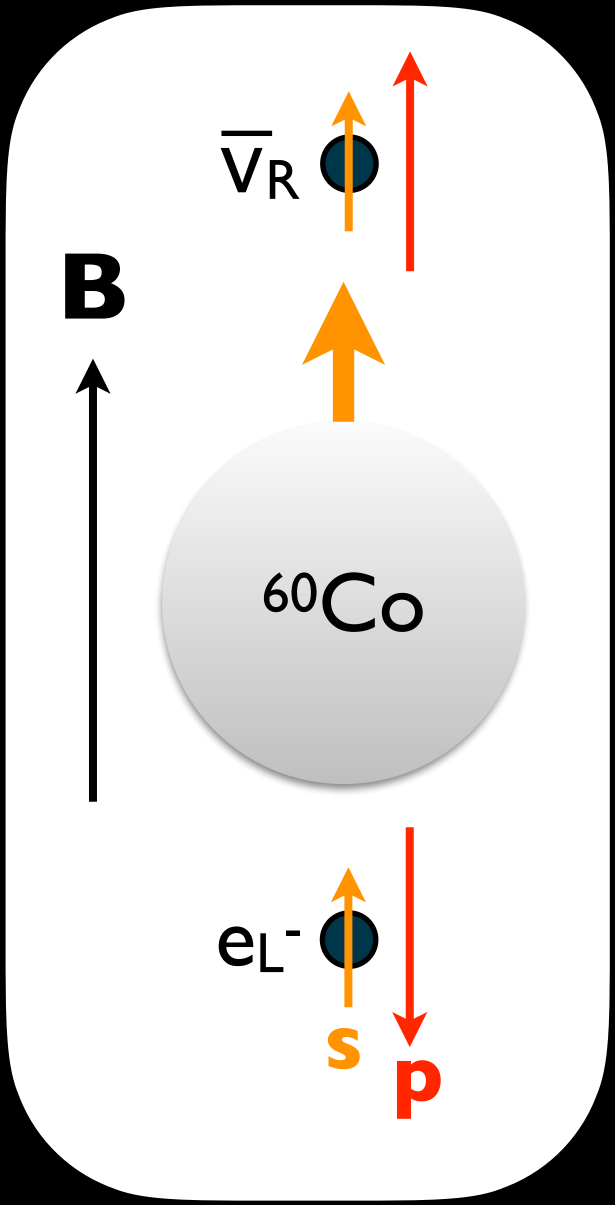
https://www.nist.gov/image/yang-lee-bg-credit-alan-richardsresized-descripjpg

Yang & Lee の理論 (1956)

 (1957)

https://en.wikipedia.org/wiki/Wu_experiment#/media/File:Chien-shiung_Wu_(1912-1997)_C.jpg

Wu の実験 (1957)

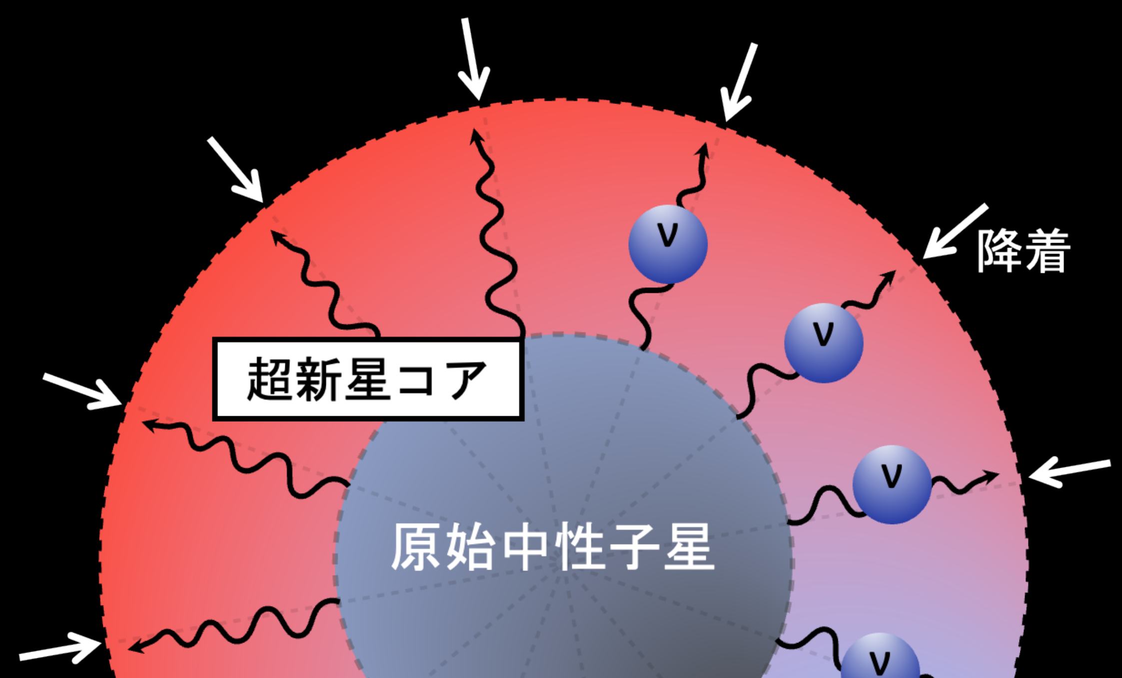


$p \propto B$

弱い力はパリティ対称性を最大限 (100%) 破る

Main message

- 超新星爆発から中性子星形成に至る鍵：ニュートリノ加熱
- 従来の理論は弱い力の基本的性質を無視：パリティの破れ
- 本来あるべきこの効果は超新星の時間発展を質的に変える
- 標準理論の枠内だが非平衡量子多体系の難しさ・面白さ



$$\mathrm{n} + \nu_{\mathrm{e}}^{\mathrm{L}} \leftrightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^{\mathrm{L}}$$

Contents

- 重力崩壊型超新星と関連する問題
- 超新星の有効理論：
  カイラル輻射輸送理論とカイラル磁気流体力学
- 超新星への応用：
  マグネター、爆発ダイナミクス、パルサーキック

Kamada, Yamamoto, and Yang, "*Chiral Effects in Astrophysics and Cosmology,*"
Prog. Part. Nucl. Phys. (2023) 2207.09184 [astro-ph.CO]

重力崩壊型超新星・
中性子星・マグネター

重力崩壊型 超新星爆発

- 大質量星の進化の最後の大爆発
- 中性子星への転移 & 重元素の起源
- 重力エネルギーの大部分をニュートリノが持ち運ぶ
- 超新星の進化（爆発機構や中性子星磁場の起源等）は未解明

マグネター

- 特に強い磁場をもつ中性子星
- 表面磁場 ~10^{15} G ("宇宙最強の磁石星")
- このような強く大スケールで安定な磁場の起源？

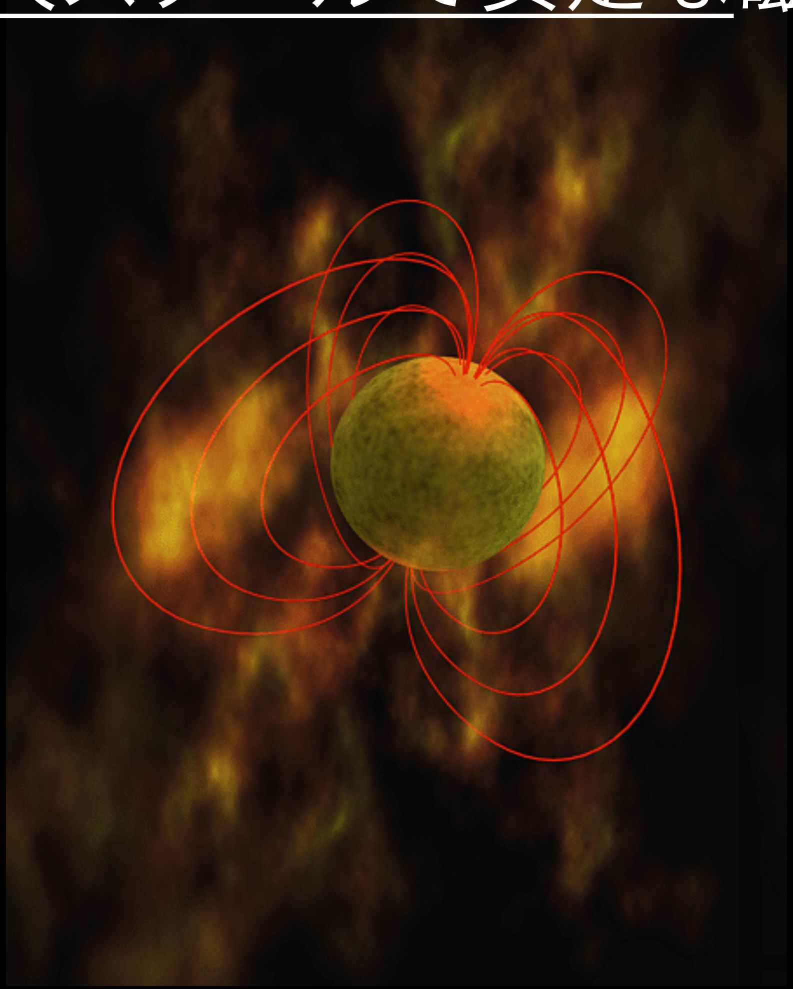
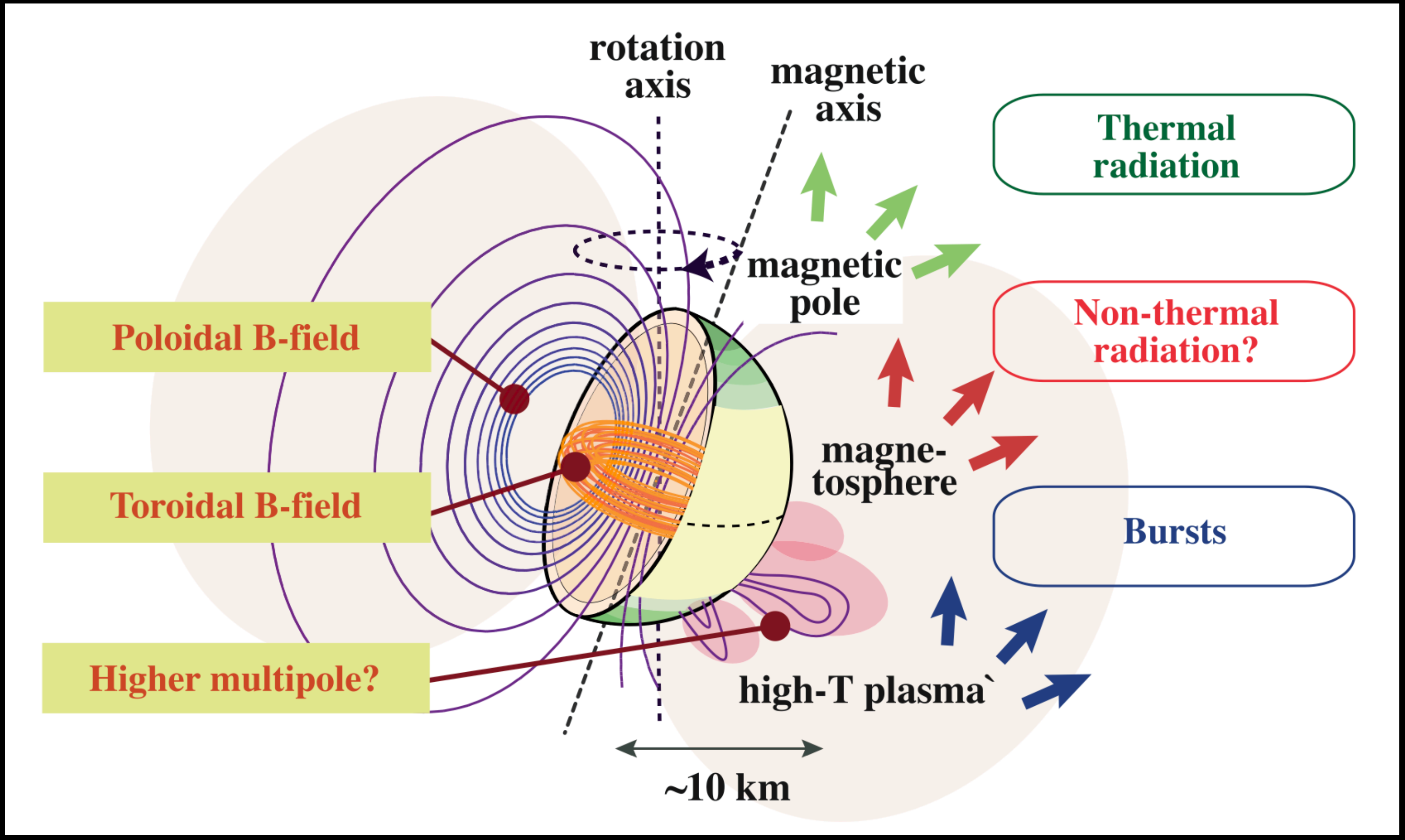


