

# 非一様媒質中を伝播する 相対論的無衝突衝撃波 における磁場増幅過程

Tomita, Ohira, & Yamazaki ApJ, 2019

富田 沙羅 (青山学院大学)  
大平 豊 (東京大学)  
山崎 了 (青山学院大学)

# Gamma-ray Bursts (GRB)とその残光

- ガンマ線(数10~100 keV)で約1日1回の頻度で0.1-10秒間輝く。
- ~TeV ガンマ線、X線、可視光、電波で、数日から数年かけて、残光が観測される。

- 距離: ~ 100億光年(10Gpc)

- 宇宙最大級の光度: ~ $10^{52}$  erg/s

Amati et al. 2002

- 残光はGRB天体から出る  
相対論的( $v \sim c$ )ジェットからの放射

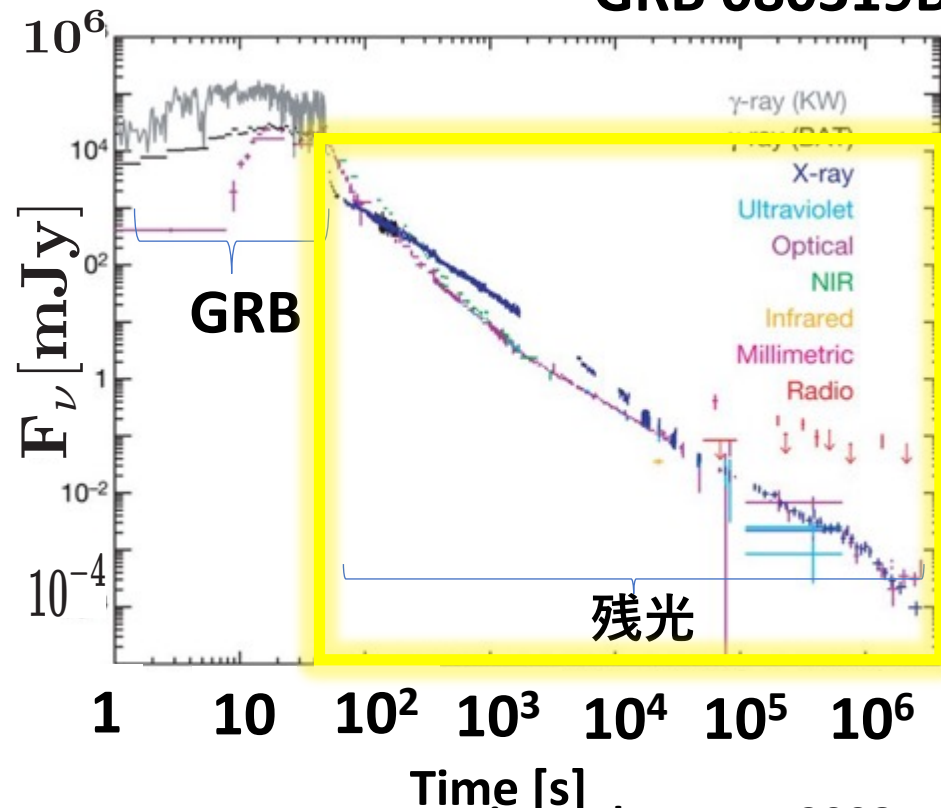
Taylor et al. 2004;  
Mooley et al. 2018

