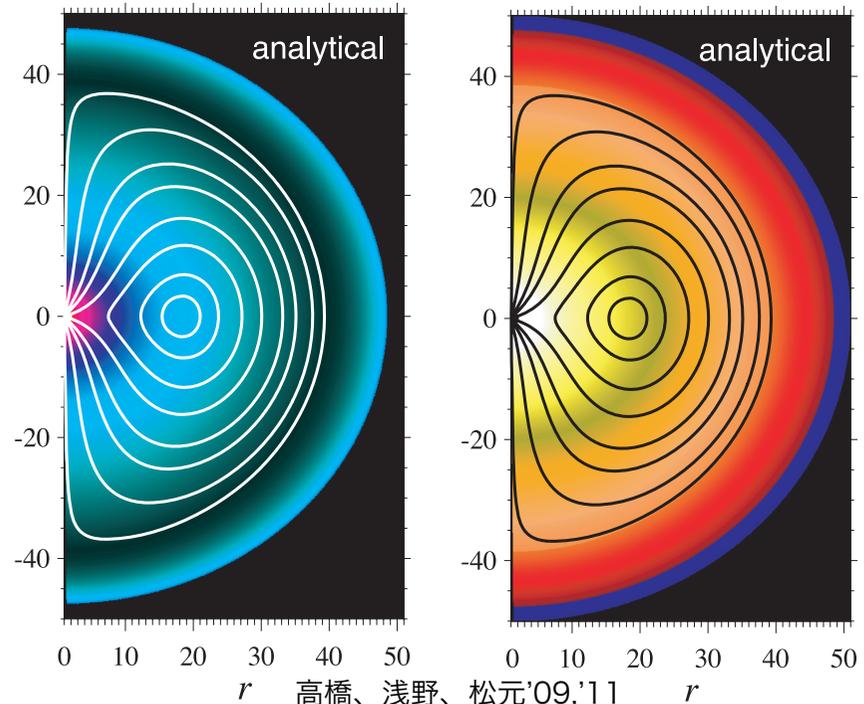


中性子星への超臨界降着の 一般相対論的輻射磁気流体 シミュレーション

高橋博之、
国立天

マグネターフレアの自己相似解



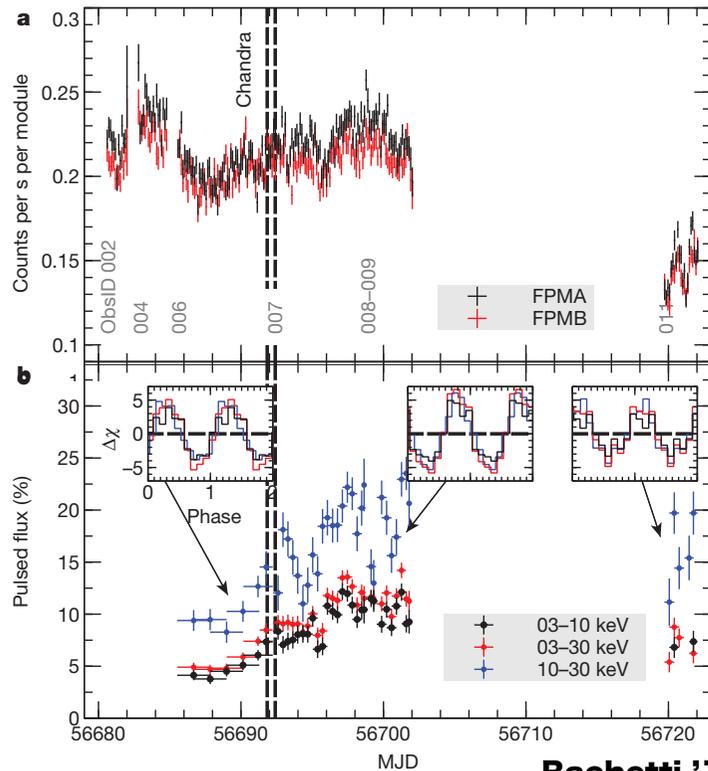
超高光度X線源パルサー

ULX Pulsar: エディントン光度を超える光度を持つ中性子星

M82 X-2のライトカーブ

現在わかっているパルスを持つ

超高光度X線パルサー



Bachetti '14

	P(s)	Pdot (s s ⁻¹)	L _x (erg s ⁻¹)	L _{pulse} (erg s ⁻¹)
ULX M82 X-2 ¹	1.37	-2x10 ⁻¹⁰	1.8x10 ⁴⁰	4.9x10 ³⁹
NGC 7793 P13 ^{2,4}	0.42-0.417	-4x10 ⁻¹¹	2~5x10 ³⁹	~1x10 ³⁹
NGC 5907 X1 ^{3,5}	1.43-1.13	-5x10 ⁻⁹	<1x10 ⁴¹	<10 ⁴⁰

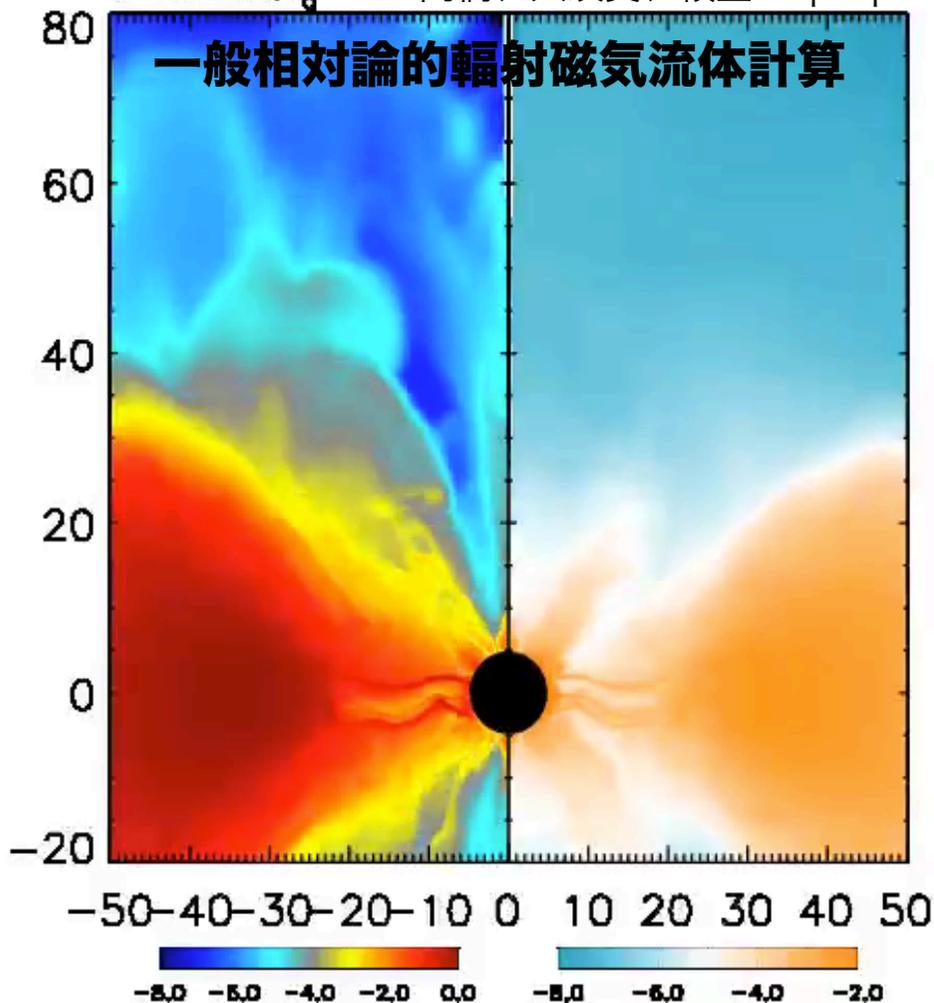
1:Bachetti'14, 2,3: Israel'16,4,5: Furst

