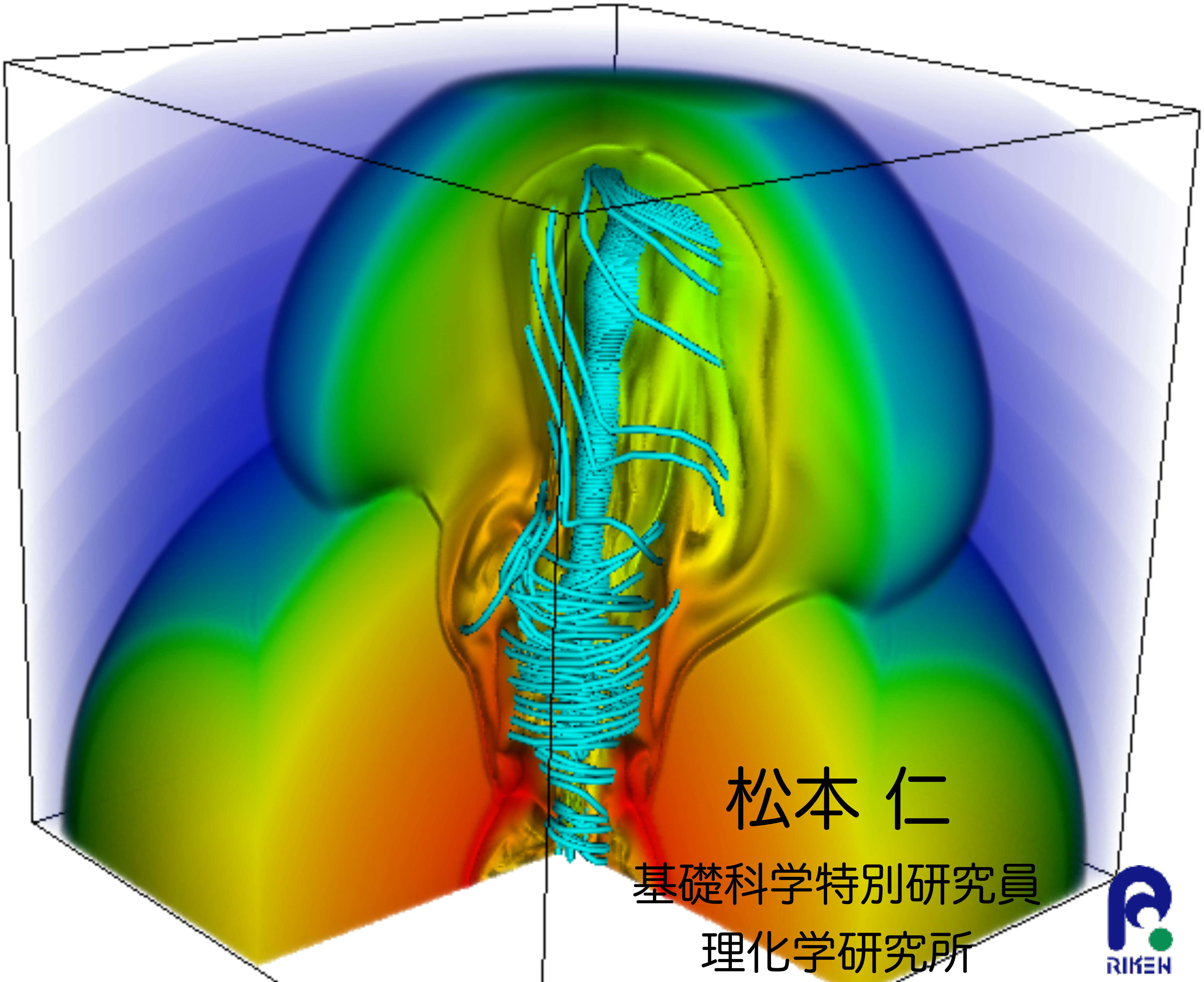
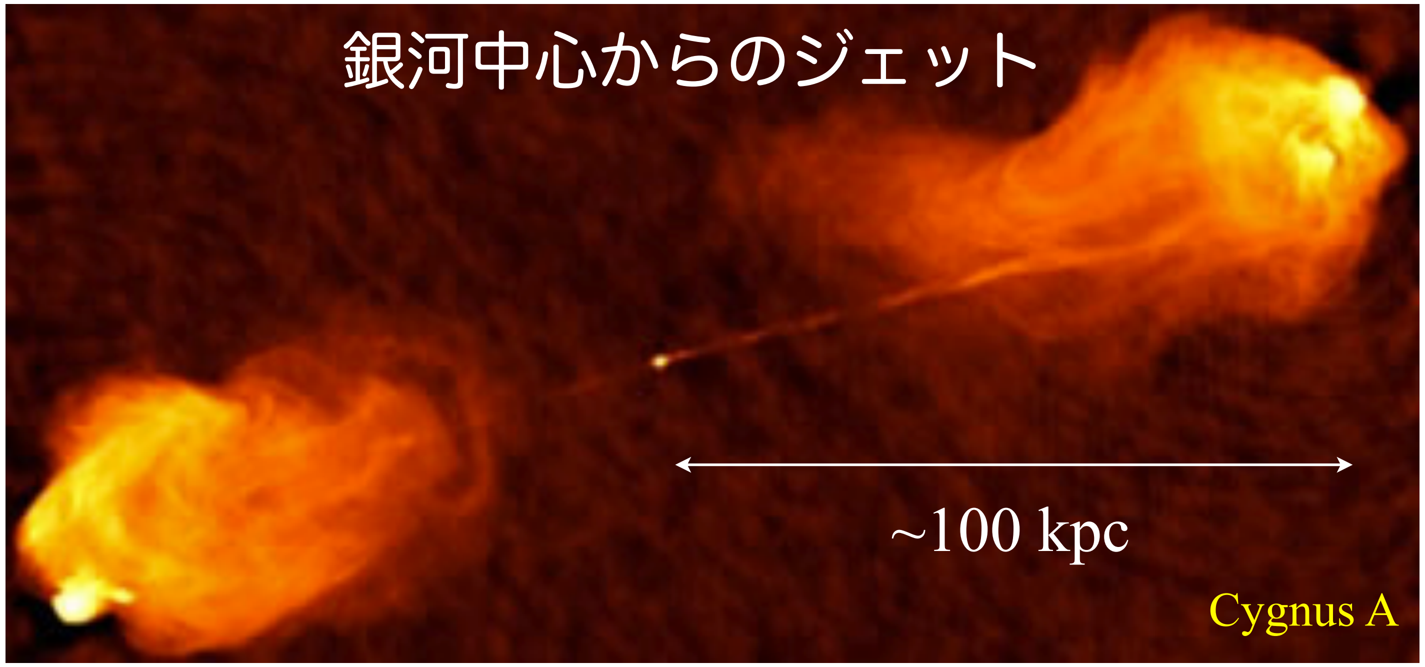
相対論的ジェットの伝搬ダイナミクス



松本 仁
基礎科学特別研究員
理化学研究所

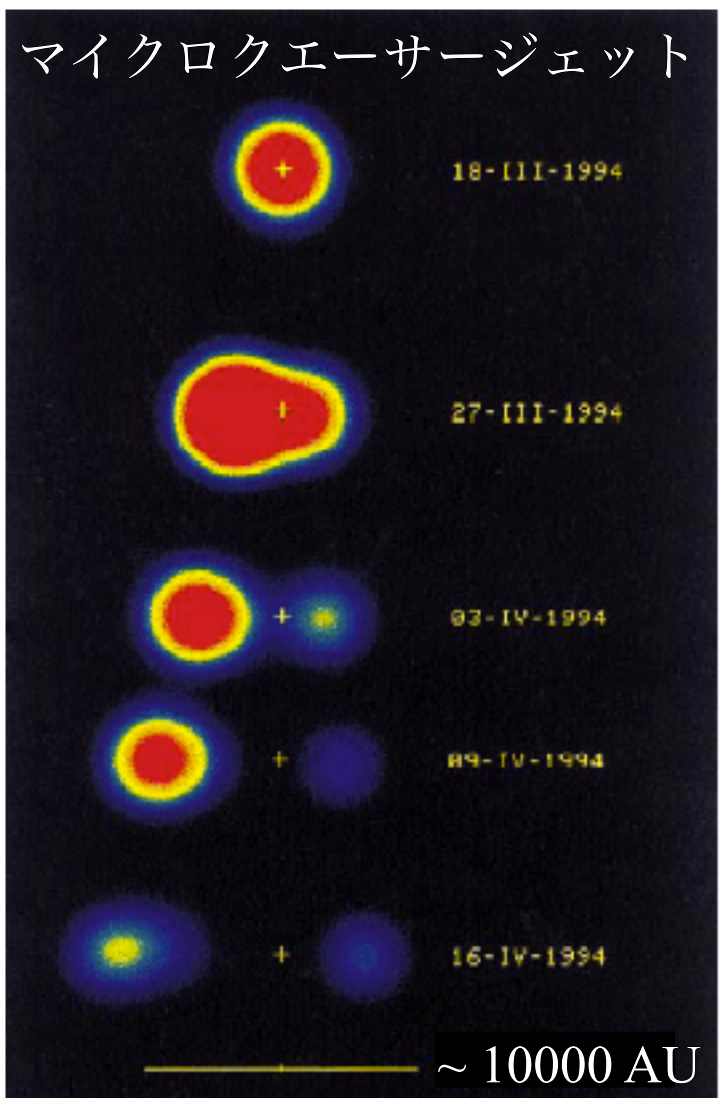
相対論的ジェット



相対論的ジェット：

- ガンマ線バースト　$\gamma > 100$
- AGNジェット　$\gamma \sim 10$
- マイクロクエーサー　$v \sim 0.9c$

ローレンツ因子：　$\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$



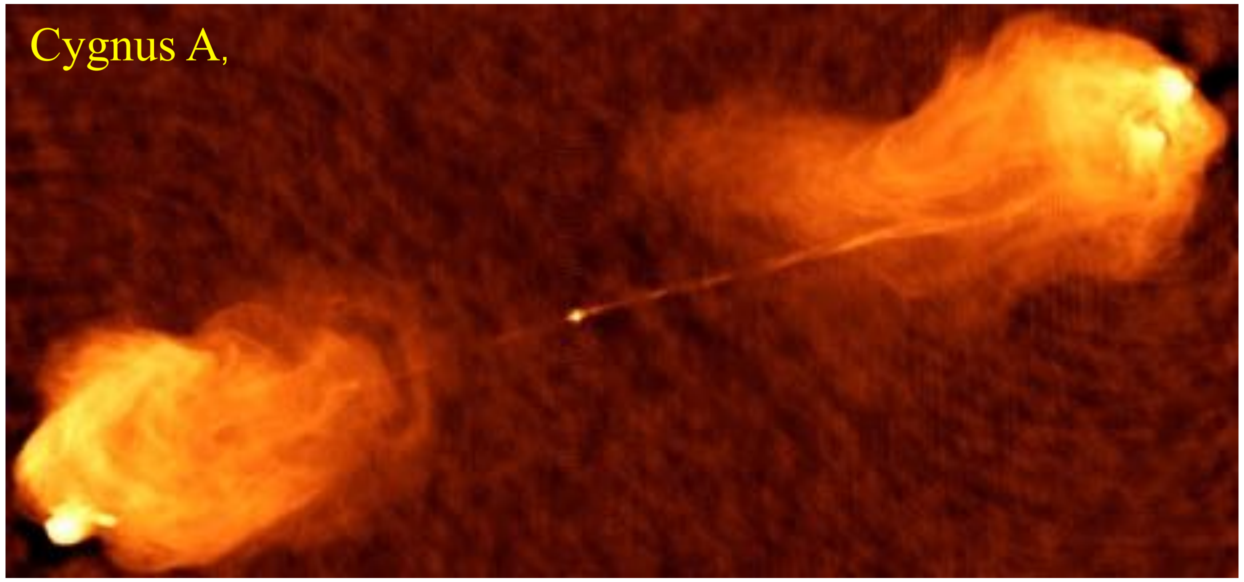
- 重力源からのプラズマの流れ
- 広範囲に渡る空間スケールで存在
- 周囲の環境への影響
  - エネルギー
  - 物質
  - 角運動量

