

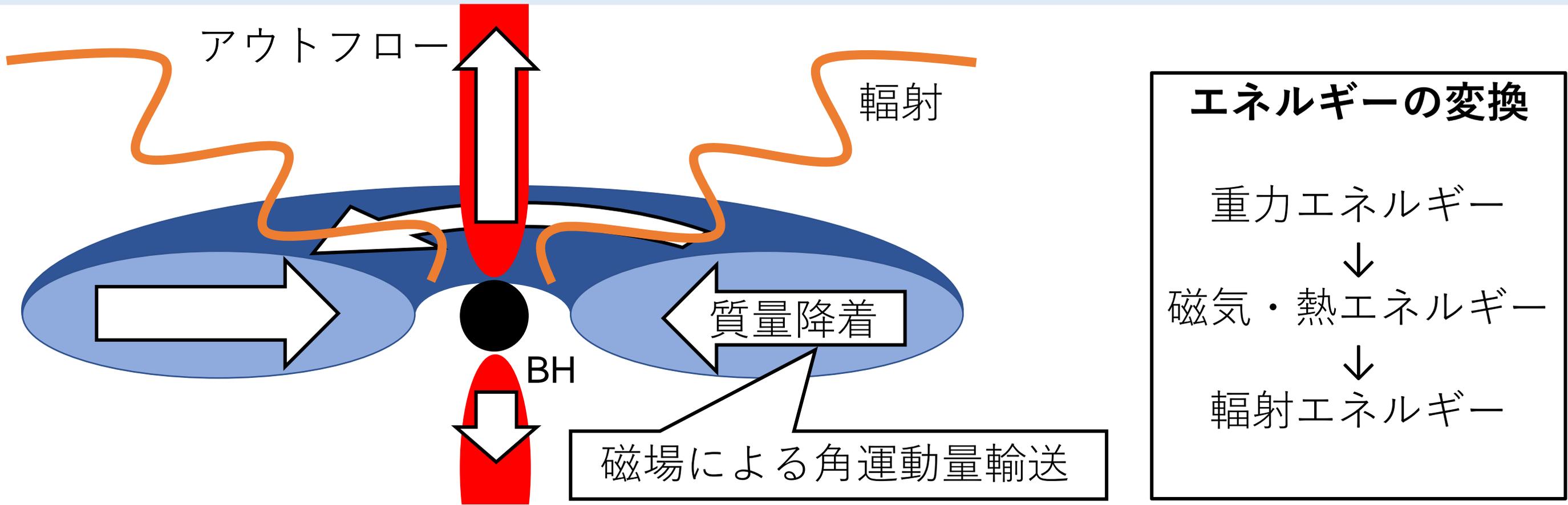
# ブラックホール降着流の 一般相対論的輻射磁気流体シミュレーション

朝比奈雄太（筑波大学、CCS）

共同研究者

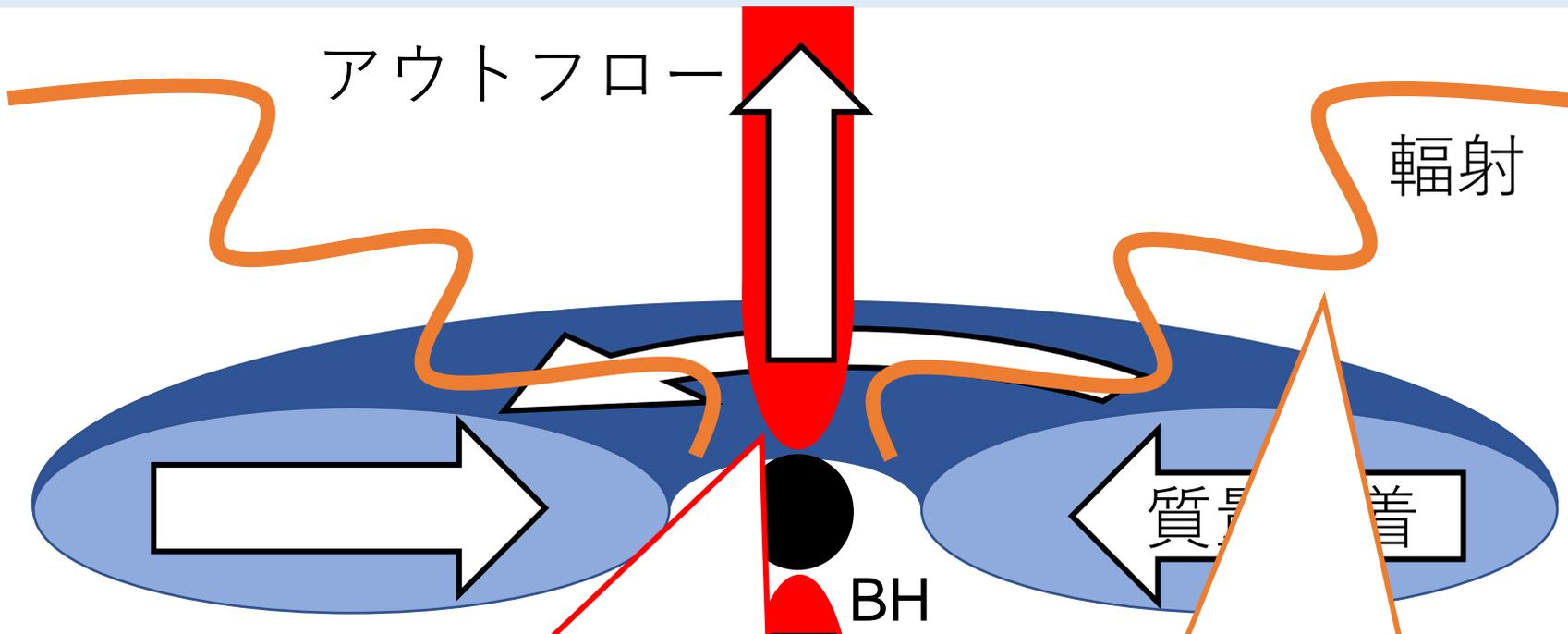
内海碧人、井上壮大、高橋幹弥、  
大須賀健（筑波大学）、高橋博之（駒澤大学）

# ブラックホール(BH)降着円盤



- プラズマはブラックホールに回転しながら落下し、降着円盤が形成される
- 解放された重力エネルギーの一部が放射エネルギーに変換される
- 質量降着率が高い場合には放射の効果を検討する必要がある