- 回転周期 1 秒程度を持ち、 $10^{-11} - 10^{-9} \text{ s s}^{-1}$ 程度の割合でスピニアップ
- パルス成分はX線光度の10%程度
- パルスが見つからない超高光度X線源でもULX Pulsarと似たようなスペクトルを持つものもある (Pintore'17).
- Neutron star is more feasible to explain the power (King'16)

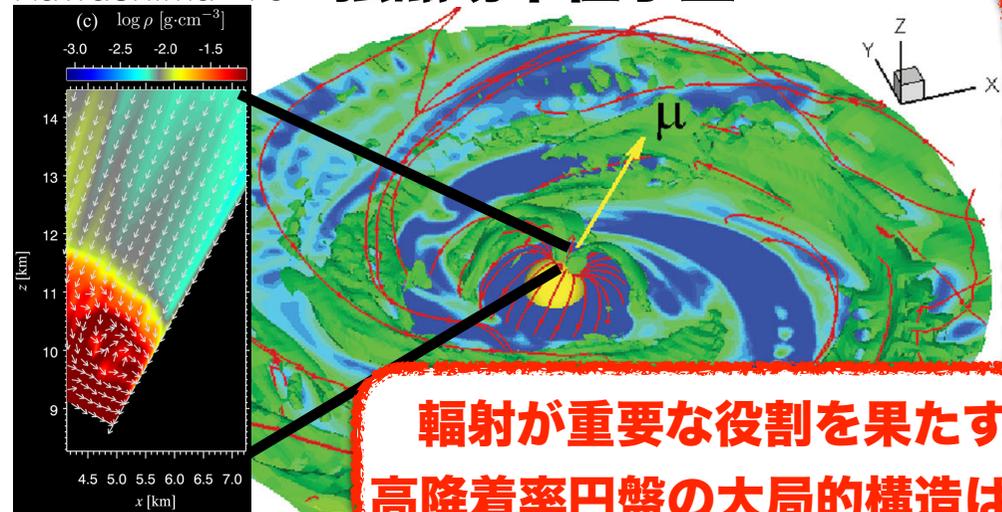
中性子星へのガス降着のシミュレーション研究

弱磁場中性子星

$t=1220.t_0$ 高橋、大須賀、嶺重 in prep.



Kawashima '16 強磁場中性子星



仮定)