  周囲へ輸送
- 衝撃波の形成：

  エネルギー散逸、粒子加速

活動銀河核ジェットのMorphology

FRI



収束・安定

FRII

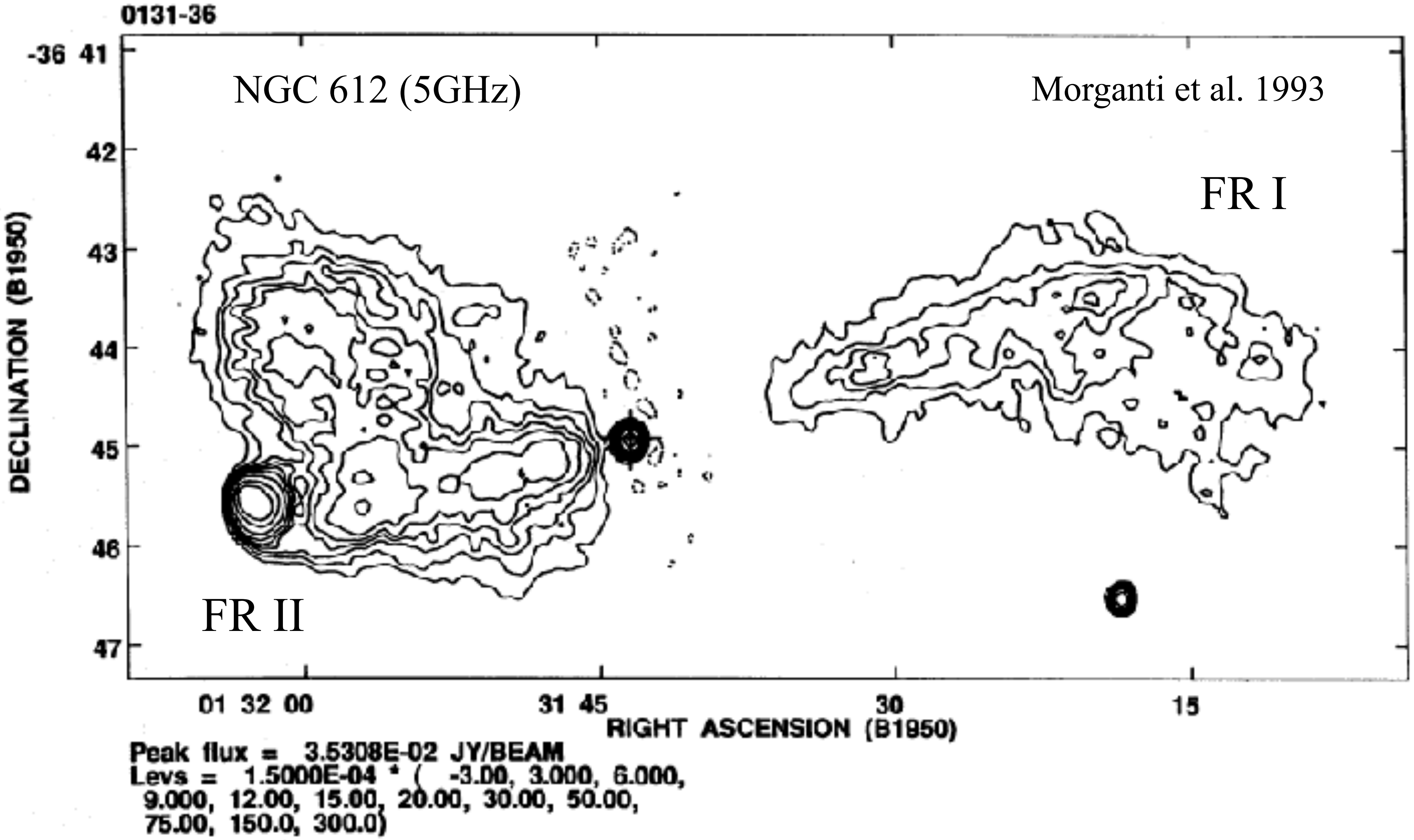
FRIジェットとFRIIジェットのMorphologyの違い

未解決問題

- 内的要因？ - ジェットの中心エンジンの問題
- 外的要因？ - 銀河間媒質の物理的状態の違い
  - ジェットと銀河間媒質の相互作用 → 流体不安定性

- Kelvin-Helmholtz不安定性
- 物質混合による減速 (Rossi+08)
- 乱流統計加速 (3C 279, Asano & Hayashida 15)
- 速度シアーによる光子の加速 (GRB, Ito+14)

Hybrid Morphology Radio Sources

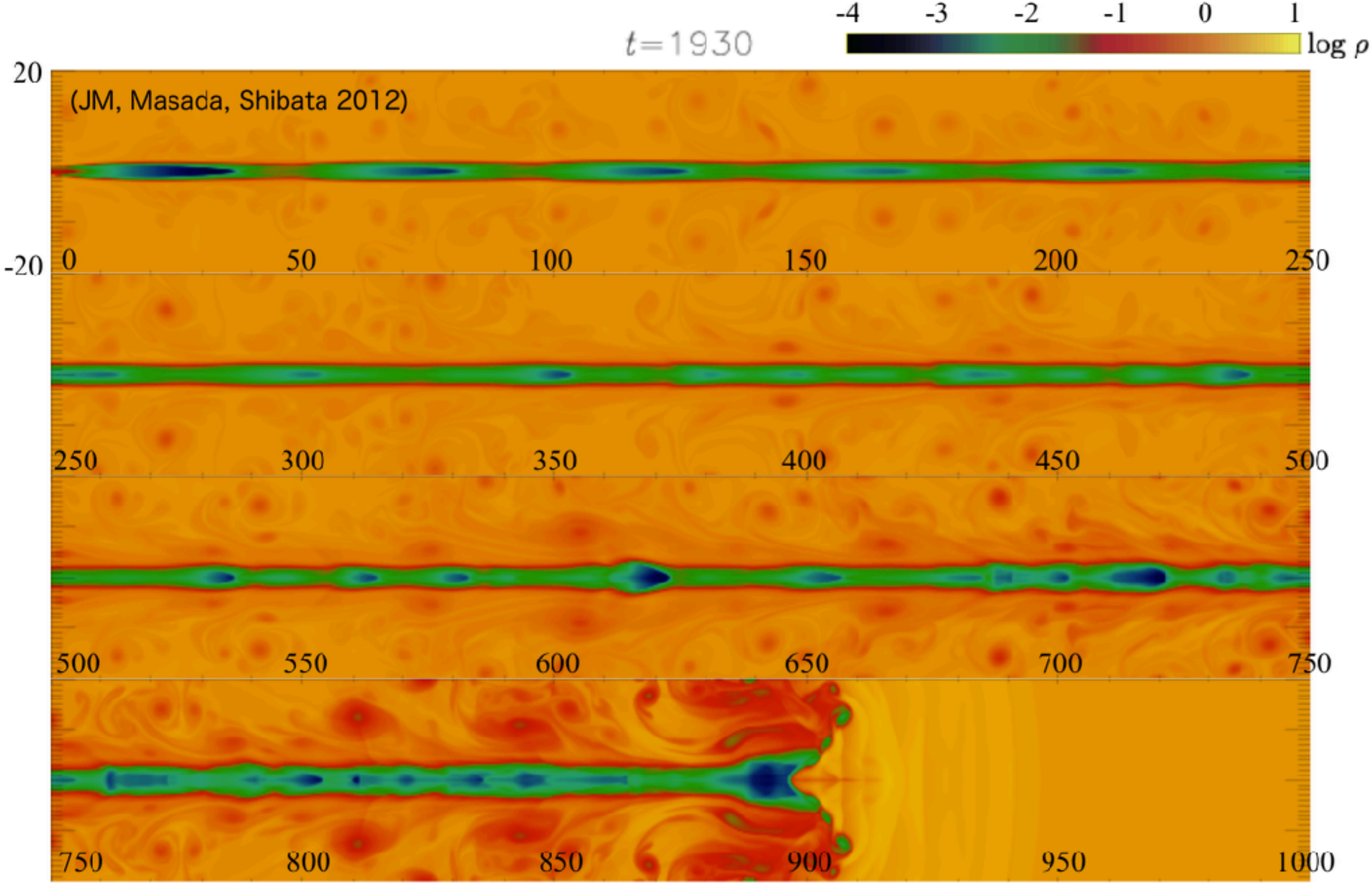


FR I type on one side and FR II type on the other side of AGN

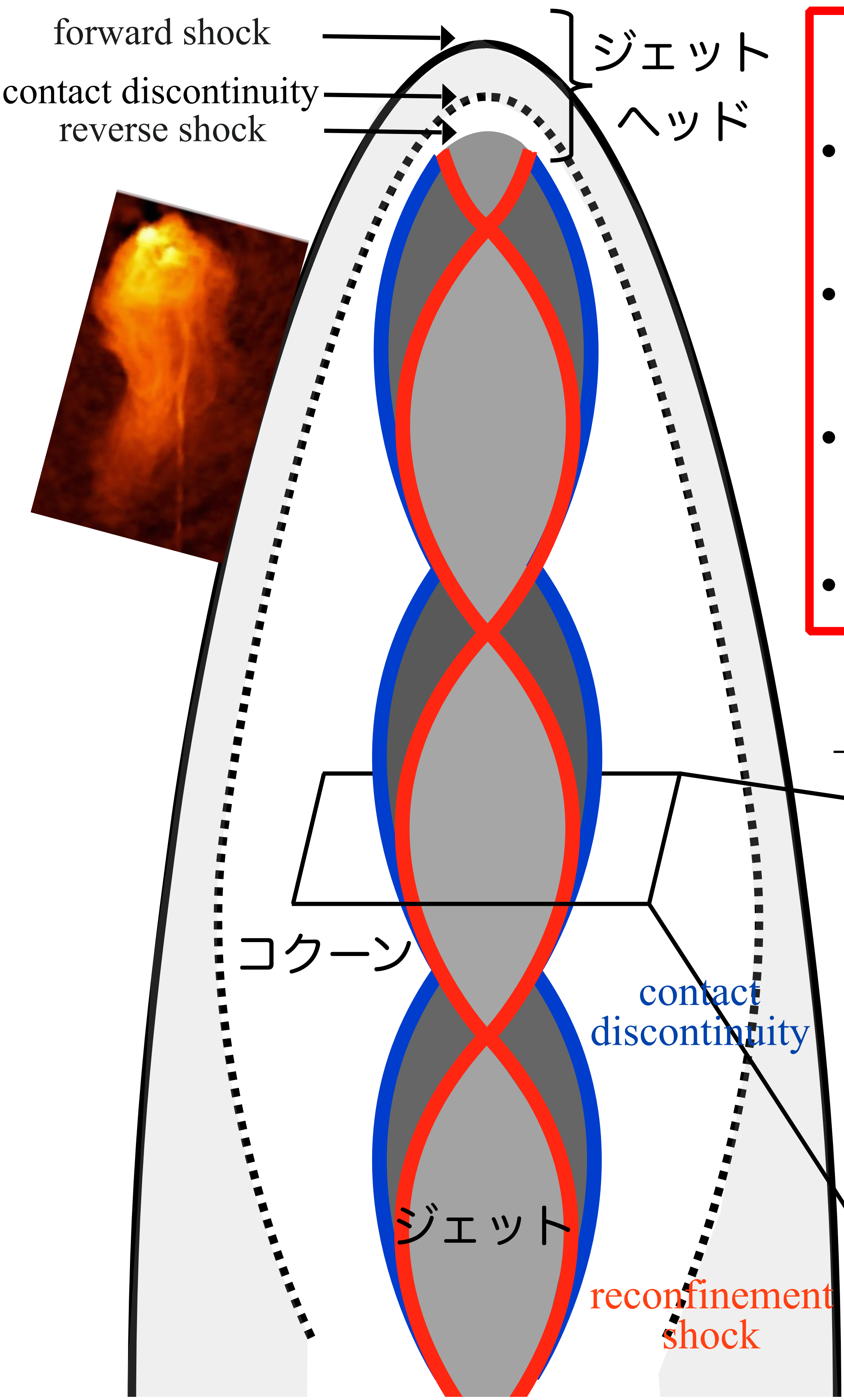
Properties of the ambient medium is responsible for the morphological dichotomy between FR I and FR II jet??

← similar jets (power, composition, Lorentz factor)

二次元軸対称相対論的ジェット伝搬



ジェットの力学進化（閉じ込め・振動）

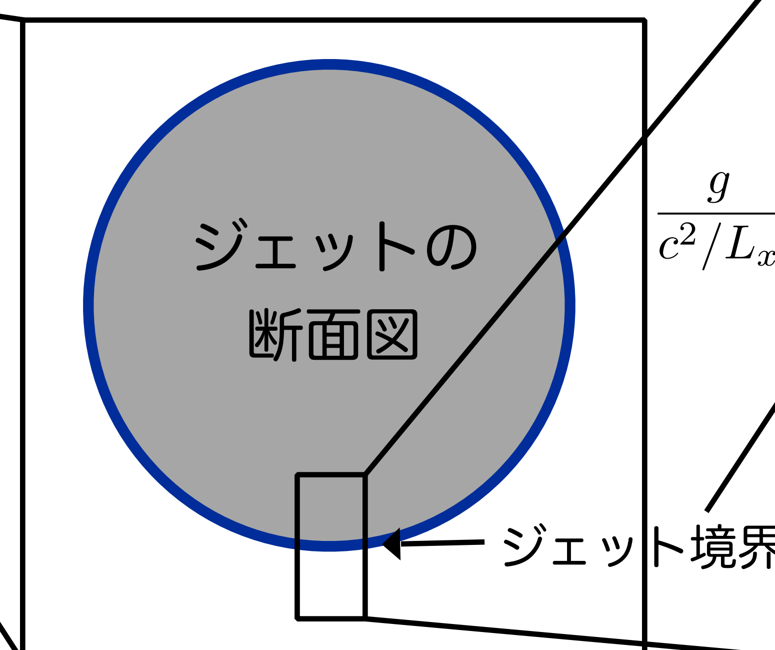


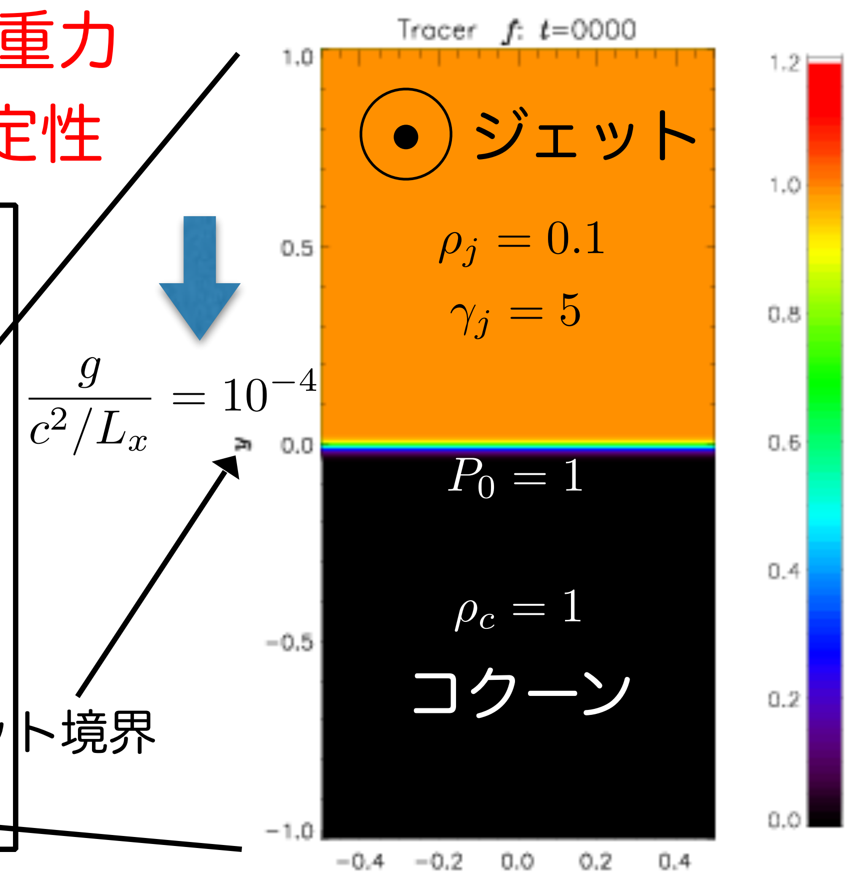
ジェット伝搬の基本的なダイナミクス

- 超音速のガスが静止した媒質に衝突し、forward shock, contact discontinuity, reverse shockが形成
- 2つの衝撃波で挟まれたジェットヘッドでジェットの運動エネルギーが物質の内部エネルギーに転化
- reverse shockを通過した高圧のジェット媒質（コクーン）によるジェットの閉じ込め
- ジェットとコクーンの圧力差による動径方向の振動