GRB駆動天体の正体、

相対論的ジェットの生成機構、

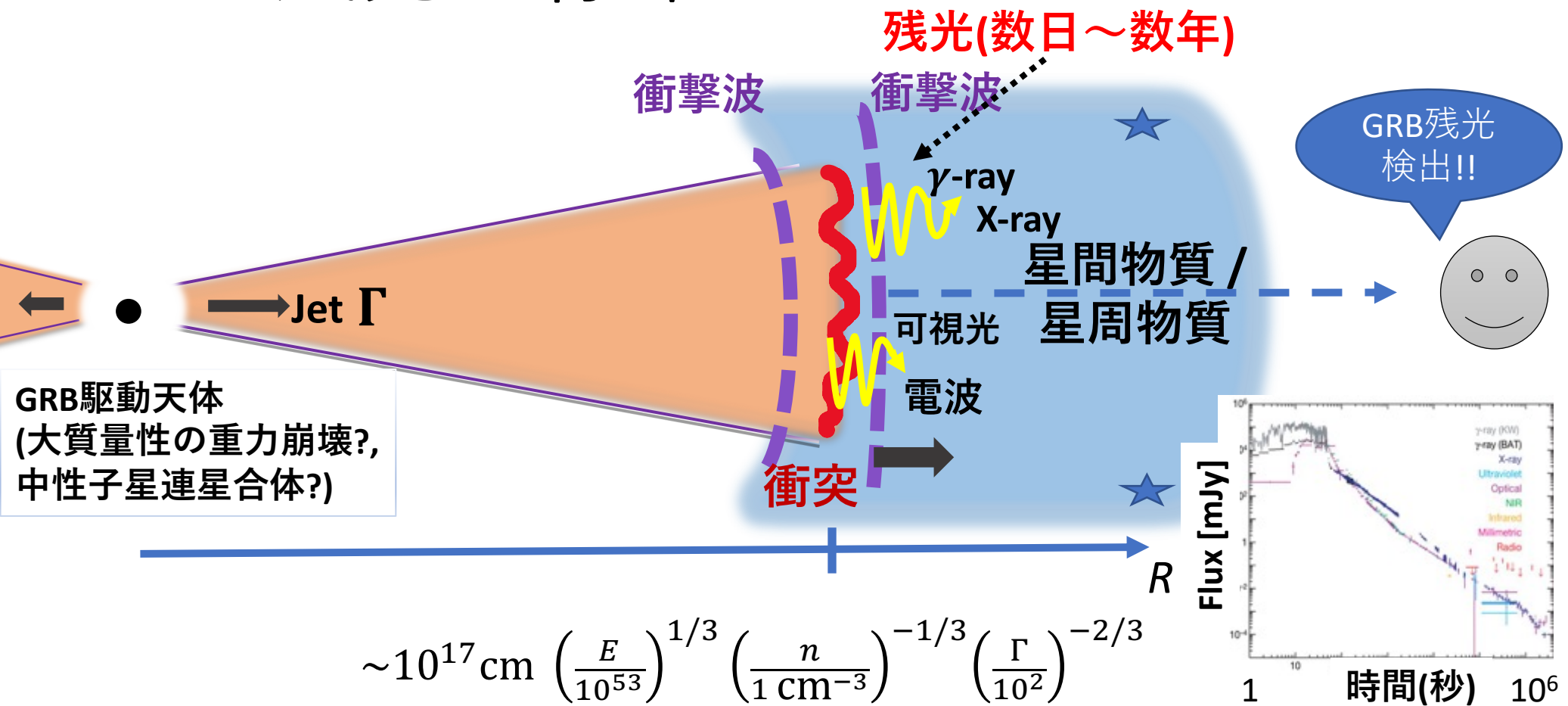
そして放射機構は未解明。

GRB 080319B



J. L. Racusin et al. Nature 2008

# GRB残光の標準モデル

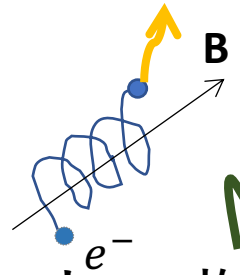


# 無衝突衝撃波でのエネルギー散逸

下流(ジェット側)

衝撃波遷移層

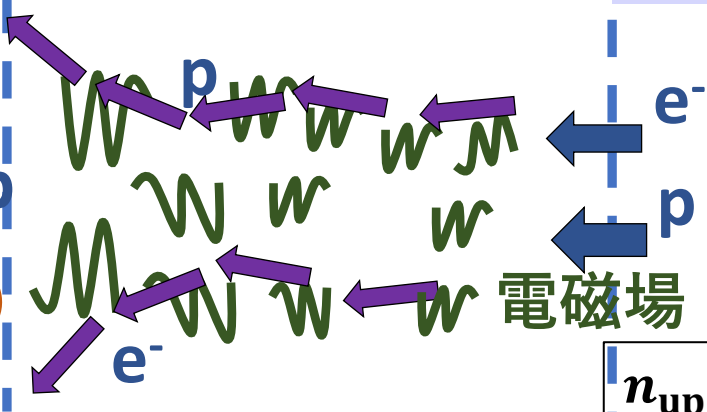
上流 (星間空間)