# ブラックホール(BH)降着円盤



## エネルギーの変換

重力エネルギー  
↓  
磁気・熱エネルギー  
↓  
放射エネルギー

加速機構は何か？  
アウトフローの構造や速度  
は何が決めているのか？  
どの程度のエネルギーを解放  
するのか？

どの程度明るく輝くか？  
アウトフローや降着円盤へ  
どのような影響があるか？

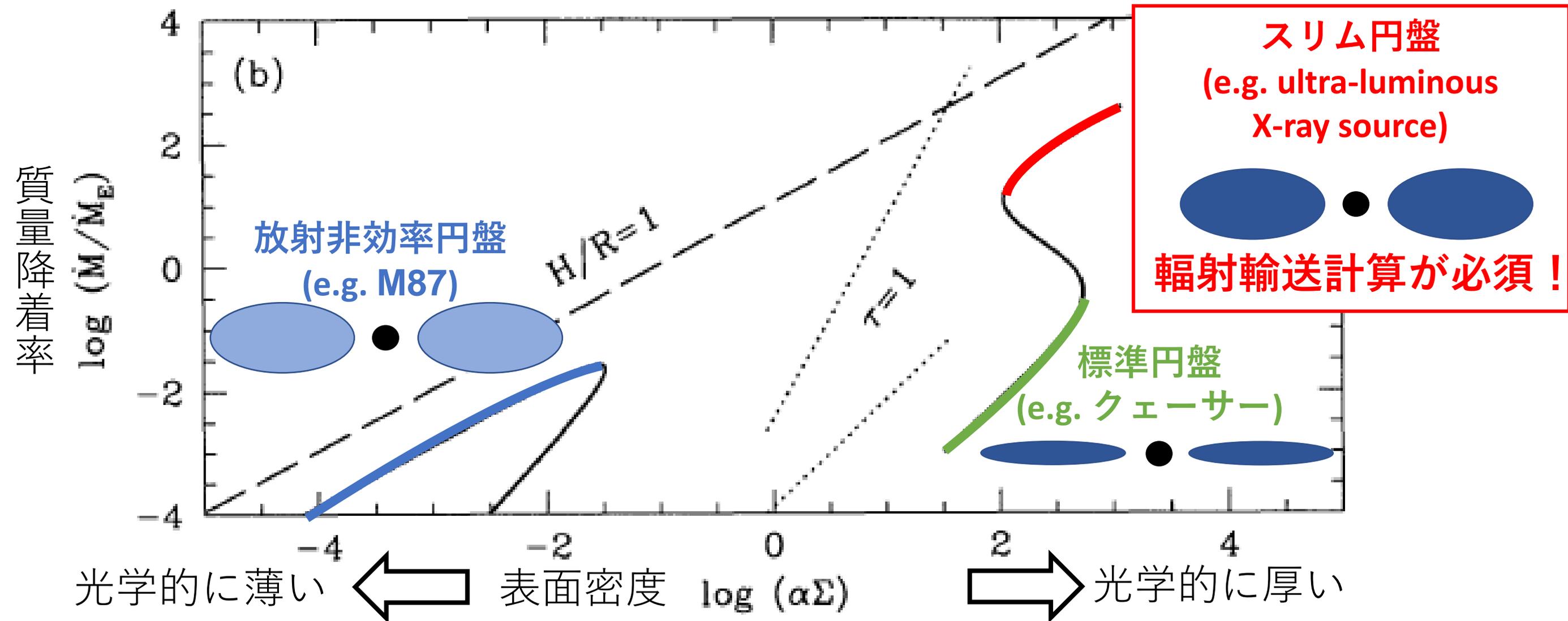
ルに  
円盤が形成される  
の一部が放射エネルギーに変換される

には放射の効果を検討する必要がある

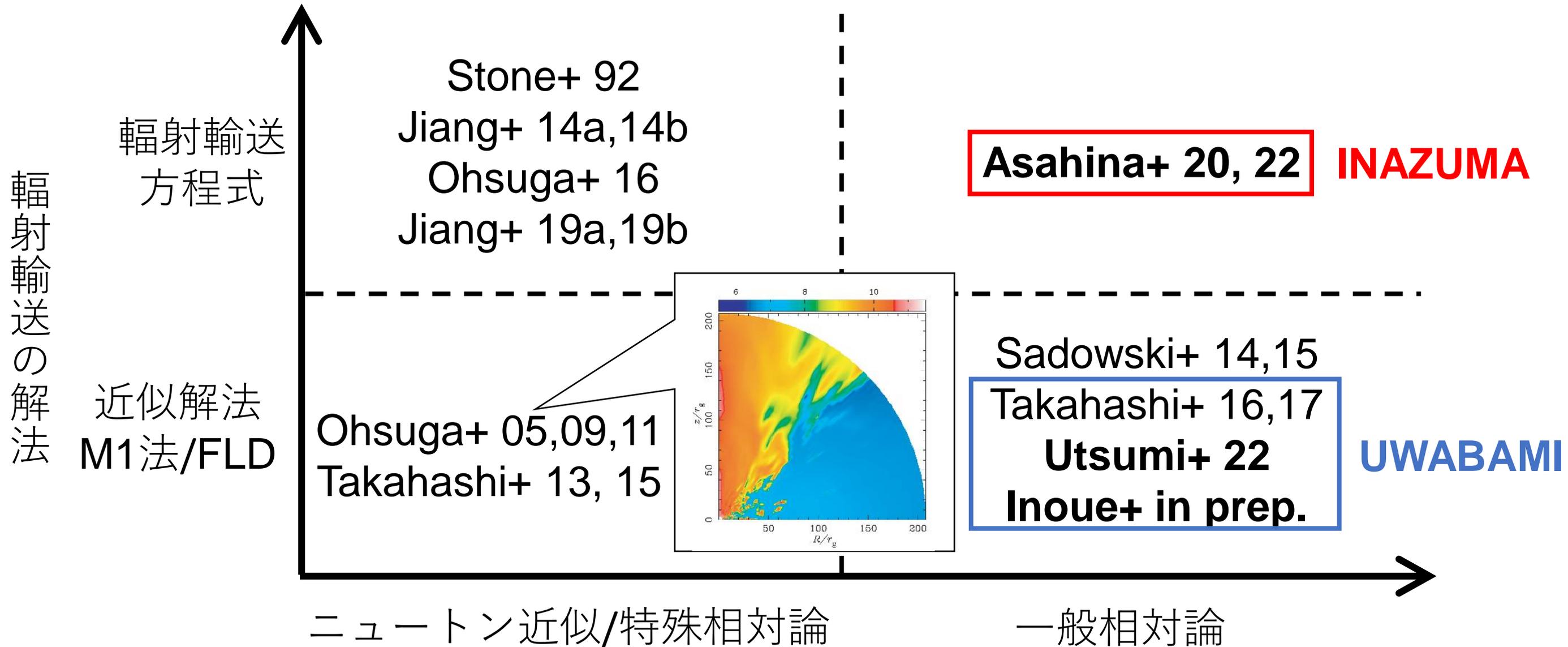
- 質量降着率が高い場合には放射の効果を検討する必要がある

# 3種類の降着円盤モデル

降着円盤の熱平衡から3種類の安定解が得られた (Abramowicz et al., 1995)



# 計算コードの変遷



# 一般相対論的輻射磁気流体(GR-RMHD)方程式

## 磁気流体プラズマ

質量保存則

$$\frac{\partial(\rho u^t)}{\partial t} + \frac{\partial(\sqrt{-g}\rho u^i)}{\sqrt{-g}\partial x^i} = 0$$

エネルギー・運動量保存則

$$\frac{\partial T_\nu^t}{\partial t} + \frac{\partial(\sqrt{-g}T_\nu^i)}{\sqrt{-g}\partial x^i} - T_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda = G_\nu$$

輻射 4 元力

誘導方程式

$$\frac{\partial(b^t u^j - b^j u^t)}{\partial t} + \frac{\partial[\sqrt{-g}(b^i u^j - b^j u^i)]}{\sqrt{-g}\partial x^i} = 0$$

## 輻射輸送

輻射のモーメント式

エネルギー・運動量保存則

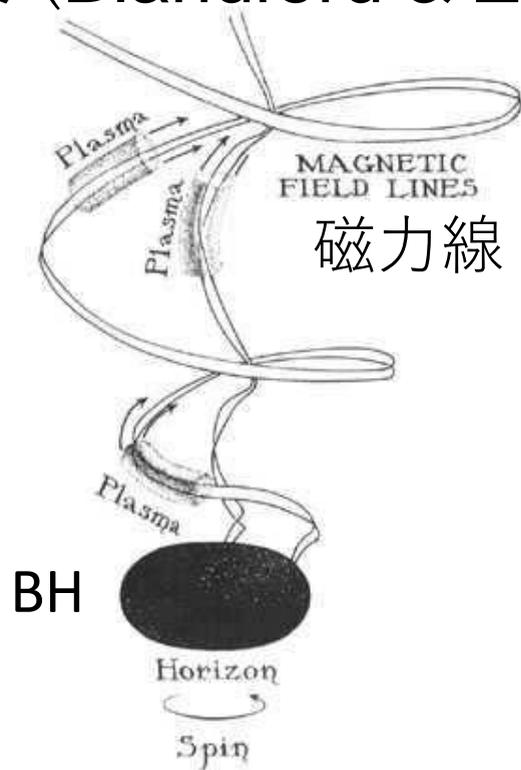
$$\frac{\partial R_\nu^t}{\partial t} + \frac{\partial(\sqrt{-g}R_\nu^i)}{\sqrt{-g}\partial x^i} - R_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda = -G_\nu$$