- 大局計算
輻射冷却・輻射力を無視
= 低い降着率を仮定
- 局所計算
円盤と磁気圏の相互作用を無視
自由落下を仮定

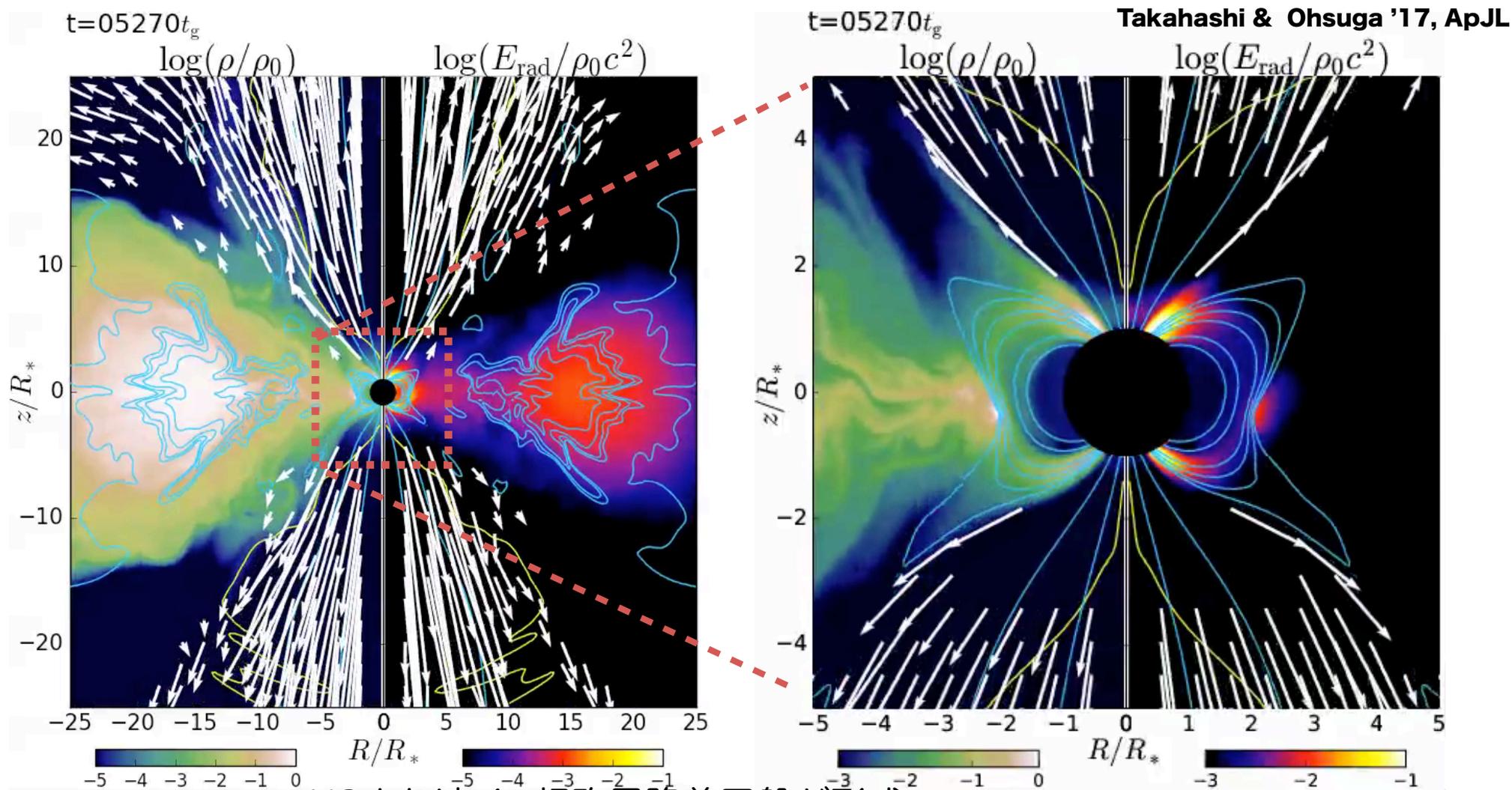
超臨界降着円盤と磁気圏の相互作用は？

一般相対論的輻射磁気流体シミュレーション

Accretion onto Magnetized NS

GRRMHD計算: 電子散乱、熱的コンプトン、制動放射、シンクロトロン放射を考慮

1.4太陽質量半径10km中性子星, 磁場強度 $B_0=10^{10}$ G、中性子星の回転を無視、軸対称を仮定



NSより遠く: 超臨界降着円盤が形成

NS付近に磁気圏が形成

Current status: GR-RMHD simulations

mass cons.	$\partial_t (\sqrt{-g}\rho u^t) + \partial_i (\sqrt{-g}\rho u^i) = 0$
Gauss's law	$\partial_i (\sqrt{-g}B^i) = 0$
Induction eq.	$\partial_t (\sqrt{-g}B^i) = -\partial_j [\sqrt{-g} (b^j u^i - b^i u^j)]$
energy momentum cons. for MHD	$\partial_t (\sqrt{-g}T_\nu^t) + \partial_i (\sqrt{-g}T_\nu^i) = \sqrt{-g}T_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda + \sqrt{-g}G_\nu$
energy momentum cons. for radiation	$\partial_t (\sqrt{-g}R_\nu^t) + \partial_i (\sqrt{-g}R_\nu^i) = \sqrt{-g}R_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda - \sqrt{-g}G_\nu$
radiation four force	$G^\mu = -\rho(\kappa_a + \kappa_s)R^{\mu\nu}u_\nu - \rho(\kappa_s R^{\alpha\beta}u_\alpha u_\beta + \kappa_a 4\pi B)u^\mu$
M1-closure	$R^{\mu\nu} = \frac{4}{3}\bar{E}_R u_R^\mu u_R^\nu + \frac{1}{3}\bar{E}_R g^{\mu\nu}$ (see, Sadowski'13)

Ideal MHD is employed.

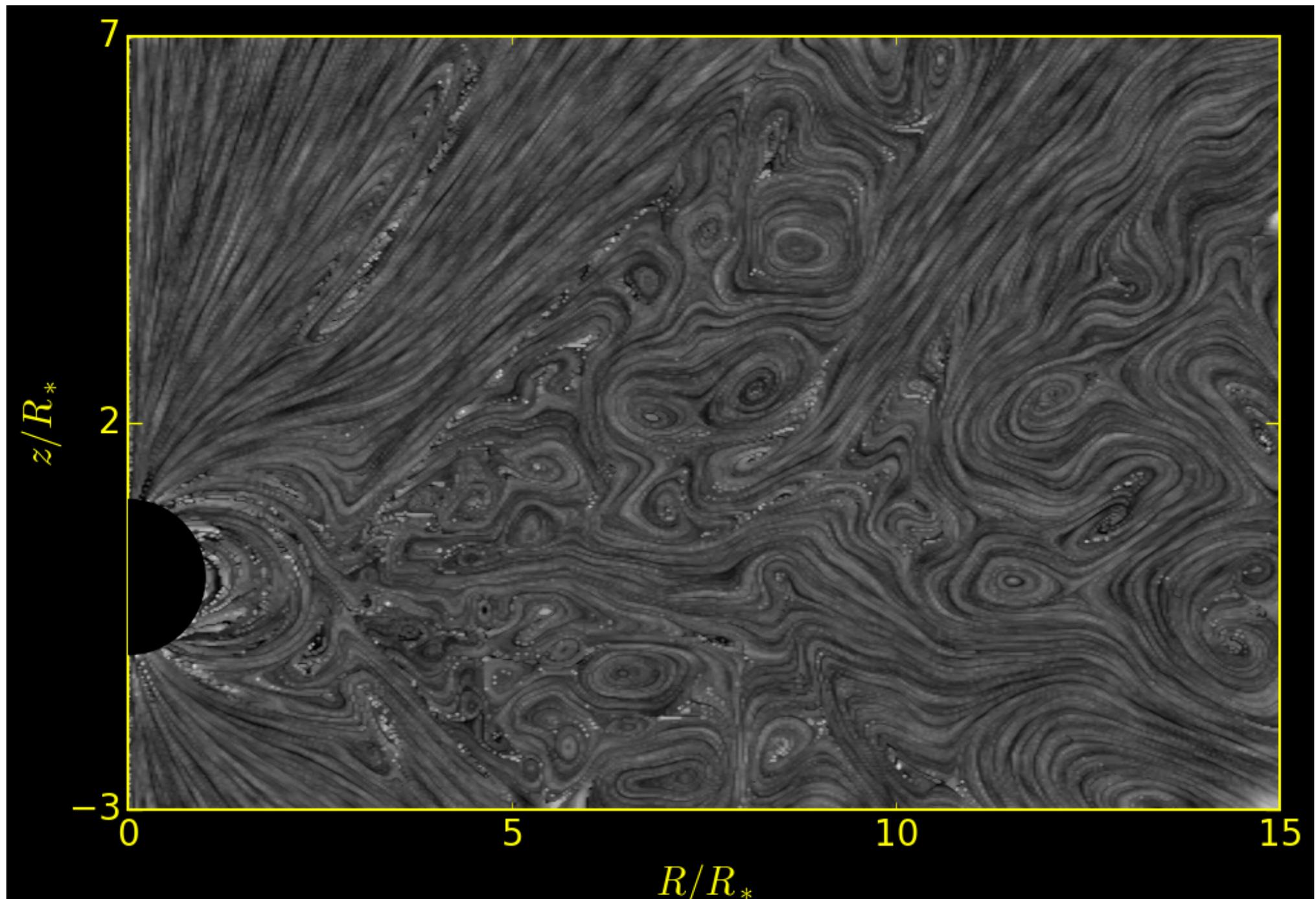
The gravity field is given by point source. ←fixed metric using analytic Einstein eq.

Radiation field is described by moment formalism (Thorne'79)

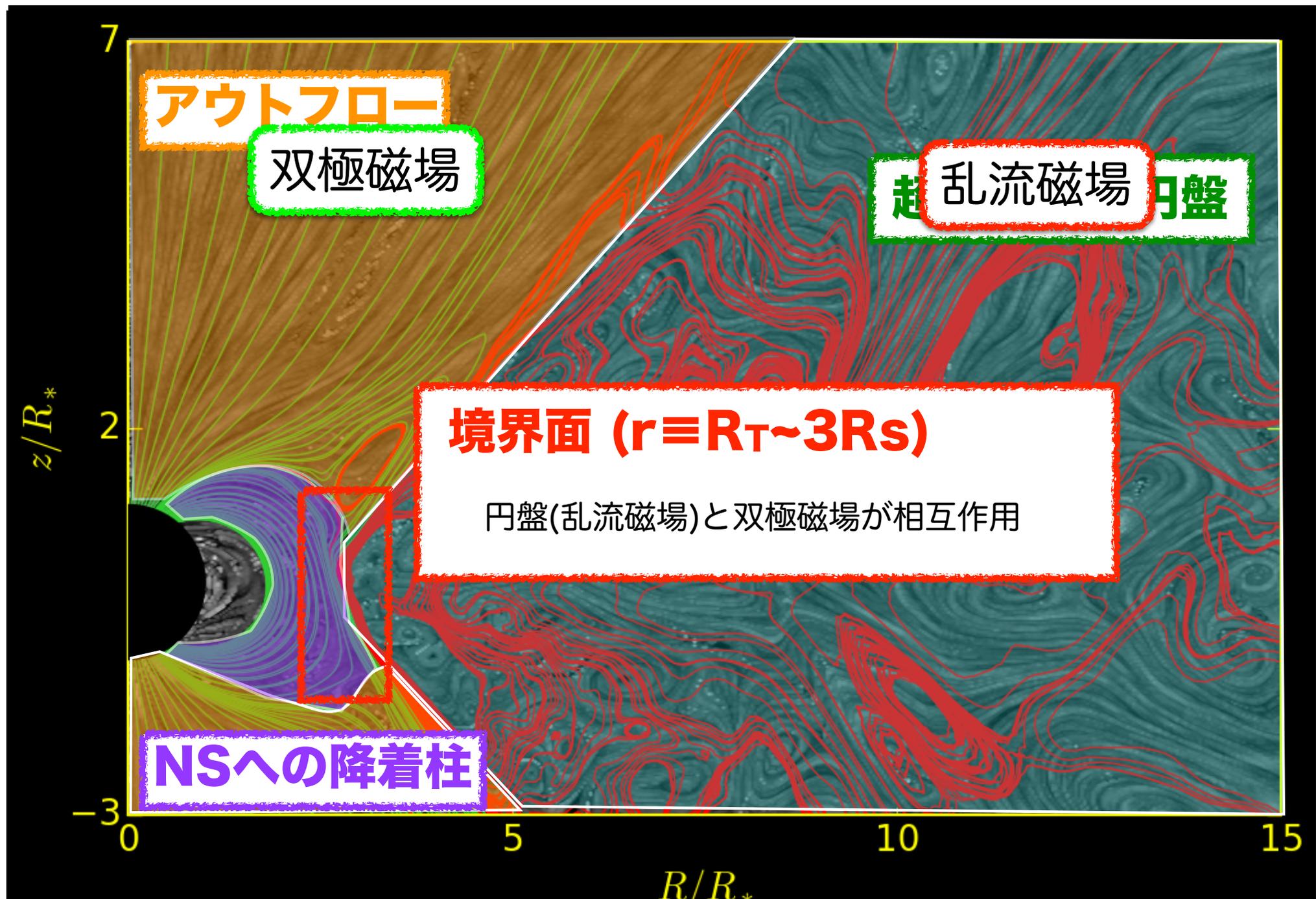
The gas interacts with radiation field through opacity