Illustration from Wikipedia

中性子星・マグネター磁場

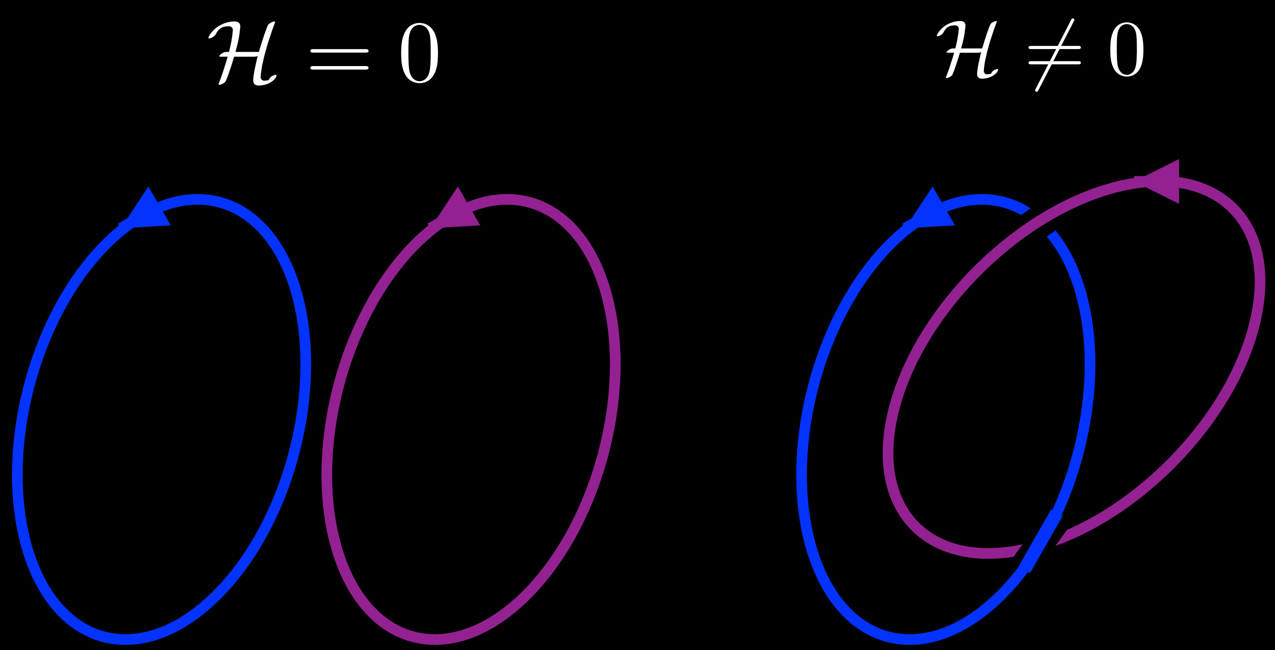
- 純粋な poloidal (or toroidal) 磁場は不安定
- 安定性に poloidal & toroidal 磁場が両方必要（絡み目構造）
- 観測も toroidal 磁場の存在を示唆 e.g., Makishima, Enoto, et al. (2014)



Enoto, Kisaka, Shibata (2019)

磁気ヘリシティ

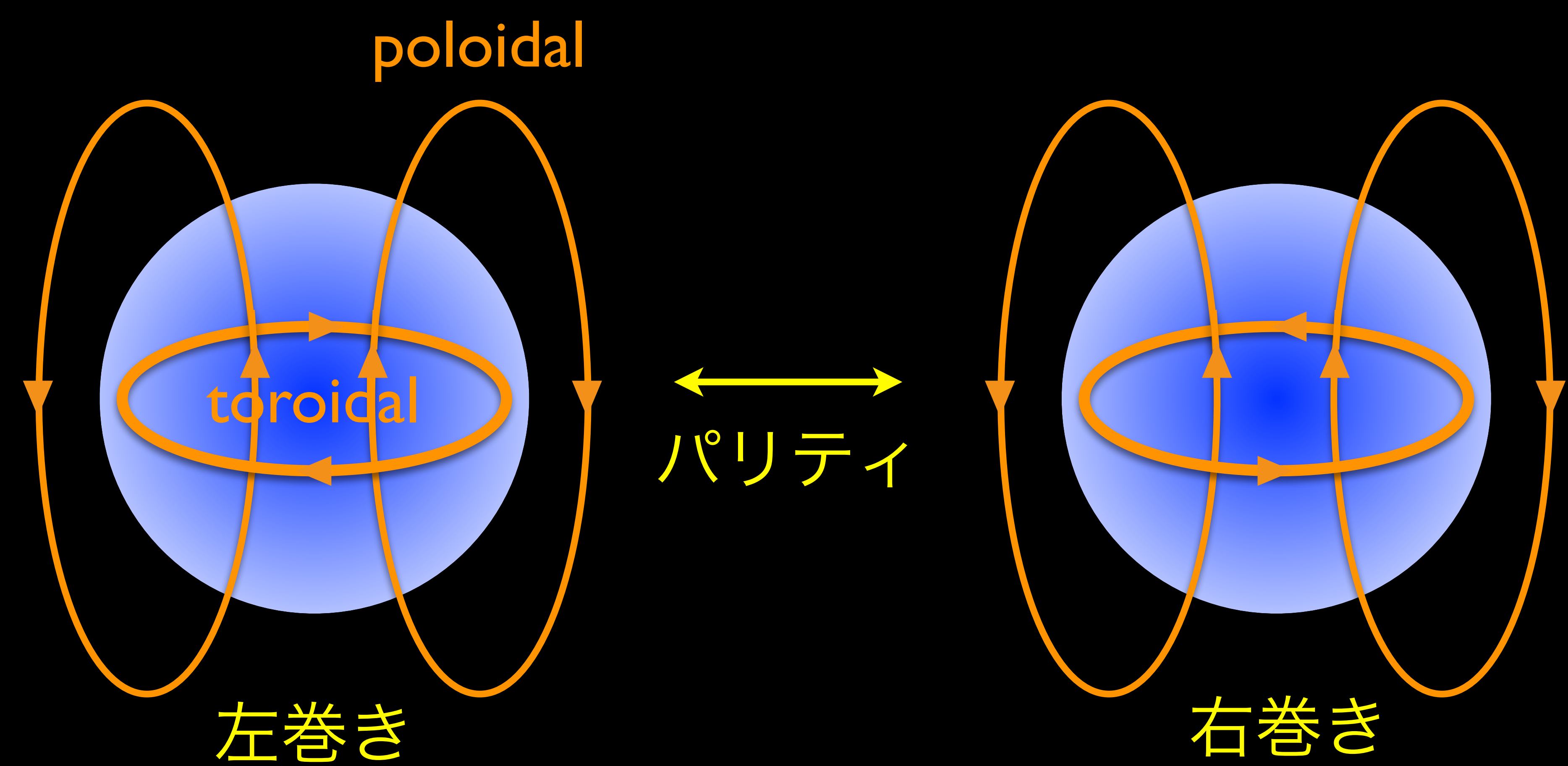
- $\mathcal{H} = \int \mathrm{d}^3 \boldsymbol{x} \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{B}$: 磁場の絡み目（トポロジカルな安定性）



非可逆対称性との関連 → 横倉さんの講演

磁気ヘリシティ

- $\mathcal{H} = \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{x}\boldsymbol{A}\cdot\boldsymbol{B}$: 磁場の絡み目（トポロジカルな安定性）
- 通常MHDの初期条件として仮定されるが、その起源は？
  （大域的な $\mathscr{H}$ はパリティ奇）



超新星の有効理論とパリティの破れ

超新星の時間発展を解く

- 超新星 = ニュートリノ・電子・核子の量子多体系
- 素粒子の標準理論を解くのは practical に不可能
- 代わりに粗視化した理論を考える
  （例）空気の流体力学：分子のダイナミクスは不要
- ニュートリノは非平衡：運動論（Boltzmann方程式）を解く