輻射ストレステンソル $R^{ij}$ はM1法で近似的に与える

# 磁場によるBHの回転エネルギーの引き抜き

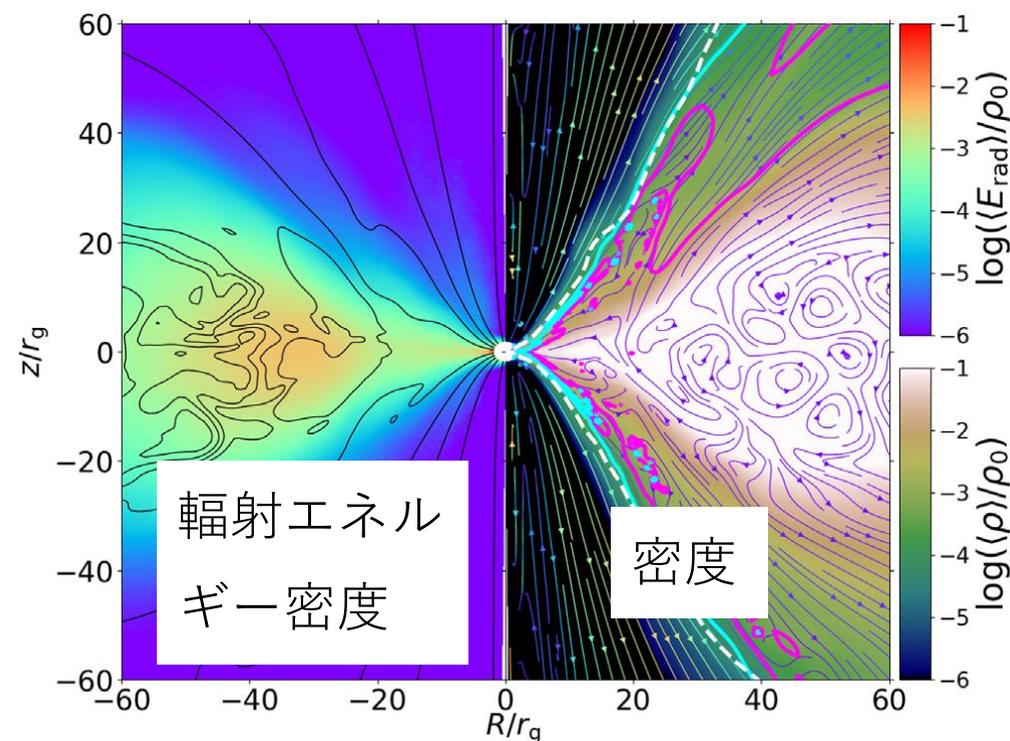
## Blandford-Znajek (BZ)効果

磁場を介してBHの回転エネルギーを抽出する効果 (Blandford & Znajek, 1977)



K. Thorne, Black Holes and Time Warps  
(W.W.Norton and Company, 1994).

Utsumi et al. (2022)では初めてスピン依存性を調べた。

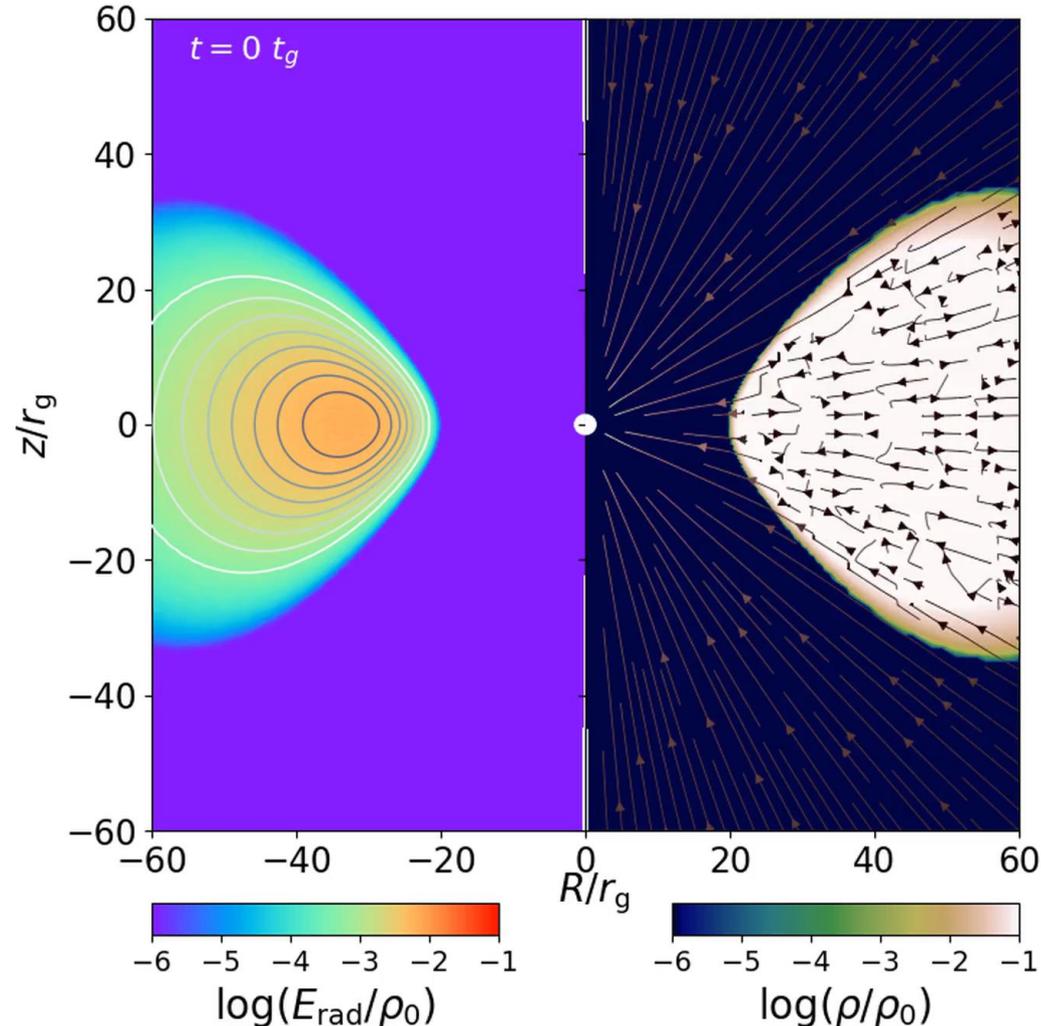


スピンパラメータ  $a = -0.7$

(Utsumi et al., 2022)