(e-scattering, free-free, bound-free, Compton scattering, synchrotron,...)

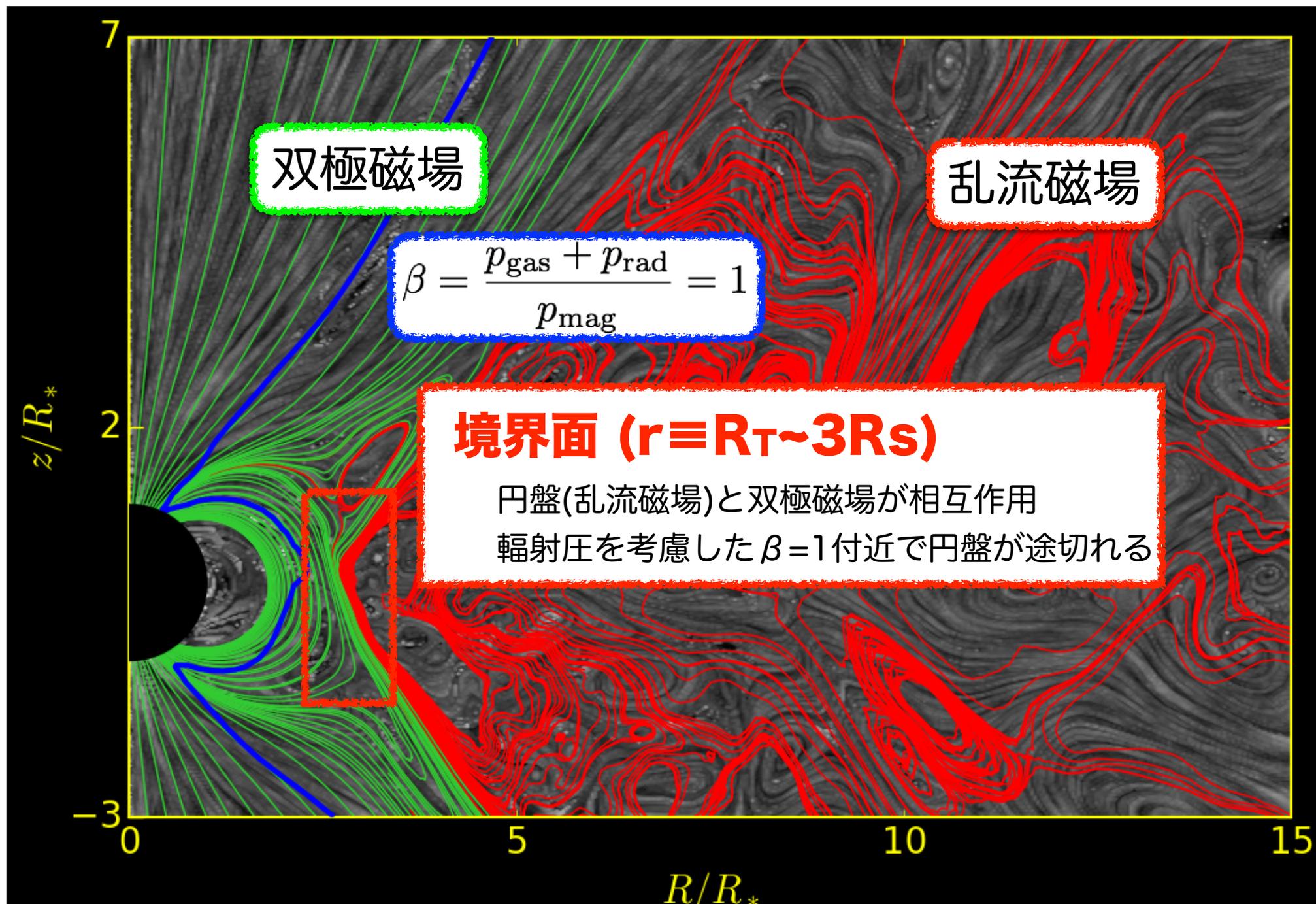
時間平均した流線



時間平均した流線



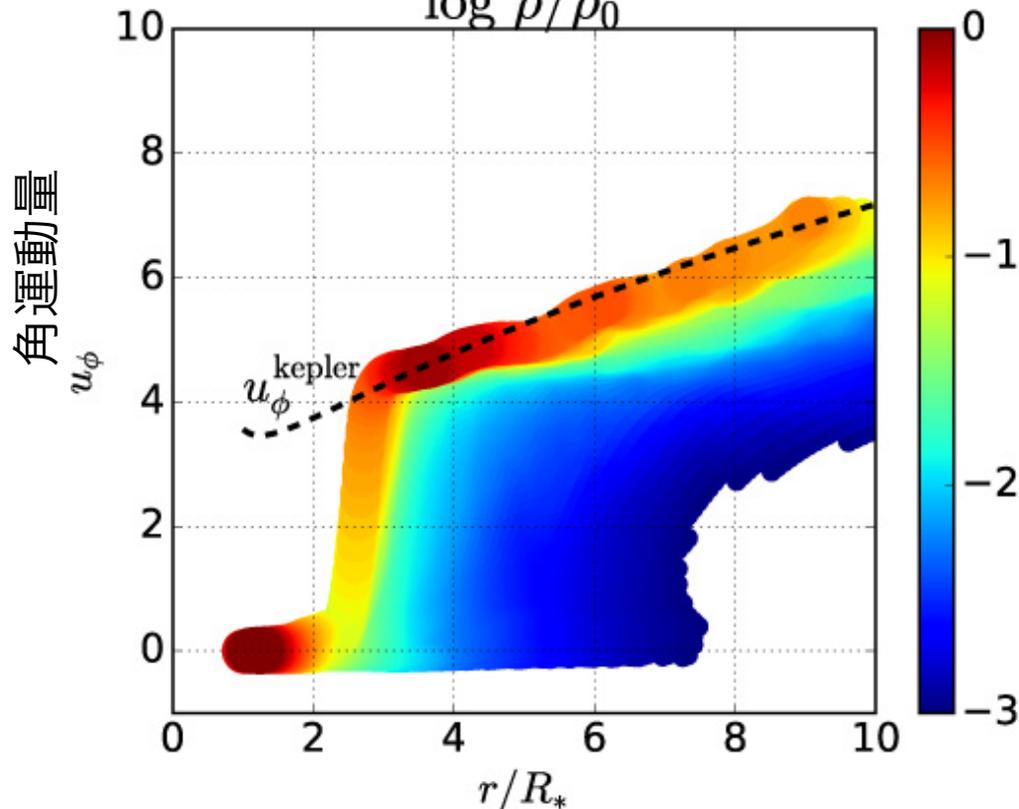
時間平均した流線&磁力線&プラズマ $\beta=1$



超臨界降着円盤と磁気圏の相互作用

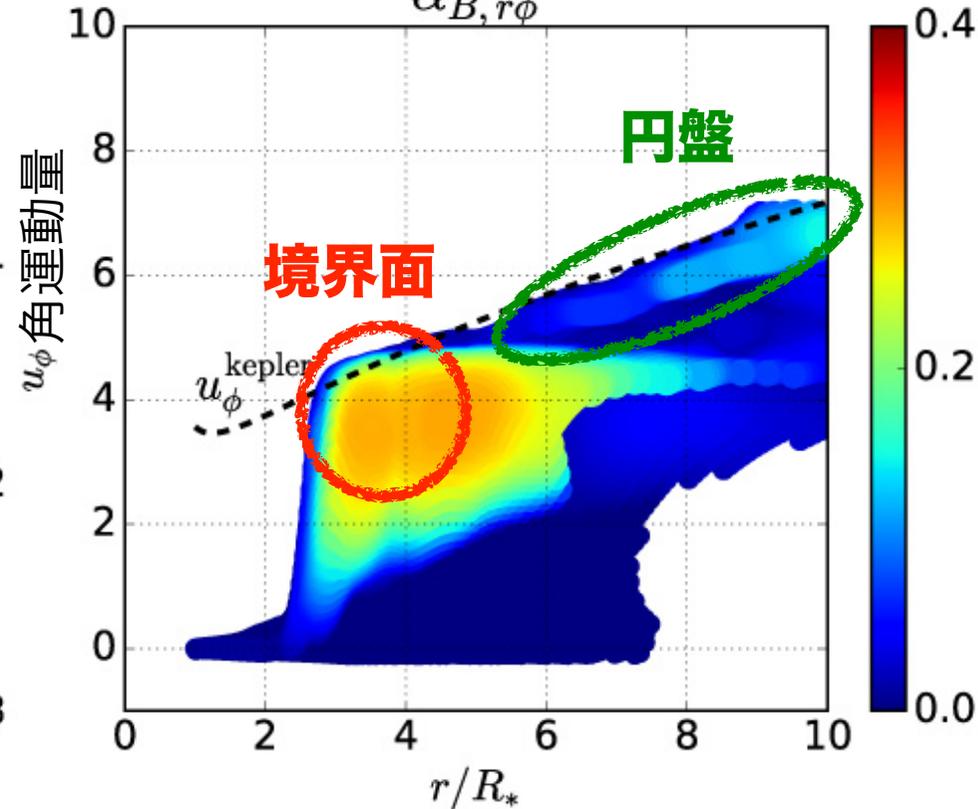
密度の半径-角運動量分布

$\log \rho / \rho_0$



粘性パラメータ α の半径-角運動量分布

$\alpha_{B,r\phi}$