運動論

- 非平衡状態における統計的な時間発展を記述する有効理論
  - 系が大域的熱平衡 → 熱力学（系の詳細に依らない）
  - 系が局所的熱平衡 → 流体力学
  - 系が非平衡 → 運動論（系の詳細に依存）

- 通常の中性粒子に対する Boltzmann 方程式

衝突項

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} = C[f]$$

分布関数

$$f = f(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{p})$$

流体力学・運動論 = 有効理論

- 現代的には系の対称性と系統的な展開に基づく有効理論

（例）流体力学: (平均自由行程)/(典型的なスケール)≪1 で展開

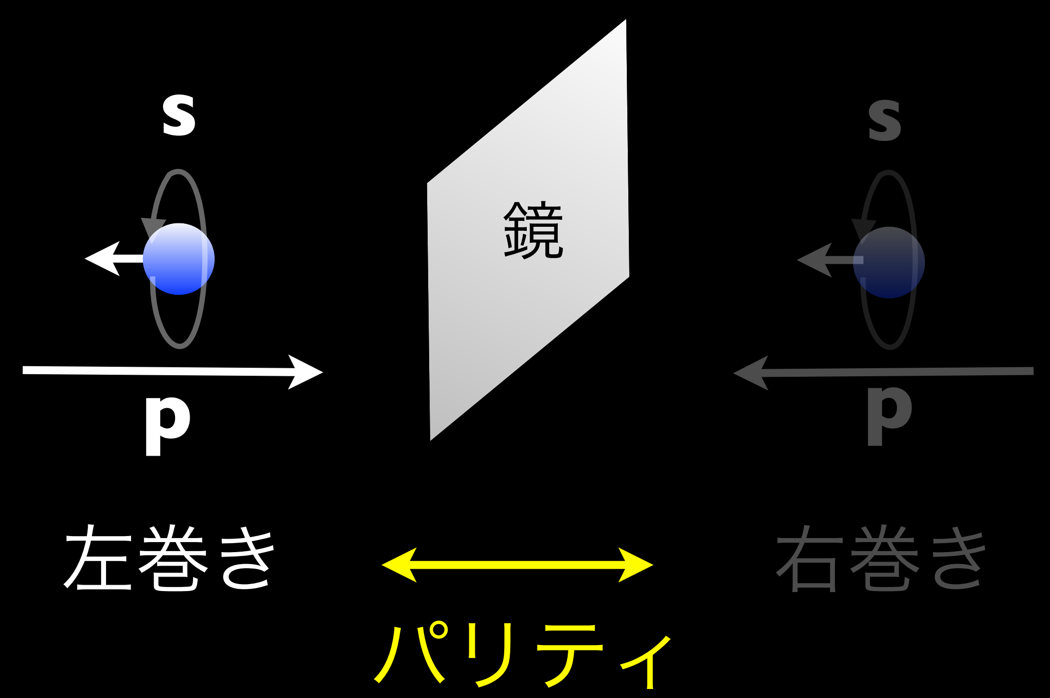
  - 対称性に基づいて理論を書き下す (bottom-up approach)
  - ミクロな理論を粗視化して導出 (top-down approach)

- 理論は対称性で分類される（例）常流動・超流動の流体力学

超新星とニュートリノ

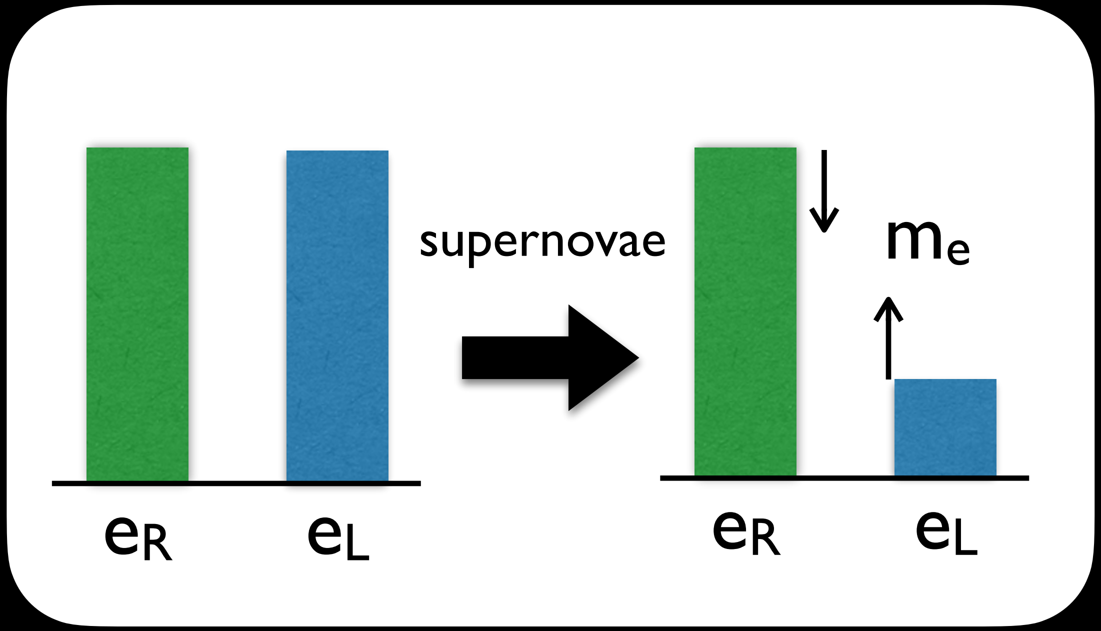
- 従来のニュートリノ運動論の問題：左巻きであることを無視
- パリティを100%破るという系の対称性を反映していない

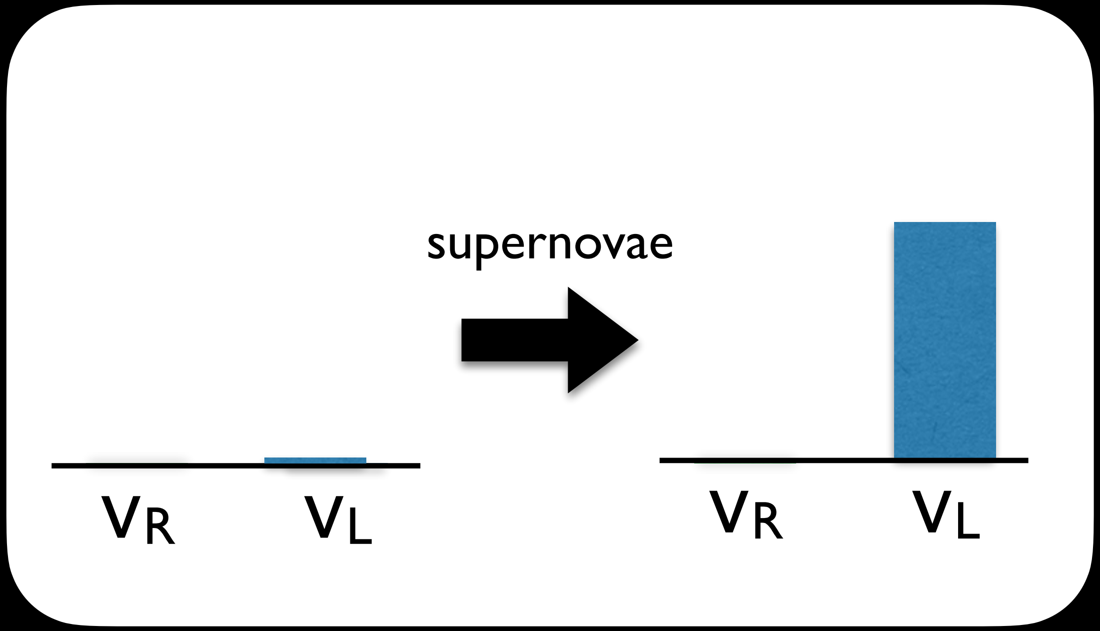
→ 対称性に基づく「低エネルギー有効理論」として不適



Supernova = Giant Parity Breaker

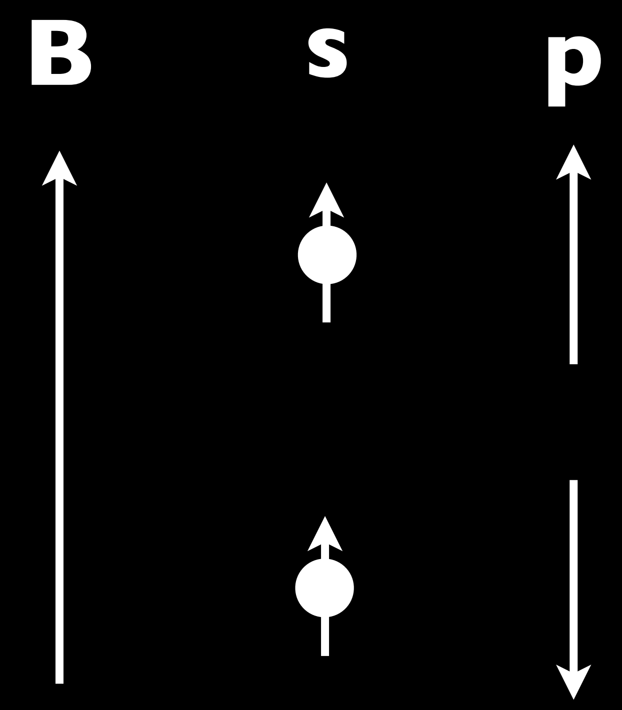
$$\mathrm{p} + \underline{\mathrm{e}^{\mathrm{L}}} \rightarrow \mathrm{n} + \underline{\nu_{\mathrm{e}}{}^{\mathrm{L}}}$$