# 磁場によるBHの回転エネルギーの引き抜き

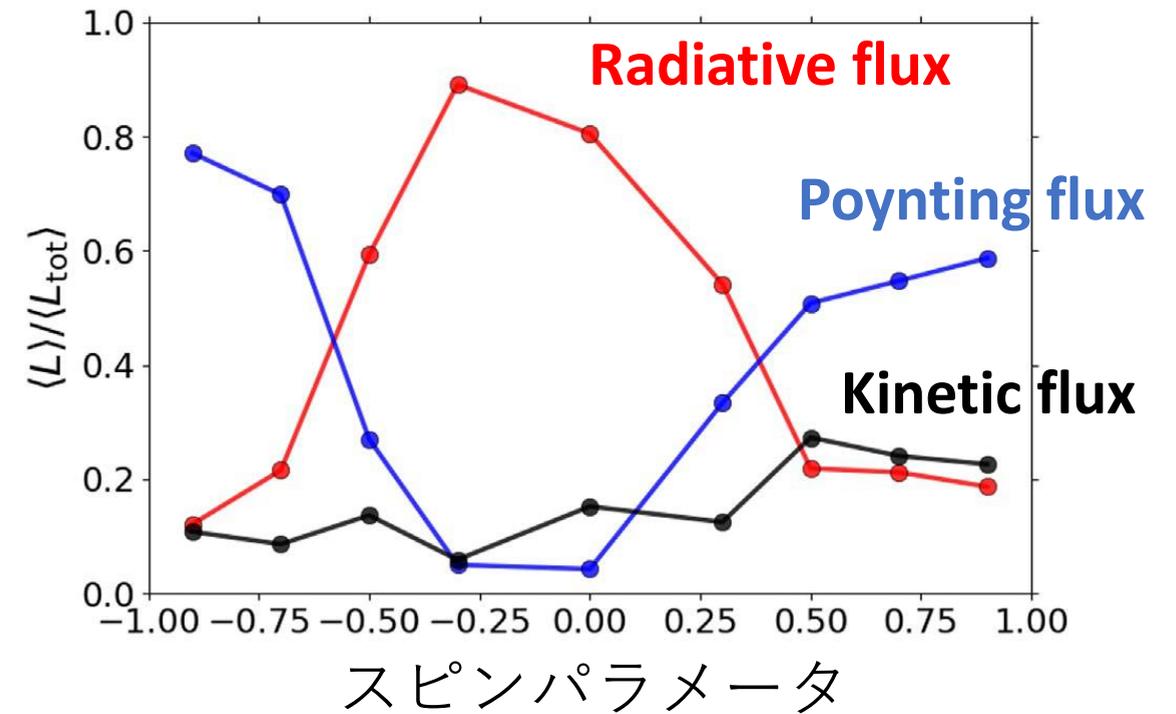
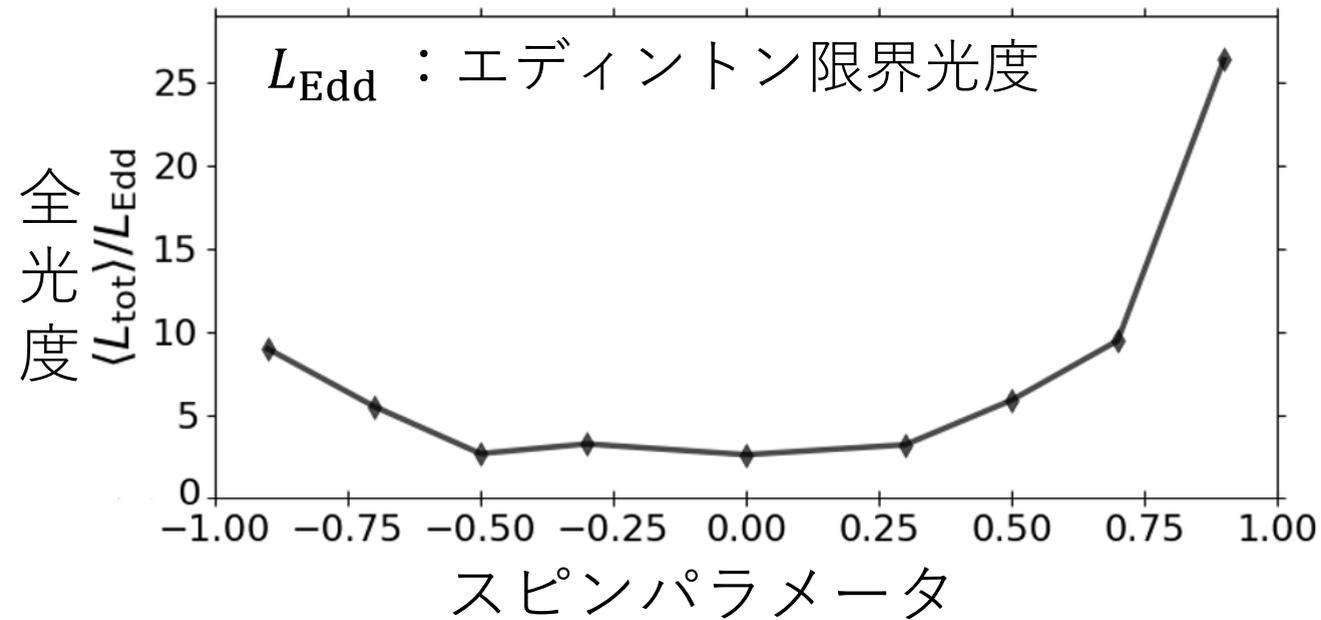
輻射エネルギー密度  $a^* = 0.9$  密度



- 初期条件としてFishbone & Moncrief (1976)で与えられる平衡トーラスを仮定した
- 初期トーラスの最大密度を $\rho_0 = 1.4 \times 10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$ 、トーラスの内部に弱いポロイダル磁場を仮定した
- 輻射過程は自由-自由放射・吸収、自由電子散乱、コンプトン散乱を考慮した
- 初期の輻射は局所熱平衡であることを仮定した
- $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$ ,  $a = 0, \pm 0.3, \pm 0.5, \pm 0.7, \pm 0.9$ のKerr metricを仮定した

# BHスピン依存性

ブラックホールスピンを様々に変化させたGR-RMHDシミュレーション  
(Utsumi et al., 2022)

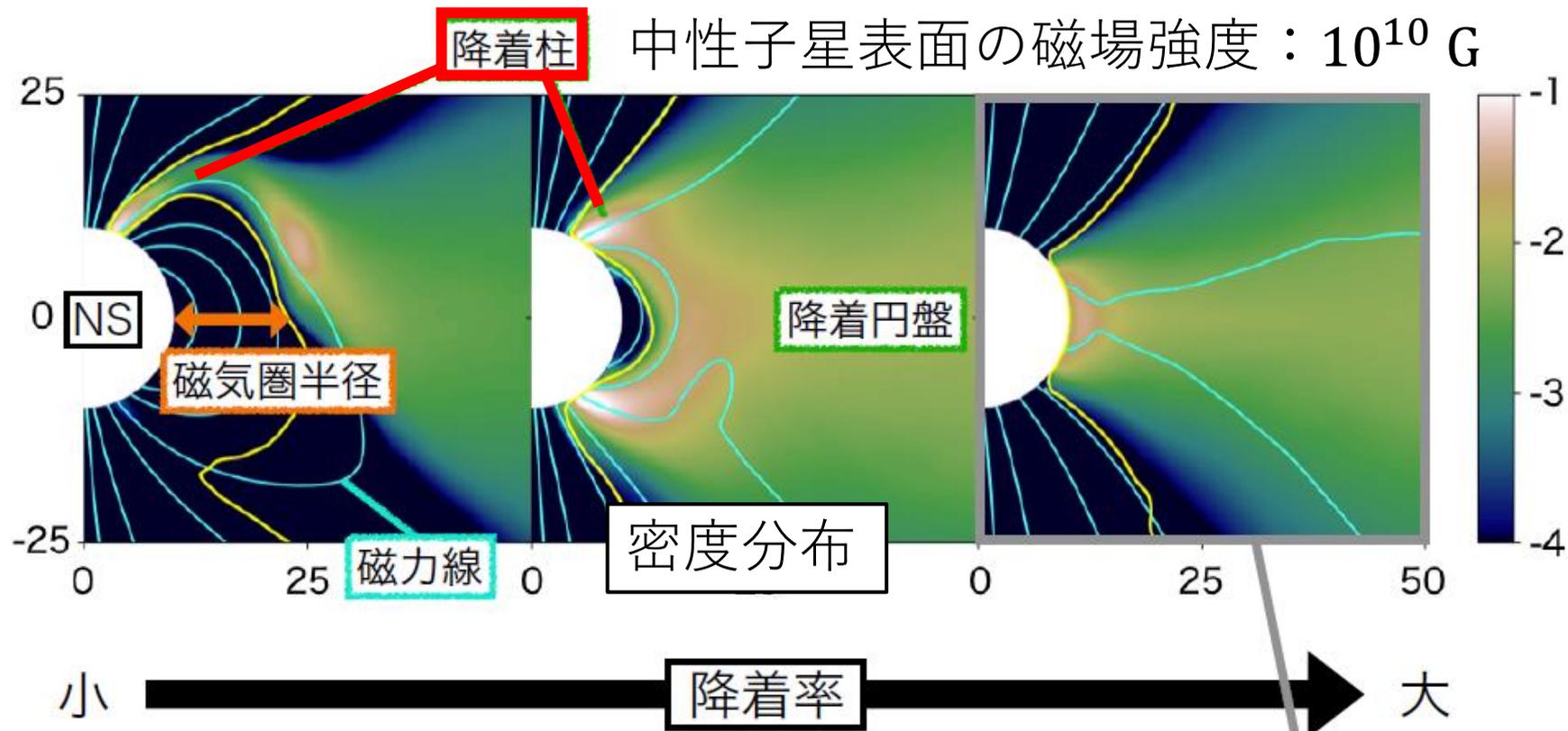


- スピンの絶対値が大きくなると放出されるエネルギーが増加し、磁気エネルギーの割合が増加する(**BZ**効果)
- スピンしているブラックホールはより明るく強いジェット天体となり得る