振動の復元力 → 疑似重力

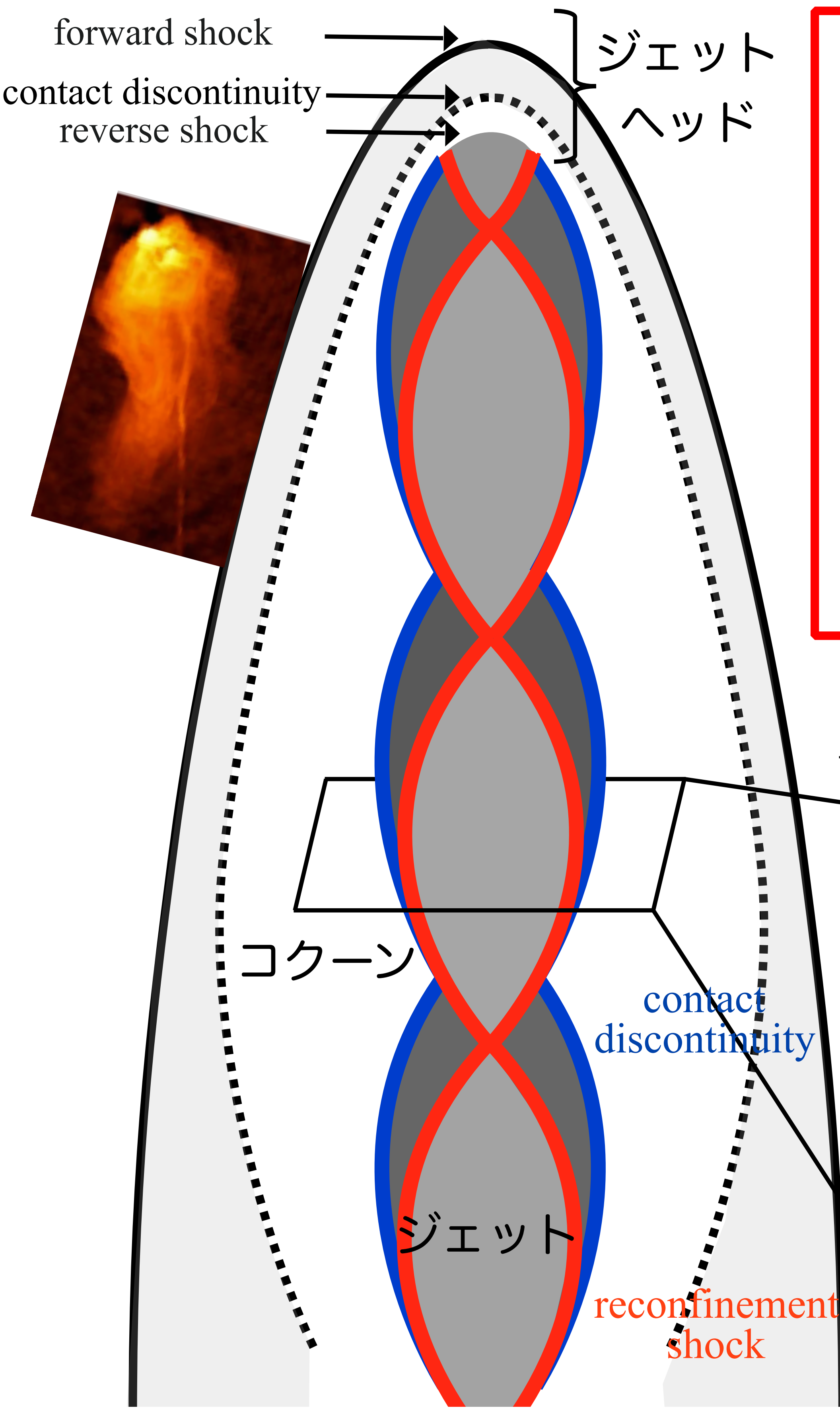
→ Rayleigh-Taylor不安定性





曲率を無視したシンプルな設定での流体シミュレーション

ジェット境界でのRayleigh-Taylor不安定性



初期の静水圧平衡

$$-\frac{\partial P}{\partial y} = \gamma^2 \rho h g = \gamma^2 \left(\rho + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{P}{c^2} \right) g$$

$$\text{if } y = 0, \text{ then } P = P_0$$

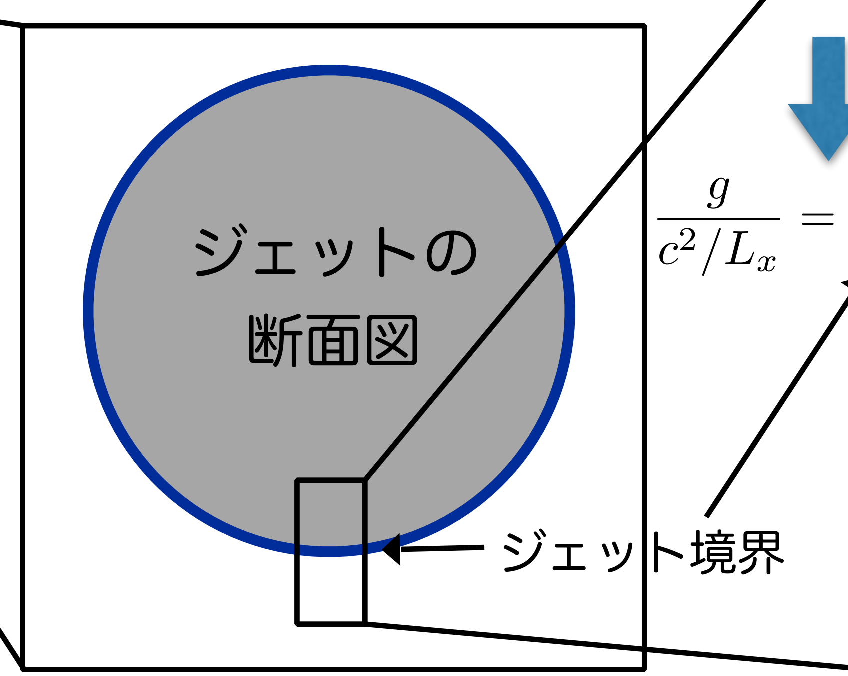
$$P = P_0 e^{-y/H} + \frac{\rho c^2 (\Gamma - 1)}{\Gamma} (e^{-y/H} - 1) \qquad \frac{1}{H} \equiv \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{\gamma^2 g}{c^2}$$

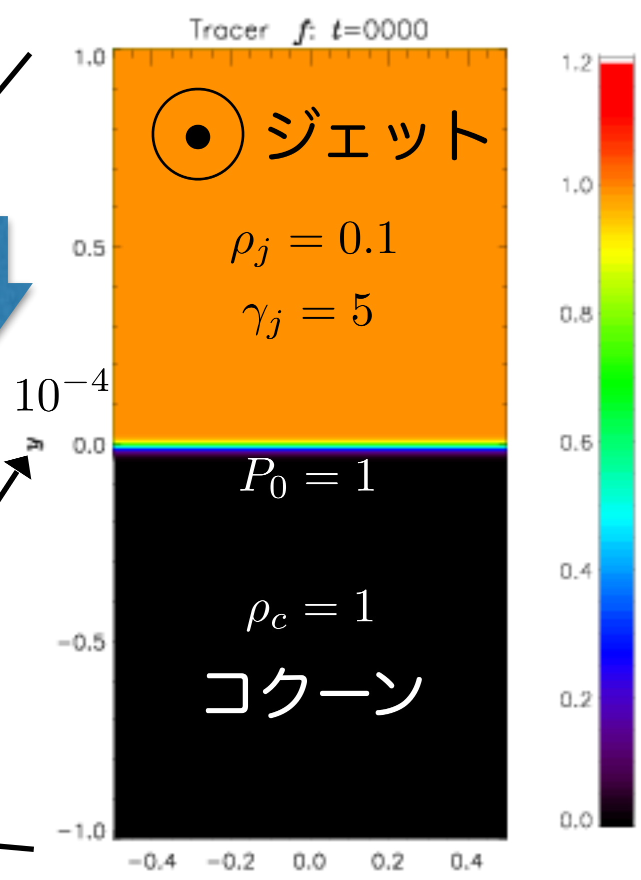
y方向の速度に与える摂動

$$v_y = \frac{\delta v}{4} (1 + \cos(2\pi x))(1 + \cos(2\pi x/10)) \qquad \delta v = 10^{-4}$$

振動の復元力 → 疑似重力

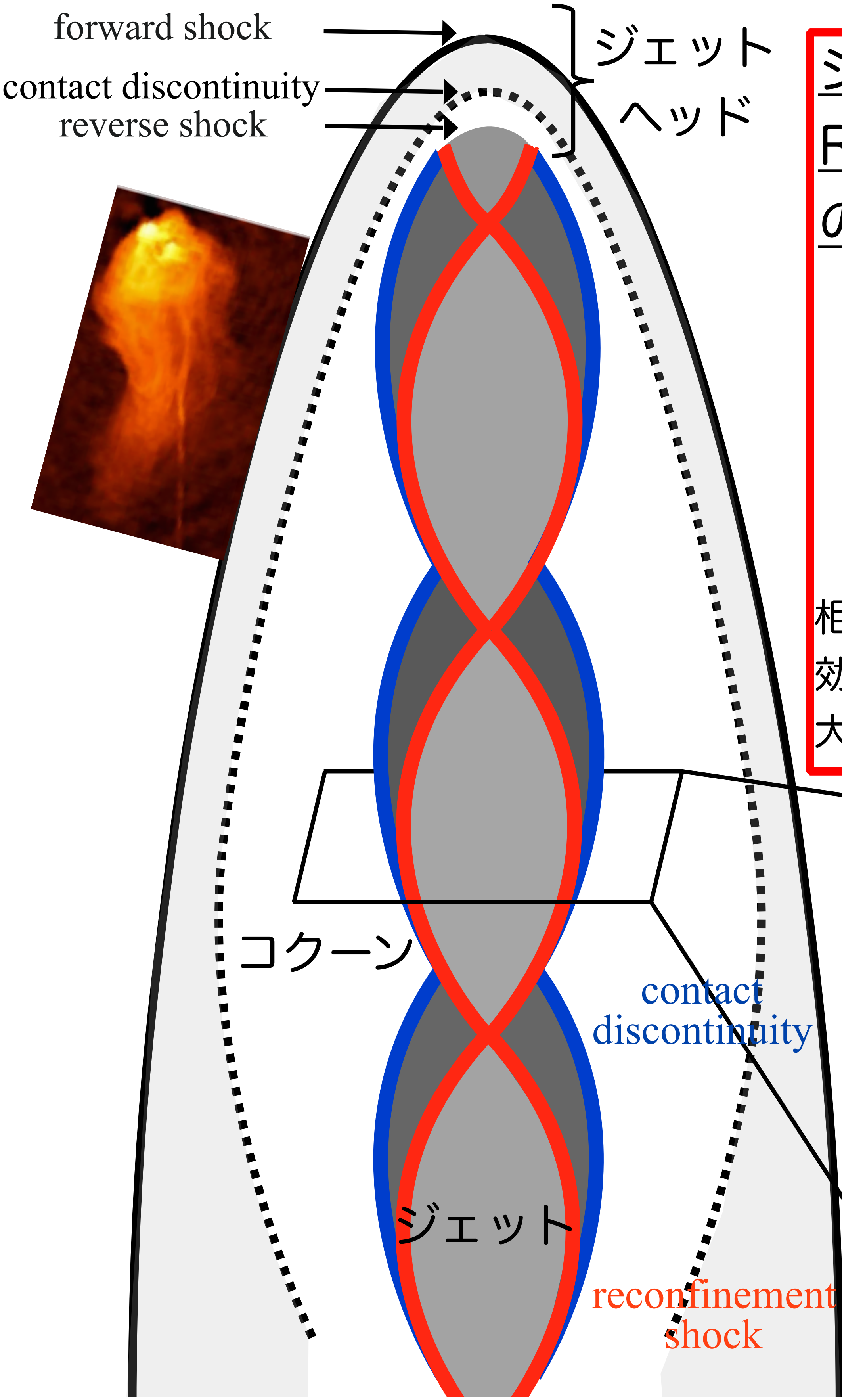
→ Rayleigh-Taylor不安定性





曲率を無視したシンプルな設定での流体シミュレーション

ジェット境界でのRayleigh-Taylor不安定性



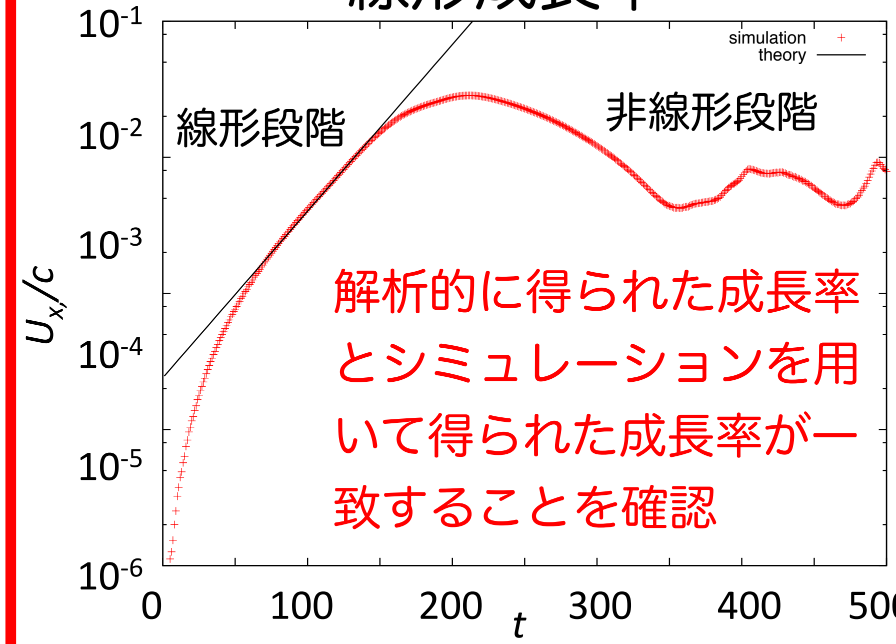
ジェット境界で成長する Rayleigh-Taylor不安定性 の理論を構築 (JM, Aloy, Perucho 17)