シンクロトロン放射

$$n_2 = 4\Gamma n_{ISM}$$

$$B_2 = 4\Gamma B_{ISM}$$



←---衝撃波圧縮-----

$$n_{up}$$

$$B_{up}$$

プラズマが集団的に作る電磁場によって、粒子の軌道が曲がり、衝撃波が形成される。  
→無衝突衝撃波

磁場に渡るエネルギー比

$$\epsilon_B = U_B / U$$

高エネルギー電子に渡るエネルギー比

$$\epsilon_e = U_e / U$$

プラズマ不安定性や乱流による増幅

粒子加速

ジェットの運動エネルギー (U)

Maxwell分布的電子や陽子のエネルギー

# ガンマ線バースト(GRB)における磁場増幅問題

## GRB残光の観測：

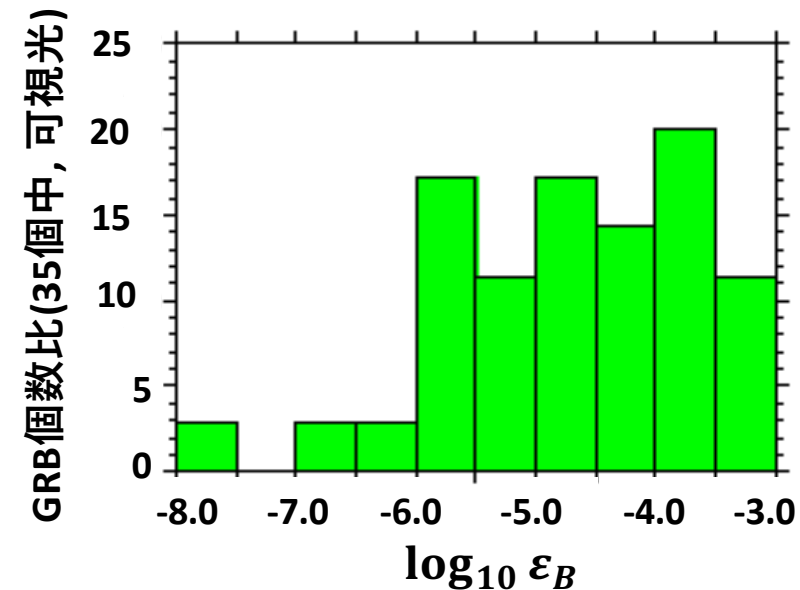
衝撃波下流の広い放射領域で、  
星間磁場( $\sim\mu\text{G}$ )の衝撃波圧縮値( $\epsilon_B \sim 10^{-9}$ )  
より、100倍以上大きい磁場が示唆される。