Ohnishi, Yamamoto (2014); Grabowska, Kaplan, Reddy (2015); Sigl, Leite (2016), …

Chiral magnetic effect



右巻き $j_{\mathrm{R}} = \frac{\mu_{\mathrm{R}}}{4\pi^2}\boldsymbol{B}$

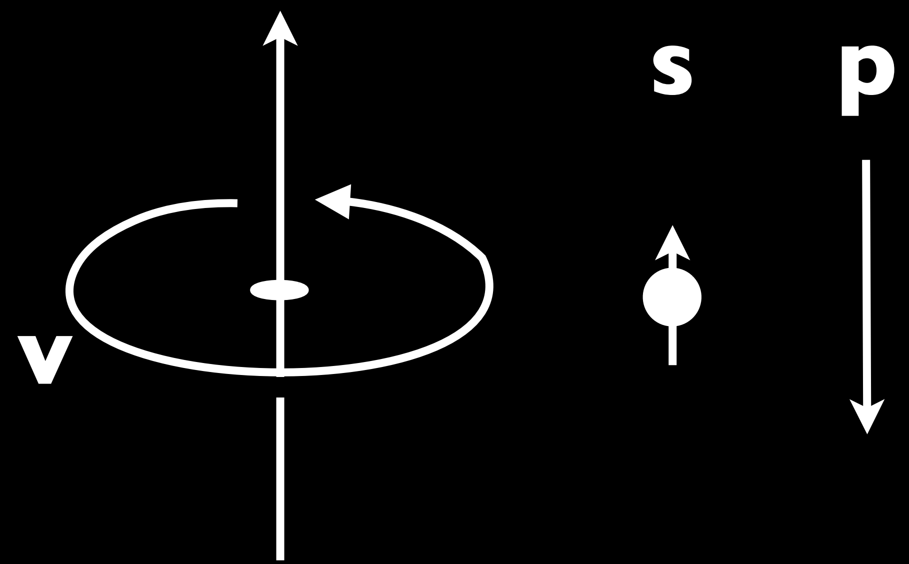
左巻き $j_{\mathrm{L}} = -\frac{\mu_{\mathrm{L}}}{4\pi^2}\boldsymbol{B}$

$$\boldsymbol{j} = \frac{\mu_{\mathrm{R}} - \mu_{\mathrm{L}}}{4\pi^2}\boldsymbol{B} \equiv \frac{\mu_5}{2\pi^2}\boldsymbol{B}$$

Vilenkin (1980); Nielsen, Ninomiya (1983); Fukushima, Kharzeev, Warringa (2008), …

Chiral vortical effect

$$\boldsymbol{\omega} \equiv \frac{1}{2}\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{v}$$



左巻きニュートリノ

$$\boldsymbol{j} = -\left(\frac{\mu^2}{4\pi^2} + \frac{T^2}{12}\right)\boldsymbol{\omega}$$

従来のニュートリノ輸送理論では記述できない

Vilenkin (1979); Erdmenger et al. (2009); Banerjee et al. (2011);
Son, Surowka (2009); Landsteiner et al. (2011)

Sources for "chiral magnetic effect"

$$\boldsymbol{j}_{\rm e} = [\#\mu_5 + \#\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\omega} + \xi_B(f_\nu) + \cdots]\boldsymbol{B}$$

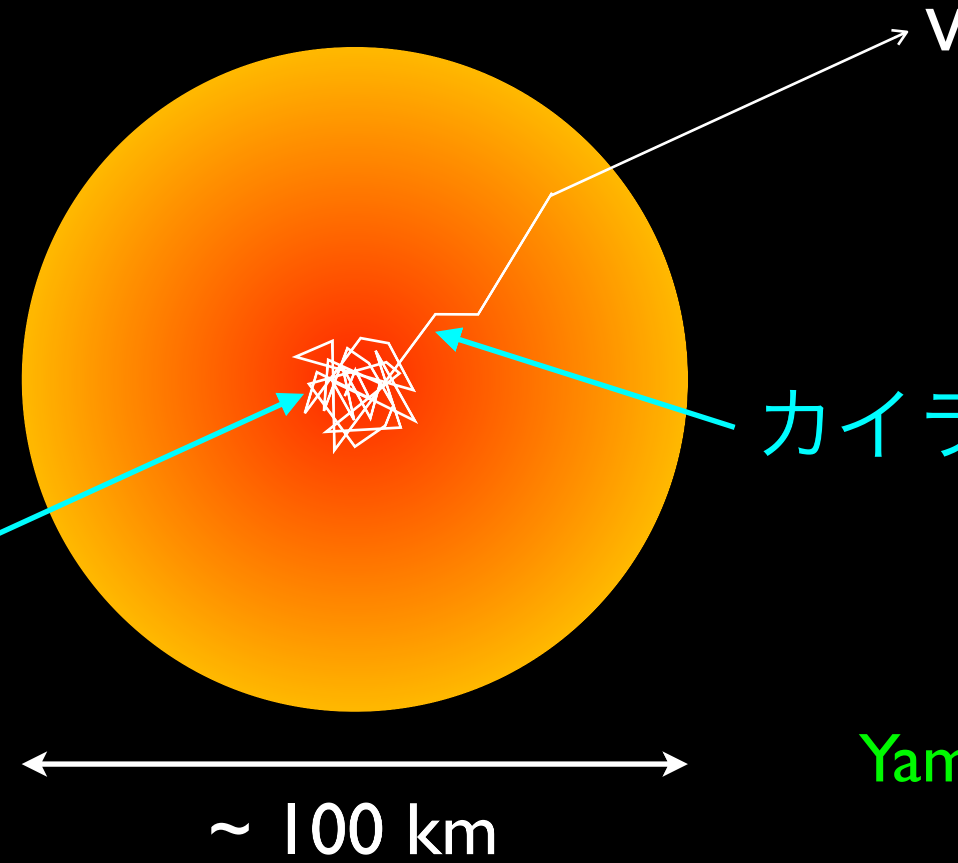
- 電子捕獲反応 $\mathrm{p} + \mathrm{e}^{\mathrm{L}} \to \mathrm{n} + \nu_{\mathrm{e}}^{\mathrm{L}}$ による μ_5（超新星コア）
  → 電子質量 $m_{\rm e}$ によるフリッピング ($e_R \leftrightarrow e_L$) で大きく抑制
  Ohnishi, Yamamoto (2014); Grabowska, Kaplan, Reddy (2015); Sigl, Leite (2016), …
- カイラル渦効果 (CVE) による流体ヘリシティ（超新星コア）
  Yamamoto, PRD (2016)
- 非平衡ニュートリノとの散乱による $\xi_B(f_\nu)$ （超新星コア内外）
  Matsumoto, Yamamoto, Yang, PRD (2022); Yamamoto, Yang, PRL (2023)
- 電子捕獲反応 $\mathrm{p} + \mathrm{e}^{\mathrm{L}} \to \mathrm{n} + \nu_{\mathrm{e}}^{\mathrm{L}}$ による μ_5（中性子星クラスト）
  Dehman, Pons, 2408.05281

カイラル輻射輸送理論

ニュートリノ輻射輸送

l_ν ~1 cm (ρ_N ~10^{15} g/cm^3)

カイラル流体力学



カイラル運動論

Yamamoto, PRD (2016)

$$\nabla_\alpha T^{\alpha\beta}_{\rm mat} = -\nabla_\alpha T^{\alpha\beta}_{\nu}$$

物質 (e, N) のEMテンソル
(流体力学)

ν のEMテンソル
(カイラル運動論)

Top-down approach

$\boxed{\text{ミクロ}}$ 素粒子の標準理論

↓

パリティの破れを含むカイラル運動論

↓

$\boxed{\text{マクロ}}$ 超新星の流体力学的な時間発展

※ 荷電粒子の場合、カイラル運動論はカイラルアノマリーを再現

Son, Yamamoto, PRL, PRD (2012); Stephanov, Yin, PRL (2012); Chen et al., PRL (2012)

場の理論からカイラル運動論

see, e.g., a review by Hidaka, Pu, Wang, Yang, PPNP (2022)

- Wigner 関数: $S^<(q,x) = \int_y \mathrm{e}^{-\mathrm{i}q\cdot y}\langle \psi^\dagger(x+y/2)\psi(x-y/2)\rangle \equiv \sigma^\mu \mathcal{L}^<_\mu$
- 運動方程式 ($\partial_x \ll q$):

$$\mathcal{D}_\mu \mathcal{L}^{<\mu} = 0, \qquad \cdots(1)$$

$$q_\mu \mathcal{L}^{<\mu} = 0, \qquad \cdots(2)$$

$$\mathcal{D}_\mu \mathcal{L}^<_\nu - \mathcal{D}_\nu \mathcal{L}^<_\mu = -2\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \mathcal{L}^{<\sigma} \quad \cdots(3)$$

where $\mathcal{D}_\mu \mathcal{L}^<_\nu \equiv \partial_\mu \mathcal{L}^<_\nu - \Sigma^<_\mu \mathcal{L}^>_\nu + \Sigma^>_\mu \mathcal{L}^<_\nu$

- (2), (3) の解: $\mathcal{L}^{<\mu} = 2\pi\delta(q^2)\big(q^\mu - S^{\mu\nu}\mathcal{D}_\nu\big) f^<$

フレームベクトル

スピンテンソル $S^{\mu\nu} = \dfrac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha n_\beta}{2q\cdot n}$

- (1) に代入 → 衝突項入りの輸送方程式

$$J^\mu = 2\int_q \mathcal{L}^{<\mu}, \quad T^{\mu\nu} = \int_q (\mathcal{L}^{<\mu} q^\nu + \mathcal{L}^{<\nu} q^\mu)$$

カイラル輻射輸送理論

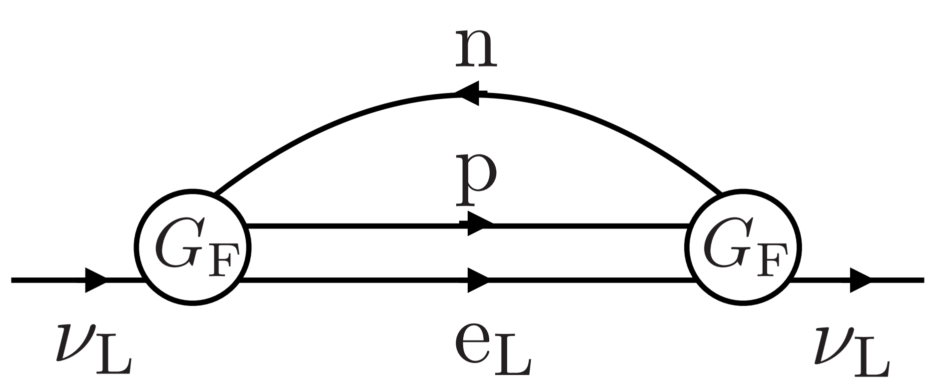
Yamamoto, Yang, ApJ (2020); PRD (2024)

曲がった時空でカイラル効果と衝突項を含む一般形

$$\left[q^\mu D_\mu - (D_\mu S^{\mu\nu})\partial_\nu + S^{\mu\nu} q^\rho R^\lambda_{\rho\mu\nu}\partial_{q\lambda}\right] f = \overset{\text{放出}}{(1-f)\Gamma^<} - \overset{\text{吸収}}{f\Gamma^>}$$

$$D_\mu = \nabla_\mu - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} q^\nu \partial_{q\lambda}, \quad \Gamma^{\lessgtr} = (q^\nu - D_\mu S^{\mu\nu})\,\Sigma^{\lessgtr}_\nu, \quad S^{\mu\nu} = \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha n_\beta}{2q\cdot n}$$