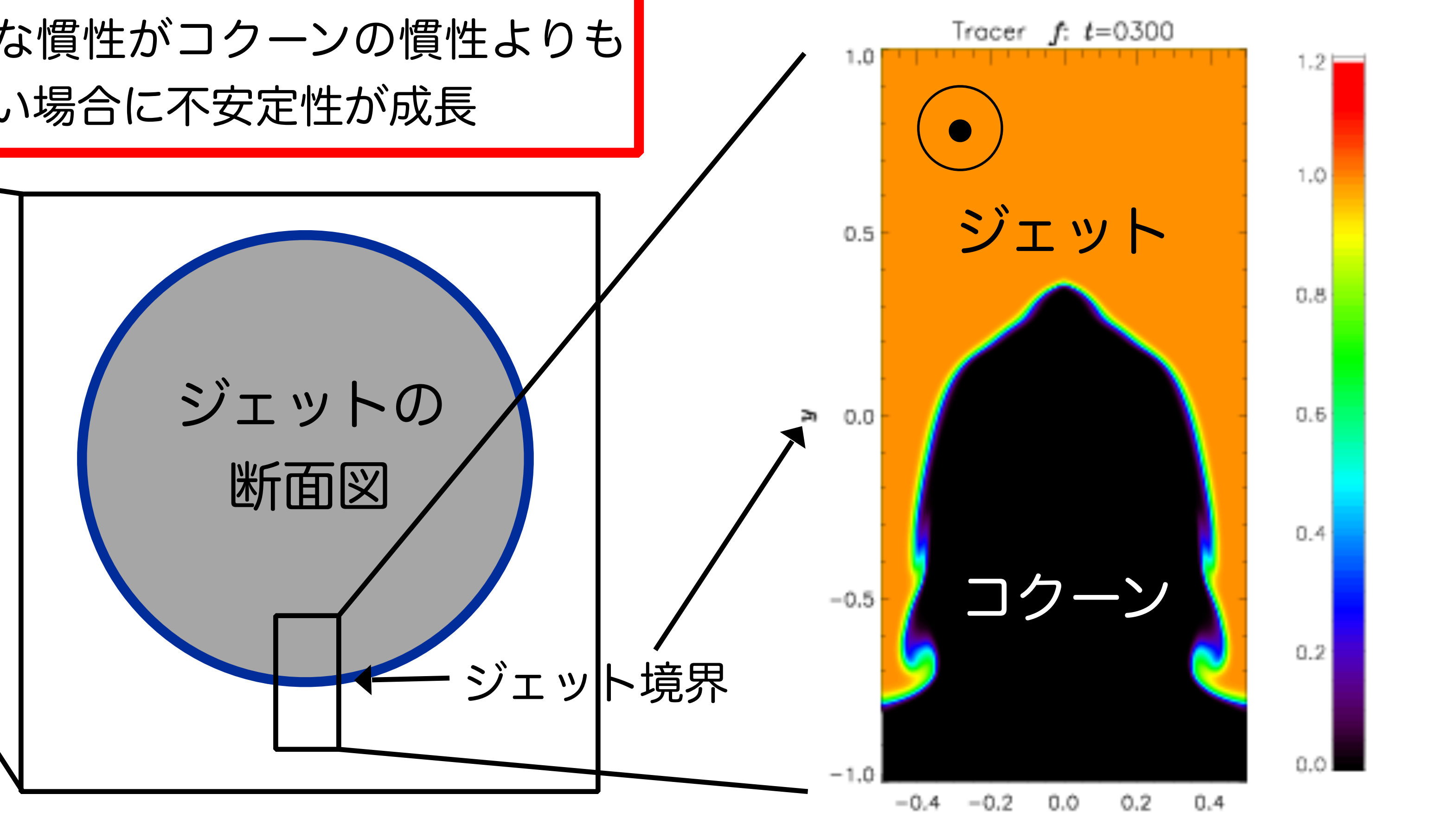
- 線形解析
- 分散関係式

$$\omega = i\sqrt{gk\frac{\gamma_j^2\rho_j h_j' - \gamma_c^2\rho_c h_c'}{\gamma_j^2\rho_j h_j + \gamma_c^2\rho_c h_c}}$$

相対論的効果を含めたジェットの実効的な慣性がコクーンの慣性よりも大きい場合に不安定性が成長

Rayleigh-Taylor不安定性の線形成長率





曲率を無視したシンプルな設定での流体シミュレーション

Richtmyer-Meshkov Instability

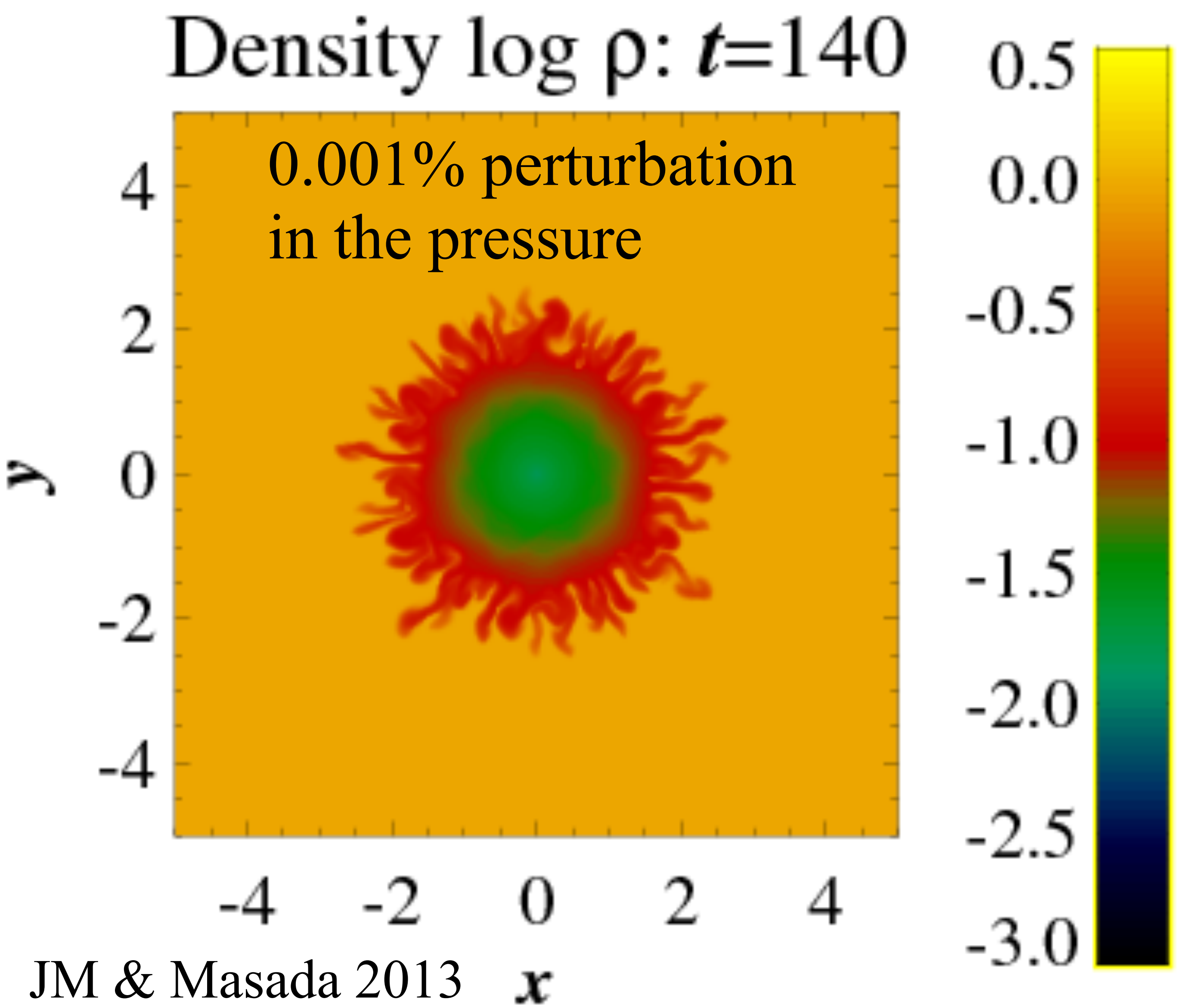
contact discontinuity

- The Richtmyer-Meshkov instability is induced by impulsive acceleration due to shock passage.
- The perturbation amplitude grows linearly in time (Richtmyer 1960)

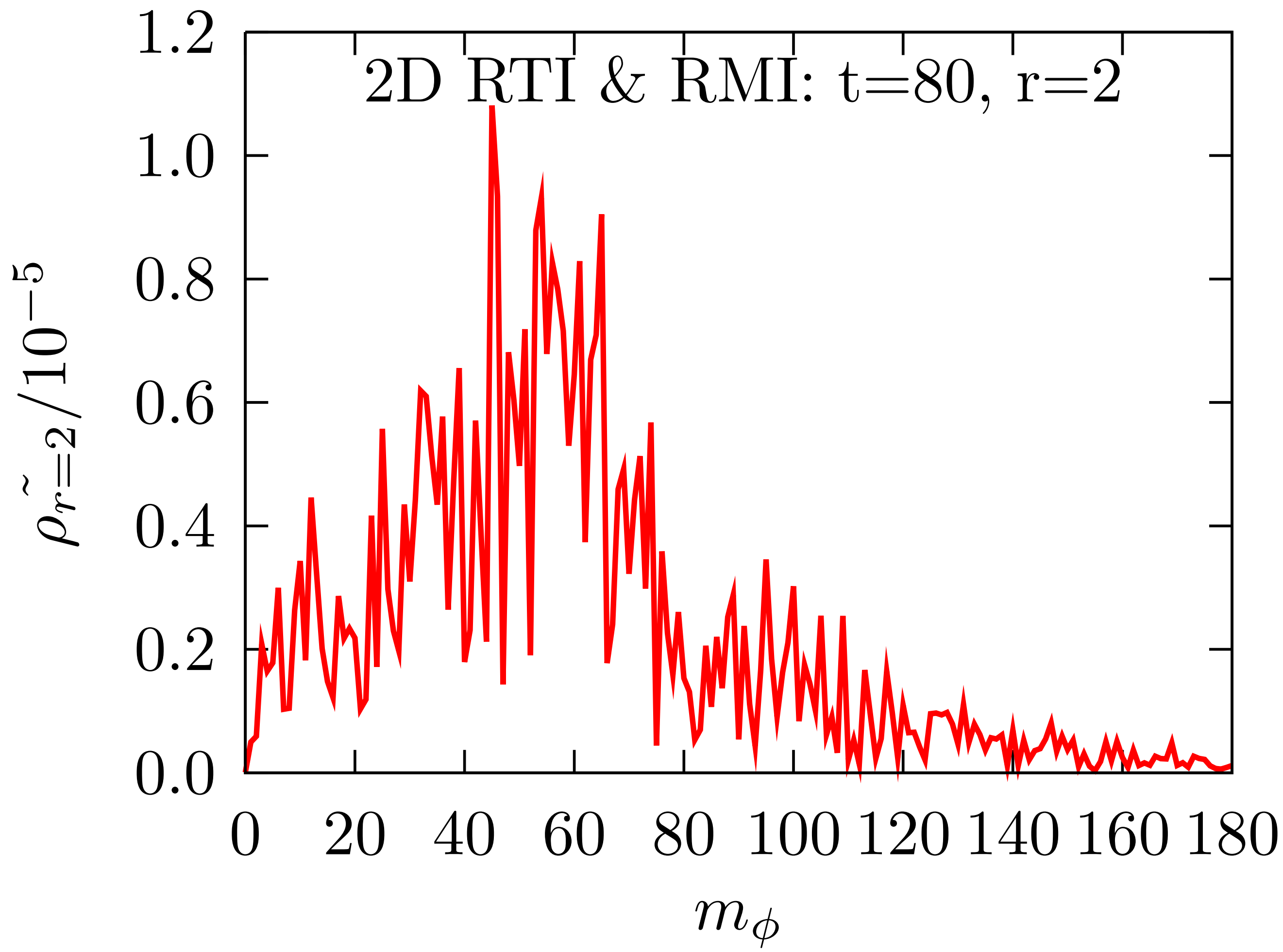
$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = k\delta_0^* A^* v^* \quad , \qquad A^* = \frac{\rho_1^* - \rho_2^*}{\rho_1^* + \rho_2^*}$$

