希薄波が相対論的高温ジェットに与える影響

松本仁

京都大学大学院理学研究科附属天文台

博士課程３回生

共同研究者：　政田洋平（神戸大学）

柴田一成（京都大学）

相対論的高温ジェットの境界層での加速

なぜ相対論的ジェットは加速が難しいのか？

- ローレンツ因子が増加すると慣性が増加
- 相対論的高温ガスの慣性は内部エネルギー

（AGNジェット： $\gamma \sim 10$, GRB： $\gamma > 100$）

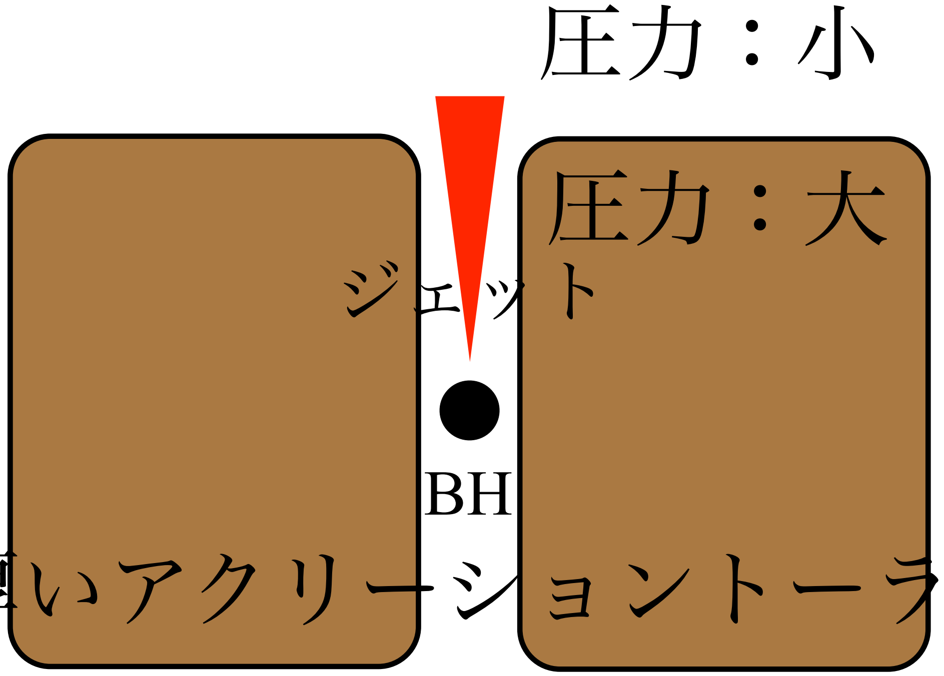
非相対論： $$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x}$$

相対論： $$\underline{\gamma\rho} \frac{D}{Dt}(\underline{\gamma h} v) = -\frac{\partial P}{\partial x}$$

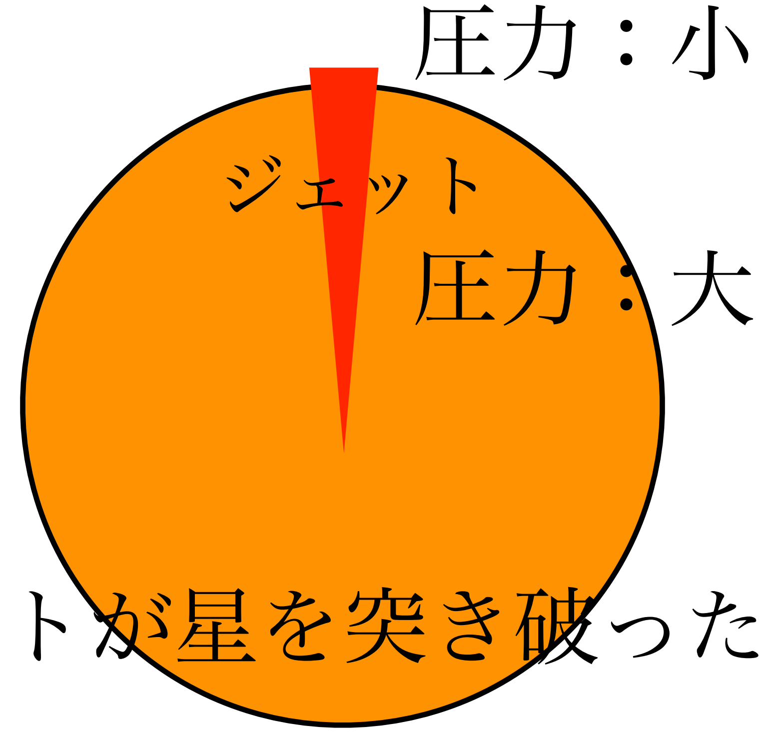
$$h = 1 + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1}\frac{P}{\rho}$$

- 境界層での加速　(Aloy & Rezzolla 06, Mizuno+ 08, Zenitani+ 10)

ジェットを支えている圧力が急激になくなった時



分厚いアクリーショントーラス



ジェットが星を突き破った時

希薄波 (ジェットが膨張) ⇒ 圧力減少 ⇒ 慣性:小 ⇒ 加速 (<u>相対論的効果</u>)

相対論的高温ジェットの境界層での加速

なぜ相対論的ジェットは加速が難しいのか？

- ローレンツ因子が増加すると慣性が増加
- 相対論的高温ガスの慣性は内部エネルギー

（AGNジェット： γ ~ 10, GRB： γ > 100）

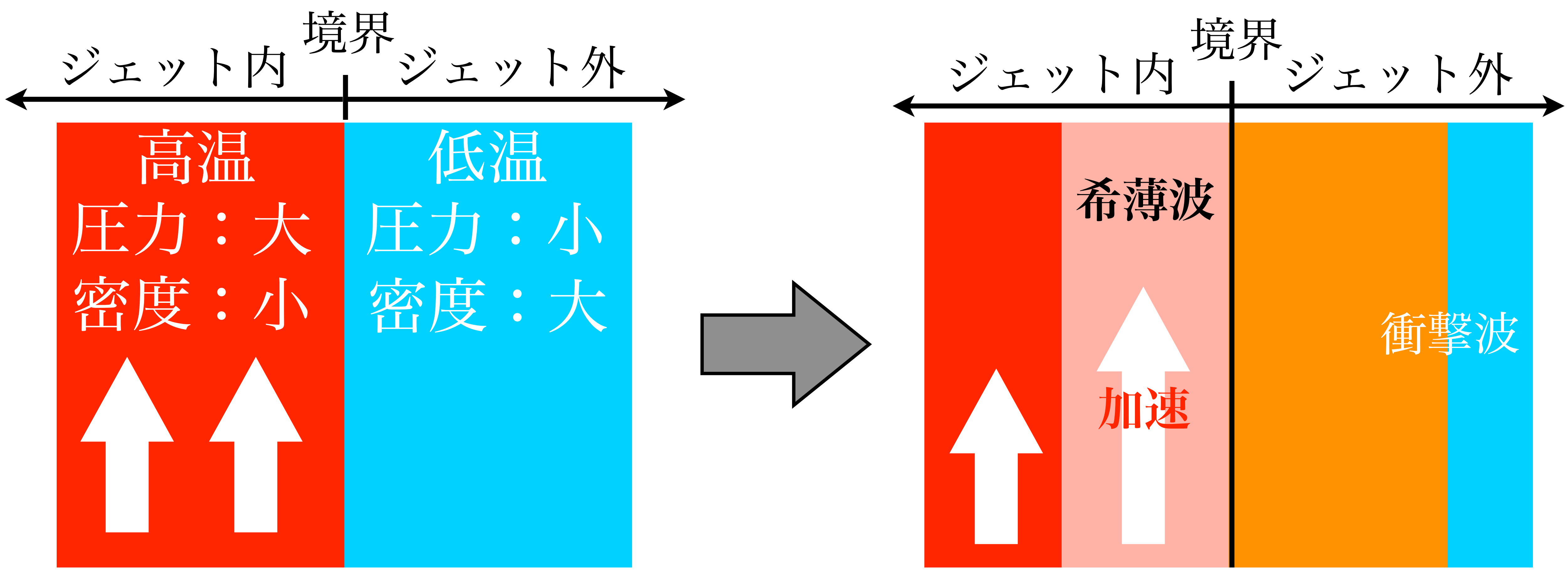
非相対論： $\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x}$

相対論： $\underline{\gamma\rho} \frac{D}{Dt}(\underline{\gamma h}v) = -\frac{\partial P}{\partial x}$

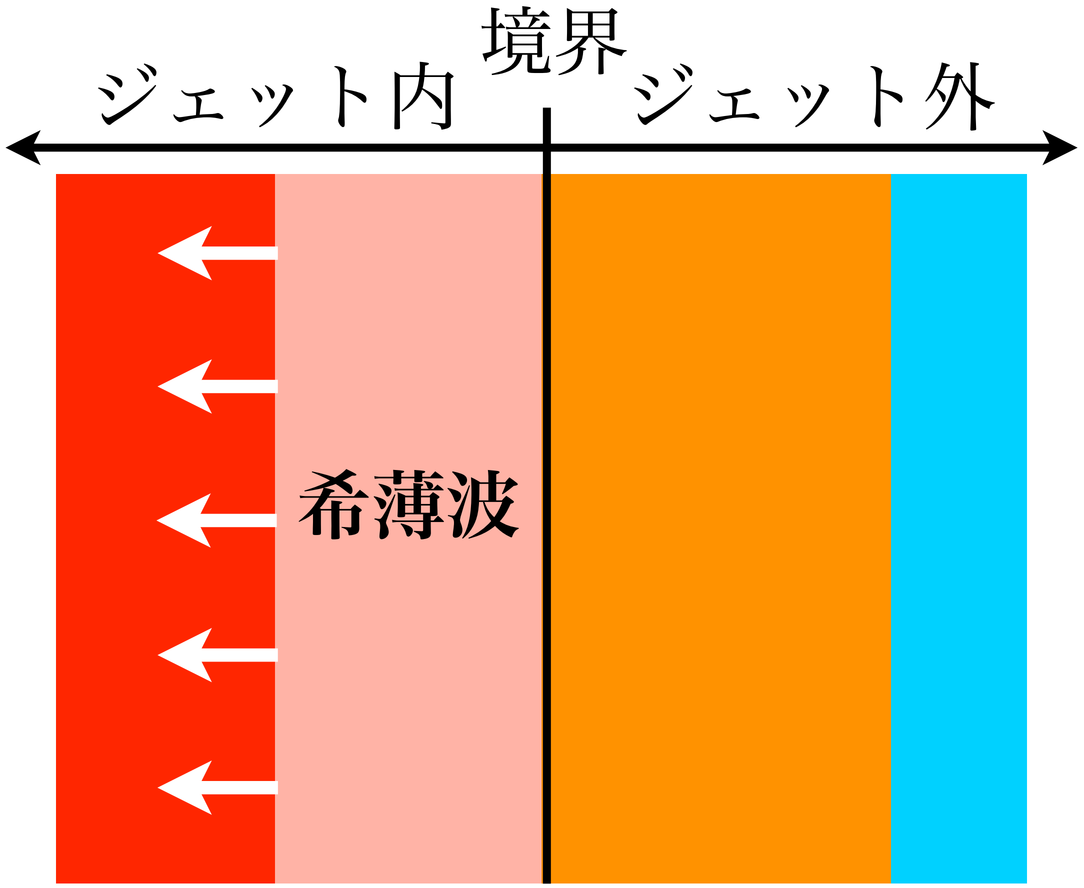
$$h = 1 + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1}\frac{P}{\rho}$$

- 境界層での加速　(Aloy & Rezzolla 06, Mizuno+ 08, Zenitani+ 10)