○円盤 ($r > 3R_*$):

ガスはケプラー回転

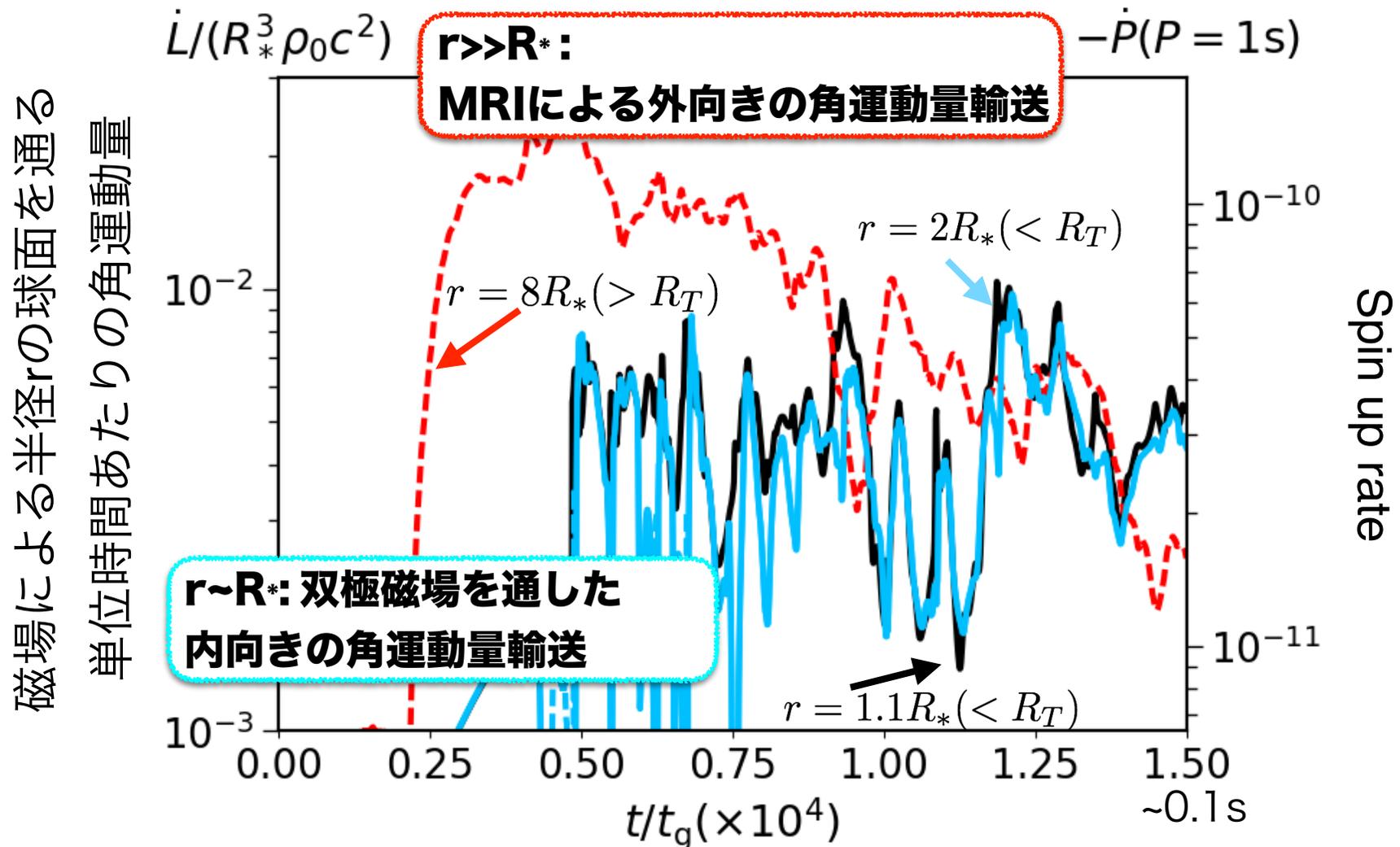
α パラメータは $0.01 < \sim 0.1$ ←従来の円盤計算と無矛盾の結果

○磁気圏半径 ($r=3R_*$, $\beta=1$)

角運動量は急激に減少しNS表面でほぼ0に

α パラメータは0.1を超える ←非常に効率的な角運動量輸送が働く

角運動量フラックス



$r > 3R_*$: MRIによる外向きの角運動量輸送

$R < 3R_*$: 双極磁場を通した内向きの角運動量輸送

中性子星の回転周期を1秒と仮定するとスピニアップ率は $3 \times 10^{-11} \text{ s s}^{-1}$.