# 中性子星への応用

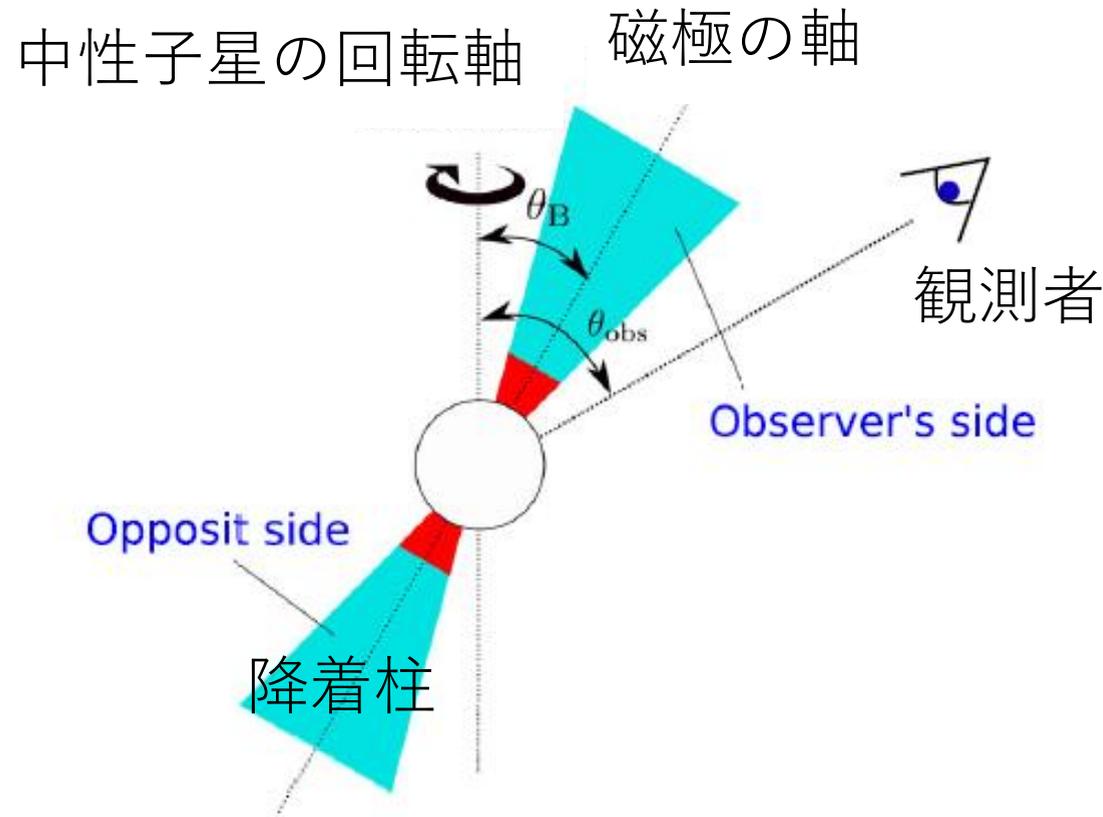
非常に明るい天体でパルスが発見された。その中心天体が中性子星である可能性がある。

→中性子星への高降着率な円盤の計算をする必要がある

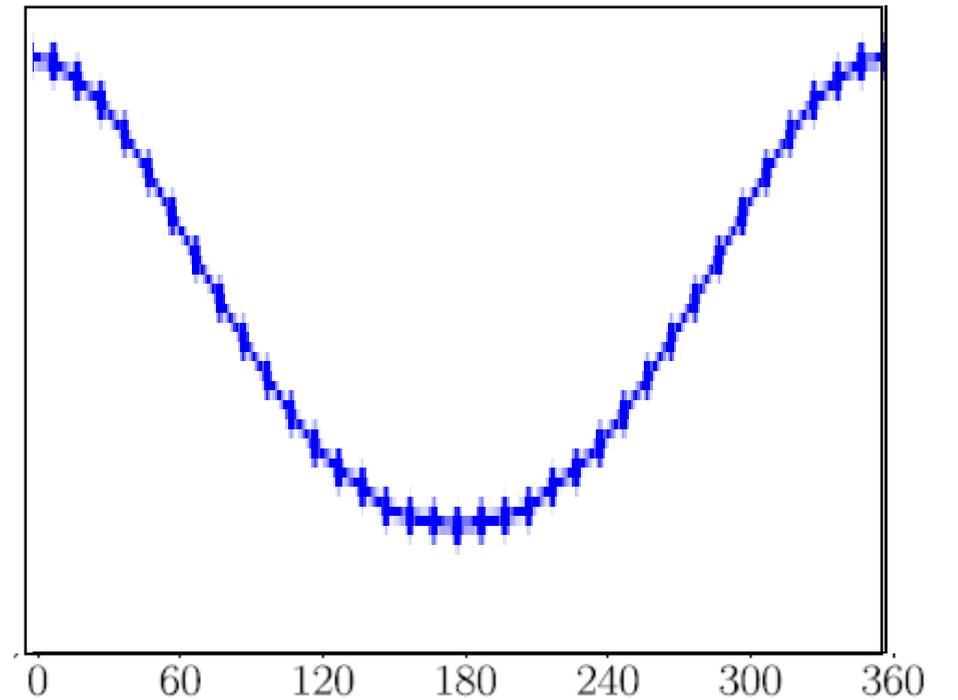


- 内部境界条件を変更した
- 降着円盤は中性子星の磁気圏で途切れ、磁極付近に柱状の降着流(降着柱)が形成される
- 質量降着率が上昇すると、磁気圏が消失する

# 中性子星への応用



観測される輻射光度の変動

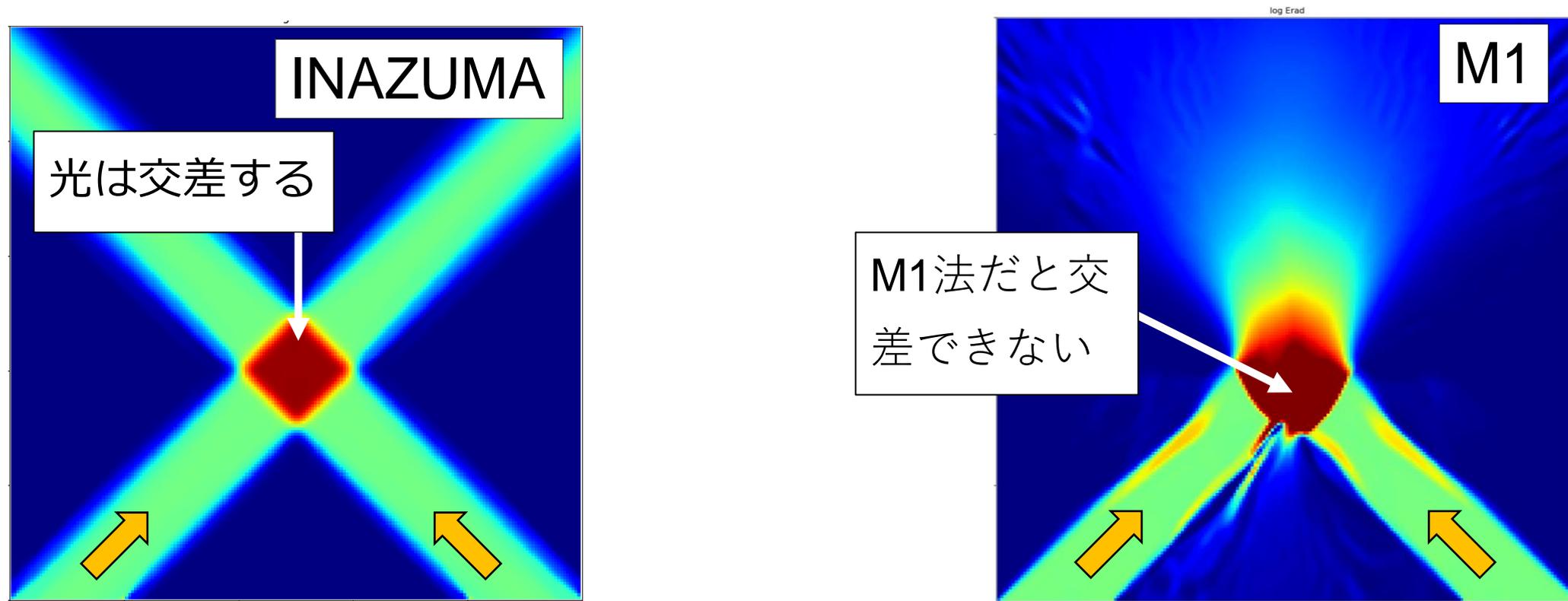


- 中性子星の回転軸から傾いた降着柱からの輻射光度がパルス形状であることが示されている (Inoue et al., 2020)
- 現在は2次元計算だが、将来的には3次元計算によりシミュレーションから直接パルスを検出できるようになる可能性がある