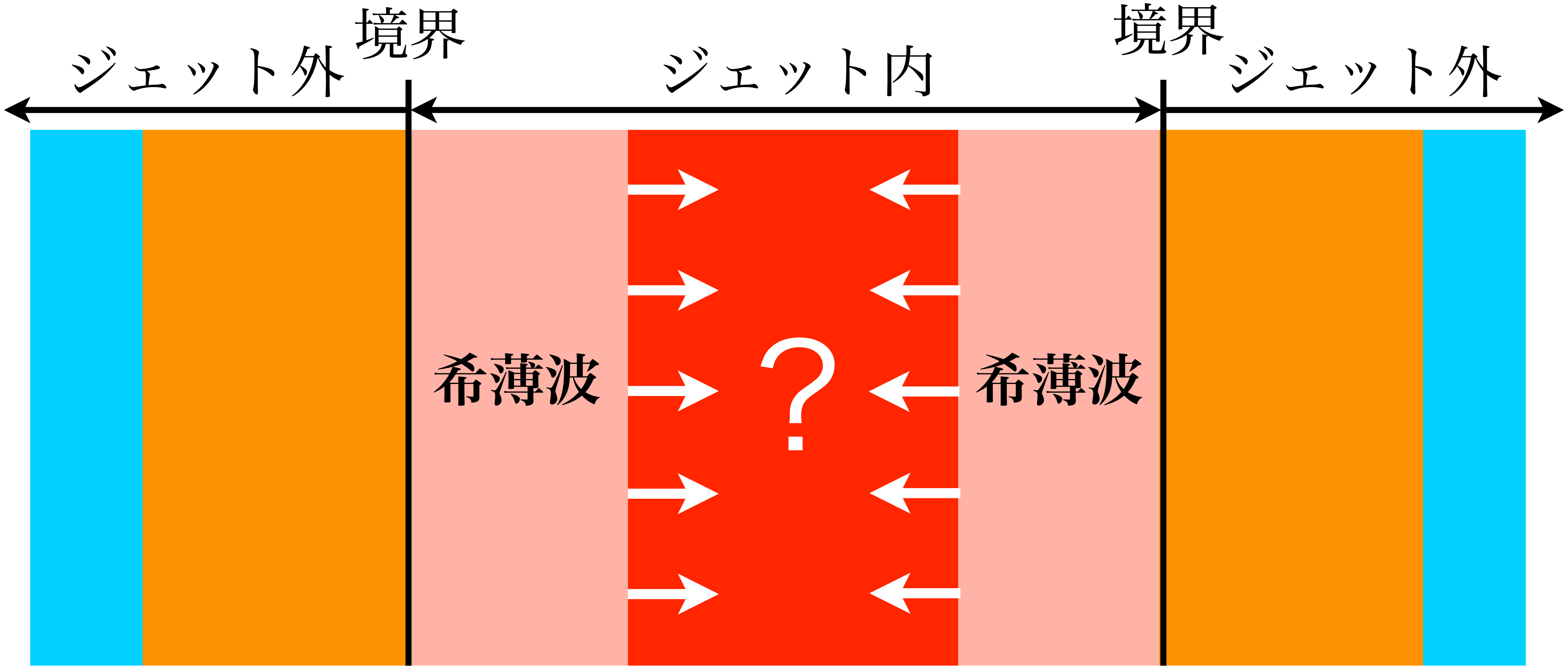
<u>ジェットとジェット外部の媒質との相互作用を1次元で単純化</u>



本研究の目的



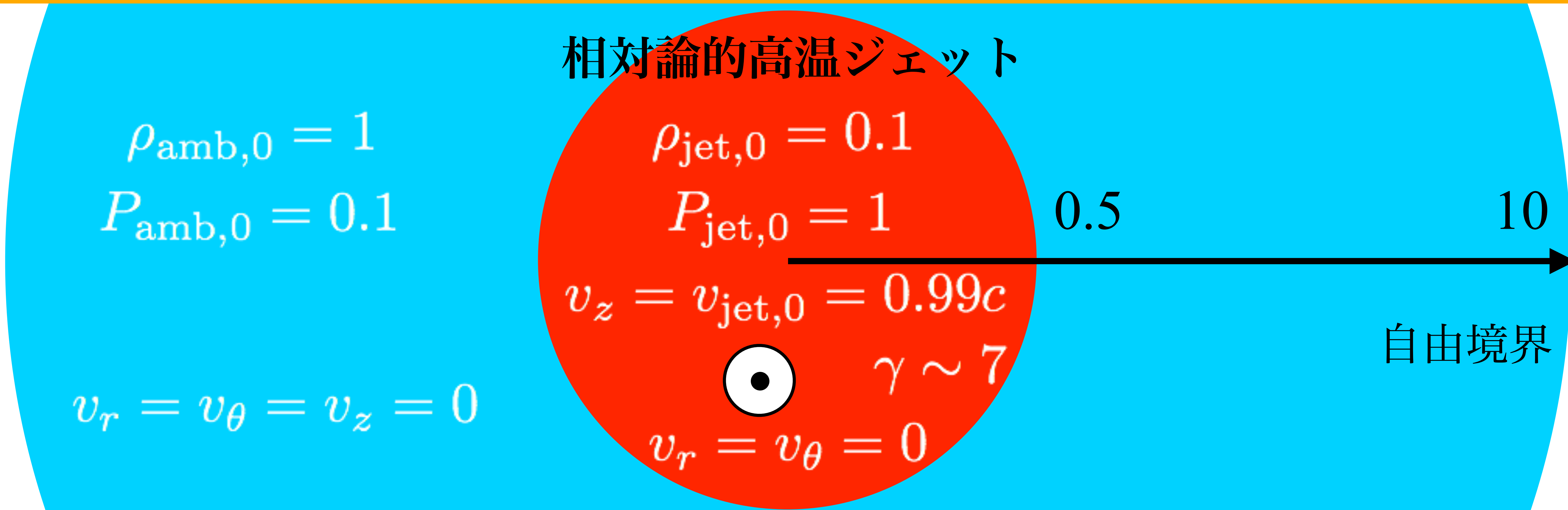
本研究の目的



希薄波同士が相互作用したのち、ジェットのダイナミクスがどう変化するか？

- ジェットの加速
- ジェットの収束、安定性

仮定・状況設定



- 円柱座標2次元: r - θ
- 相対論的高温ジェット（z方向）
- 理想気体
- 数値計算法：HLLC (Mignone & Bodo 05)
- 一様グリッド：$\Delta r = 10/512$, $\Delta\theta = 2\pi/512$

基礎方程式

円柱座標二次元相対論的流体方程式

質量保存

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma\rho) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\gamma\rho v_r) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma\rho v_\theta) = 0$$

運動量保存：r

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma^2\rho h v_r) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r(\gamma^2\rho h v_r^2 + P)) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma^2\rho h v_r v_\theta) = \frac{P}{r}$$

：θ

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma^2\rho h v_\theta) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r(\gamma^2\rho h v_\theta v_r)) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma^2\rho h v_\theta^2 + P) = -\frac{\gamma^2\rho h v_r v_\theta}{r}$$

：z

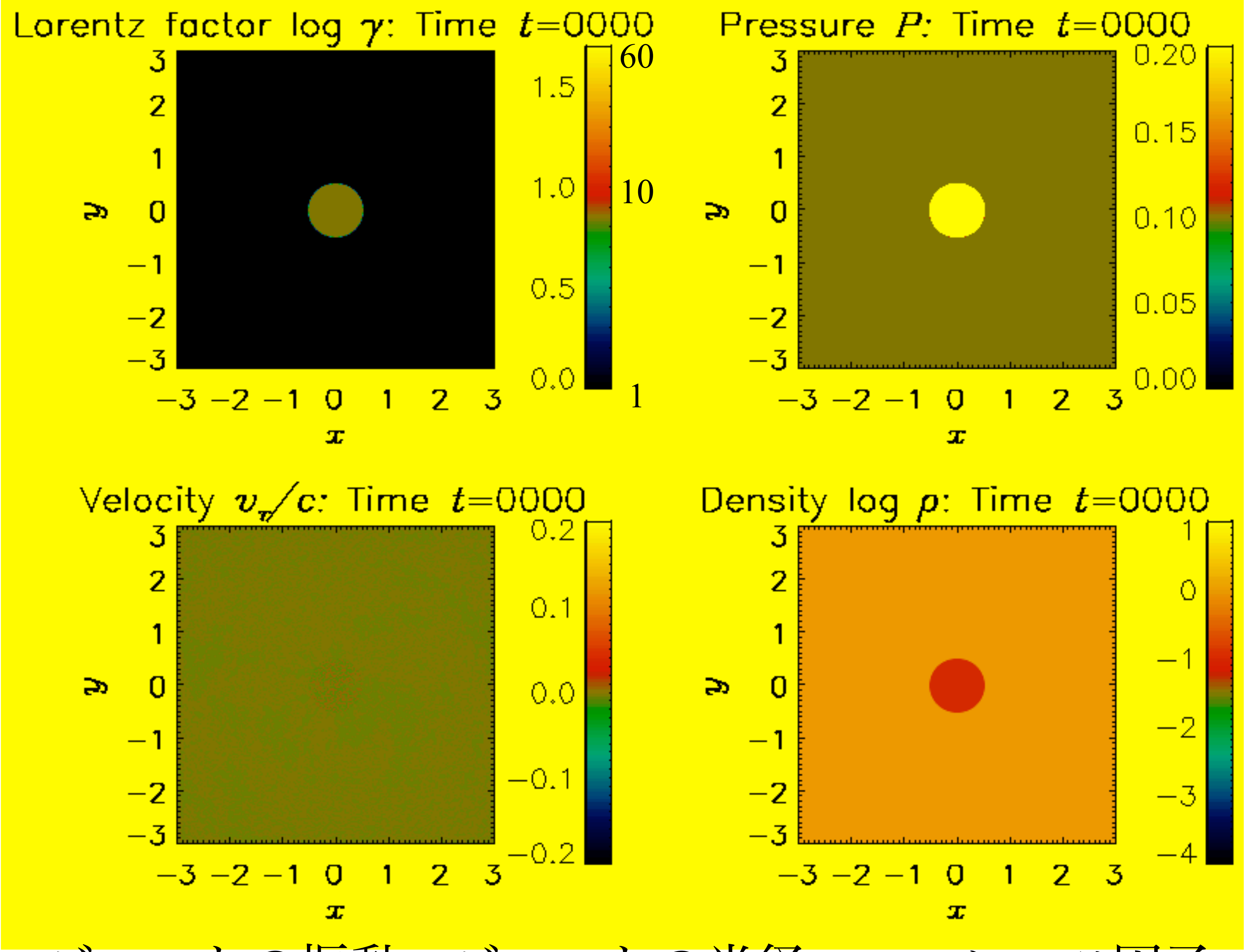
$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma^2\rho h v_z) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r(\gamma^2\rho h v_z v_r)) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma^2\rho h v_z v_\theta) = 0$$

エネルギー保存

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma^2\rho h - P) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r(\gamma^2\rho h v_r)) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma^2\rho h v_\theta) = 0$$

$$h = 1 + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1}\frac{P}{\rho} \qquad \Gamma = \frac{4}{3} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v_r^2+v_\theta^2+v_z^2)}}$$