$$\epsilon_B = \frac{\text{磁場のエネルギー}}{\text{ジェットの実運動エネルギー}}$$

$\sim 10^{-8} - 10^{-3}$  平均  $10^{-5}$

$\epsilon_B$ の分散が大きい。

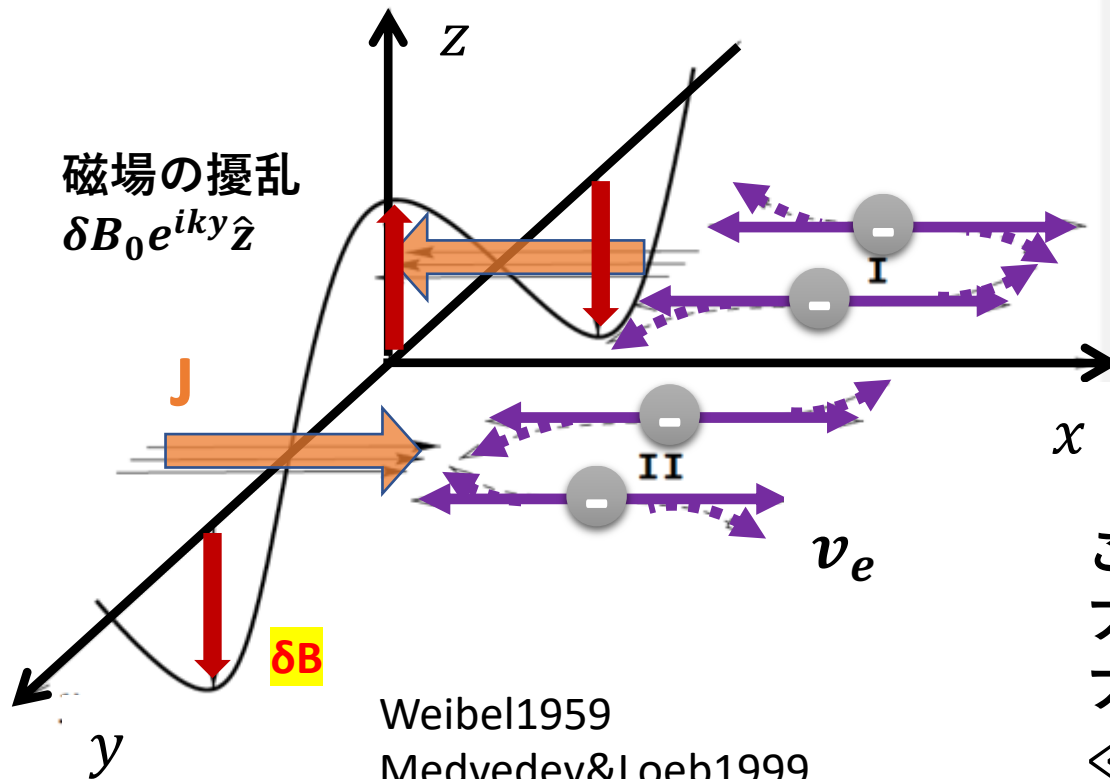
磁場の増幅機構は不明。



Kumar et al. 2015  
Santana et al. 2014

# ワイベル不安定性による磁場増幅

非等方的な速度分布を持つプラズマにおいて生じ、磁場を生成する。