# M1法の問題点

先行研究のGR-RMHDシミュレーションの多くは、計算コスト削減のため、輻射輸送計算の解法として近似解法の1つであるM1法が用いられている。  
M1法では光学的に薄い領域で、輻射輸送計算の信頼性が下がってしまう。

ビーム交差のテスト計算結果の輻射エネルギー密度分布



# 輻射輸送計算の解法 (M1法)

モーメント式

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial F^i}{\partial x^i} = 0, \quad \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ij}}{\partial x^j} = 0$$

- 上記の方程式を解くためには輻射ストレステンソル  $P^{ij} = f^{ij} E_r$  を求める必要がある
- M1法では以下のようにエディントンテンソル(輻射ストレステンソル)を求める (Gonzalez et al. 2007)

$$f^{ij} = \frac{1 - \chi}{2} \delta^{ij} + \frac{3\chi - 1}{2} n^i n^j, \quad \chi = \frac{3 + 4|\mathbf{f}|^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3|\mathbf{f}|^2}}, \quad \mathbf{f} = \frac{\mathbf{F}}{cE_r}$$

# 輻射輸送計算の解法 (INAZUMA)

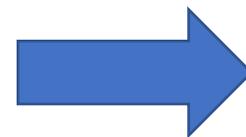
モーメント式

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial F^i}{\partial x^i} = 0, \quad \frac{\partial F^i}{\partial t} + \frac{\partial P^{ij}}{\partial x^j} = 0$$

- INAZUMAでは輻射輸送方程式を解き輻射強度 $I$ からエディントンテンソルを求める
- UWABAMIをベースに輻射輸送方程式を解く部分を追加し、エディントンテンソル部分を変更した

輻射輸送方程式

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \frac{\partial I}{\partial \mathbf{x}} = 0$$

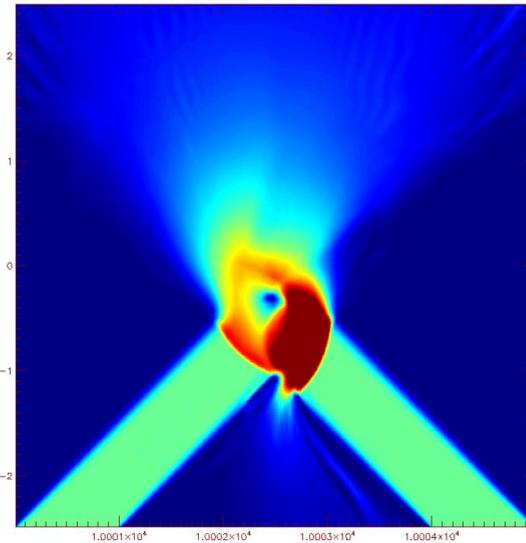


$$f^{ij} = \frac{p^{ij}}{E_r} = \frac{\int n^i n^j I d\Omega}{\int I d\Omega}$$

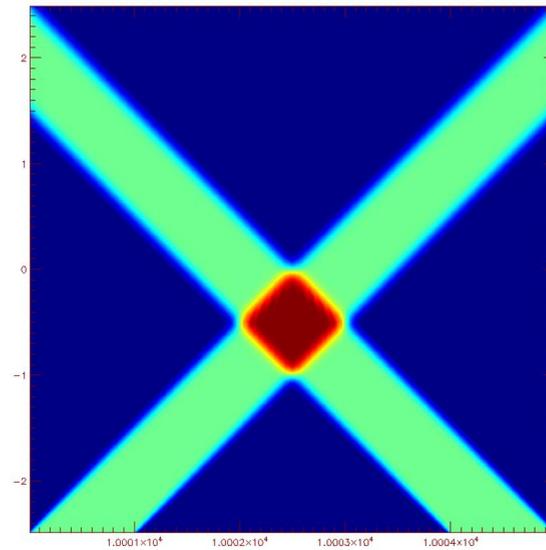
# テストシミュレーション

ビーム交差

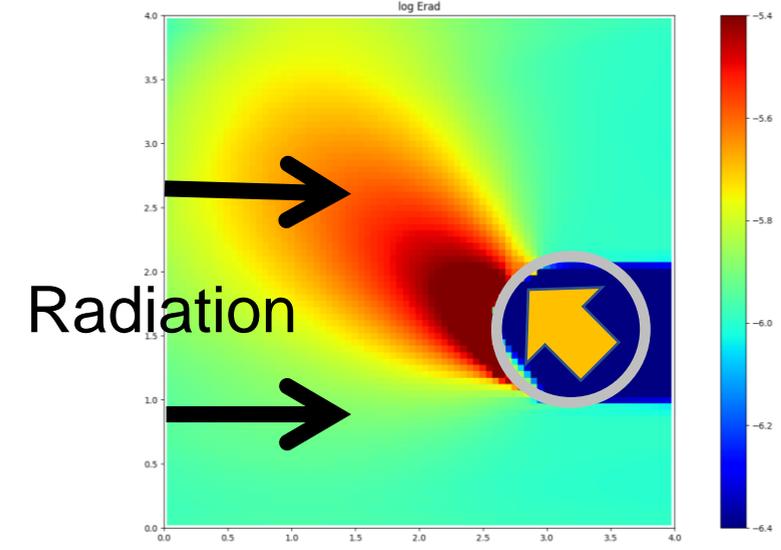
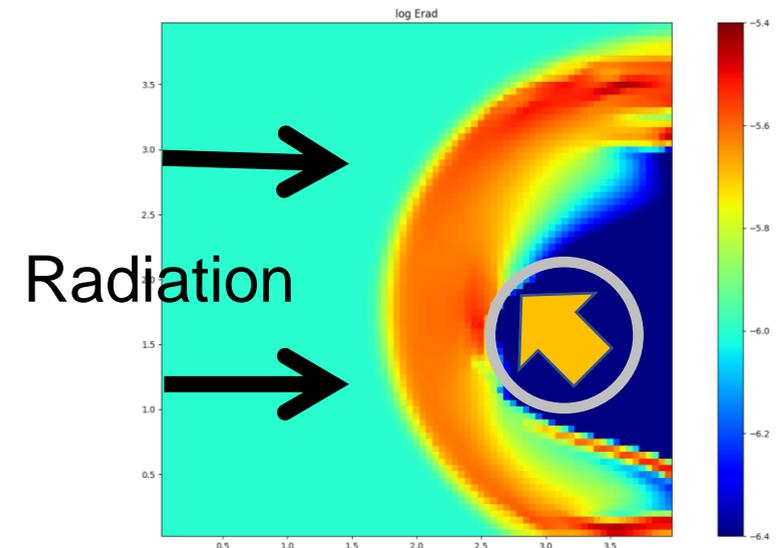
M1