ニュートリノ自己エネルギーの例



カイラル輻射輸送理論

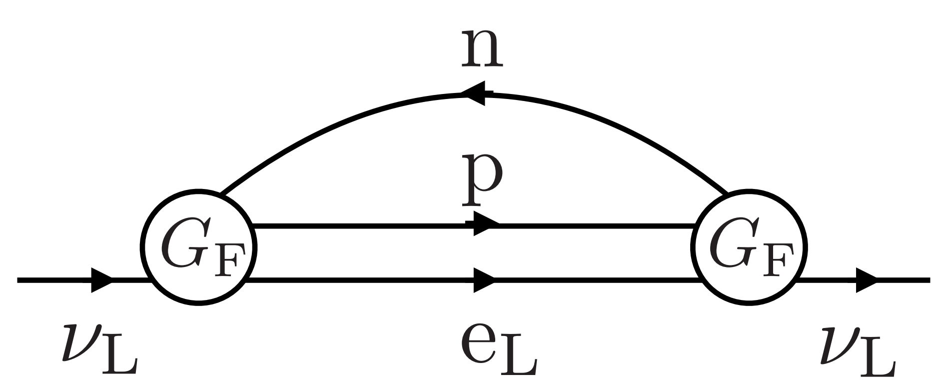
Yamamoto, Yang, ApJ (2020); PRD (2024)

時空の曲率を無視して $n^\mu = (1,\mathbf{0})$ をとった場合

$$q^\mu D_\mu f = \overset{\text{放出}}{(1-f)\Gamma^<} - \overset{\text{吸収}}{f\Gamma^>}$$

$$D_\mu = \nabla_\mu - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} q^\nu \partial_{q\lambda}, \quad \Gamma^{\lessgtr} = (q^\nu - S^{\mu\nu} D_\mu)\,\Sigma^{\lessgtr}_\nu, \quad S^{\mu\nu} = \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha n_\beta}{2q\cdot n}$$

ニュートリノ自己エネルギーの例



カイラル輻射輸送理論

Yamamoto, Yang, ApJ (2020); PRD (2024)

時空の曲率を無視して $n^\mu = (1,0)$ をとった場合

放出　吸収

$$q^\mu D_\mu f = (1-f)\Gamma^{<} - f\Gamma^{>}, \quad \Gamma^{\lessgtr} \approx \Gamma^{(0)\lessgtr} + \Gamma^{(\omega)\lessgtr}(q\cdot\omega) + \Gamma^{(B)\lessgtr}(q\cdot B)$$

$$\omega^\mu \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu \partial_\alpha u_\beta, \quad B^\mu \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu F_{\alpha\beta}$$

$$\Gamma^{(0)>} \approx \frac{G_F^2}{\pi}(g_V^2 + 3g_A^2)E_\nu^3(1-f^{(e)})\left(1-\frac{3E_\nu}{M_N}\right)\frac{n_p - n_n}{1-e^{\beta(\mu_n-\mu_p)}}$$

$$\Gamma^{(B)>} \approx \frac{G_F^2}{2\pi M_N}(g_V^2 + 3g_A^2)E_\nu(1-f^{(e)})\left(1-\frac{8E_\nu}{3M_N}\right)\frac{n_p - n_n}{1-e^{\beta(\mu_n-\mu_p)}}$$

$$\Gamma^{(\omega)>} \approx \frac{G_F^2}{2\pi}(g_V^2 + 3g_A^2)E_\nu(1-f^{(e)})\left(2+\beta E_\nu f^{(e)}\right)\frac{n_p - n_n}{1-e^{\beta(\mu_n-\mu_p)}}$$

$\Gamma^{(0)}$ was computed in Reddy, Prakash, Lattimer, PRD (1998)

カイラル輻射輸送理論

Yamamoto, Yang, ApJ (2020); PRD (2024)

時空の曲率を無視して $n^\mu = (1,\mathbf{0})$ をとった場合

放出　　　吸収

$$q^\mu D_\mu f = (1-f)\Gamma^< - f\Gamma^>, \quad \Gamma^{\lessgtr} \approx \Gamma^{(0)\lessgtr} + \Gamma^{(\omega)\lessgtr}(q\cdot\omega) + \Gamma^{(B)\lessgtr}(q\cdot B)$$

$$\omega^\mu \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu\partial_\alpha u_\beta, \quad B^\mu \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu F_{\alpha\beta}$$

ニュートリノのカレントとエネルギー運動量テンソル

$$J^\mu = \int_{\boldsymbol{q}} \frac{1}{|\boldsymbol{q}|}(q^\mu - S^{\mu\nu}D_\nu)f, \quad T^{\mu\nu} = \int_{\boldsymbol{q}} \frac{1}{|\boldsymbol{q}|}\left[q^\mu q^\nu - \frac{1}{2}\left(q^\mu S^{\nu\rho} + q^\nu S^{\mu\rho}\right)D_\rho\right] f$$

$$D_\mu = \nabla_\mu - \Gamma^\lambda_{\mu\nu}q^\nu\partial_{q\lambda}, \quad S^{\mu\nu} = \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}q_\alpha n_\beta}{2q\cdot n}$$

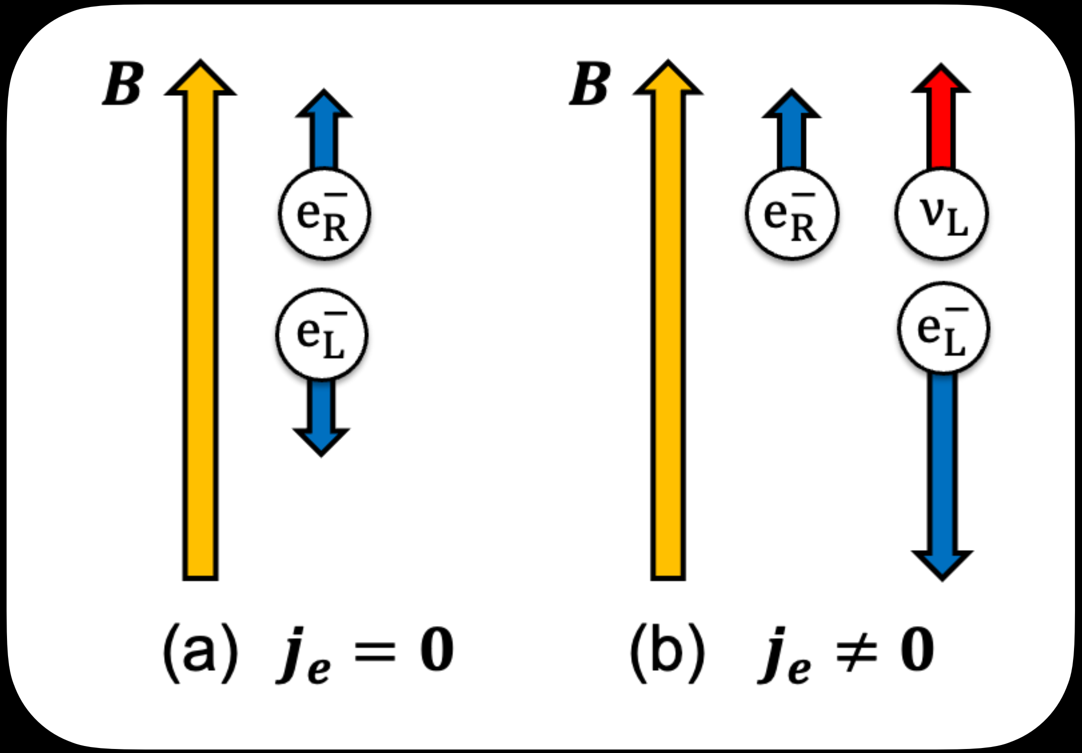
弱い力の作用する左巻き電子にもカイラル補正

Effective Chiral Magnetic Effect

$$j_{\mathrm{e}} = \xi_B \boldsymbol{B}$$

非平衡ニュートリノの backreaction による

※ CMEと違い μ_5 は不要（Wu の実験と同様）



Yamamoto, Yang, PRL (2023)

$$\xi_B = \frac{1}{4\pi^3}(g_{\mathrm{V}}^2 + 3g_{\mathrm{A}}^2)G_{\mathrm{F}}^2(n_{\mathrm{p}} - n_{\mathrm{n}}) \int \mathrm{d}t \int_0^\infty p^2 \mathrm{d}p \left[\frac{\bar{f}_{\mathrm{e}}(1 - f_\nu)}{1 - \mathrm{e}^{\beta(\mu_{\mathrm{n}} - \mu_{\mathrm{p}})}} + \frac{(1 - \bar{f}_{\mathrm{e}}) f_\nu}{1 - \mathrm{e}^{\beta(\mu_{\mathrm{p}} - \mu_{\mathrm{n}})}} \right] + (\mathrm{antiparticle's})$$

ニュートリノ加熱が起きるゲイン領域で $|\xi_B| \sim 0.1\text{-}1\,\mathrm{MeV}$

$$Y_{\mathrm{e}} \simeq 0.4,\ \rho \sim 10^{10}\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^{-3},\ T \sim 10^{11}\,\mathrm{K},\ \mu_{\mathrm{n}} - \mu_{\mathrm{p}} \simeq 3\,\mathrm{MeV},\ t \sim 0.1\,\mathrm{s}$$

Other chiral effects

- ν カイラル渦効果 (CVE)：

$$j_\nu^i = -\frac{1}{2\pi^2}\omega^i \int_0^\infty \mathrm{d}p\ p f_\nu + (\mathrm{antiparticle's})\,, \quad T_\nu^{i0} = -\frac{1}{2\pi^2}\omega^i \int_0^\infty \mathrm{d}p\ p^2 f_\nu + (\mathrm{antiparticle's})$$

- ν スピンホール効果：

$$\boldsymbol{j}_\nu = \int_{\boldsymbol{p}} \frac{1}{2|\boldsymbol{p}|^3}(\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{\nabla} V) f_\nu + (\mathrm{antiparticle's})$$

Yamamoto, Yang, PRD (2024)

$$V = \frac{G_\mathrm{F}}{\sqrt{2}}\left[(1+4\sin^2\theta_\mathrm{W})n_\mathrm{e} - n_\mathrm{n} + (1-4\sin^2\theta_\mathrm{W})n_\mathrm{p}\right]$$