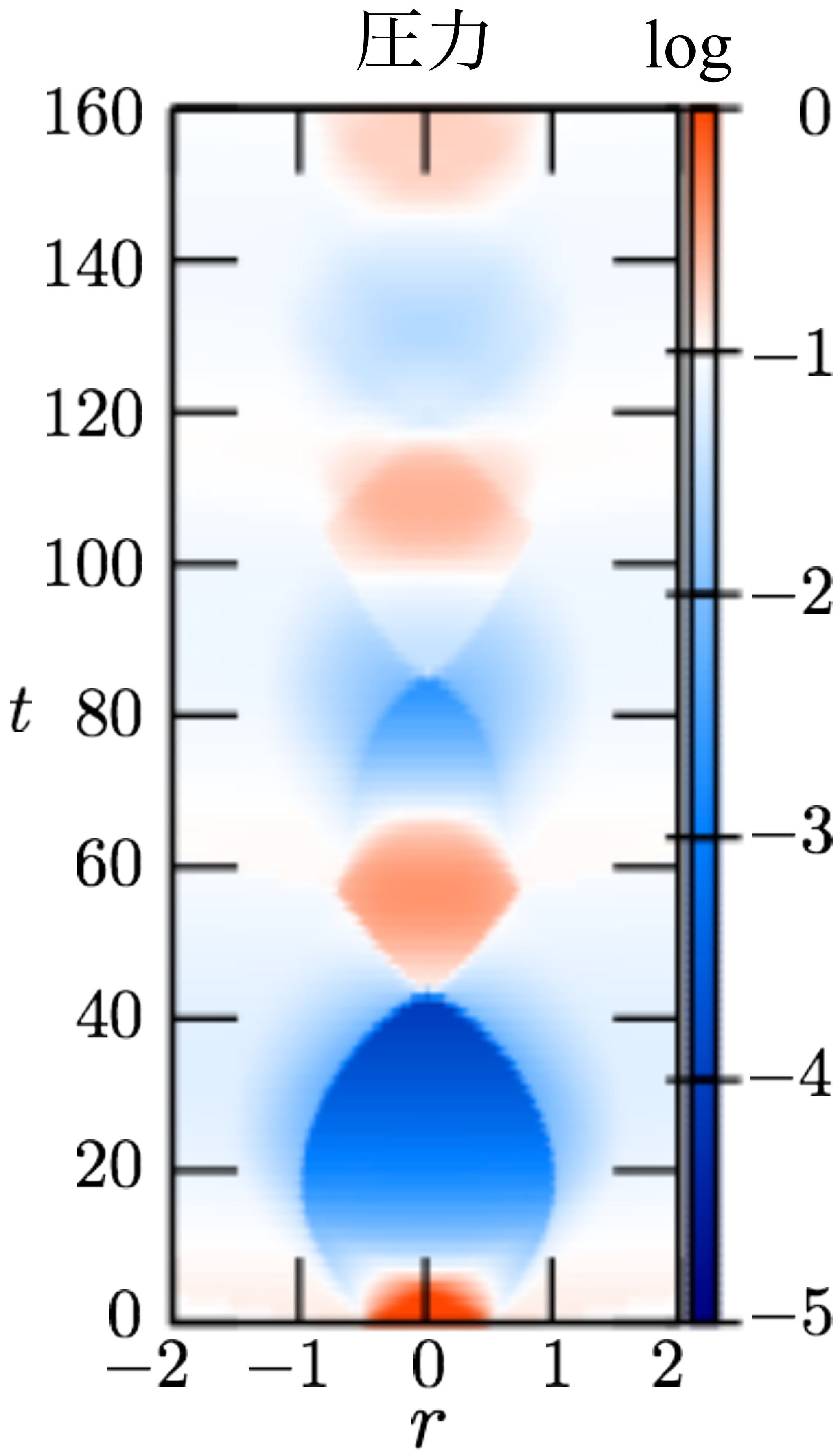
結果：物理量の時間発展

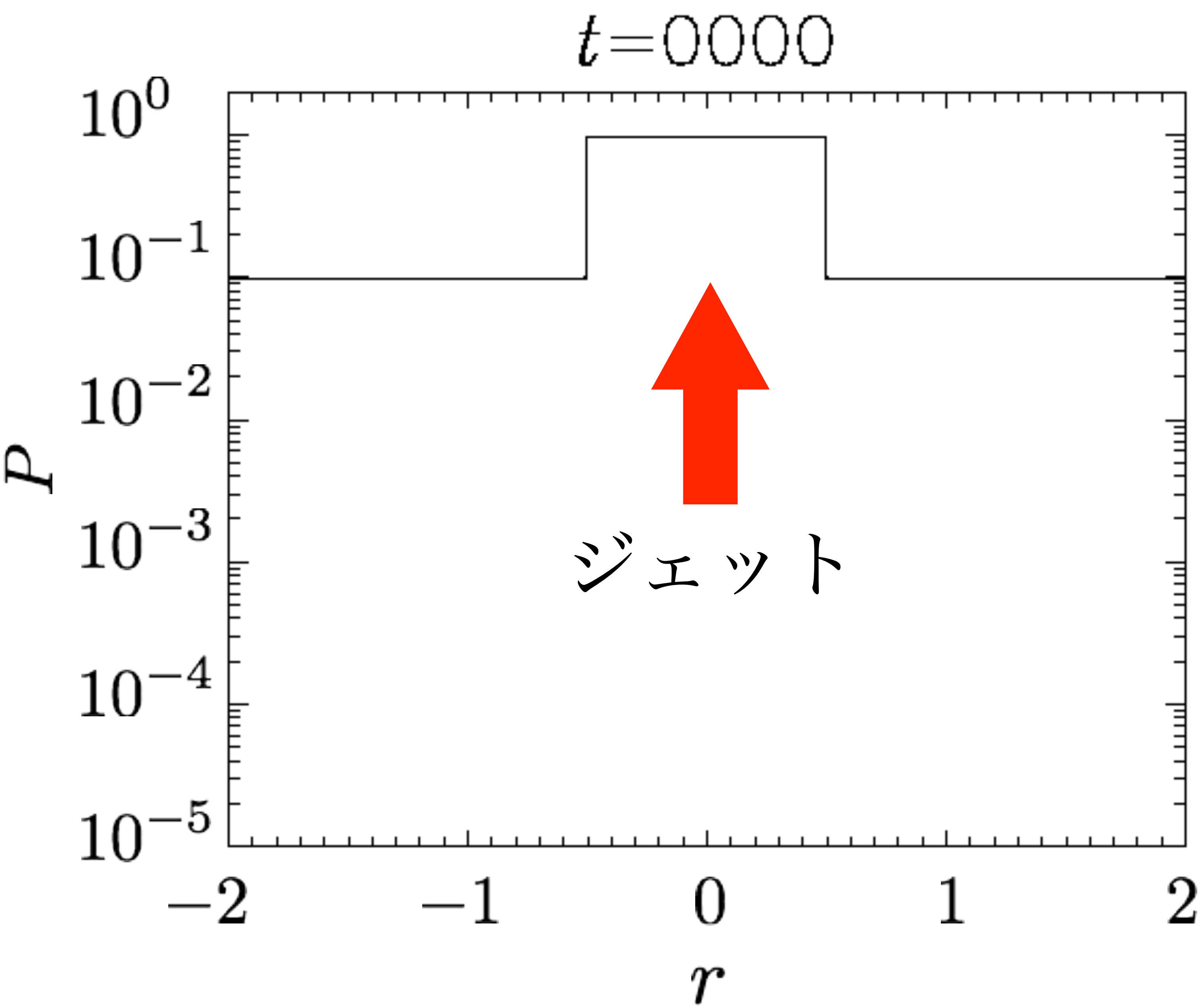


■ ジェットの振動：ジェットの半径、ローレンツ因子

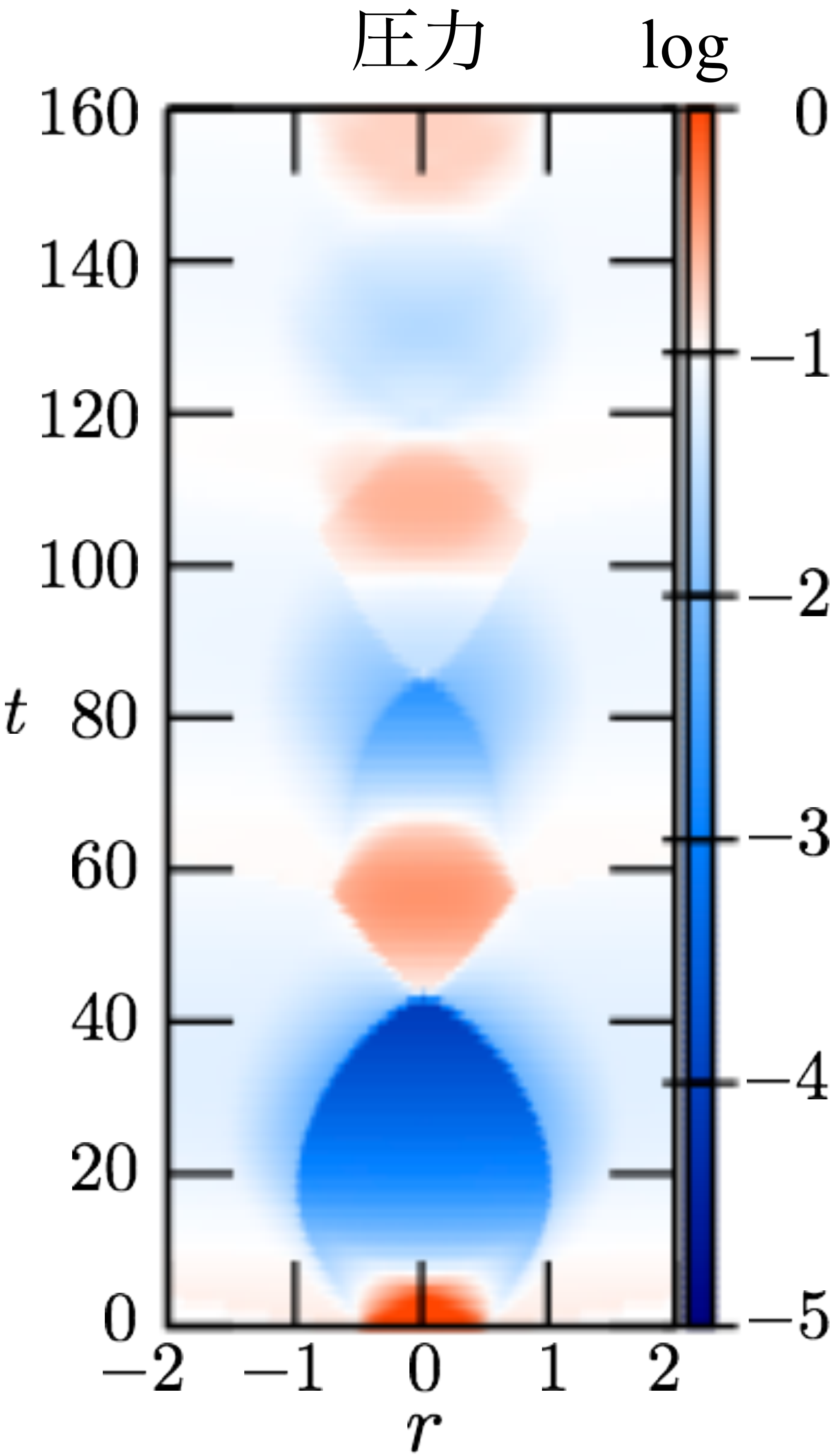
■ Rayleigh-Taylor不安定性 ⇒ ジェットの形状の崩壊

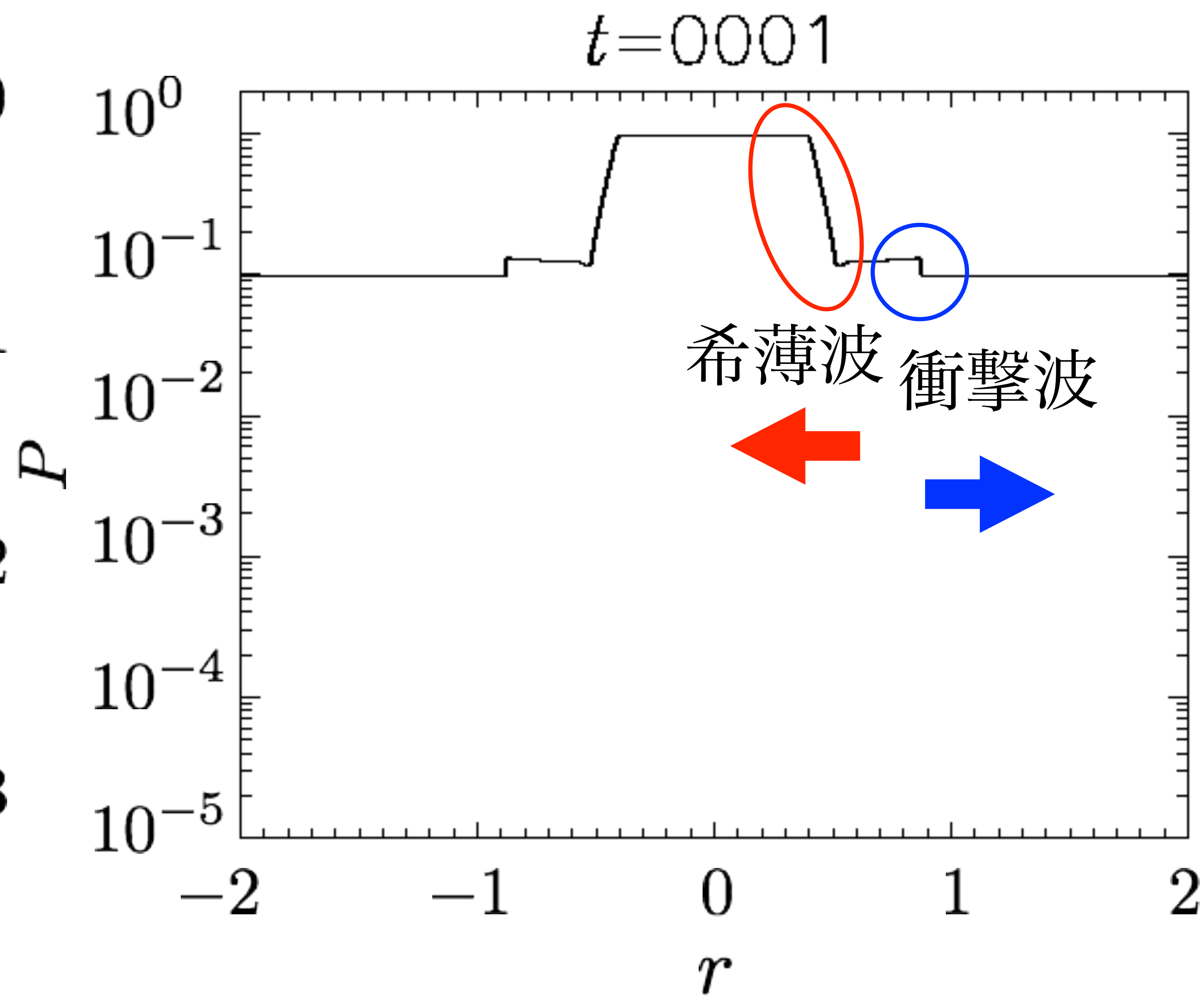
一次元計算　希薄波の相互作用：圧力





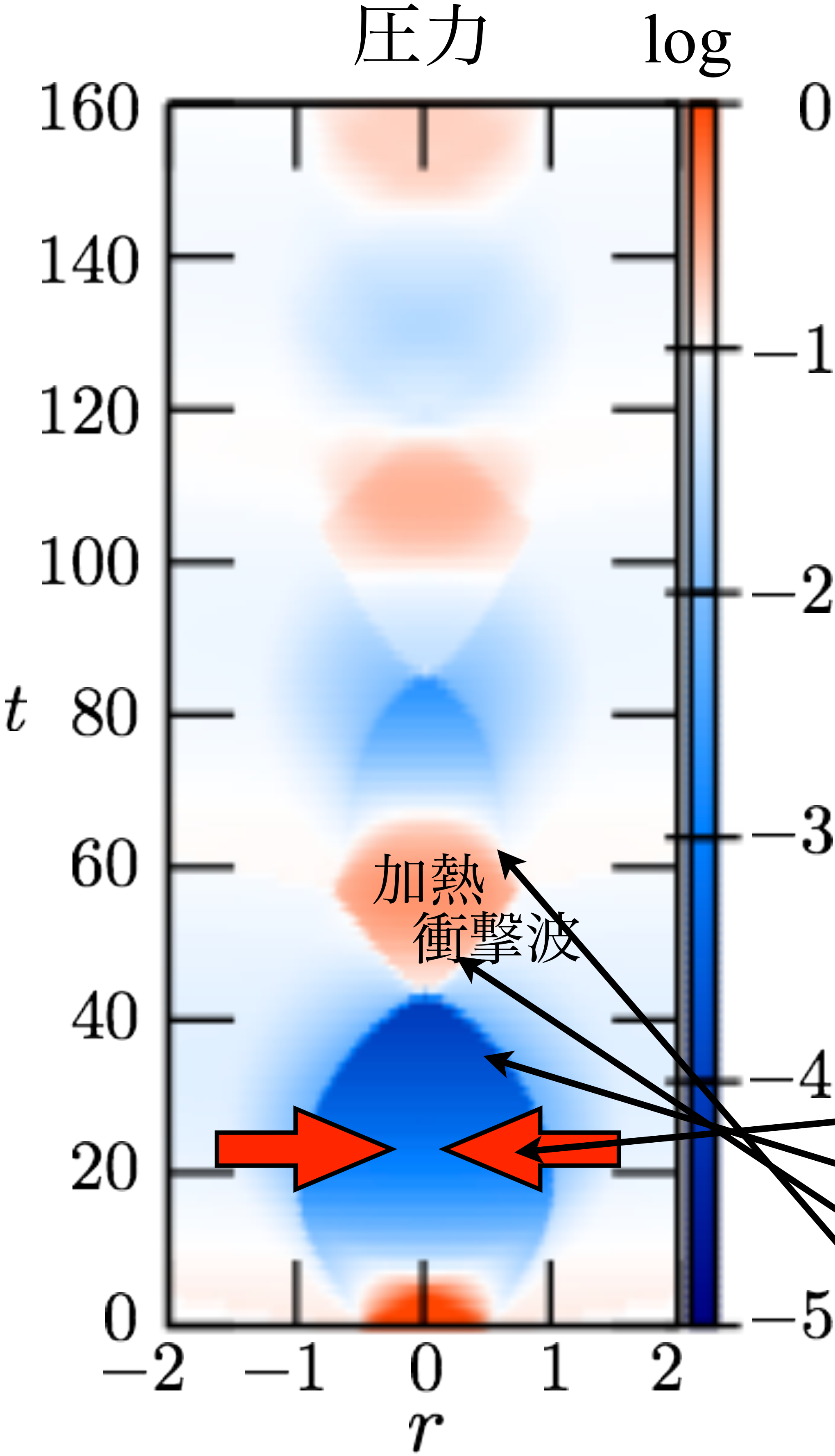
一次元計算　希薄波の相互作用：圧力

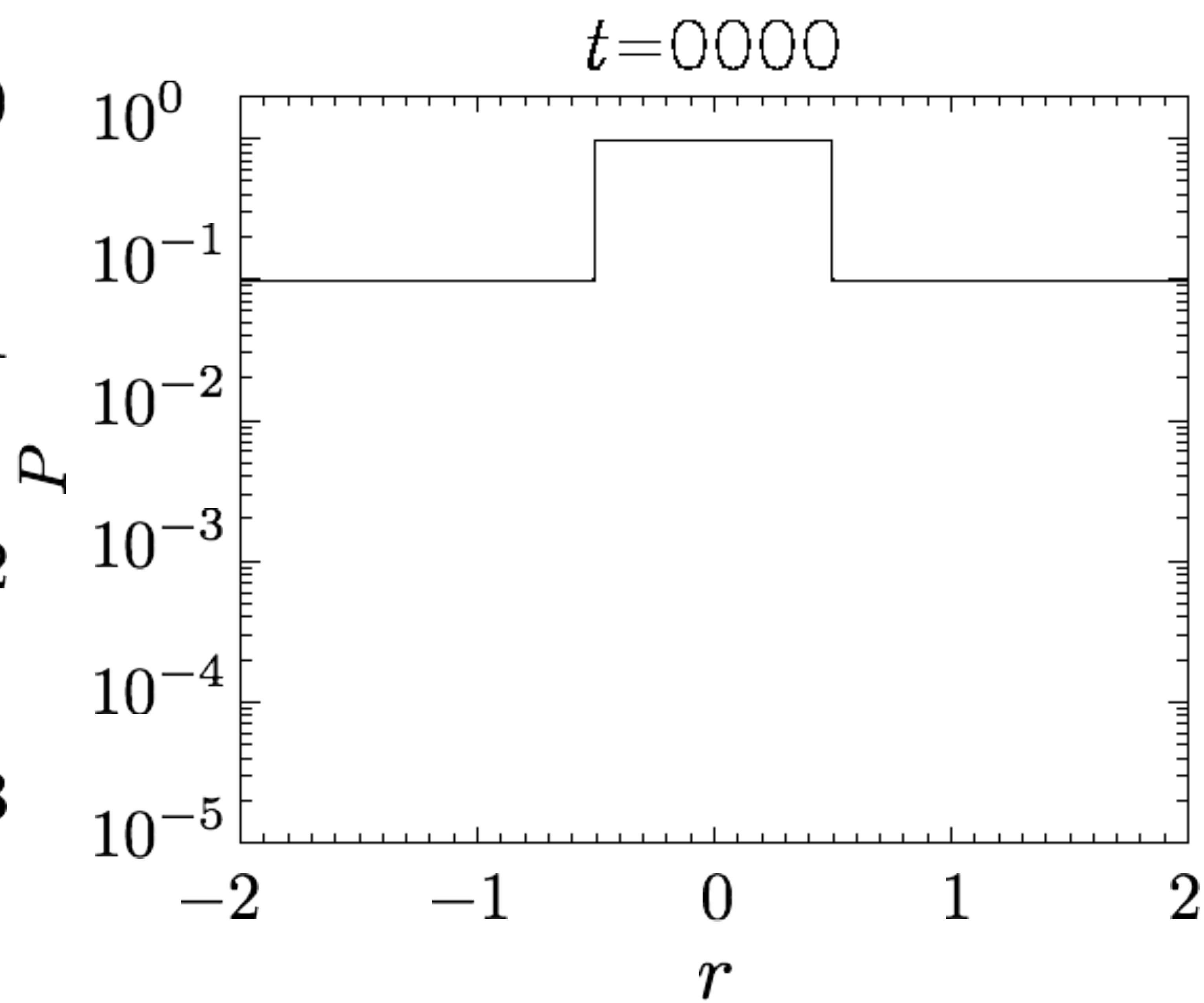




■ジェットとジェット外の媒質との境界で希薄波と衝撃波が生成