← 観測されるULX pulsarと無矛盾の結果に

議論: ULX Pulsarのスピンアップ率

シミュレーションから円盤の途切れる半径とスピンアップ率は

$$r = r_T \simeq 3R_*$$

$$\dot{P}(P = 1\text{s}) = -3 \times 10^{-11} \text{ s s}^{-1}$$

- 双極磁場の磁気圧=円盤内の輻射圧

$$p_{\text{mag}} = \frac{B_*^2}{8\pi} \left(\frac{r}{R_*} \right)^{-6}, \quad p_{\text{rad}} = aT_{\text{rad}}^4,$$

スリム円盤モデル

Watarai & Fukue '99

磁気圏半径~円盤内縁半径

$$\frac{r_M}{R_*} = \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{2/7} \left(\frac{\dot{M}}{10^2 \dot{M}_{\text{critics}}} \right)^{-2/7} \left(\frac{B_*}{10^{10} \text{ G}} \right)^{4/7} \left(\frac{M_*}{1.4 M_\odot} \right)^{-3/7} \left(\frac{R_*}{10 \text{ km}} \right)^{5/7}$$

-円盤が途切れる半径での角運動量が全てNSに持ち込まれると仮定

spin up rate

$$\begin{aligned} \dot{P} &= -\frac{\dot{M} l_k(r = r_M)}{I\Omega} P \\ &= -2 \times 10^{-11} \text{ s s}^{-1} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{1/7} \left(\frac{\dot{M}}{10^2 L_{\text{Edd}}/c^2} \right)^{6/7} \left(\frac{B_0}{10^{10} \text{ G}} \right)^{2/7} \left(\frac{M_*}{1.4 M_\odot} \right)^{2/7} \left(\frac{R_*}{10 \text{ km}} \right)^{-8/7} \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^2 \end{aligned}$$

このモデルはシミュレーションで得られた結果を再現できる
スピンアップ率は降着率と磁場強度に依存

議論: ULX Pulsarの磁場強度

放射効率を仮定して質量降着率を光度に直すと磁場強度を見積もることができる

$$B = 2.2 \times 10^{13} \text{ G} \left(\frac{\dot{P}}{-10^{-10} \text{ s s}^{-1}} \right)^{\frac{7}{2}} \left(\frac{\eta}{0.2} \right)^3 \left(\frac{L}{10L_{\text{Edd}}} \right)^{-3} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M_*}{1.4M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{R_*}{10 \text{ km}} \right)^{-4} \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-7}$$

$\eta=0.2$ is derived from

$$L = \frac{GM_*\dot{M}}{R_*} = \eta\dot{M}c^2$$

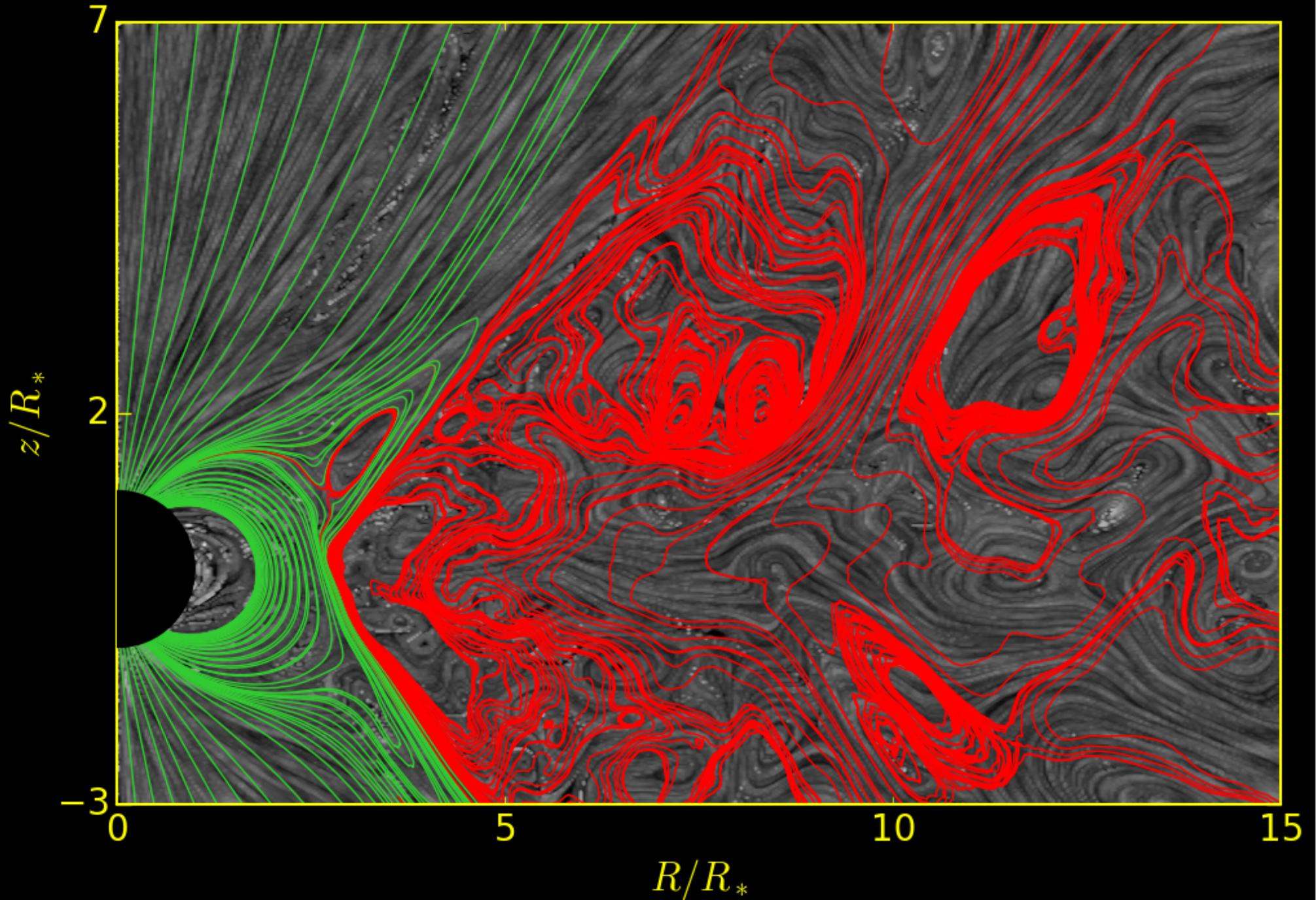
	P(s)	Pdot (s s ⁻¹)	Lx (erg s ⁻¹)	Lpulse (erg s ⁻¹)	B field (G)
ULX M82 X-2 ¹	1.37	-2x10 ⁻¹⁰	1.8x10 ⁴⁰	4.9x10 ³⁹	1.5x10 ¹¹
NGC 7793 P13 ^{2,4}	0.42-0.41 7	-4x10 ⁻¹¹	2~5x10 ³⁹	~1x10 ³⁹	1.7x10 ¹³
NGC 5907 X-1 ^{3,5}	1.43-1.13	-5x10 ⁻⁹	<1x10 ⁴¹	<10 ⁴⁰	8.7x10 ¹²