※ V は物質中のニュートリノ振動（MSW効果）でも重要

カイラル磁気流体力学とその現象論的応用

Chiral MHD equations

Masada, Kotake, Takiwaki, Yamamoto, PRD (2018); Matsumoto, Yamamoto, Yang, PRD (2022)

$$\partial_t \rho + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0$$

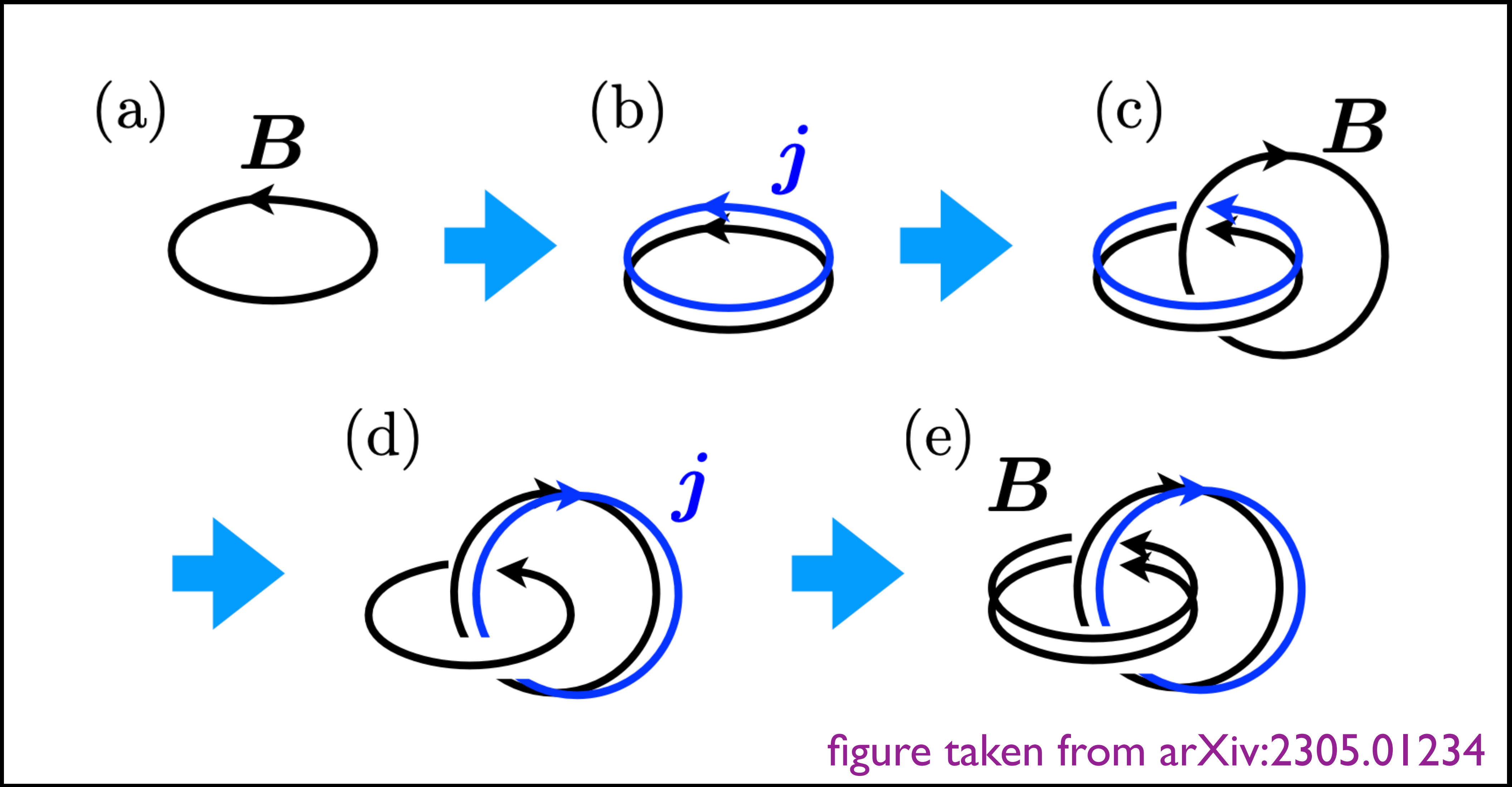
$$\partial_t (\rho \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) = -\boldsymbol{\nabla} P + \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} + \text{(dissipation)}$$

$$\partial_t \boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta \boldsymbol{\nabla}^2 \boldsymbol{B} + \eta \boldsymbol{\nabla} \times \underline{(\xi_B \boldsymbol{B})}$$

$$\partial_t \mathcal{H}(\xi_B) = \frac{\eta}{2\pi^2} (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} - \xi_B \boldsymbol{B}) \cdot \boldsymbol{B}$$

see also Rogachevskii et al. (2017), Brandenburg et al. (2017), Schober et al. (2018)

Chiral Plasma Instability



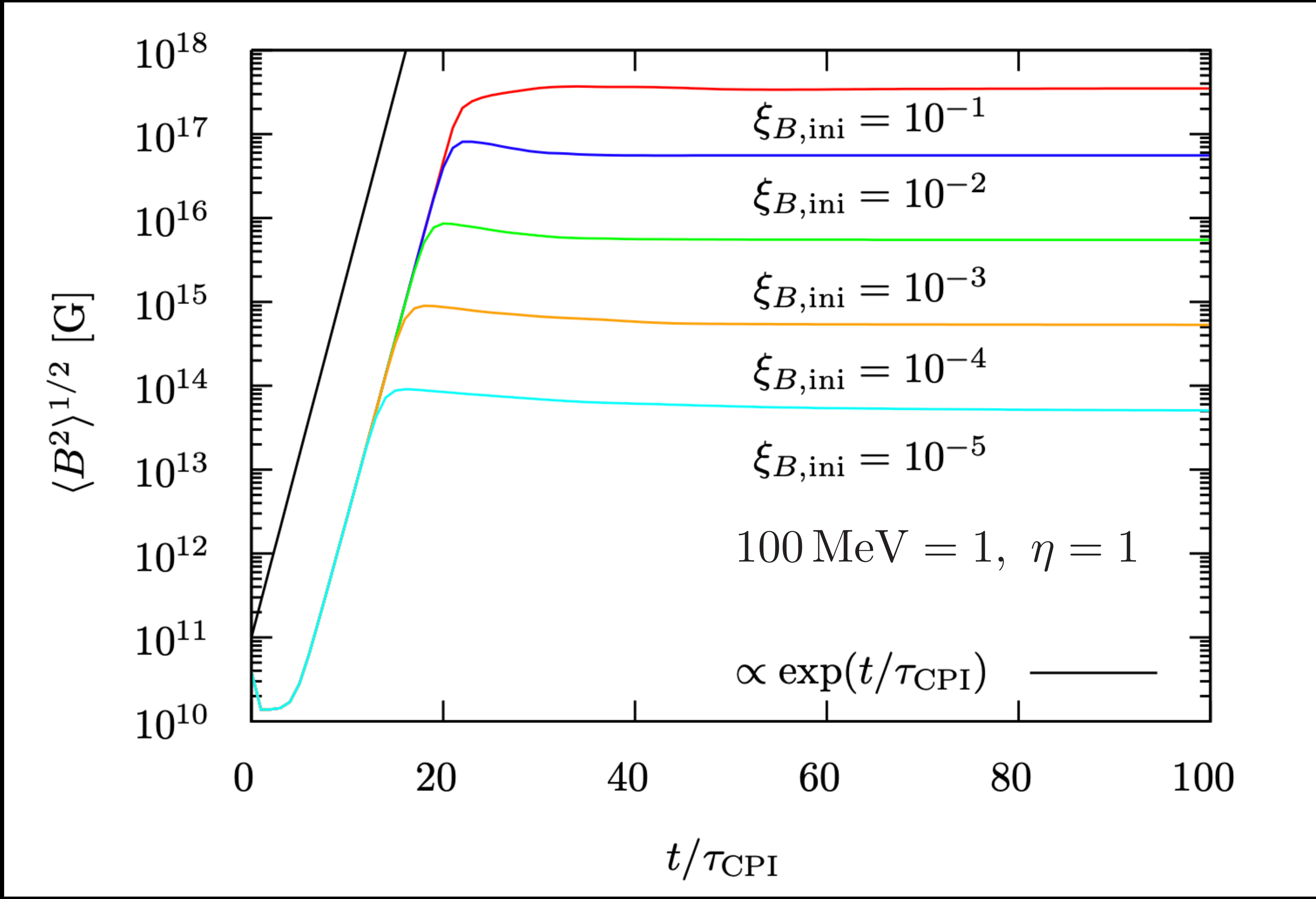
正のフィードバック → 磁気ヘリシティをもつ強磁場生成

Joyce, Shaposhnikov, PRL (1998), Akamatsu, Yamamoto, PRL (2013)

一般化対称性との関連 → 横倉さんの講演

CPIによる磁場増幅

Matsumoto, Yamamoto, Yang, PRD (2022)