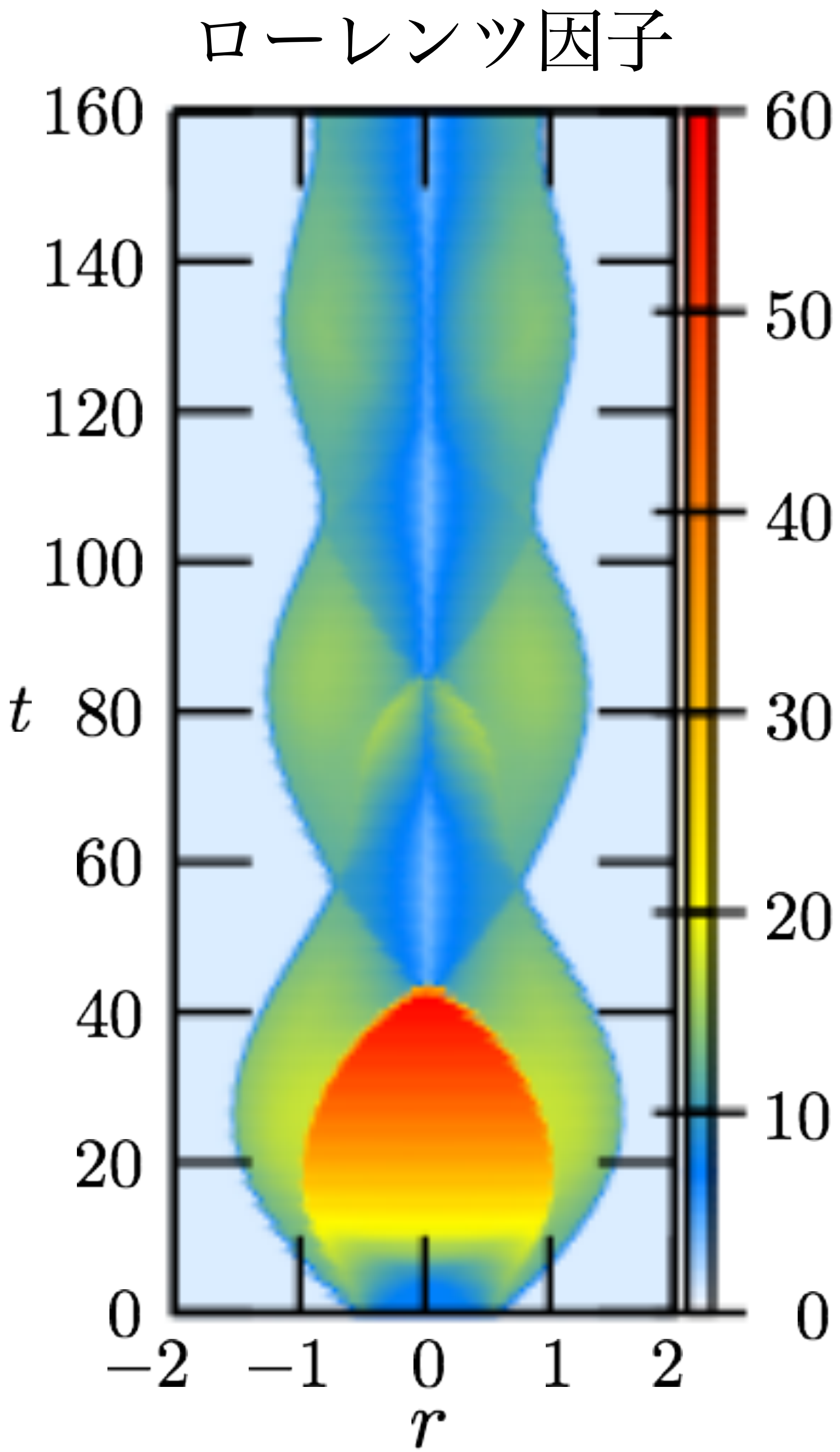
一次元計算　希薄波の相互作用：圧力

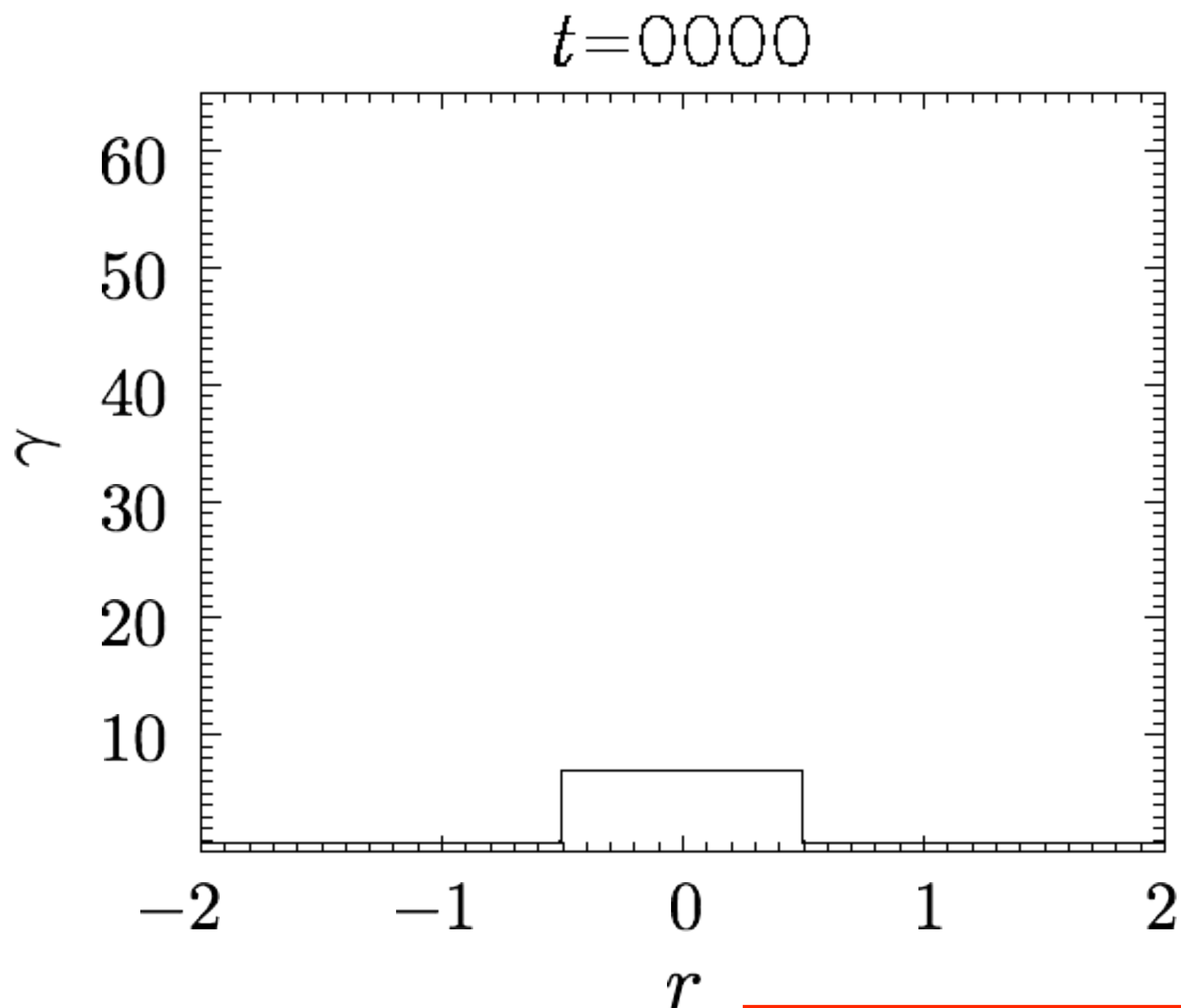




- ■ ジェットの境界で大きな圧力勾配
- ■ ジェット内向きのフロー
- ■ ジェット外向きに伝搬する衝撃波
- ■ ジェット内向きに伝搬する希薄波

希薄波の相互作用：ローレンツ因子

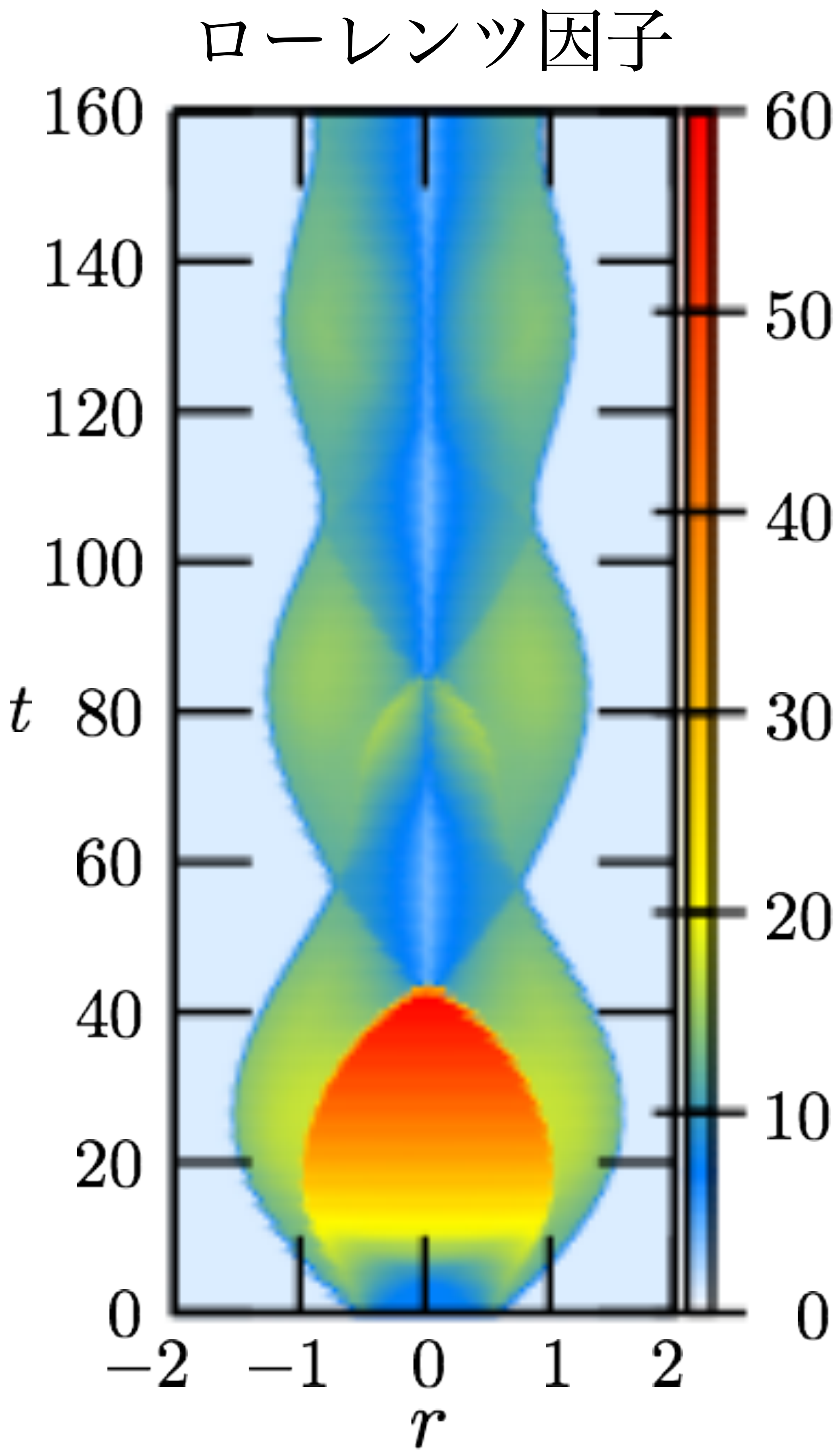


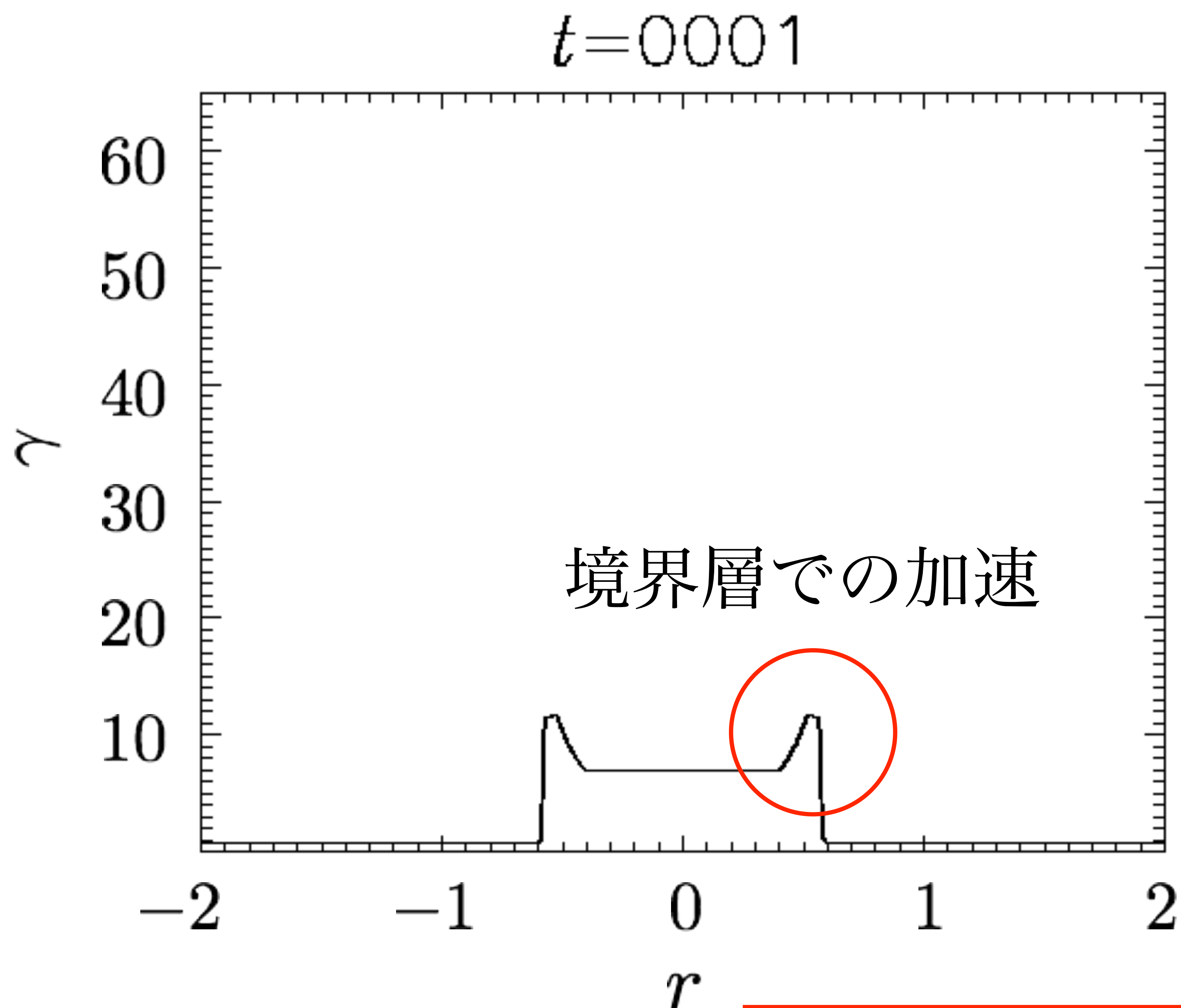


相対論のBernoulliの式： $\boxed{\gamma h \sim \text{一定}}$

内部エネルギーと運動エネルギーの間でエネルギー交換

希薄波の相互作用：ローレンツ因子