NGC 7793 P13/NGC5907は非常に強い磁場(~B_{QED})を持つため

散乱係数はO/X modeで異なる可能性 (Miller 1995; Mushtukov, Nagirner & Poutanen 2012)

ただし、この結果は放射効率に強く依存 (Ghosh & Lamb'79も同様)

輻射によって加速されたアウトフロー



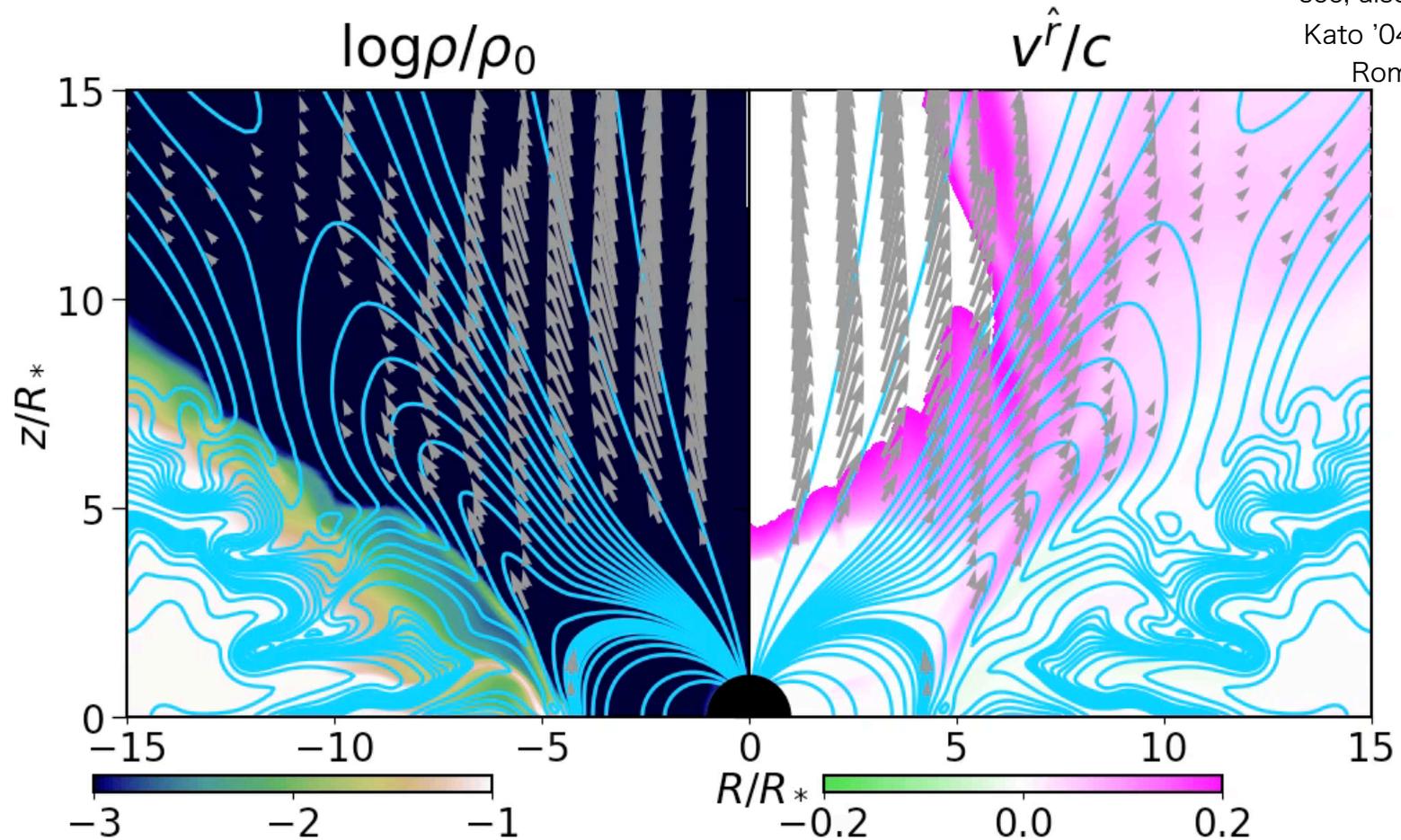
リコネクションアウトフロー 1

降着率が上がると円盤が磁気圏を内側へと押し込む

中性子星磁場が円盤によって捻られ、磁気ループが膨張

膨張した磁気ループ内で磁気リコネクションが起こりアウトフローを形成

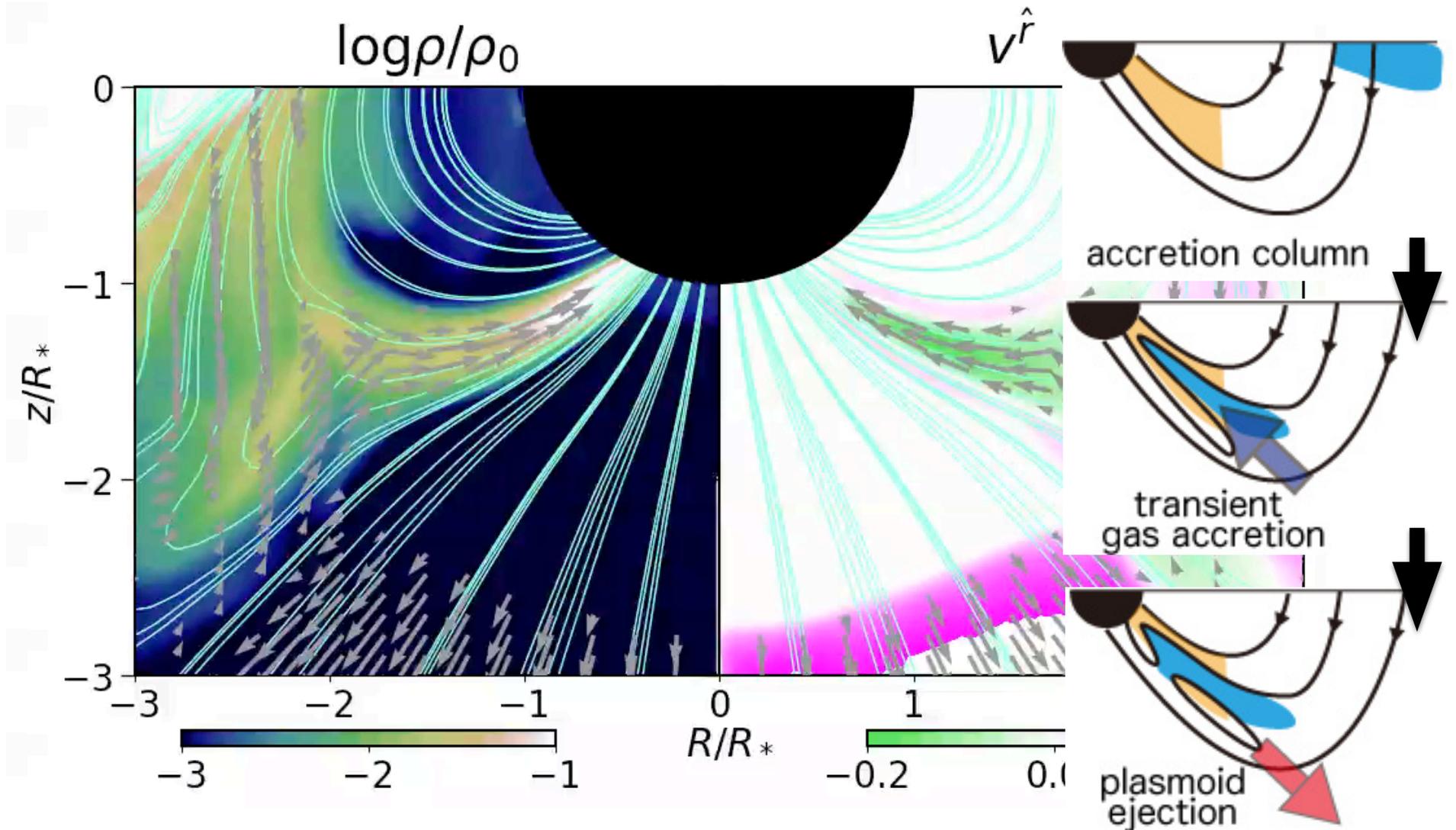
see, also Hayashi '96,
Kato '04, Ferreira'06,
Romanova'12