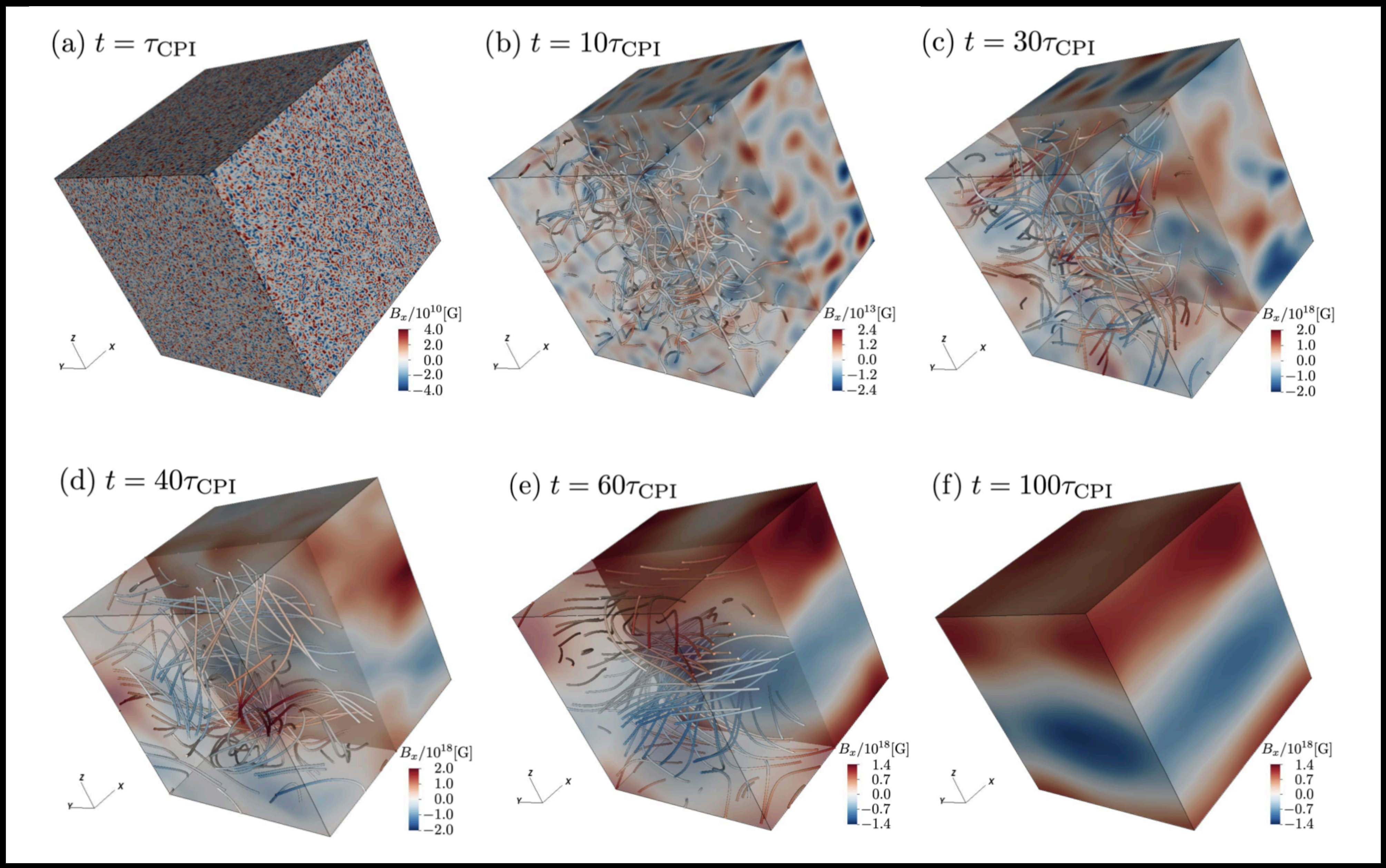


強く安定なマグネター磁場のメカニズムを与える

磁場の時間発展

$\xi_{B,\mathrm{ini}} = 10^{-1}$

Masada et al. (2018); Matsumoto et al. (2022); see also Brandenburg et al. (2017)

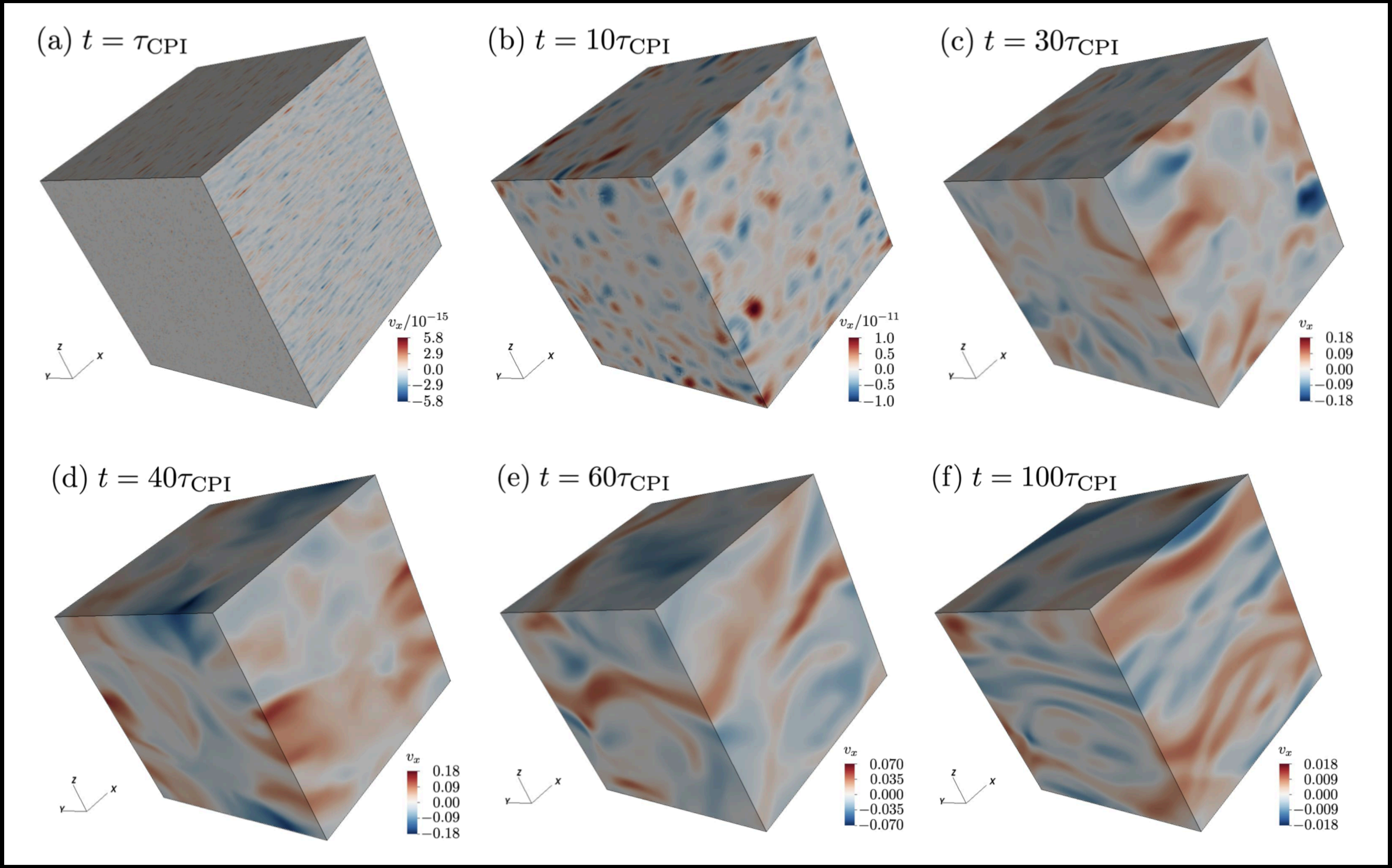


ヘリシティ効果 → 大スケールの磁場（逆カスケード）

流速場の時間発展

$\xi_{B,\mathrm{ini}} = 10^{-1}$

Masada et al. (2018); Matsumoto et al. (2022);
see also Brandenburg et al. (2017)

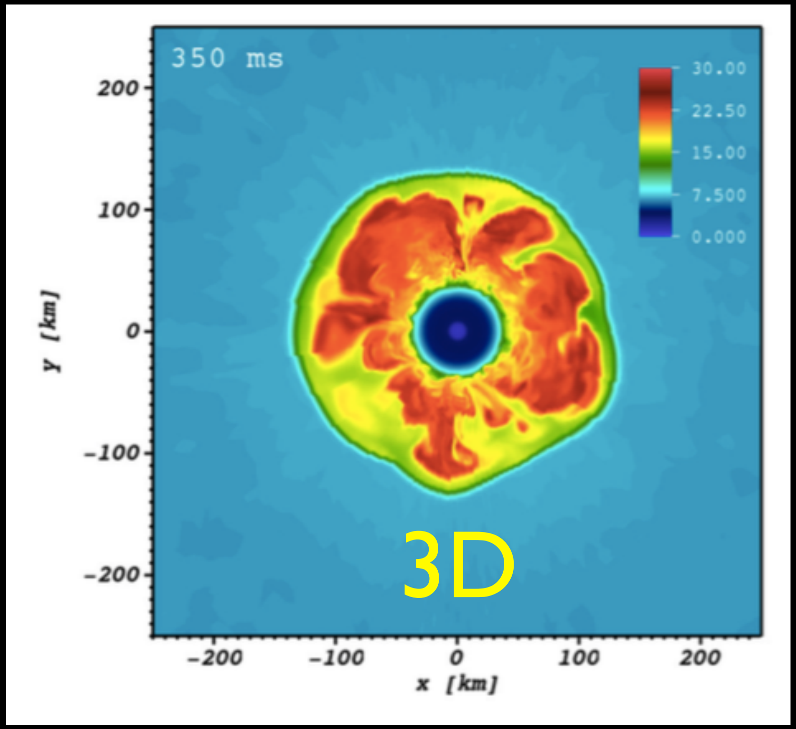


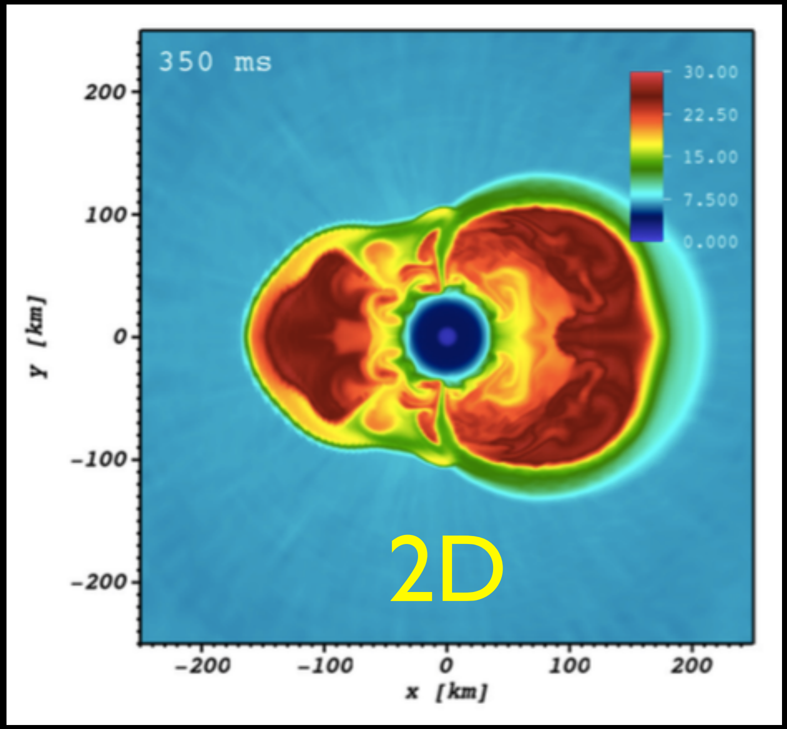
ヘリシティ効果 → 流体の時間発展も定性的に修正

乱流カスケードと爆発

順カスケード (3D):
エネルギー（ヘリシティなし）

逆カスケード (2D):
エネルギーとエンストロフィ





Hanke (2014)