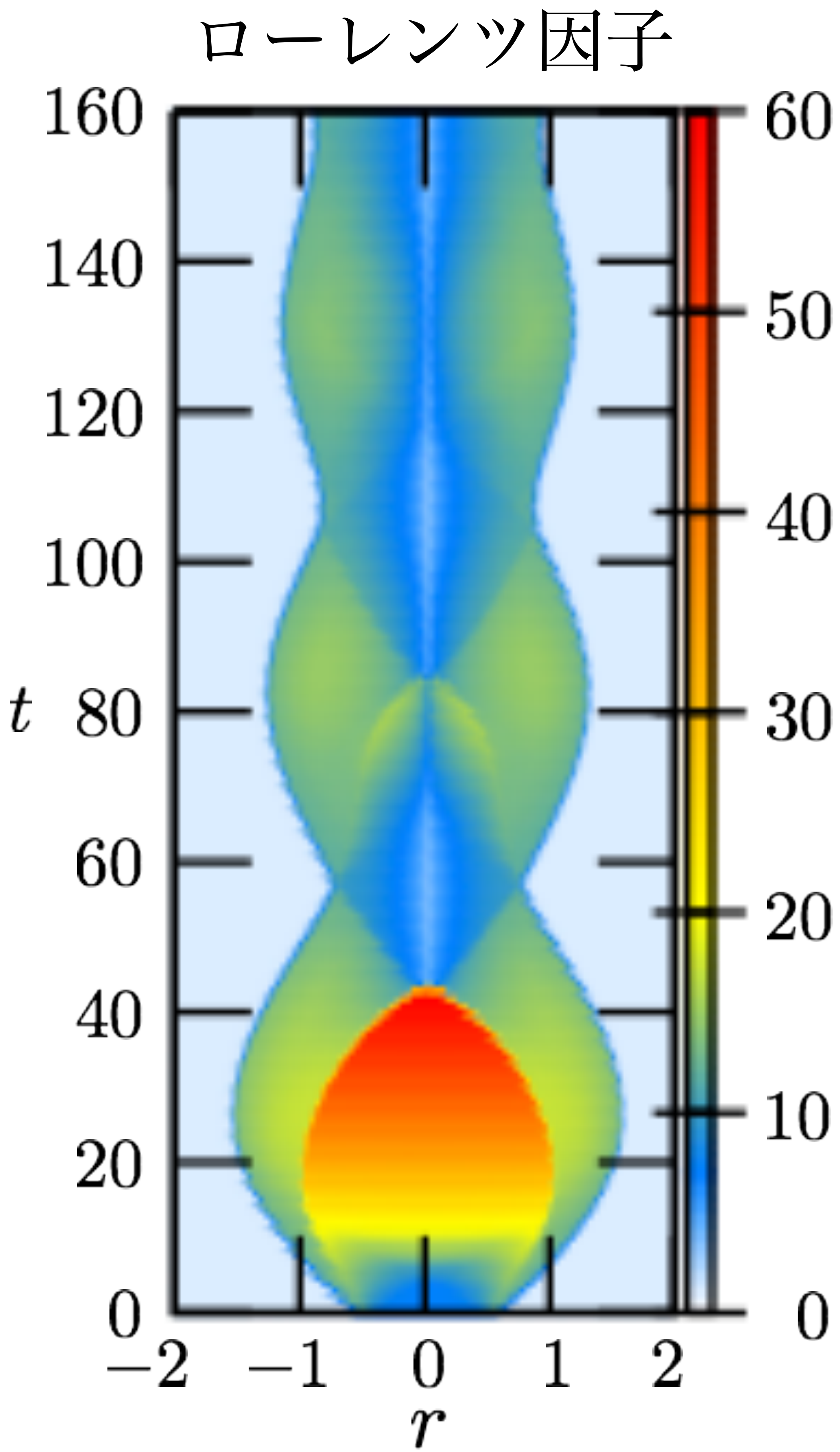


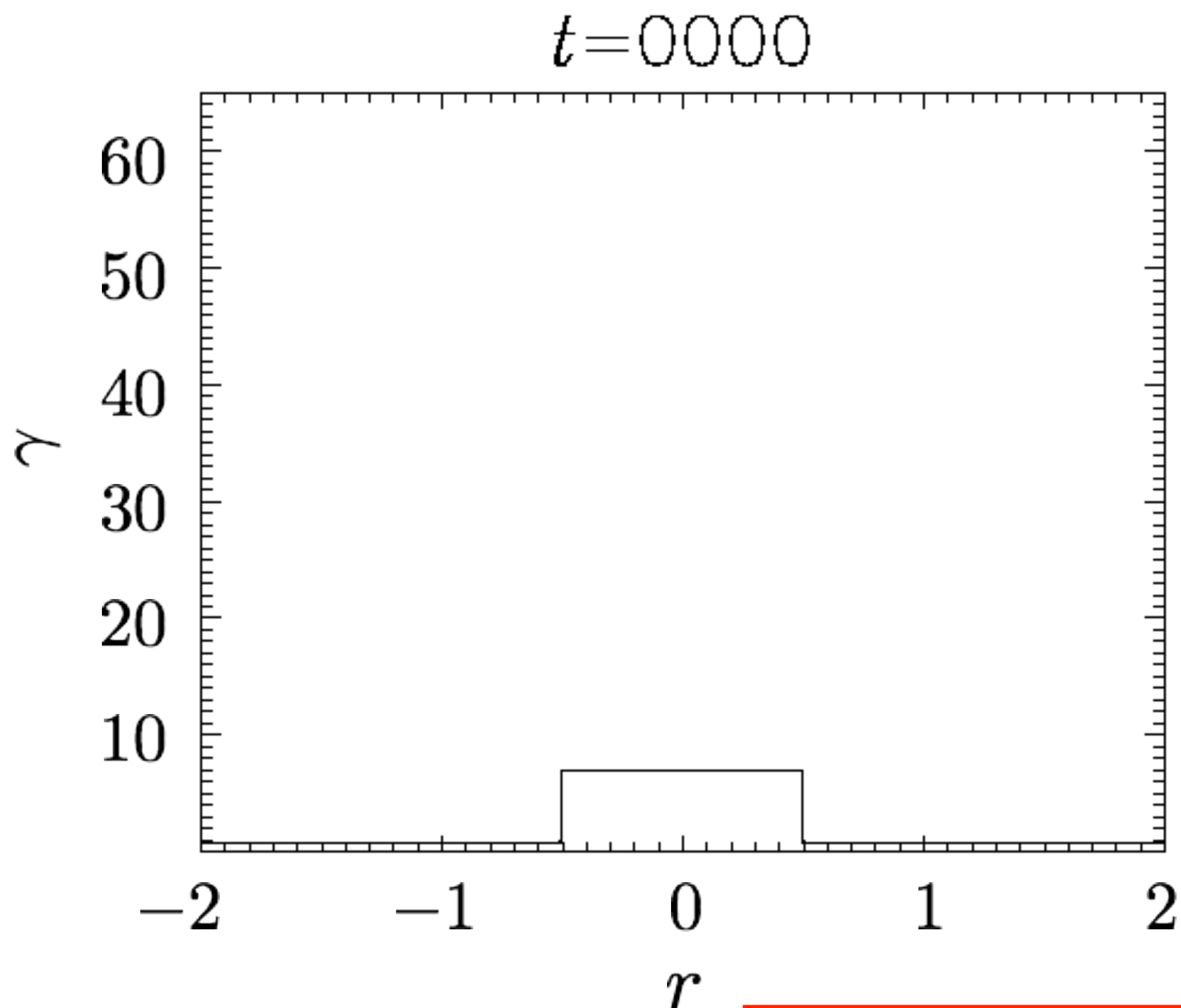


相対論のBernoulliの式： $\boxed{\gamma h \sim \text{一定}}$

内部エネルギーと運動エネルギーの間で
エネルギー交換

希薄波の相互作用：ローレンツ因子

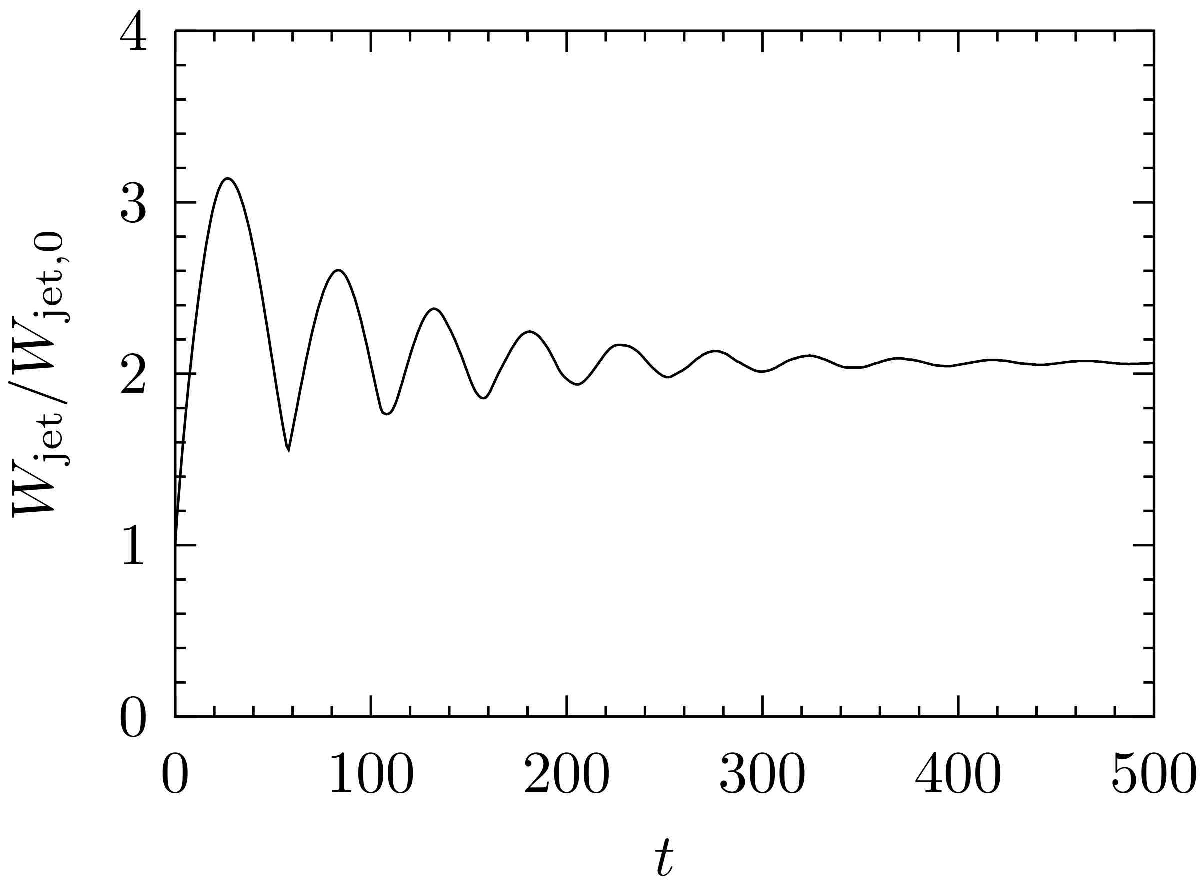


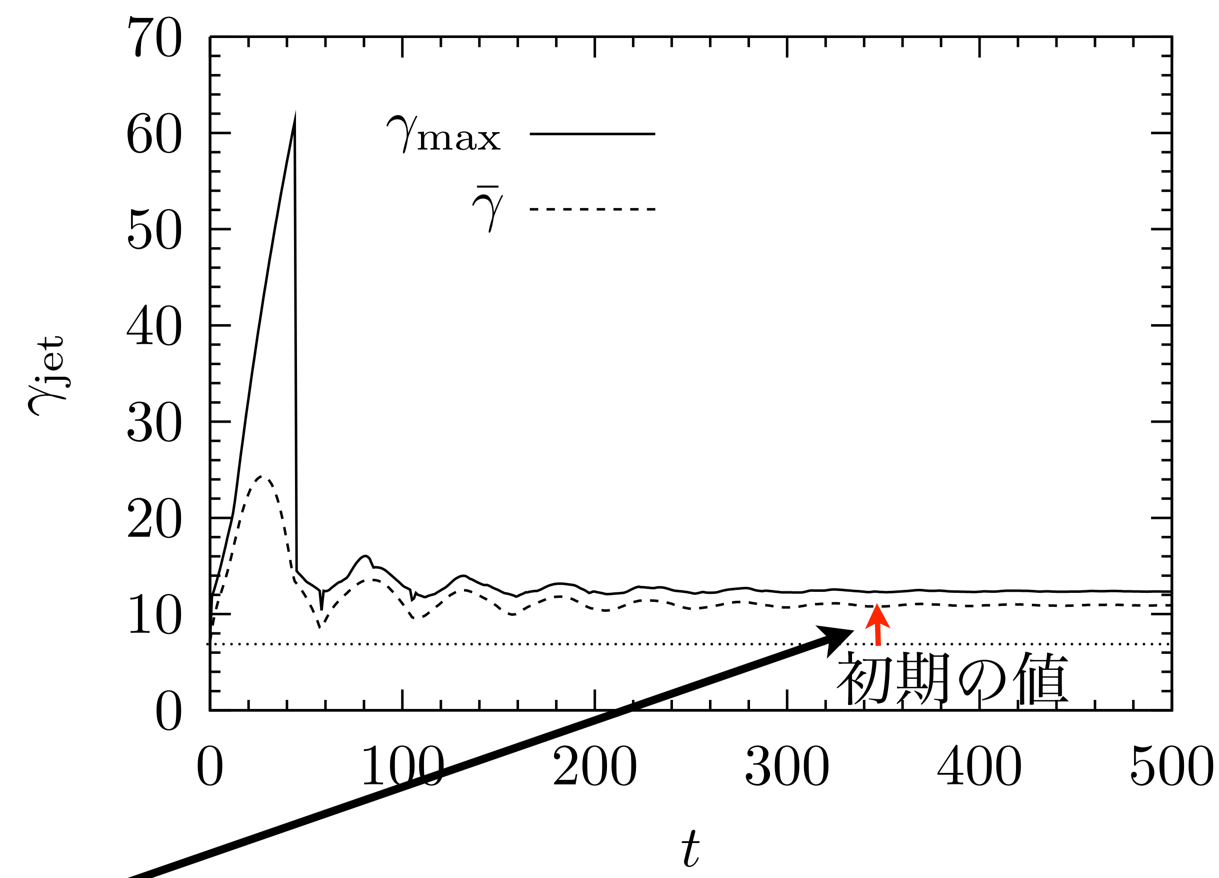


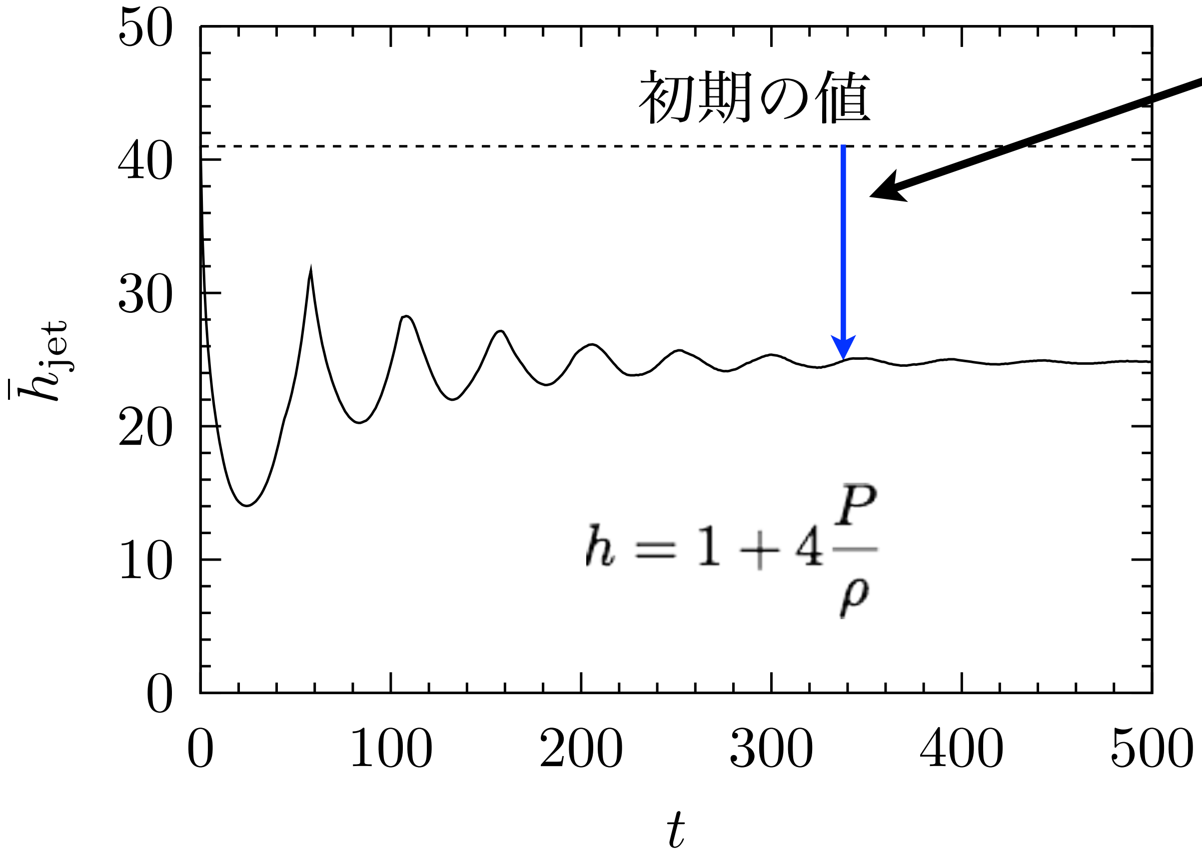
相対論のBernoulliの式： $\boxed{\gamma h \sim 一定}$

内部エネルギーと運動エネルギーの間でエネルギー交換

非定常な初期状態の緩和