ジェット伝搬中におけるRayleigh-Taylor不安定およびRichtmyer-Meshkov不安定性の成長

2D RTI & RMI



JM & Masada 2013



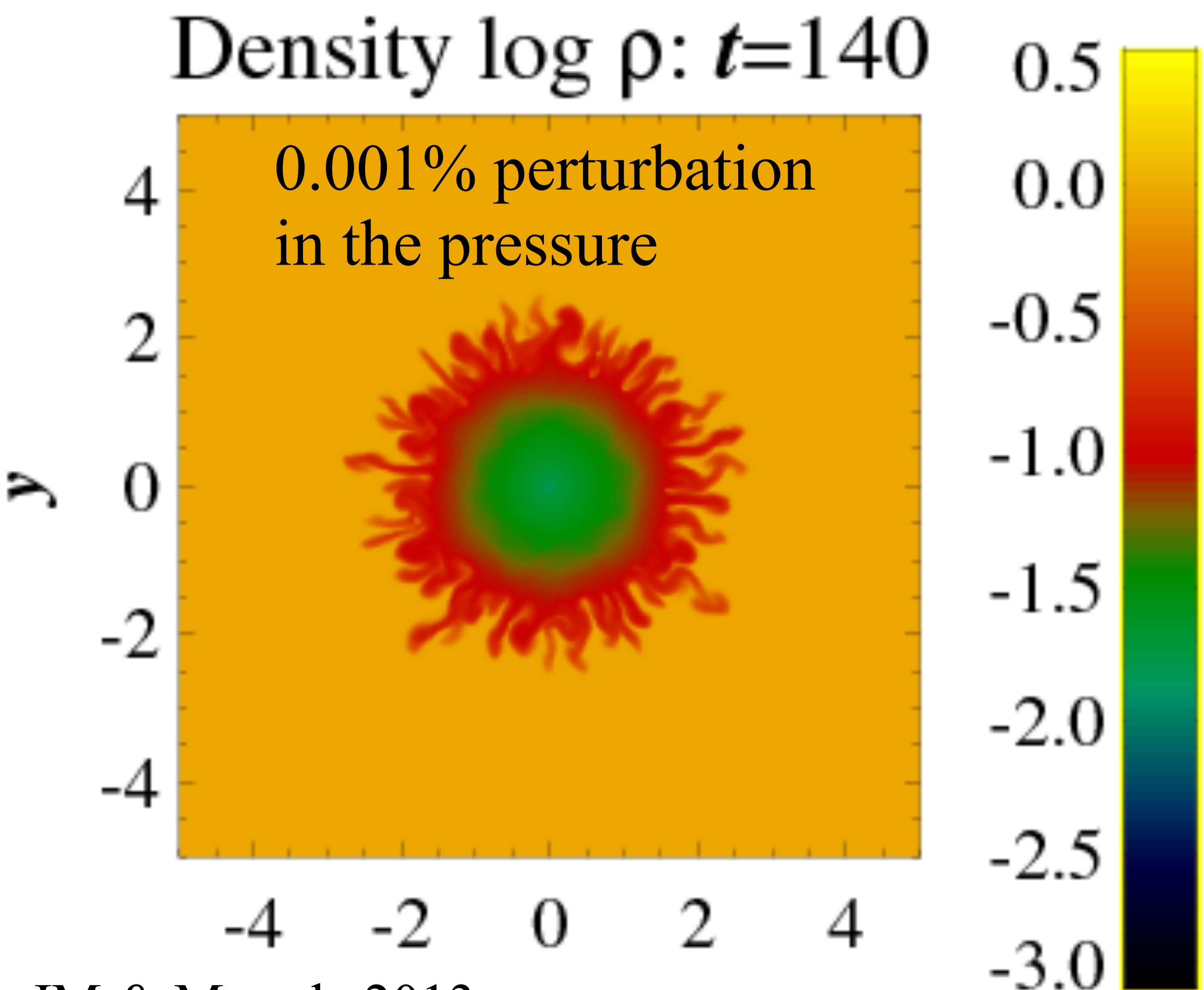
$$\mathrm{Im}\ \omega = \sqrt{gk\frac{(\gamma^2\rho h')_{jet} - (\gamma^2\rho h')_{co}}{(\gamma^2\rho h)_{jet} + (\gamma^2\rho h)_{co}}}$$

$$= \sqrt{2.7 \times 10^{-4} \times 40 \times \frac{533}{415}} \sim 0.12$$

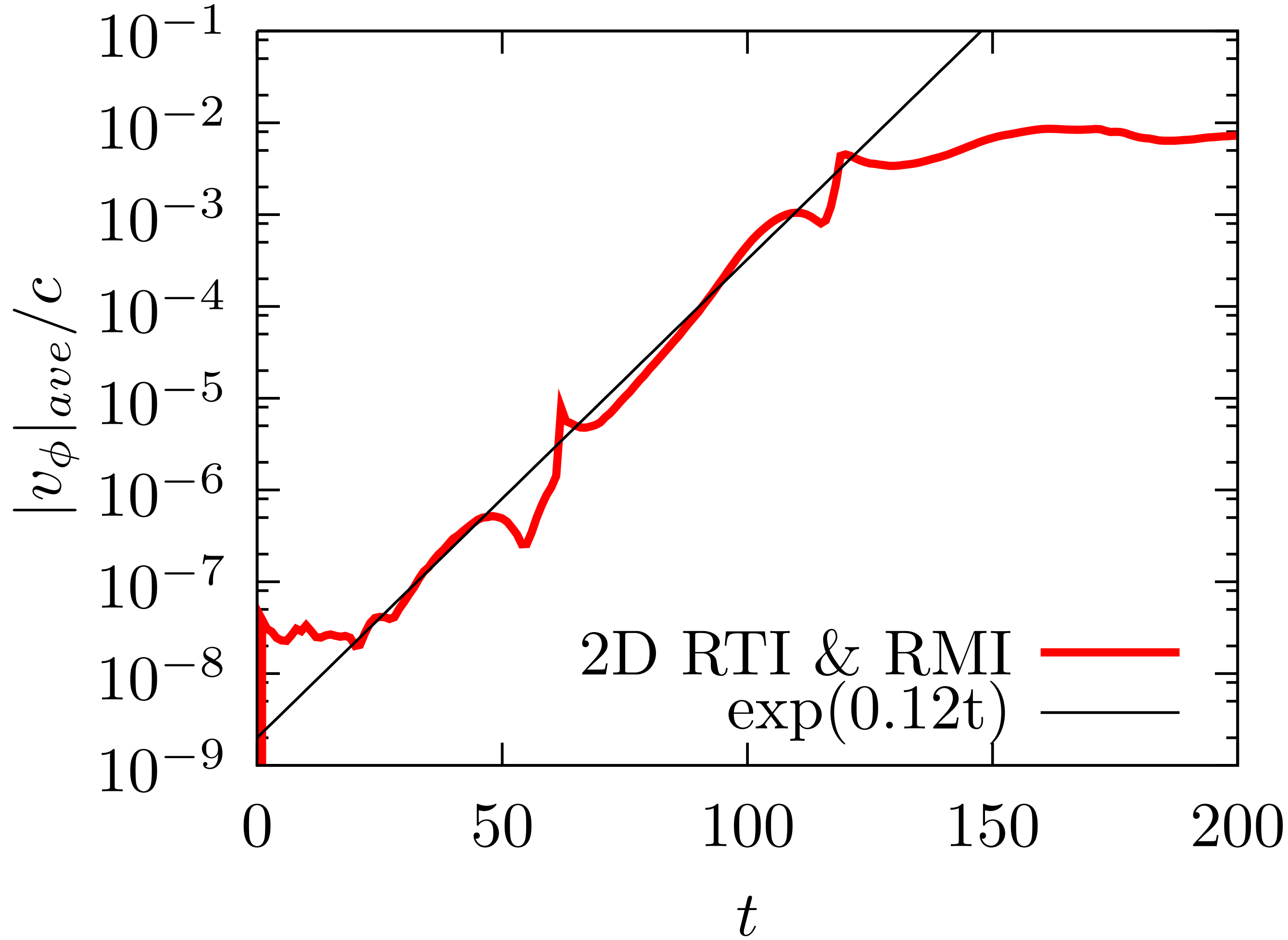
$$g = \frac{r_{jet}}{\tau_{osci}^2} = \frac{1}{60^2} = 2.7 \times 10^{-4}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sim \frac{2\pi}{2\pi r_{jet}/40} = 40$$

2D RTI & RMI



JM & Masada 2013



$$\mathrm{Im}\,\omega = \sqrt{gk\frac{(\gamma^2\rho h')_{jet} - (\gamma^2\rho h')_{co}}{(\gamma^2\rho h)_{jet} + (\gamma^2\rho h)_{co}}}$$

$$= \sqrt{2.7\times10^{-4}\times 40\times\frac{533}{415}} \sim 0.12$$

$$g = \frac{r_{jet}}{\tau_{osci}^2} = \frac{1}{60^2} = 2.7\times10^{-4}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sim \frac{2\pi}{2\pi r_{jet}/40} = 40$$

3D Local Simulation for the Jet

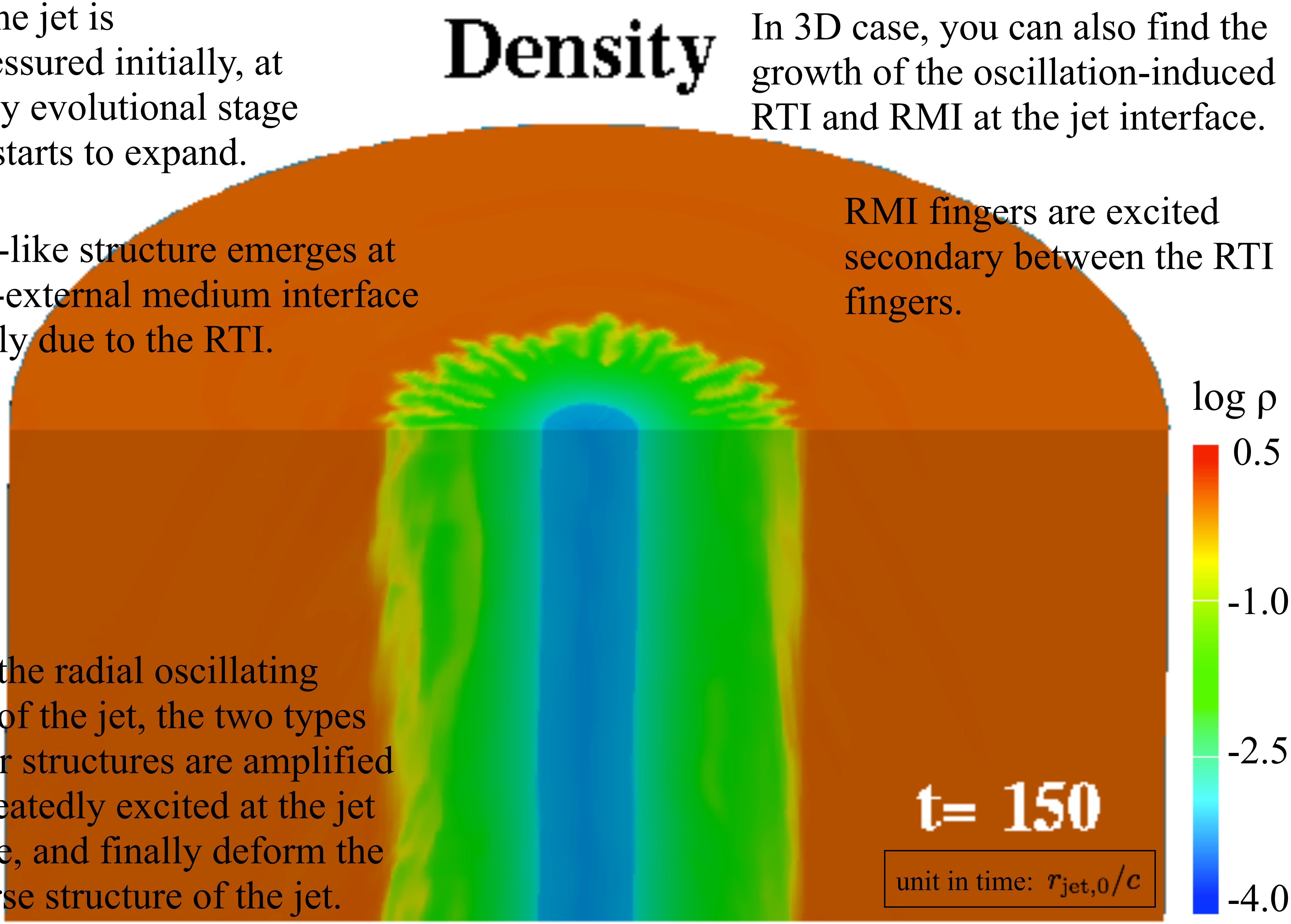
Since the jet is overpressured initially, at the early evolutional stage the jet starts to expand.

In 3D case, you can also find the growth of the oscillation-induced RTI and RMI at the jet interface.

Finger-like structure emerges at the jet-external medium interface primally due to the RTI.

RMI fingers are excited secondary between the RTI fingers.