定常状態になると円盤は磁気圏磁場を捻ることは出来ない。

-> このタイプのアウトフローは降着率が増大する状態遷移時に起きる

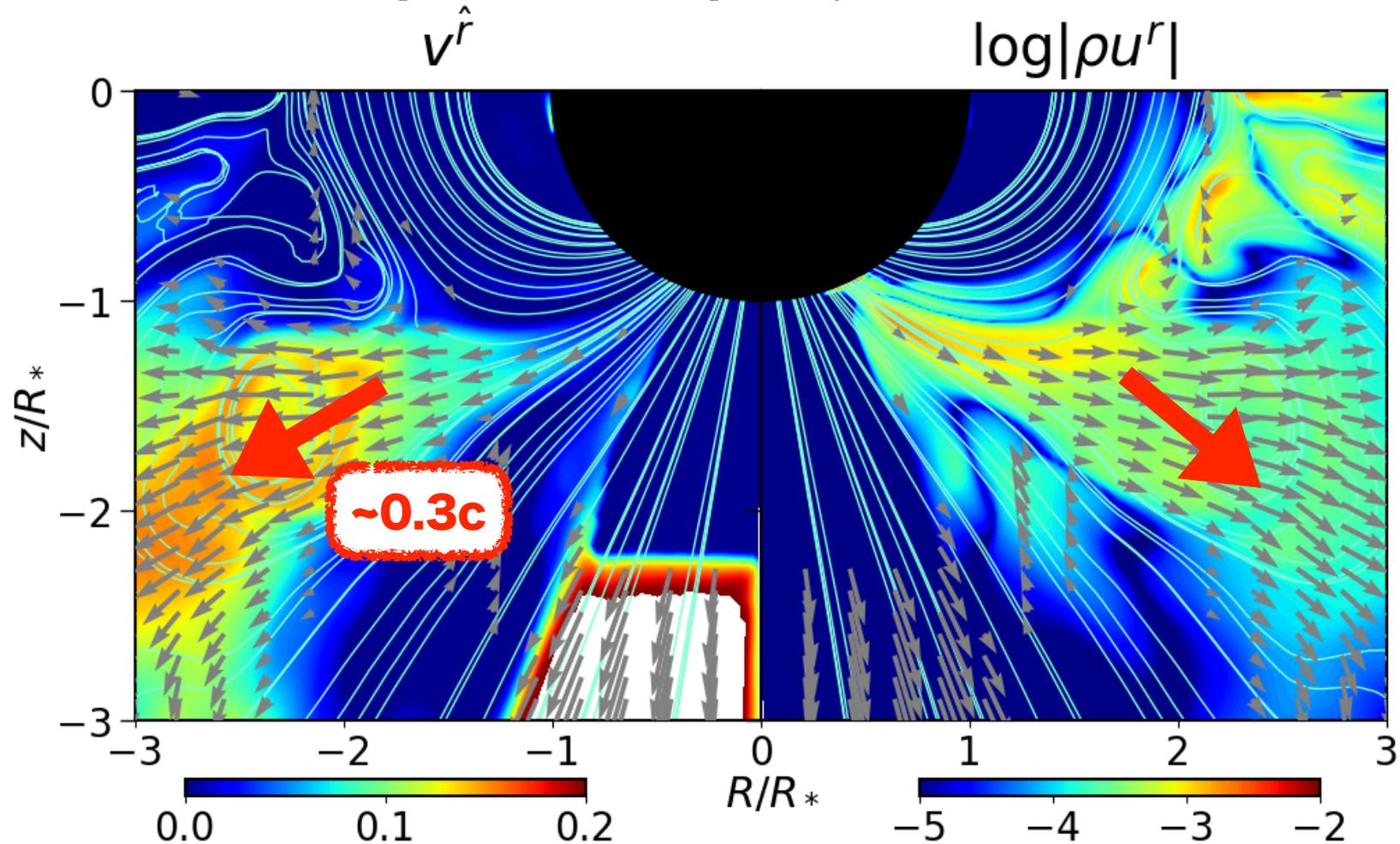
リコネクションアウトフロー-2



Magnetic reconnection takes place many times following to the mass accretion. This type of magnetic reconnection happens both in north and south hemisphere.

リコネクションアウトフロー-2

Mass accretion is not steady, but the density clumps sometimes falls onto a NS.



リコネクションによって噴出するアウトフロー速度~アルヴェン速度~0.3c

磁気リコネクションが中性子星表面に形成される降着柱内で起きると
アウトフロー領域への質量供給が起きる。

まとめ

ULXパルサーで期待される降着円盤と磁気圏の相互作用を調べるため、
2.5次元**一般相対論的輻射磁気流体計算**を実施

磁場強度を $B=10^{10}\text{G}$ とし、中性子星の回転を無視した。

古典的な磁気圏半径
(磁気圧=自由落下による動圧)
とは異なる

シミュレーションの結果

- 中性子星へのガス降着率 $\sim 100L_{\text{Edd}}/c^2$ 光度 $\sim 10L_{\text{Edd}}$.

- 超臨界降着円盤は $r=3R^*$ で途切れる

→ この半径は**円盤の輻射圧と双極磁場の磁気圧**によって決まる

- $r=3R^*$ より外側ではMRIによる外向きの角運動量輸送

$r=3R^*$ より内側では双極磁場の磁気トルクによる内向きの角運動量輸送

NSのスピンアップ率は $10^{-11} \text{ s s}^{-1}$ ← 観測と無矛盾

- 定常的なアウトフローは輻射によって加速

定常的なアウトフローの他に磁氣的なアウトフローが突発的に発生

- 降着率の増大に伴う双極磁場の膨張とリコネクションアウトフロー

- 降着に伴う降着柱内でのリコネクションと質量放出