- 振動は減衰して定常状態へ
- 終状態では圧力勾配無し
- ジェット全体で内部エネルギーの ジェットの運動エネルギーへの転化

相対論のBernoulliの式 $\Rightarrow \gamma h \sim \mathrm{const.}$

振動のタイムスケールの見積もり

振動のタイムスケール＝ 最終状態のジェットの幅／音速

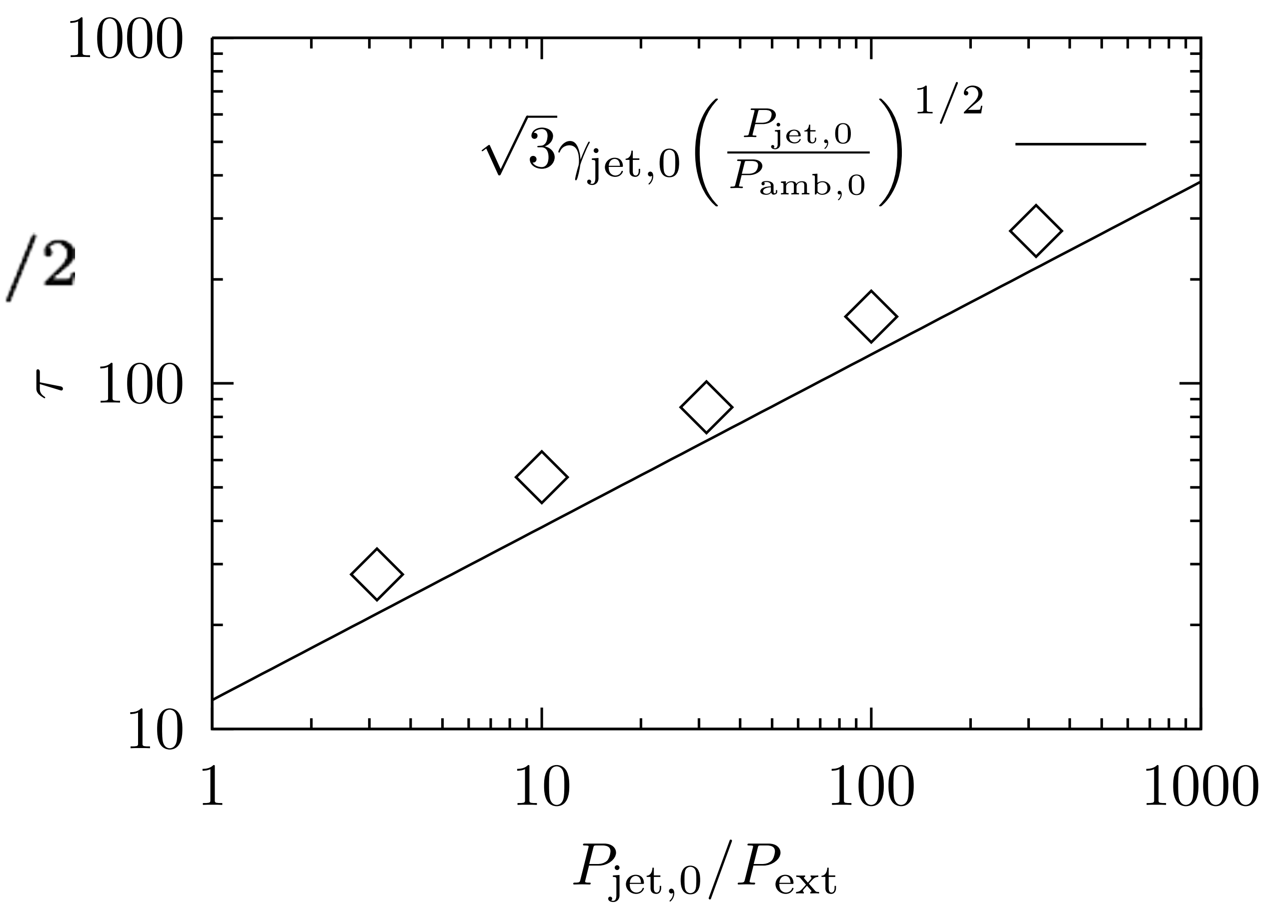
$$\tau = \sqrt{3}\gamma_{\rm jet} W_{\rm jet}/c$$

ジェット内のエネルギー保存（静止質量エネルギーを無視）

$$W_{\rm jet}{}^2 \gamma_{\rm jet}{}^2 P_{\rm amb,0} = W_{\rm jet,0}{}^2 \gamma_{\rm jet,0}{}^2 P_{\rm jet,0}$$