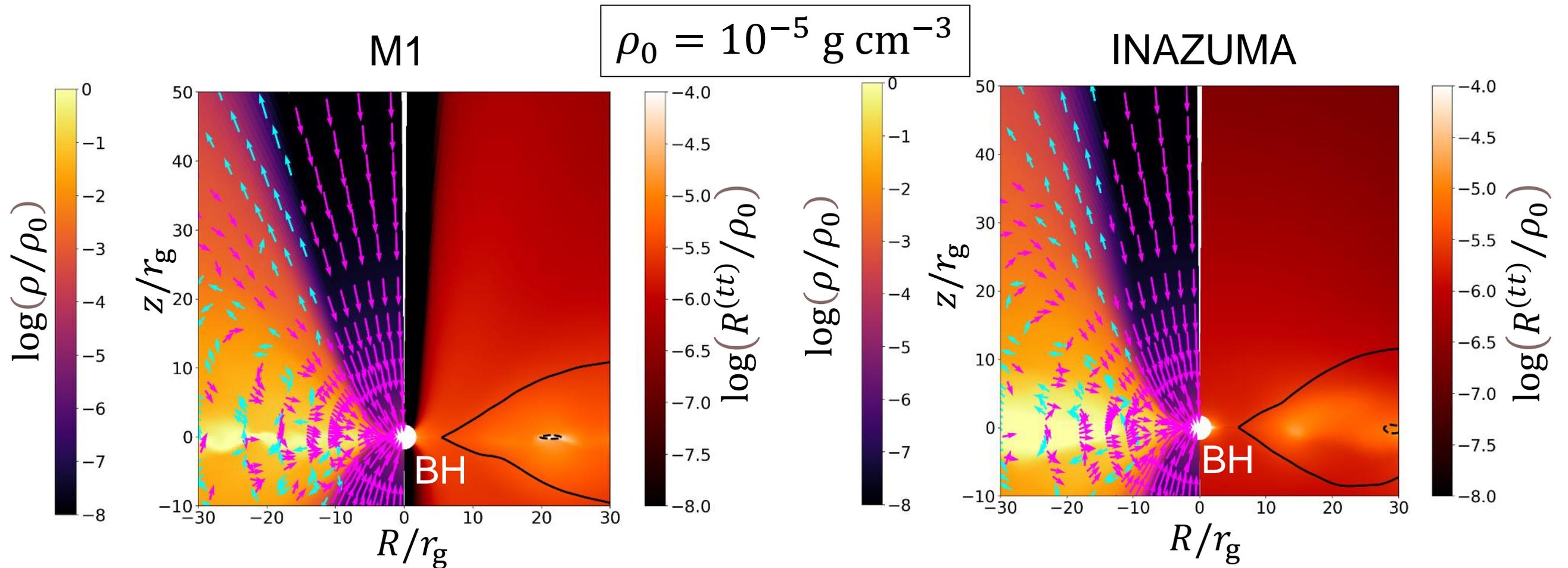
INAZUMA



速度を持つ散乱体との相互作用



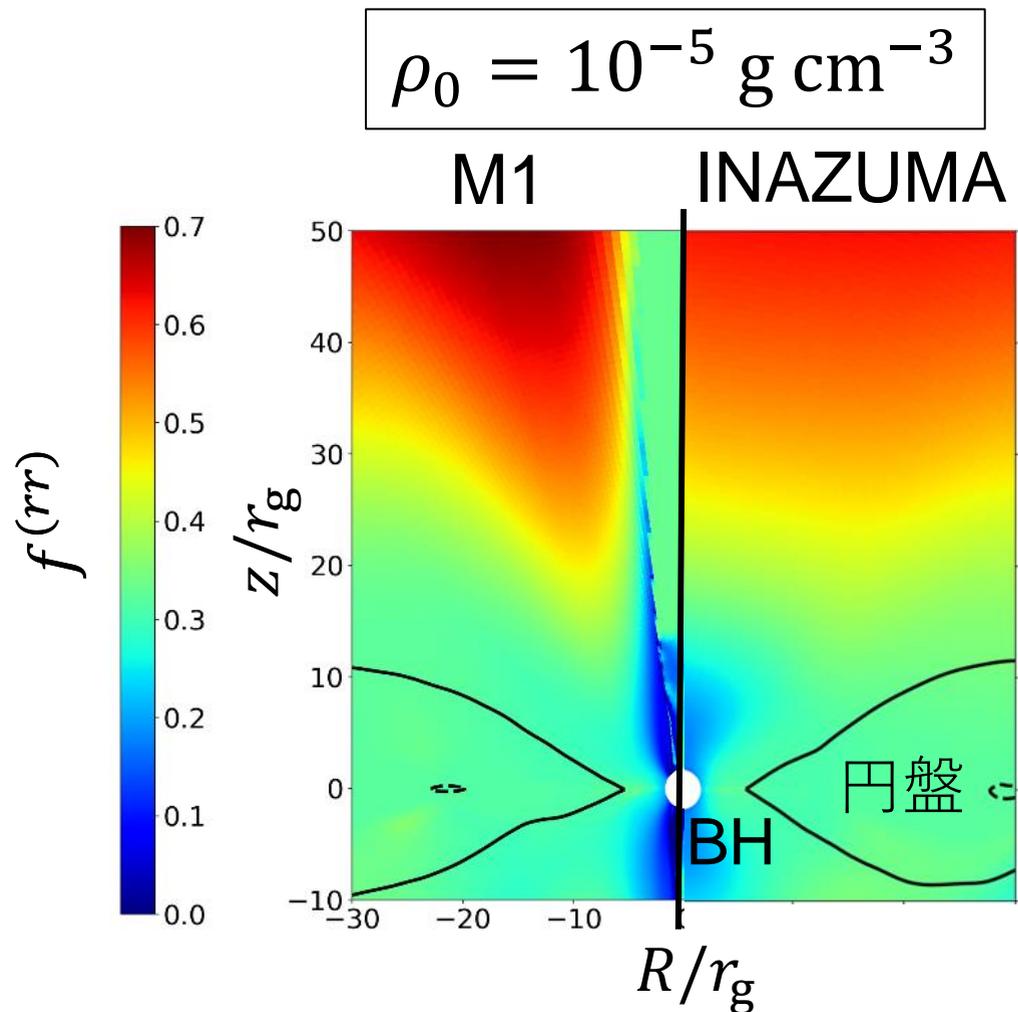
# 密度分布・輻射エネルギー密度分布 ( $\dot{M}_{\text{in}} \sim 0.1 L_{\text{Edd}}/c^2$ )



- 赤道面に高密度な降着円盤、斜め方向に中密度の円盤風、回転軸付近に低密度のファンネル領域が形成されるなど、大局的な構造はM1とINAZUMAで変わらない
- M1で回転軸付近の輻射エネルギー密度が小さくなっている。

# エディントンテンソルの比較 ( $\dot{M}_{\text{in}} \sim 0.1 L_{\text{Edd}}/c^2$ )

$f^{(rr)}$ : エディントンテンソルの $rr$ 成分。輻射の非等方性を示す指標。  
1/3で等方な輻射、1で $r$ 方向にのみ伝播する輻射を表す。



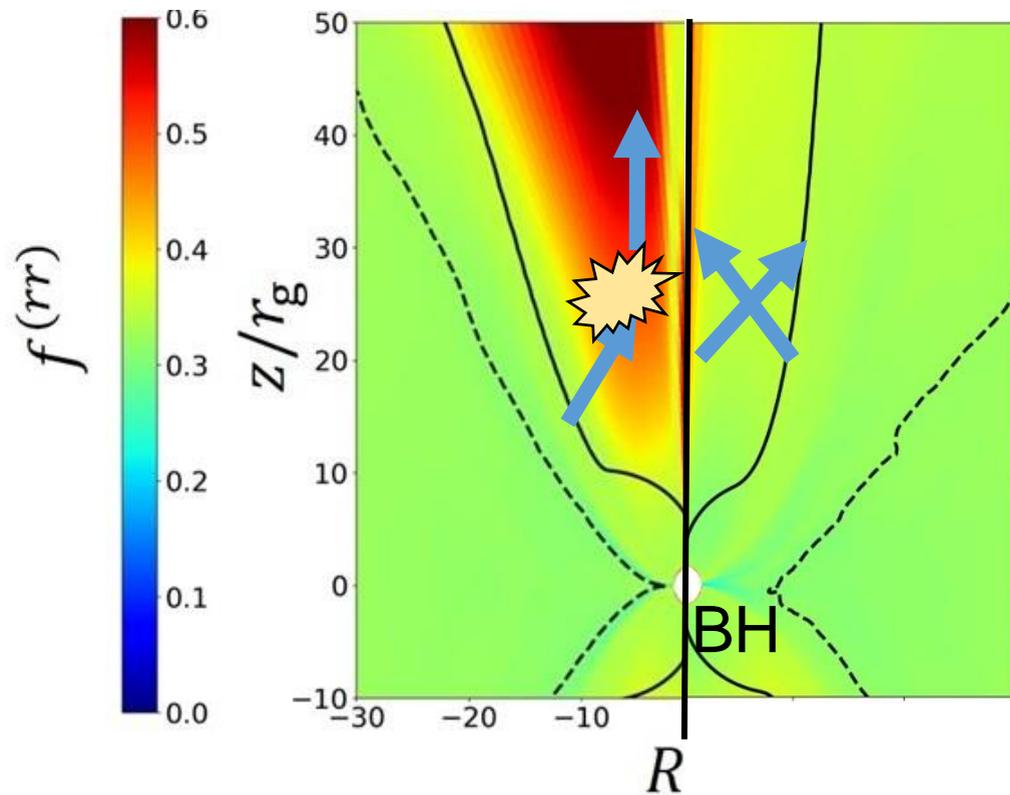
- 降着流から放射された輻射は主に $r$ 方向に伝播する(赤い領域)
- 輻射の伝播方向がそろいやすく、M1法で $f^{(rr)}$ がINAZUMAより大きくなりやすい
- M1法では輻射が軸近傍( $R < 5r_g$ )まで届かないため、初期の等方的な輻射が残っている