Weibel1959  
Medvedev&Loeb1999

1. 対向流プラズマは、磁場  $\delta B$  によって曲げられる。
2. 電流が発生。
3. 電流は擾動磁場を増幅。  
→不安定。

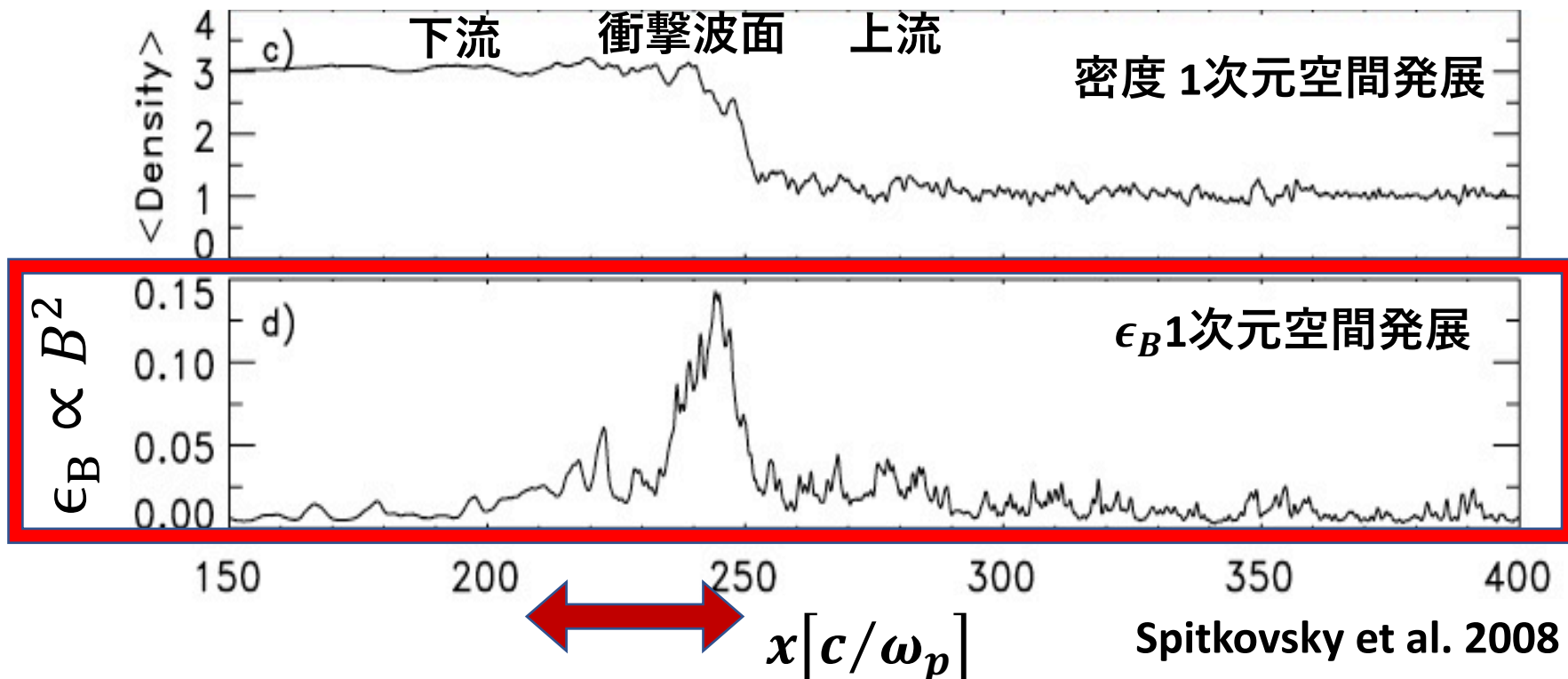
この現象の時間・空間スケール：  
プラズマ振動数  $\omega_p$  (T $\sim 10^{-3}$ 秒)  
プラズマ慣性長  $c/\omega_p$  ( $10^7$  cm)  
≪天体現象の時間・空間スケール