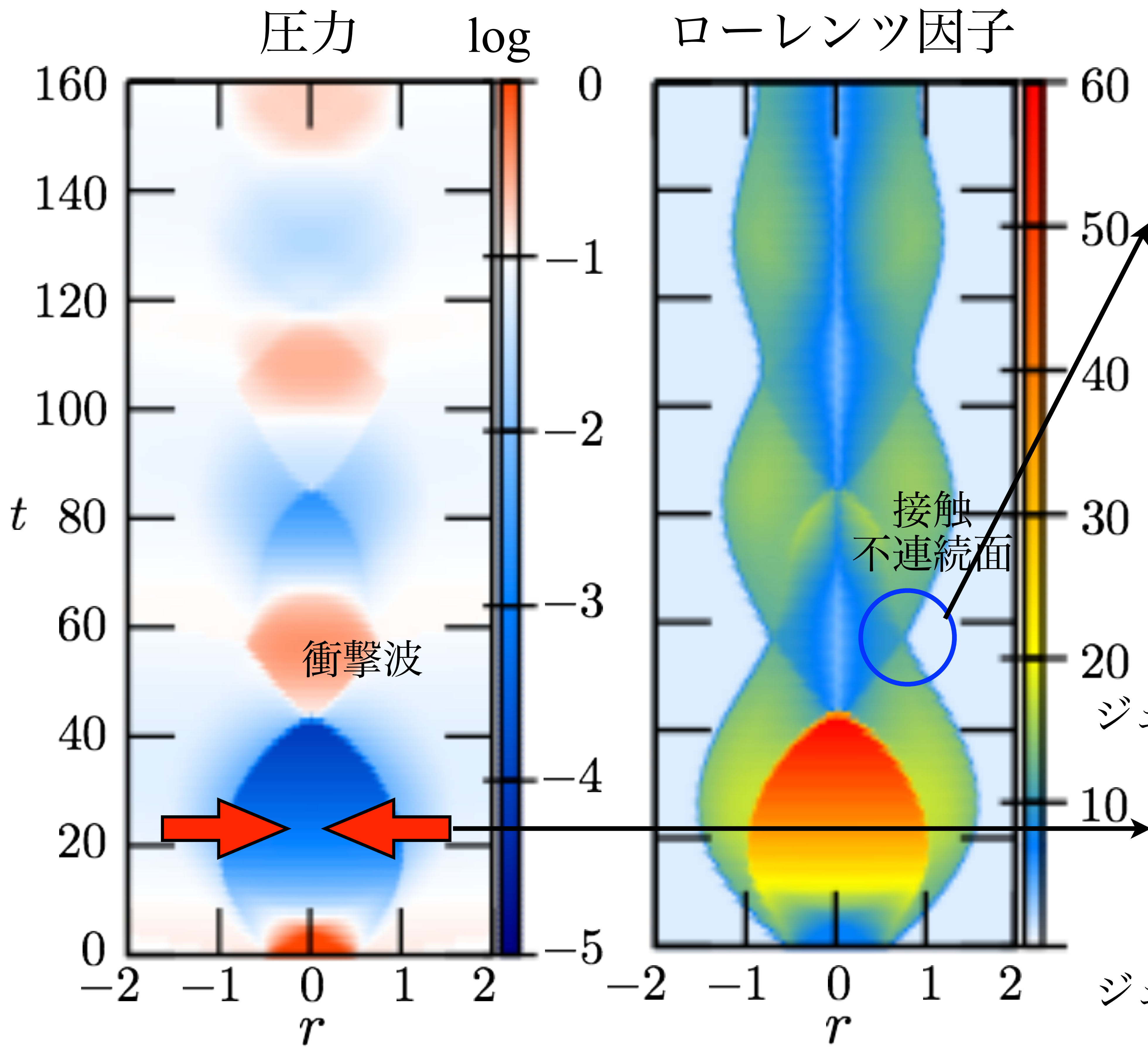
振動のタイムスケール

$$\tau = \sqrt{3}\gamma_{\rm jet,0} \left(\frac{W_{\rm jet,0}}{c}\right) \left(\frac{P_{\rm jet,0}}{P_{\rm amb,0}}\right)^{1/2}$$



初期のジェット内外の圧力比の
1/2乗に比例

ジェットの境界面が崩れる原因



Richtmyer-Meshkov 不安定

■ 衝撃波面と接触不連続面の相互作用

Rayleigh-Taylor 不安定性

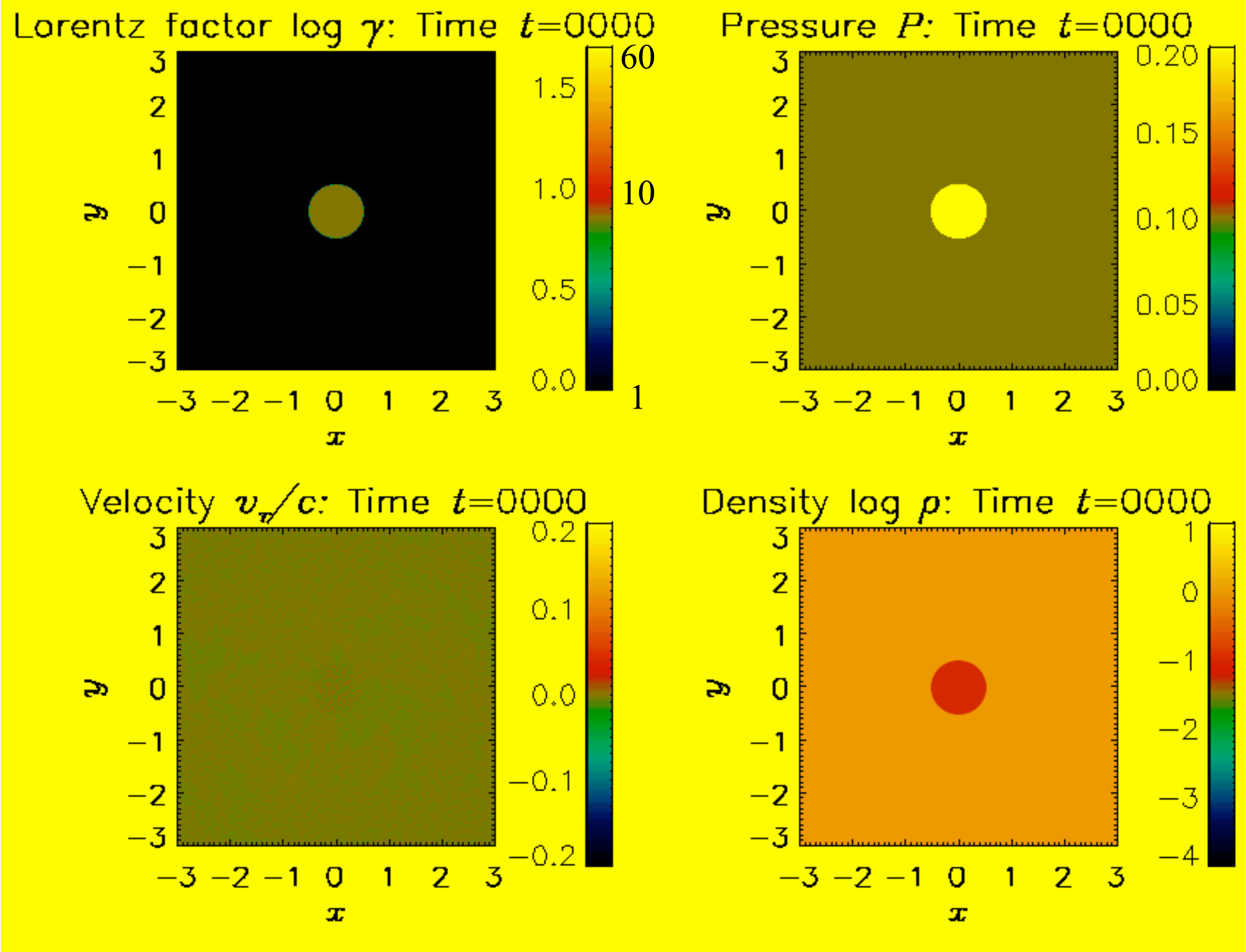
■ 実効的な慣性: $\gamma^2 \rho h$

ジェット内 > ジェット外

■ 接触不連続面の加速度系に乗った時の加速度の向き

ジェット内 ➡ ジェット外

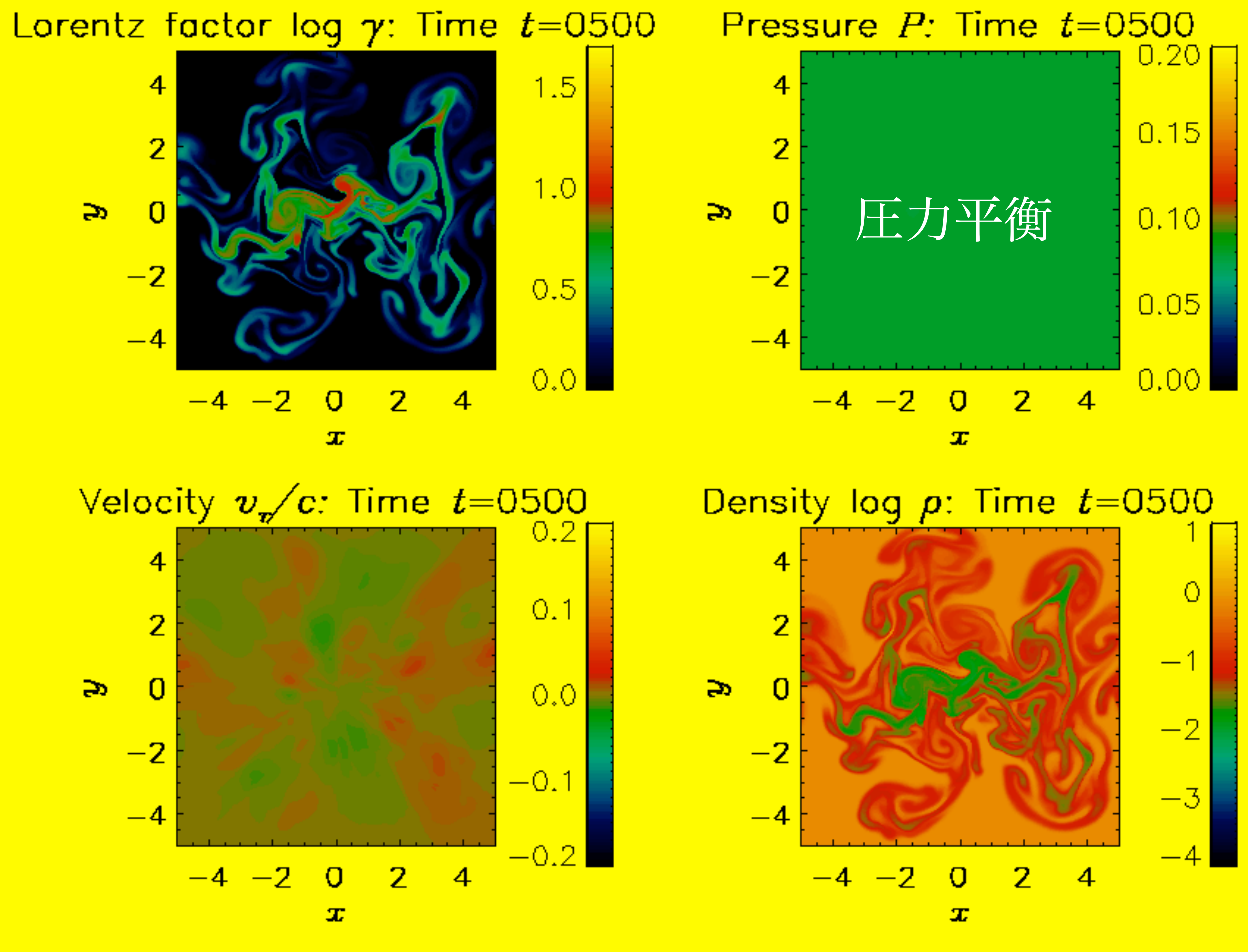
物理量の時間発展



■ ジェットの振動：ジェットの半径、ローレンツ因子

■ Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov不安定性　⇒　ジェットの形状の崩壊

終状態

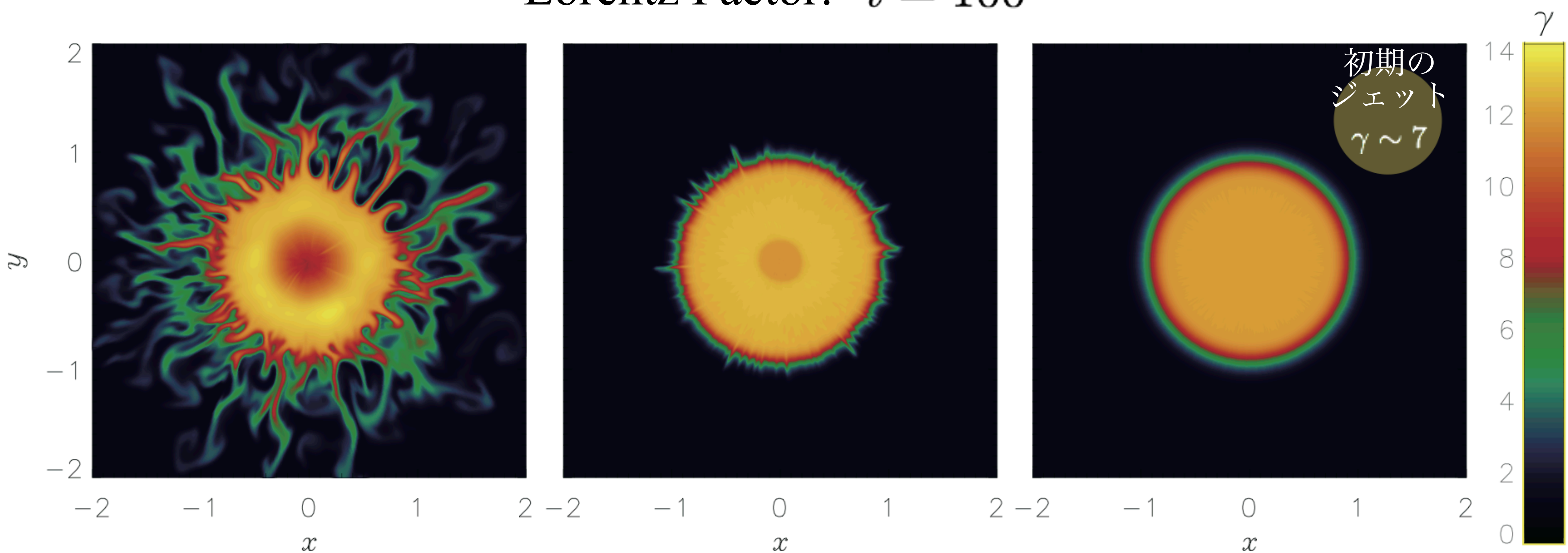

Lorentz factor log γ: Time t=0500
Pressure P: Time t=0500
圧力平衡
Velocity v_r/c: Time t=0500
Density log ρ: Time t=0500
x
y

実効的な慣性の違い

$P_{\mathrm{jet},0}/P_{\mathrm{amb}} = 10$ で固定

$$\eta = \frac{(\gamma^2 \rho h)_{\mathrm{jet}}}{(\gamma^2 \rho h)_{\mathrm{amb}}} \quad \sim 10 \qquad \sim 1 \qquad \sim 0.1$$