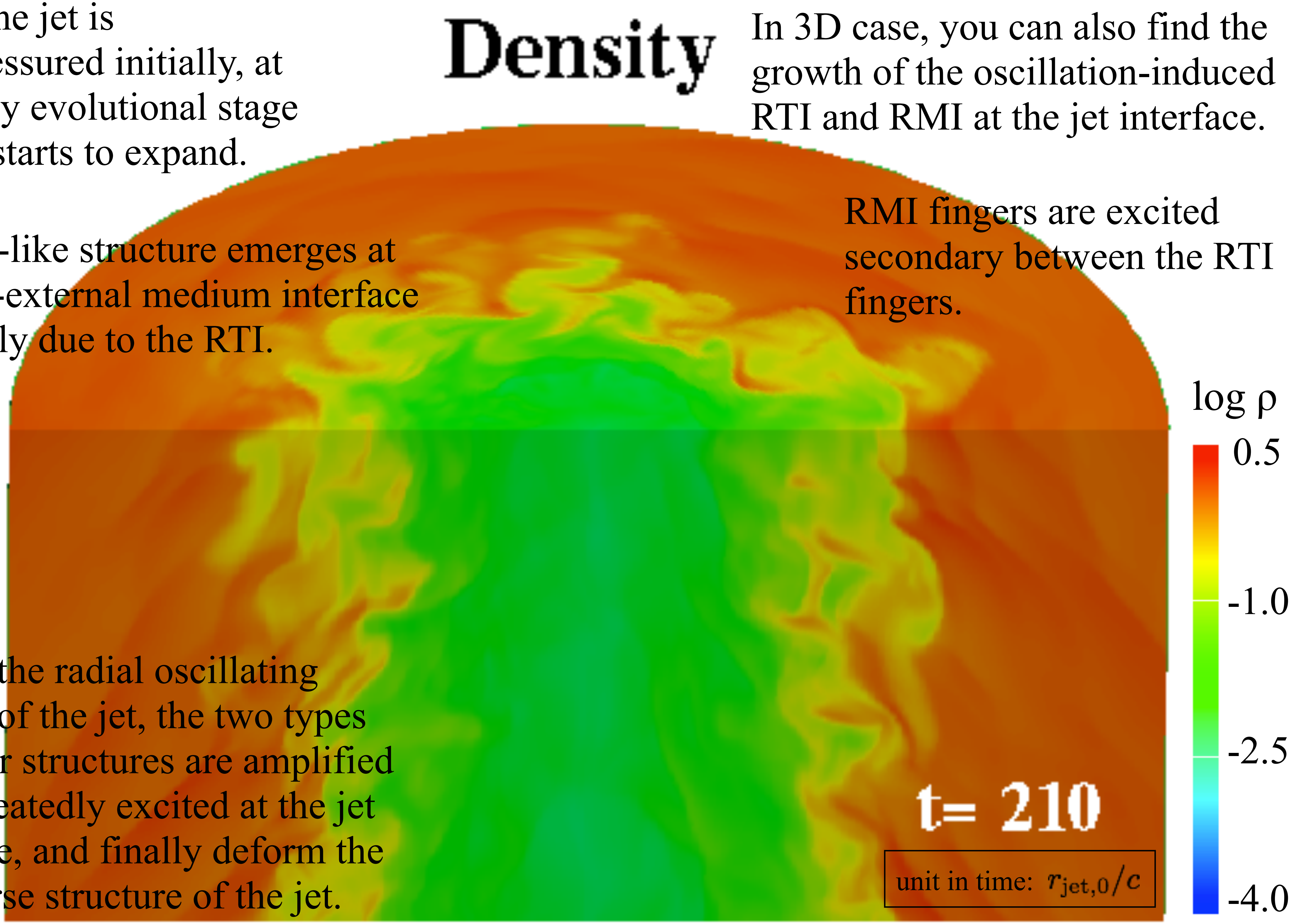
During the radial oscillating motion of the jet, the two types of finger structures are amplified and repeatedly excited at the jet interface, and finally deform the transverse structure of the jet.



3D Local Simulation for the Jet

Since the jet is overpressured initially, at the early evolutional stage the jet starts to expand.

In 3D case, you can also find the growth of the oscillation-induced RTI and RMI at the jet interface.

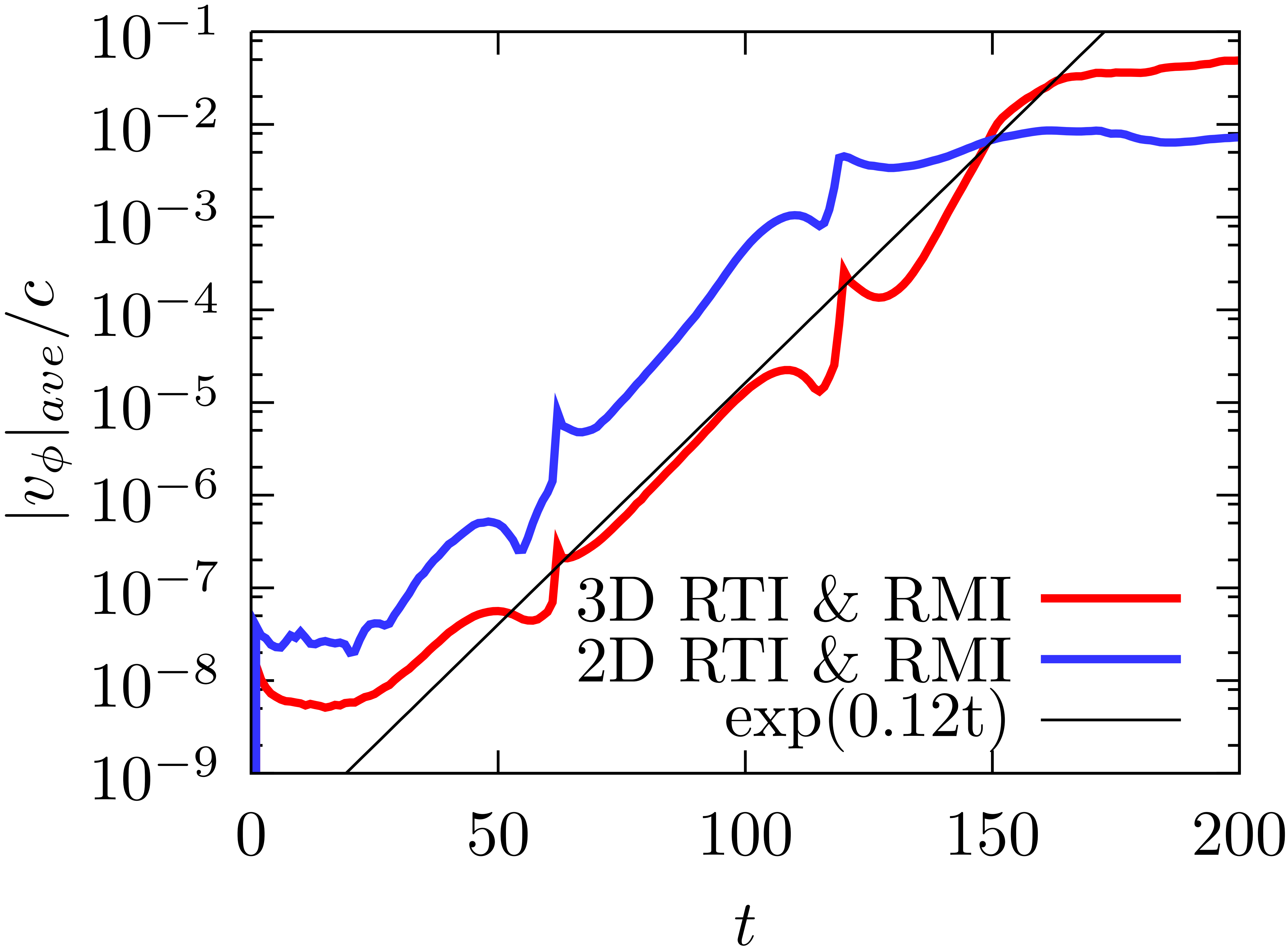


Finger-like structure emerges at the jet-external medium interface primally due to the RTI.

RMI fingers are excited secondary between the RTI fingers.

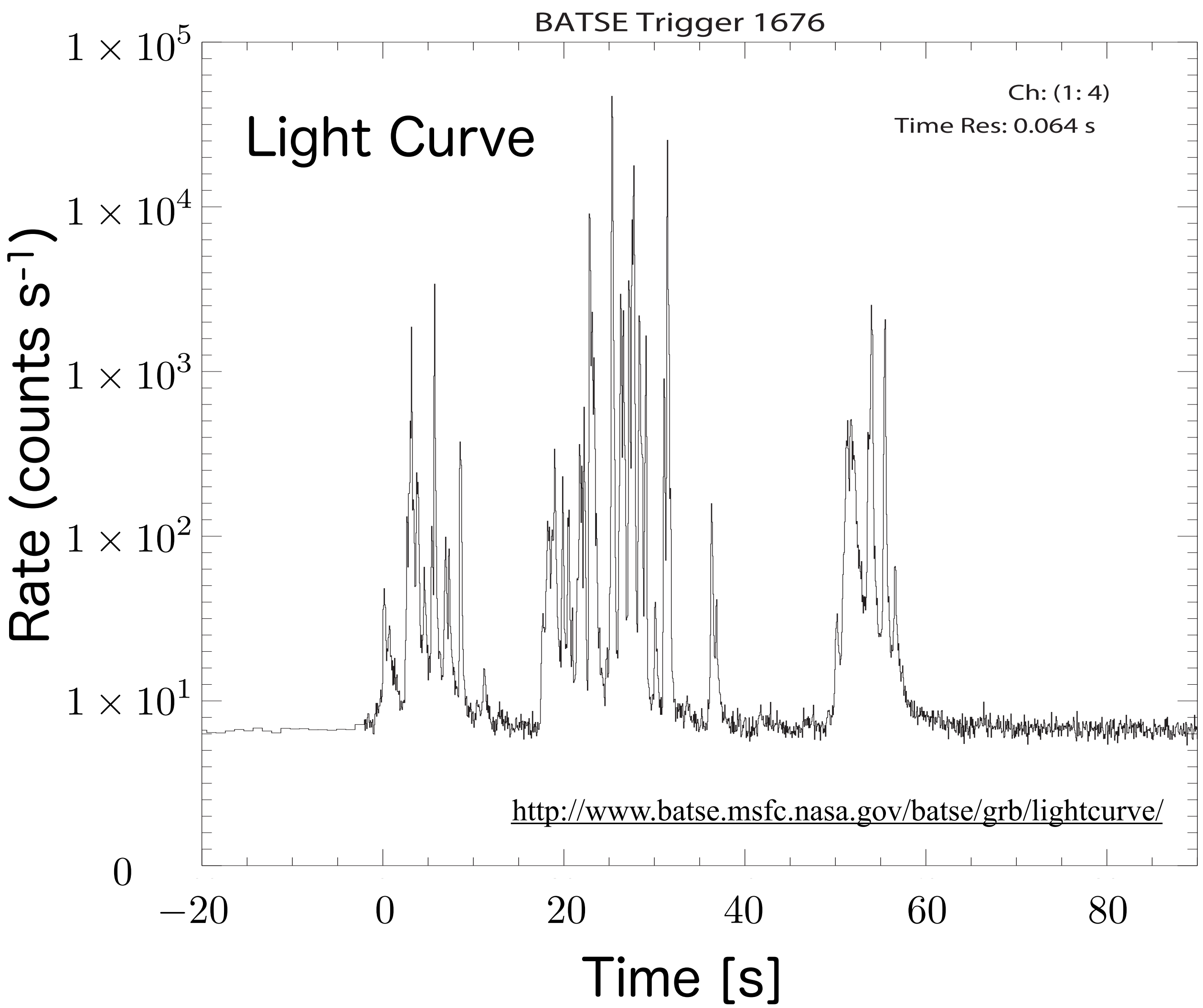
During the radial oscillating motion of the jet, the two types of finger structures are amplified and repeatedly excited at the jet interface, and finally deform the transverse structure of the jet.

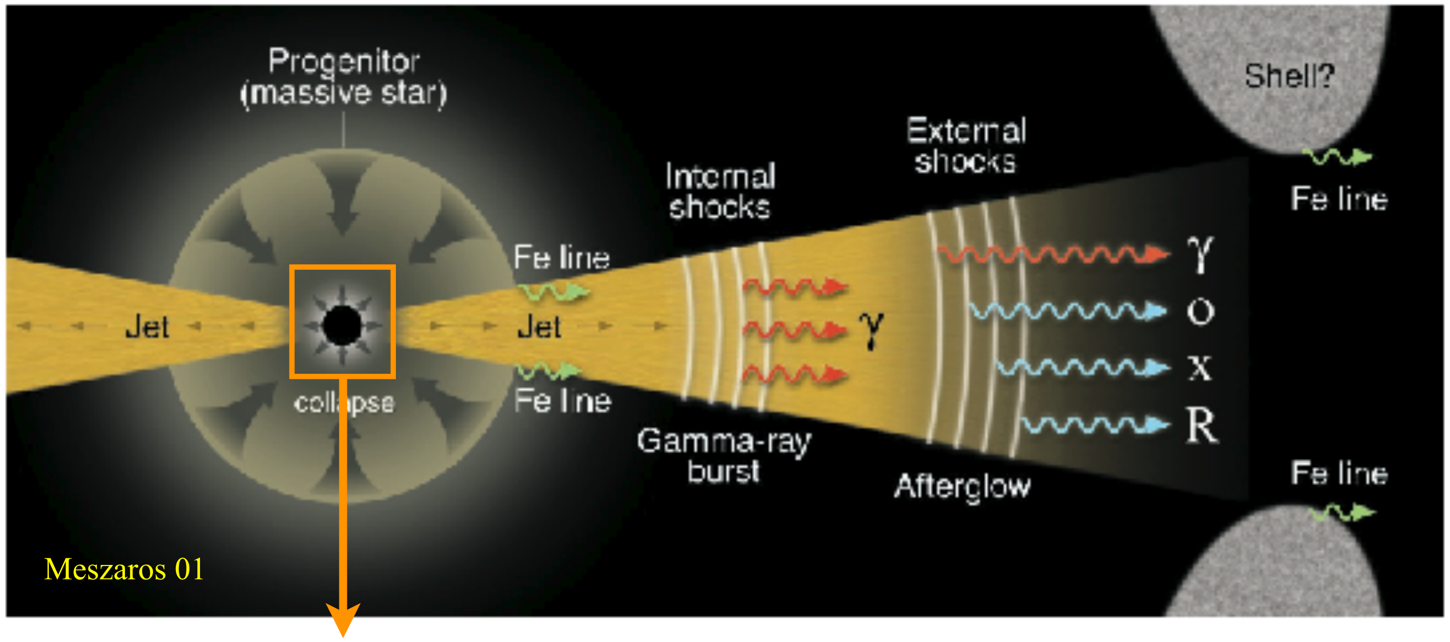
2D vs 3D:不安定性の成長



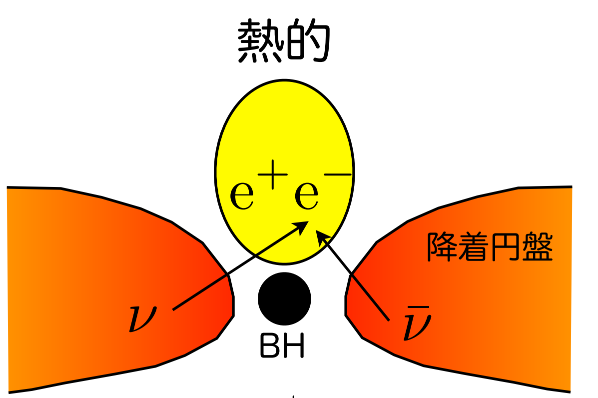
ガンマ線バーストジェットへの応用

ガンマ線バースト



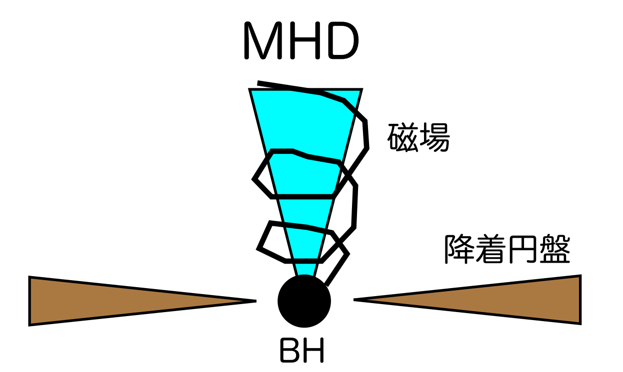


中心エンジン (相対論的ジェットの駆動機構)