# ワイベル不安定性による磁場増幅

## 相対論的無衝突衝撃波の数値シミュレーション:

ワイベル不安定性で生成される磁場は、すぐに減衰するため、  
衝撃波下流の広い放射領域を占めることができない。

残光の放射時間  $t_{\text{radi}} \geq 10^7 - 10^8 \omega_p^{-1} \gg$  磁場の減衰時間  $t_{\text{decay}} \sim 100 \omega_p^{-1}$   
(残光の放射時間  $\geq$  衝撃波の減速開始時間) (下流静止系)



## 先行研究

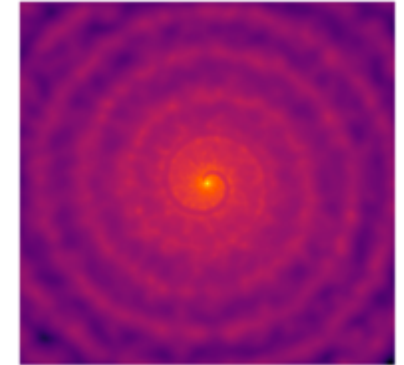
衝撃波上流の密度を一様分布と仮定した。

**しかし、星間空間や星周空間には密度ゆらぎが存在する。**

例) 星間空間の乱流や分子雲による密度ゆらぎ。

星風自身の不安定性による密度ゆらぎ。

連星系が作る星風のスパイラル構造。



Chugai & Danziger 1994,  
Smith et al. 2009,  
Yalinewich & Zwart 2019

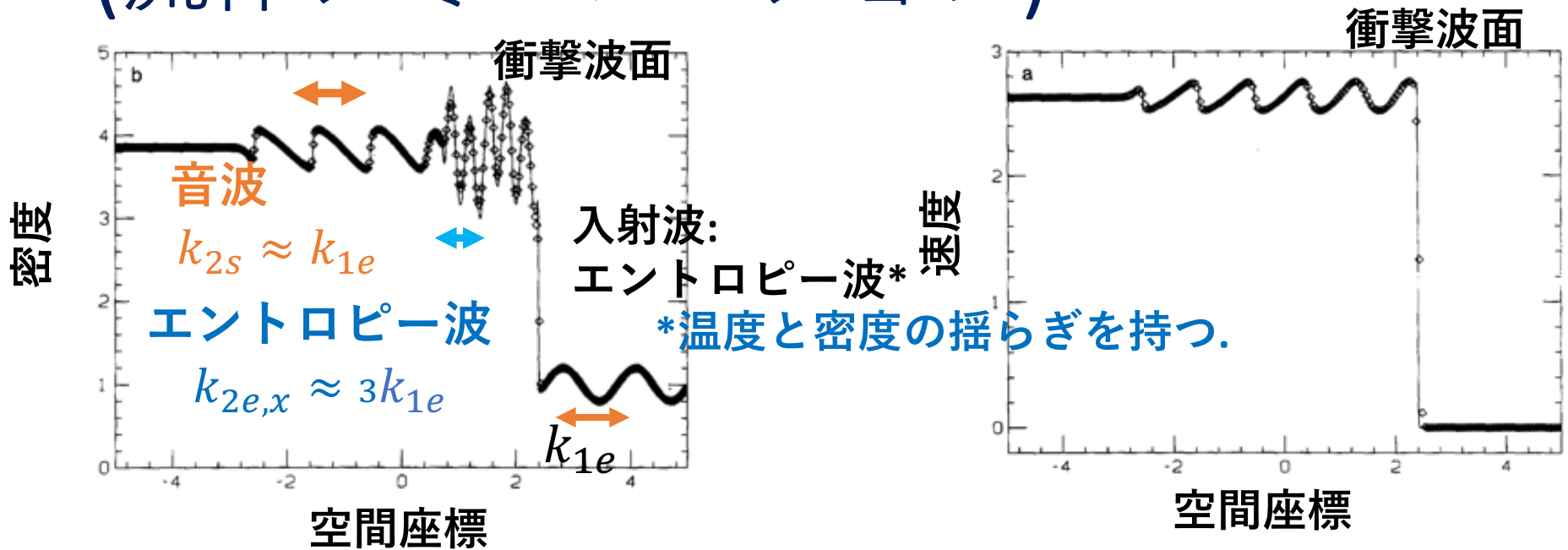
Radio Supernova

流体 シミュレーション:

下流での乱流ダイナモによる磁場増幅で、  
慣性長より十分大きな空間スケールの磁場が生成されるが、  
**粒子加速は同時に解けない。** (Inoue et al. 2011)



# 衝撃波と上流の非一様性の相互作用 (流体シミュレーション)



(Shu & Osher, 1989, Arshed & Hoffman, 2013)

流体近似した場合、下流で音波とエントロピー波をつくる。

しかし、無衝突衝撃波では**粒子拡散**が働くため、

下流でこれらの波ができるかわからない。

# 本研究課題

先行研究：衝撃波は一様媒質中を伝播していた。  
磁場はすぐに減衰する。  
GRBの正体に迫る情報が得られない。

## 本研究

・目的：

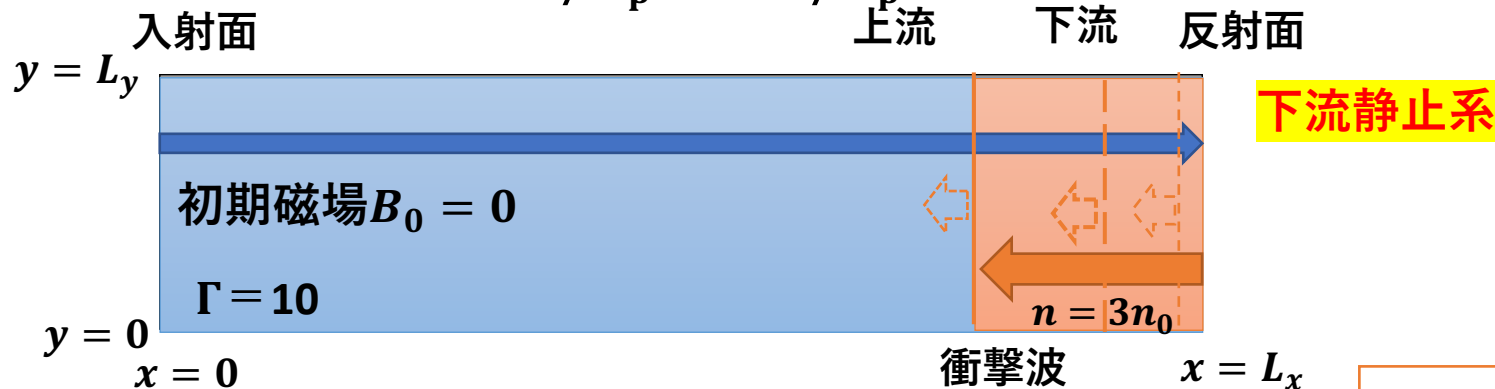
GRBの起源解明に向けて、  
周辺環境と磁場増幅や粒子加速の関係を明らかにする。