Lorentz Factor: $t = 100$



Rayleigh-Taylor 及び、Richtmyer-Meshkov不安定性の成長によりジェットの境界面がおおいに乱される

Richtmyer-Meshkov不安定性が成長するがジェットの境界が崩れるほどではない

どちらの不安定性も成長しない

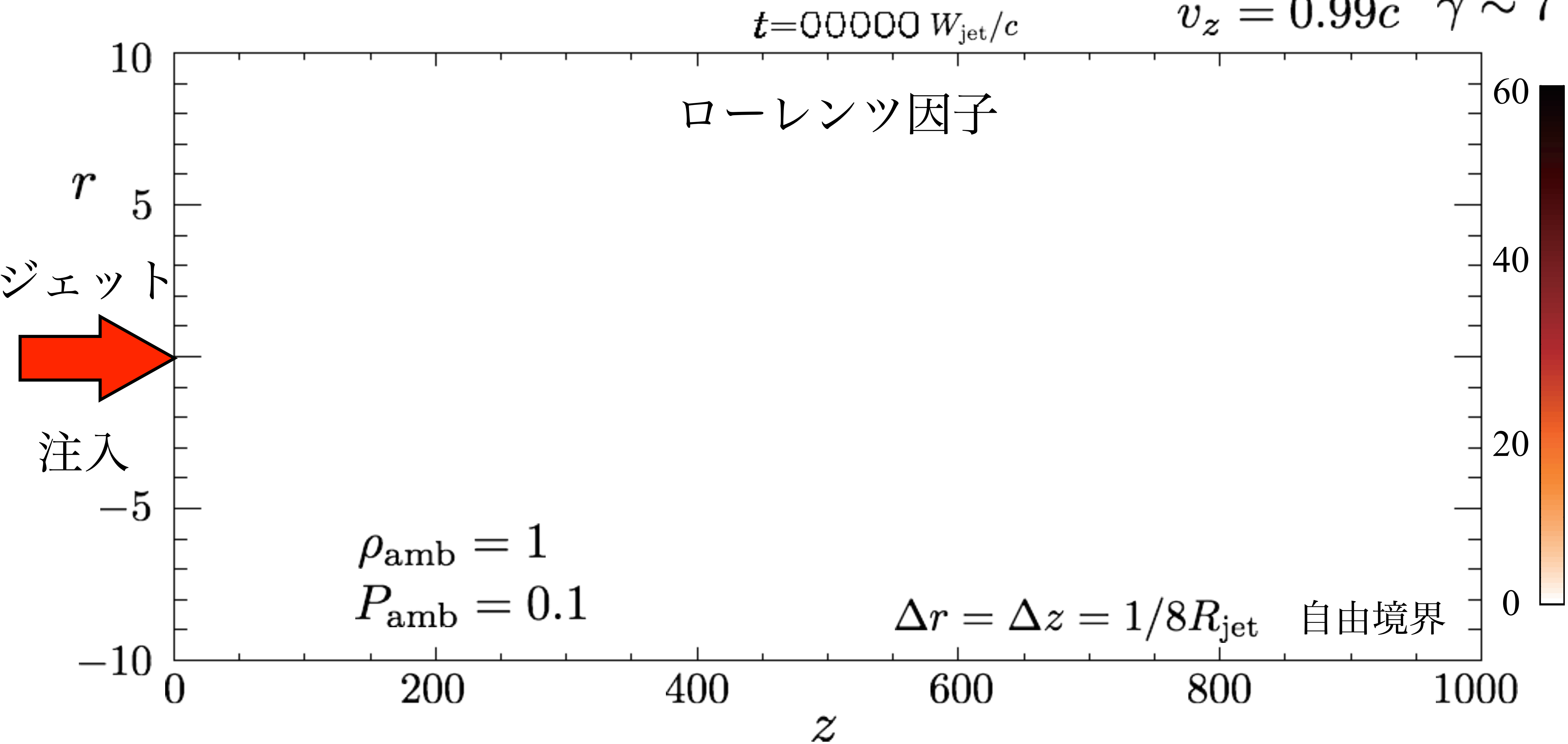
二次元計算（r-z平面）：一様な媒質

注入するジェット：高温で相対論的な速度のジェット

$\rho_{\rm jet} = 0.1$

$P_{\rm jet} = 1$

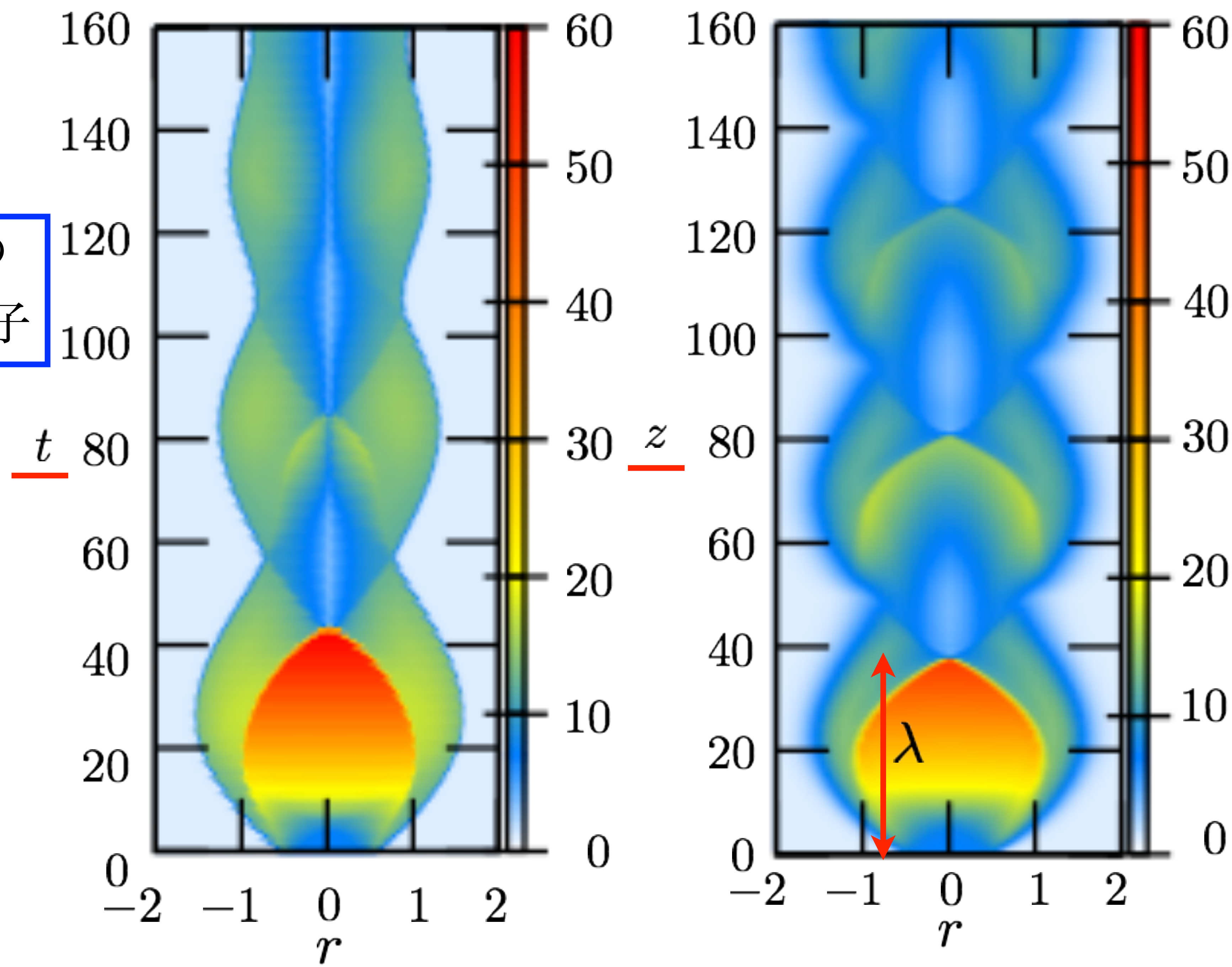
$v_z = 0.99c \quad \gamma \sim 7$



<u>一次元の計算で見えていた振動は空間的な構造として現れる</u>

一次元計算と二次元計算の比較

一次元計算のローレンツ因子

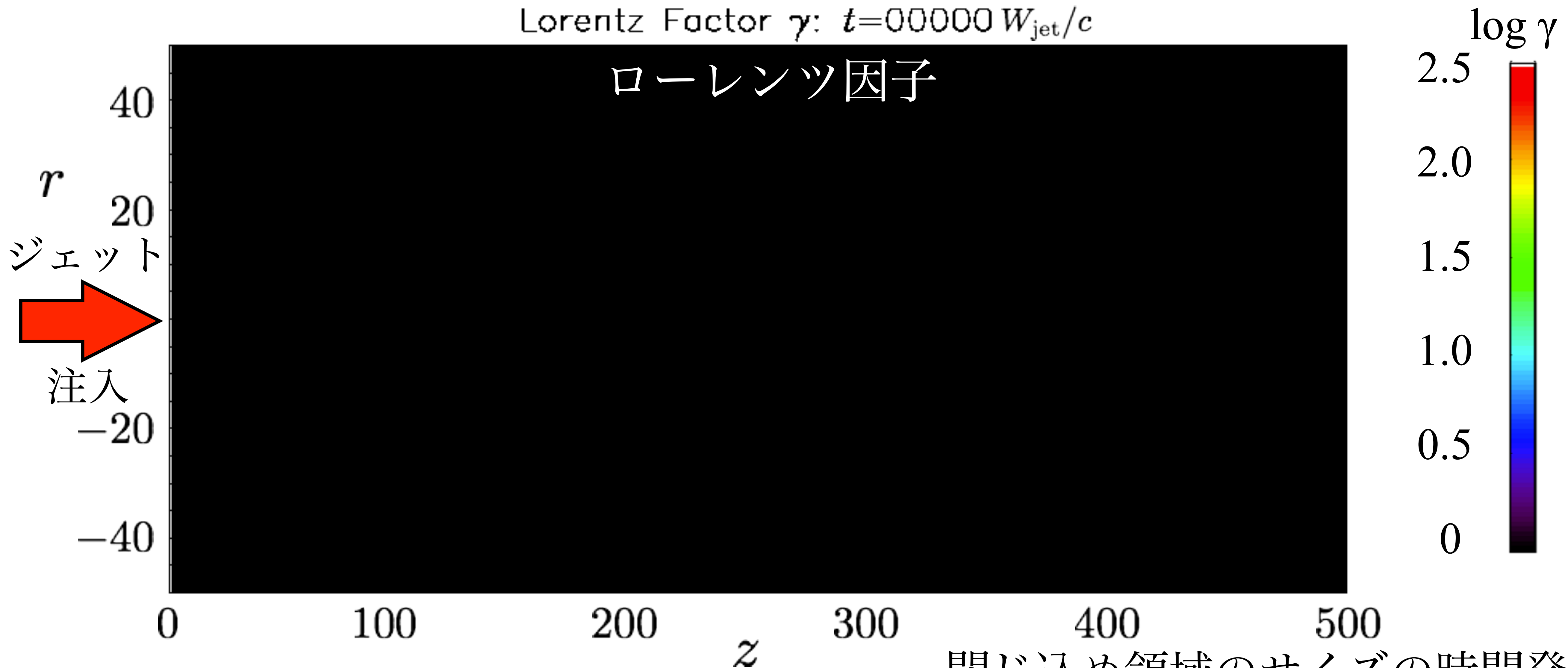


二次元計算のローレンツ因子

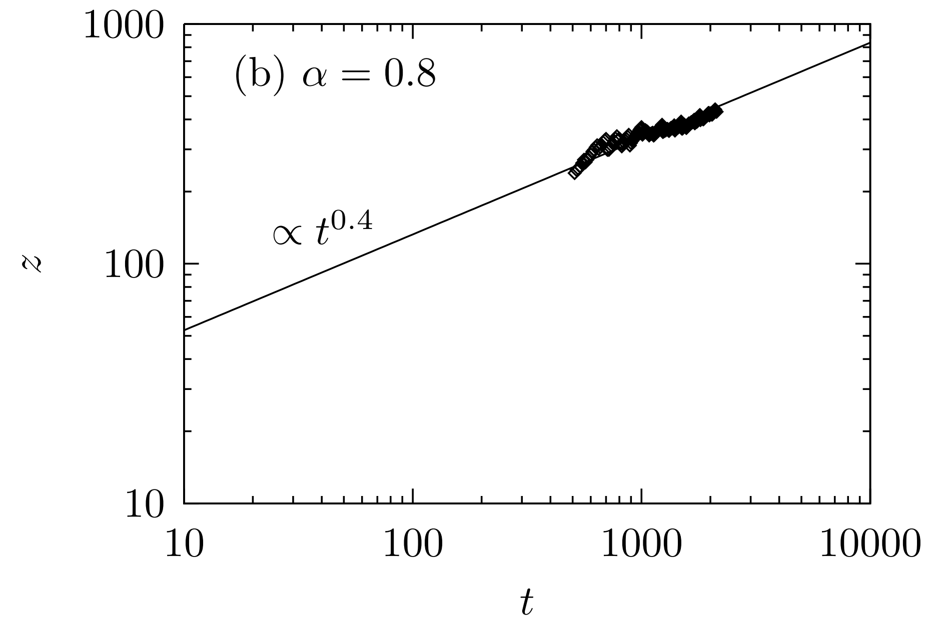
1 次元計算の振動のタイムスケール ⟺ $$\lambda = c\tau = \sqrt{3}\gamma_{\mathrm{jet},0} W_{\mathrm{jet},0} \left(\frac{P_{\mathrm{jet},0}}{P_{\mathrm{amb},0}}\right)^{1/2} \sim 40$$

2 次元計算の構造の波長

周囲の媒質の圧力に構造がある場合



閉じ込め領域のサイズの時間発展



$$\lambda = c\tau = \sqrt{3}\gamma_{\mathrm{jet},0} W_{\mathrm{jet},0} \left(\frac{P_{\mathrm{jet},0}}{P_{\mathrm{amb},0}} \right)^{1/2}$$

$$P_{\mathrm{amb}} = P_{\mathrm{amb},0} \left(\frac{z}{W_{\mathrm{jet},0}} \right)^{-\alpha}$$

$z = ct$ で置き換え

自己相似的に発展　$\lambda \propto t^{\alpha/2}$

まとめと今後の展望

ジェットの境界からジェット方向に垂直な方向に伝搬する希薄波同士の相互作用が相対論高温ジェットに与える影響

■ １次元：
内部エネルギーとバルクの運動エネルギーの交換によりジェットが振動

■ ２次元：ジェットに垂直な方向の構造
ジェット境界にジェット内側に向かう強い圧力勾配力

⇒ Rayleigh-Taylor 不安定
⇒ Richtmyer-Meshkov不安定

} ジェットの形状の崩壊

■ ２次元：ジェットの伝搬方向
空間的な構造　⇐　ジェットの動径方向の振動で説明

磁場や３次元の効果が振動に与える影響