カイラルMHDでは逆カスケード (3D): エネルギーとヘリシティ

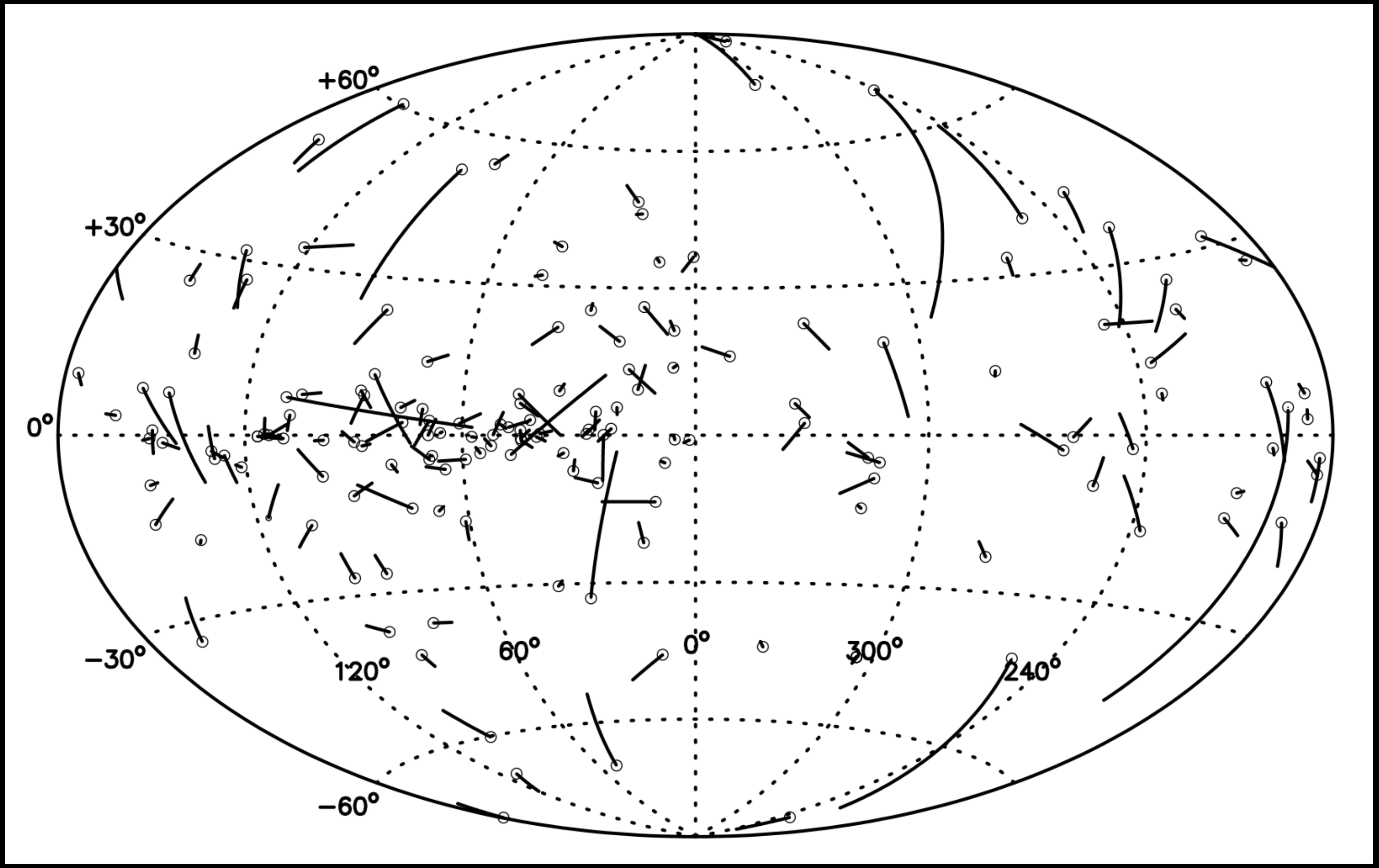
超新星の大域的な時間発展への影響？

パルサーキック

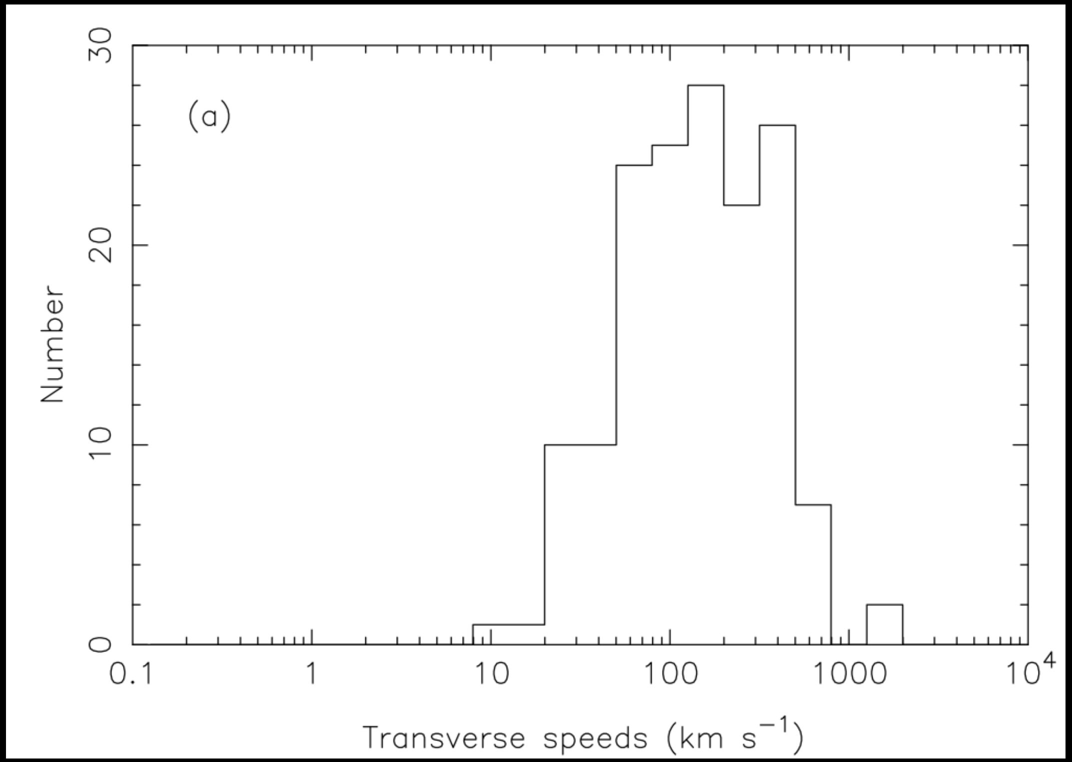
中性子星の典型的速度 (~100 km/s) ≫ 母天体の速度

← 超新星爆発の非対称性が起源？

固有運動 & 距離の測定 → パルサー速度



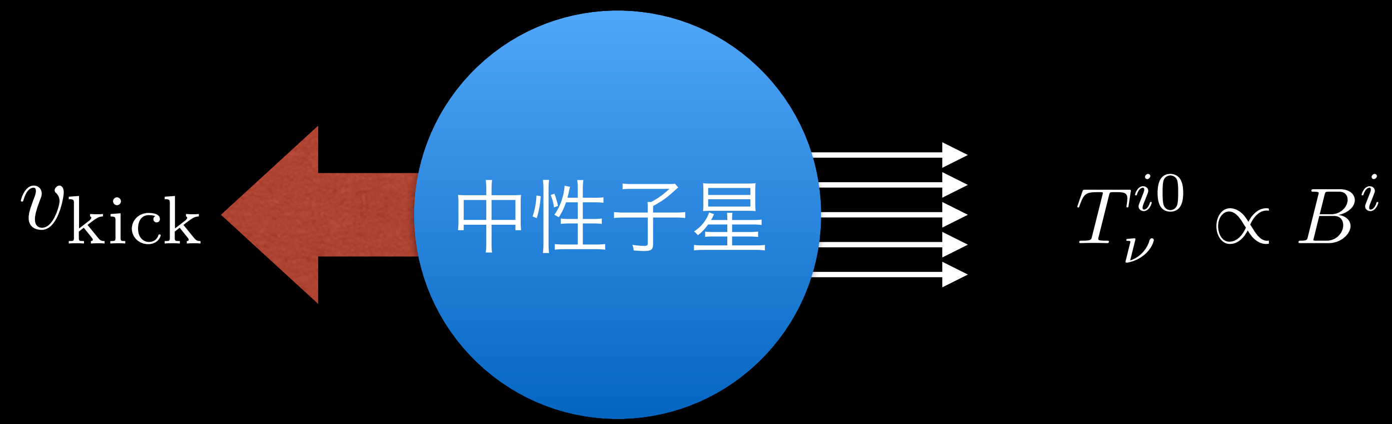
典型的には数100 km/s ~ 1000 km/s



Hobbs, Lorimer, Lyne, Kramer (2005)

カイラル効果の寄与

ニュートリノの磁場方向のエネルギー流が中性子星をキック



- 現象論： $v_{\rm kick} \sim 100 \left(\dfrac{B}{10^{15}\ \mathrm{G}} \right)\ \mathrm{km/s}$ Chugai (1984), Vilenkin (1995), …
- 平衡から少しずれた ν： $T_\nu^{i0} \approx -\dfrac{1}{72\pi M_{\rm N} G_{\rm F}^2 (g_{\rm V}^2 + 3 g_{\rm A}^2)} \dfrac{\mathrm{e}^{2\beta(\mu_{\rm n}-\mu_{\rm p})}}{n_{\rm n} - n_{\rm p}} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v}) \mu_\nu B^i$

Yamamoto, Yang, PRD (2021)
- カイラル効果 + 運動量の非等方性の interplay Fukushima, Yu, 2401.04568

非平衡 ν のカイラル効果を入れた超新星シミュレーションが必要

Summary & Outlook

- 従来の超新星の理論では弱い力のパリティの破れを無視
- カイラル効果が流体の振舞いを質的に修正：
  カイラルプラズマ不安定性、逆カスケード…
- 中性子星磁場や爆発ダイナミクス、パルサーキックに影響

- 他のカイラル効果（スピンホール効果…）の影響？
- 他の量子論的効果（ニュートリノの集団振動）e.g., Nagakura
- 将来的なグローバルシミュレーションが重要
- 同様の物理の初期宇宙への応用？