# エディントンテンソルの比較 ( $\dot{M}_{\text{in}} \sim 10^4 L_{\text{Edd}}/c^2$ )

$f^{(rr)}$ : エディントンテンソルの $rr$ 成分。輻射の非等方性を示す指標。  
1/3で等方な輻射、1で $r$ 方向にのみ伝播する輻射を表す。

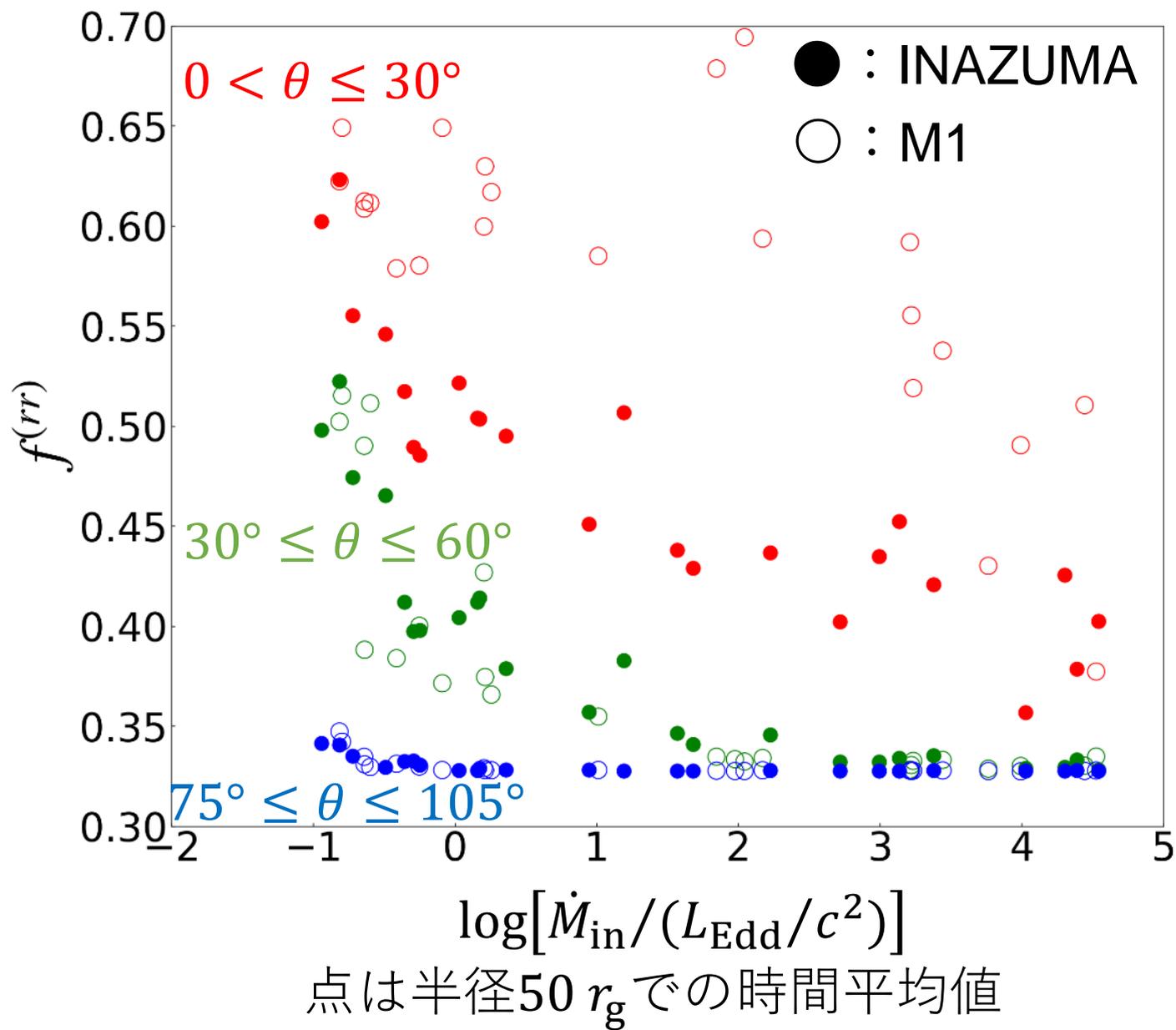
$$\rho_0 = 1.0 \text{ g cm}^{-3}$$

M1 INAZUMA



- 実線より赤道面側の光学的に厚い領域では輻射はほぼ等方 ( $f^{(rr)} \sim 1/3$ ) となる
- M1法では光学的に薄い回転軸近傍で、輻射が非物理的な衝突を起こし、輻射の伝播方向が $r$ 方向に揃って $f^{(rr)}$ が大きくなる
- INAZUMAでは回転軸付近での輻射の非物理的な衝突が起きないため $f^{(rr)} \gtrsim 1/3$ となる

# $f^{(rr)}$ の質量降着率・角度依存性



- 回転軸付近では  $f^{(rr)}$  はM1法の方が INAZUMAより大きくなる (赤点)
- 質量降着率が高くなるにつれて、光学的に厚くなるため、輻射が等方に近づく ( $f^{(rr)} \sim 1/3$ )
- 光学的厚みが大きい領域では、M1法と INAZUMAで同様の傾向となる (青点と緑点)

# 見込み角による光度依存性

半径  $r = 100 r_g$  の輻射フラックスから観測される輻射光度を計算した。

$$\rho_0 = 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$$

$$\rho_0 = 1.0 \text{ g cm}^{-3}$$

	INAZUMA	M1
$\theta \sim 0$	$\sim 2 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$	0
$\theta = 10^\circ$	$\sim 2 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$	$\sim 10^{-2} L_{\text{Edd}}$

	INAZUMA	M1
$\theta \sim 0$	$\sim 10 L_{\text{Edd}}$	$\sim 60 L_{\text{Edd}}$
$\theta = 10^\circ$	$\sim 20 L_{\text{Edd}}$	$\sim 200 L_{\text{Edd}}$

- $\rho_0 = 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $\theta \sim 0$  のとき、M1法では輻射が回転軸まで届いていないので暗く見える
- M1法では光度を5 – 10倍程度大きく見積もる可能性がある

# まとめ

- BHや中性子の周囲に形成されるプラズマ降着流のGR-RMHDシミュレーションを実施した
- BHのスピパラメータを変えた計算によりBZ効果によってBHからエネルギーが引き抜かれる様子を計算できた
- 中心天体を中性子星に変えた計算では降着柱が形成される
- 輻射輸送方程式を解くINAZUMAコードにより、光学的に薄い回転軸付近やBH遠方などの輻射場をより正確に解くことができるようになった
- 降着柱やクランピーなアウトフローでINAZUMAの真価を発揮できる可能性がある