$\nu\bar{\nu}$-対消滅→ e^+e^--対消滅

→ファイアボール→ジェット



BH/降着円盤の回転エネルギーを磁場を介してジェットに転化

- 数百keV程度の軟ガンマ線での突発現象
- 大質量星の崩壊
- 相対論的ジェット
- ローレンツ因子：

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} > 100$$

■ 即時放射：内部衝撃波？光球面放射？

■ 残光：外部衝撃波

→ 放射機構を理解するうえで相対論的ジェットの構造・安定性の把握は必要不可欠

三次元相対論的MHDコード

- 計算スキーム：
  相対論版HLLD (Mignone & Bodo 09)
- 特殊相対論
- 理想MHD
- 状態方程式：
  理想気体の状態方程式
- 精度
  空間：2次　時間：2次
- 補間法：
  MUSCL
- 保存量から基本量へのリカバリー方法:
  Mignone & McKinney 2007
- 誘導方程式の解法:
  Upwind constrained transport (UCT)
  (Londrillo & Del Zanna 2004)
  HLLD-UCT (Minoshima et al. 2015)
  新たに相対論版HLLD-UCTを開発

■ 基礎方程式

mass conservation

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma\rho) + \nabla\cdot(\gamma\rho\mathbf{v}) = 0$$

momentum conservation

$$\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial t} + \nabla\cdot\left[\gamma^2\rho h\frac{\mathbf{vv}}{c^2} + \left(P + \frac{B^2+E^2}{8\pi}\right)\mathbf{I} - \frac{\mathbf{BB}+\mathbf{EE}}{4\pi}\right] = 0$$

energy conservation

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nabla\cdot\mathbf{R}c^2 = 0$$

induction equation

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla\times(\mathbf{v}\times\mathbf{B}) = 0$$

momentum density vector

$$\mathbf{R} \equiv \gamma^2\rho h\frac{\mathbf{v}}{c^2} + \frac{\mathbf{B}\times\mathbf{E}}{4\pi c}$$

energy density

$$\epsilon \equiv \gamma^2\rho h - P + \frac{B^2+E^2}{8\pi}$$

electric field

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v}\times\mathbf{B}}{c}$$

specific enthalpy

$$\frac{h}{c^2} = 1 + \frac{\Gamma}{\Gamma-1}\frac{P}{\rho c^2}$$

ratio of specific heats

$$\Gamma = \frac{4}{3}$$

Lorentz factor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$$

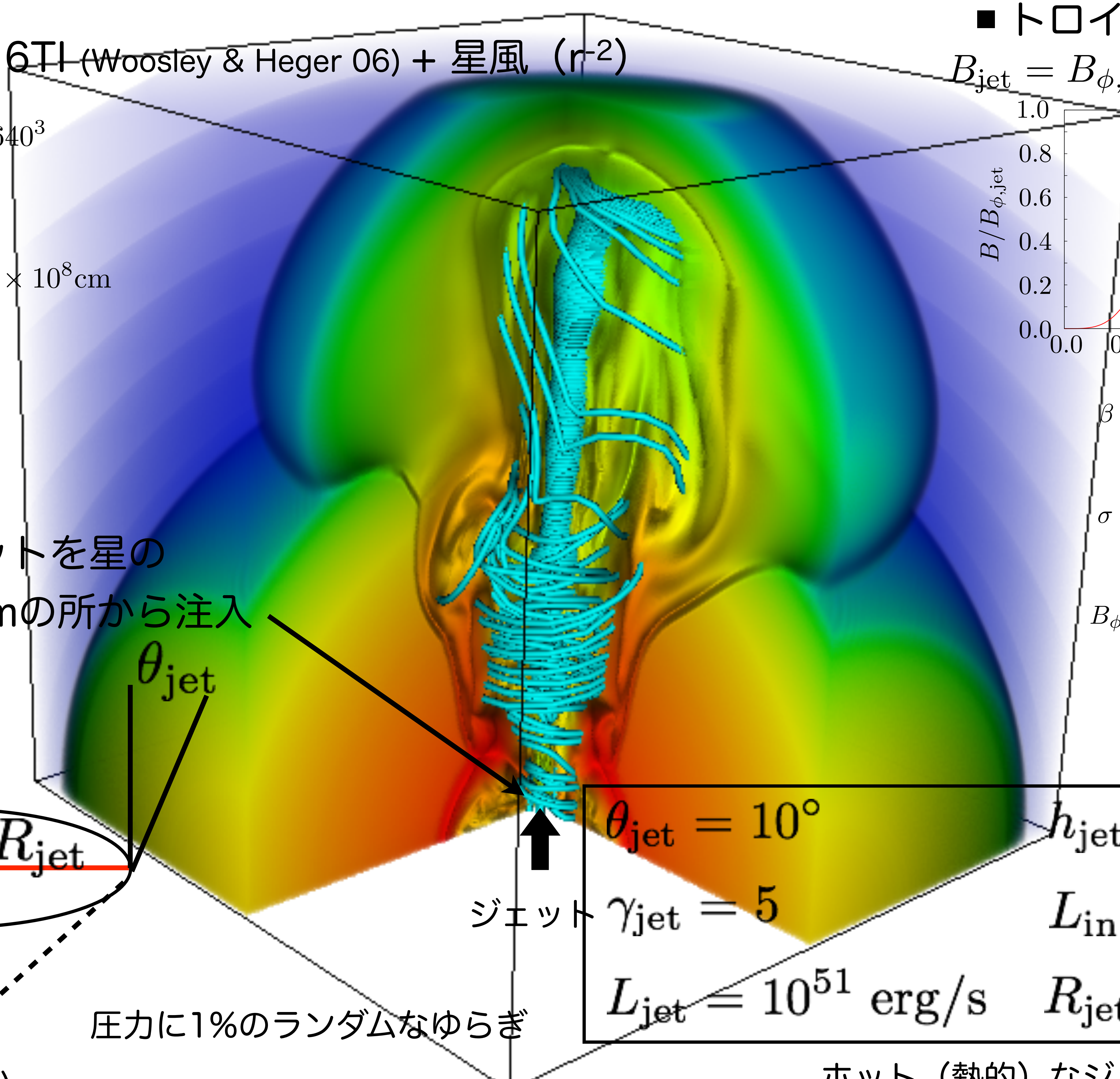
設定：星内部を伝搬するGRBジェット

親星モデル：16TI (Woosley & Heger 06) + 星風（r^{-2}）

グリッド数： 640^3

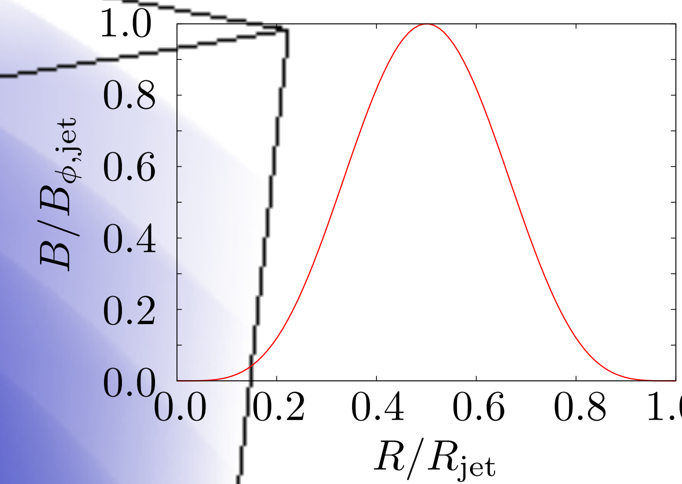
解像度：

$\Delta x = \Delta y = \Delta z = 2 \times 10^8 \mathrm{cm}$



■ トロイダル磁場のみ

$$B_{\rm jet} = B_{\phi,\rm jet} \sin^4(R/R_{\rm jet})$$



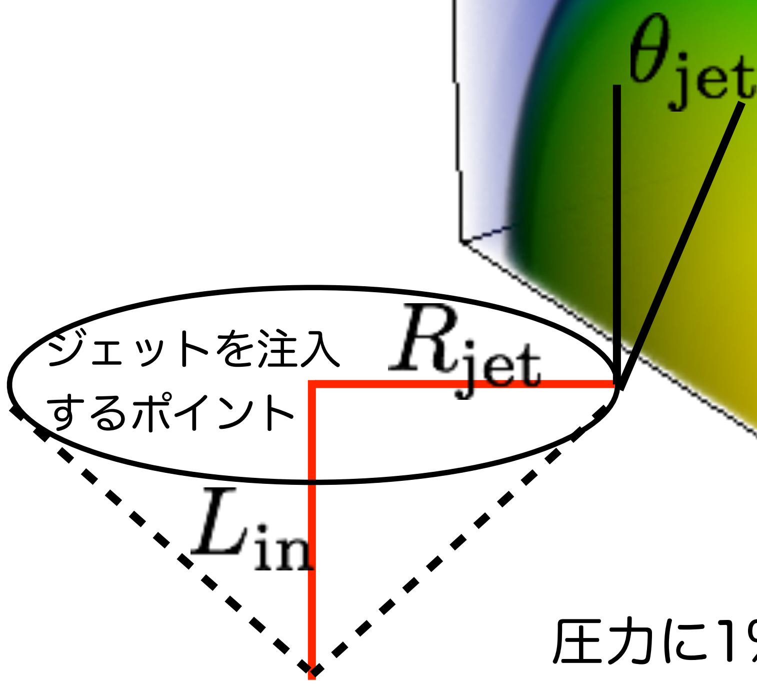
$$\beta = P_{\rm gas}/P_{\rm mag} = 0.5, 1, 0^1, 10^2, 10^3$$

$$\sigma = \frac{B_{\phi,\rm jet}^2}{4\pi\gamma_{\rm jet}^2\rho c^2} \sim \frac{h_{\rm jet}}{2\beta} = 60, 30, 3, 0.3, 0.03, 0$$

$$B_{\phi,\rm jet}/10^{10}\mathrm{G} = 39, 28, 8.7, 2.8, 0.87, 0$$

$$\boxed{h = 1 + \frac{P}{\rho c^2}}$$

相対論的ジェットを星の
中心から10^9cmの所から注入



星の中心

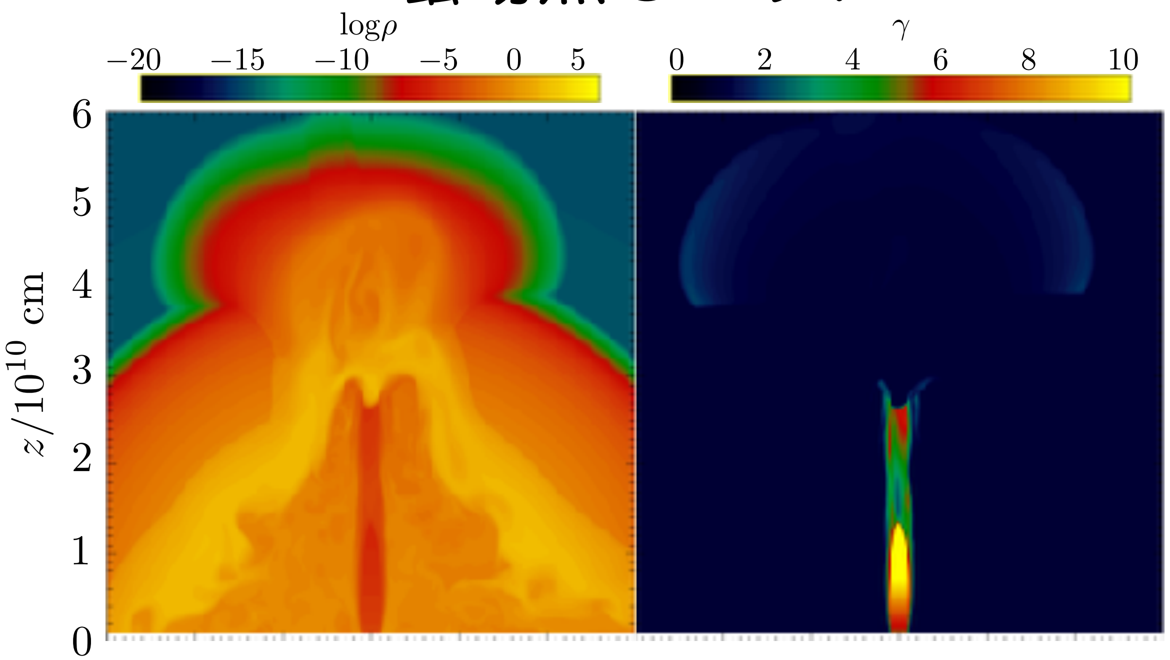
圧力に1%のランダムなゆらぎ

$\theta_{\rm jet} = 10^\circ$	$h_{\rm jet} = 60$
$\gamma_{\rm jet} = 5$	$L_{\rm in} = 10^9$ cm
$L_{\rm jet} = 10^{51}$ erg/s	$R_{\rm jet} = 10^9$ cm

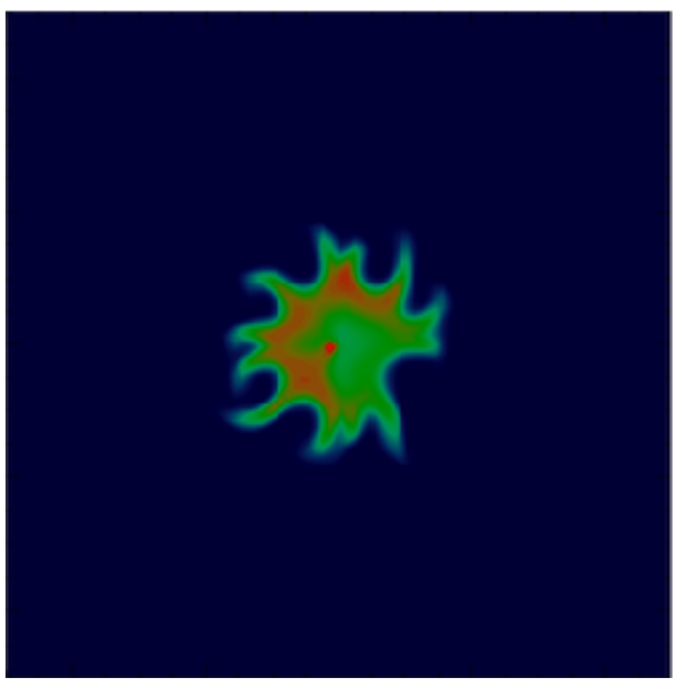
ホット（熱的）なジェット

星内部を伝搬するGRBジェット

磁場無しモデル

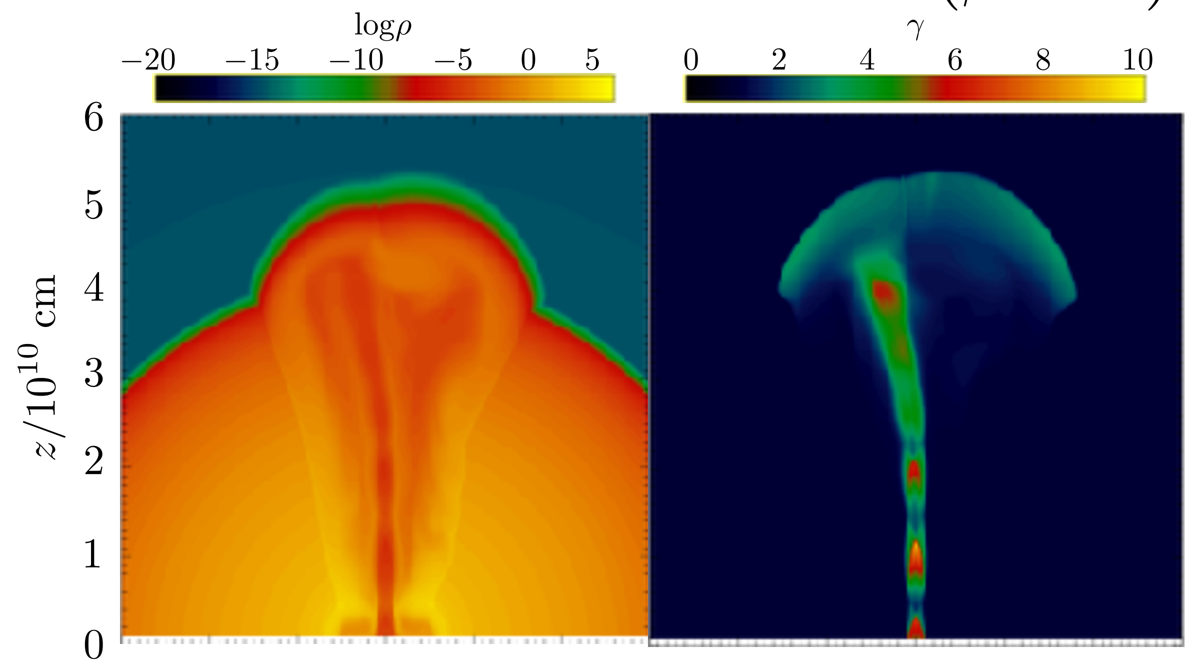


ジェットの断面図 (Lorentz factor)

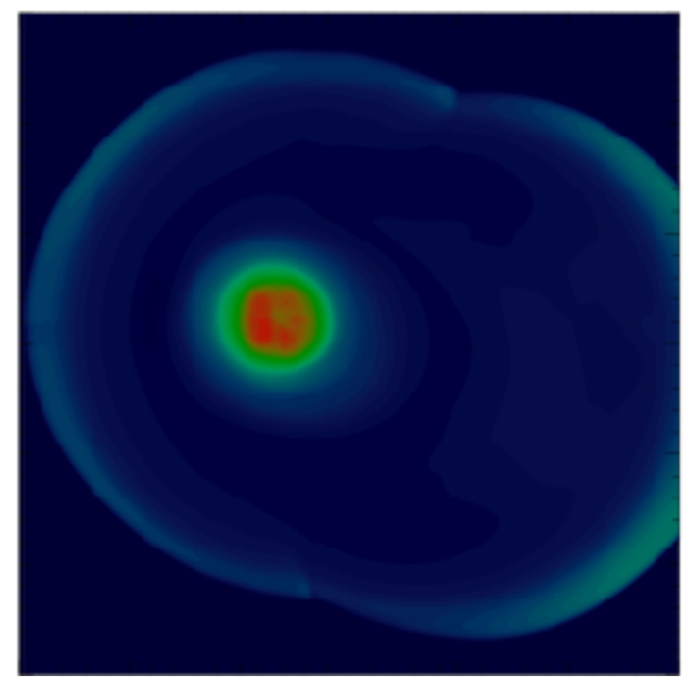


ジェットの境界でRayleigh-Taylor及び
Richtmyer-Meshkov不安定性が成長

MHDモデル　$(\beta = 1)$

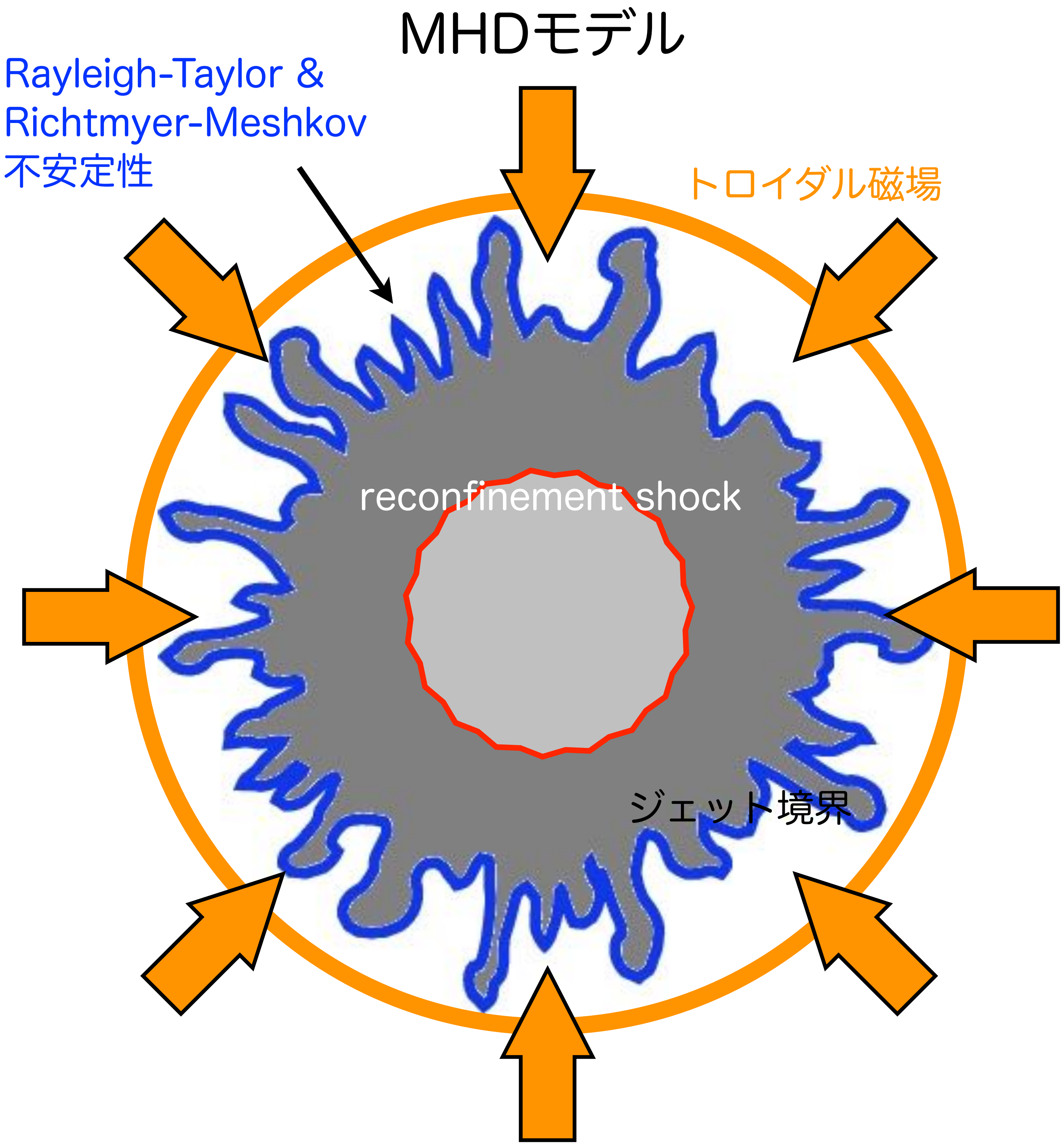


ジェットの断面図 (Lorentz factor)



$\beta \leq 1$ の場合、トロイダル磁場の磁気張力に
よりジェット境界での不安定の成長が抑制

磁気張力による不安定性の抑制



ジェットの断面図

ジェット境界の流体不安定性による揺らぎは**トロイダル磁場の磁気張力**によって抑制

パラメータサーベイ：

$$\beta = P_{\rm gas}/P_{\rm mag}$$
$$= 0.5,\ 1,\ 10^1,\ 10^2,\ 10^3$$

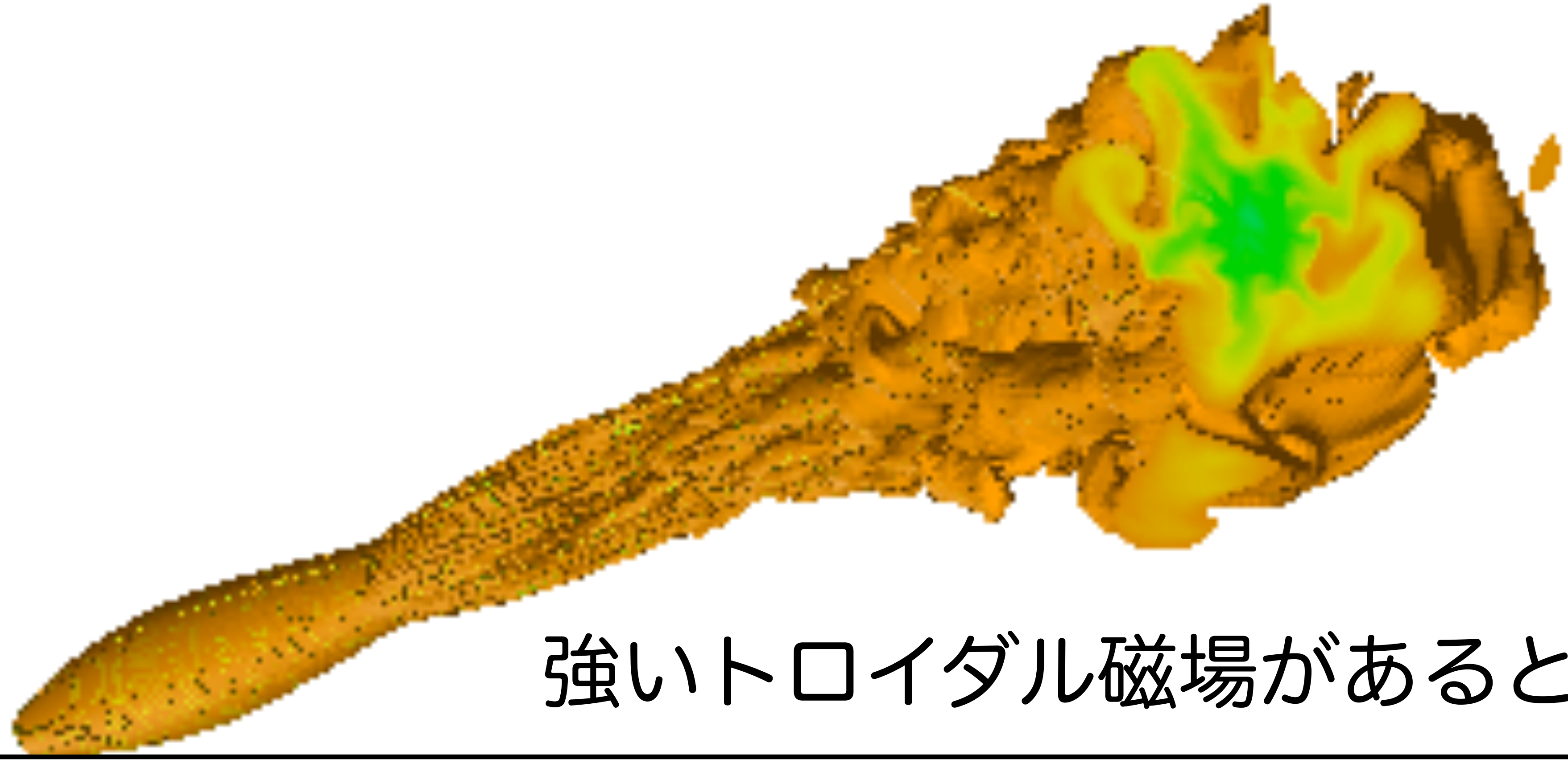
$\beta \leq 1$ の時、流体不安定性の成長は抑制

← Rayleigh-Taylor不安定性のドライビングフォースはジェット境界に働く圧力勾配力

まとめ

磁場がない状況では、
reconfinement shockがたつとジェット境界で
Rayleigh-Taylor不安定性とRichtmyer-Meshkov不安定性が成長

(JM & Masada 2013, JM+ 2017, Toma+ 2017)



強いトロイダル磁場があると不安定性は抑制

今後：

天文現象においてこれらの不安定性がどの程度重要か？