・手法：

プラズマのミクロ( $L \sim$ 慣性長)な運動を解く数値  
シミュレーションを用いて、マクロスケール( $L \gg$ 慣性長)の  
非一様媒質中を伝播する相対論的無衝突衝撃波での  
磁場増幅機構を調べる。

# 衝撃波のシミュレーションセットアップ

- PCANS公開の2次元 電磁プラズマ粒子シミュレーションコード。
- ローレンツ因子 $\Gamma = 10$ , 熱速度 $0.1c$ で $+x$ 方向に流入する $e^\pm$ プラズマ流
- 粒子の空間分布： $n(x, y) = n_0 \{1 + \delta \sin(2\pi kx/L_x)\}$   
 $\delta = 0$  (一様),  $\delta = 0.5$  (非一様)
- 密度揺らぎ波長 =  $1200 c/\omega_p \gg 1 c/\omega_p$



$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{\Gamma m}}$$

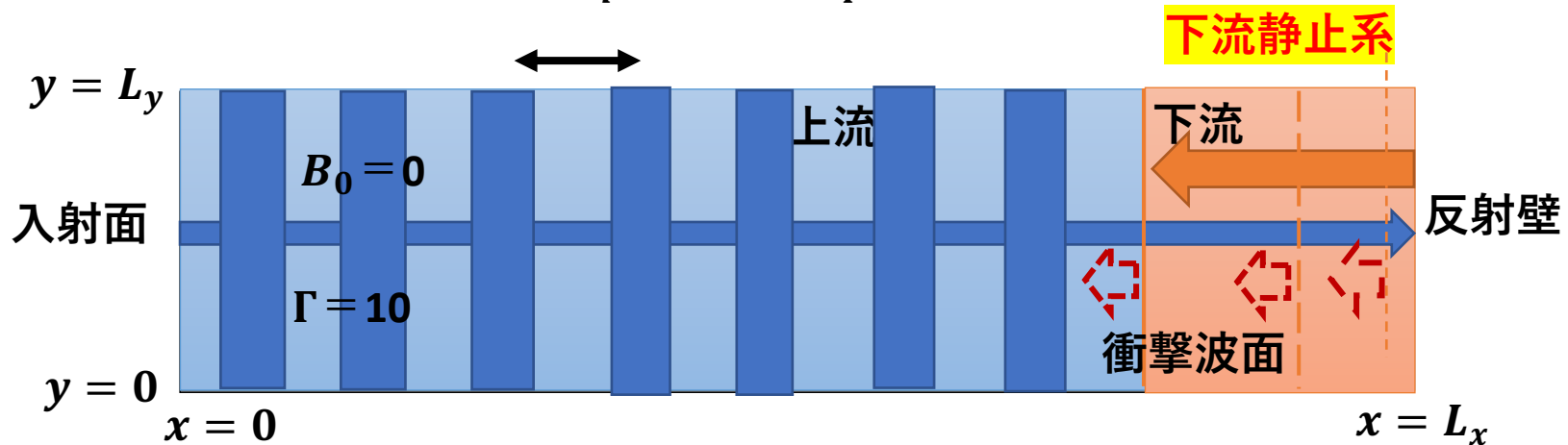
計算機 : Cray XC50 (144コア) @国立天文台

計算領域 :  $L_x = 1.2 \times 10^4 c/\omega_p$ ,  $L_y = 86 c/\omega_p$  ( $\Delta x = \Delta y = 0.1 c/\omega_p$ )

粒子数 : 80個/cell, 全粒子数 $\sim 10^{10}$ 個

# 衝撃波のシミュレーションセットアップ

- PCANS公開の2次元 電磁プラズマ粒子シミュレーションコード。
- ローレンツ因子  $\Gamma = 10$ , 熱速度  $0.1c$  で  $+x$  方向に流入する  $e^\pm$  プラズマ流
- 粒子の空間分布 :  $n(x, y) = n_0 \{1 + 0.5 \sin(2\pi kx/L_x)\}$
- 密度揺らぎ波長 =  $1200 c/\omega_p \gg 1 c/\omega_p$



計算機 : Cray XC50 (144コア) @国立天文台

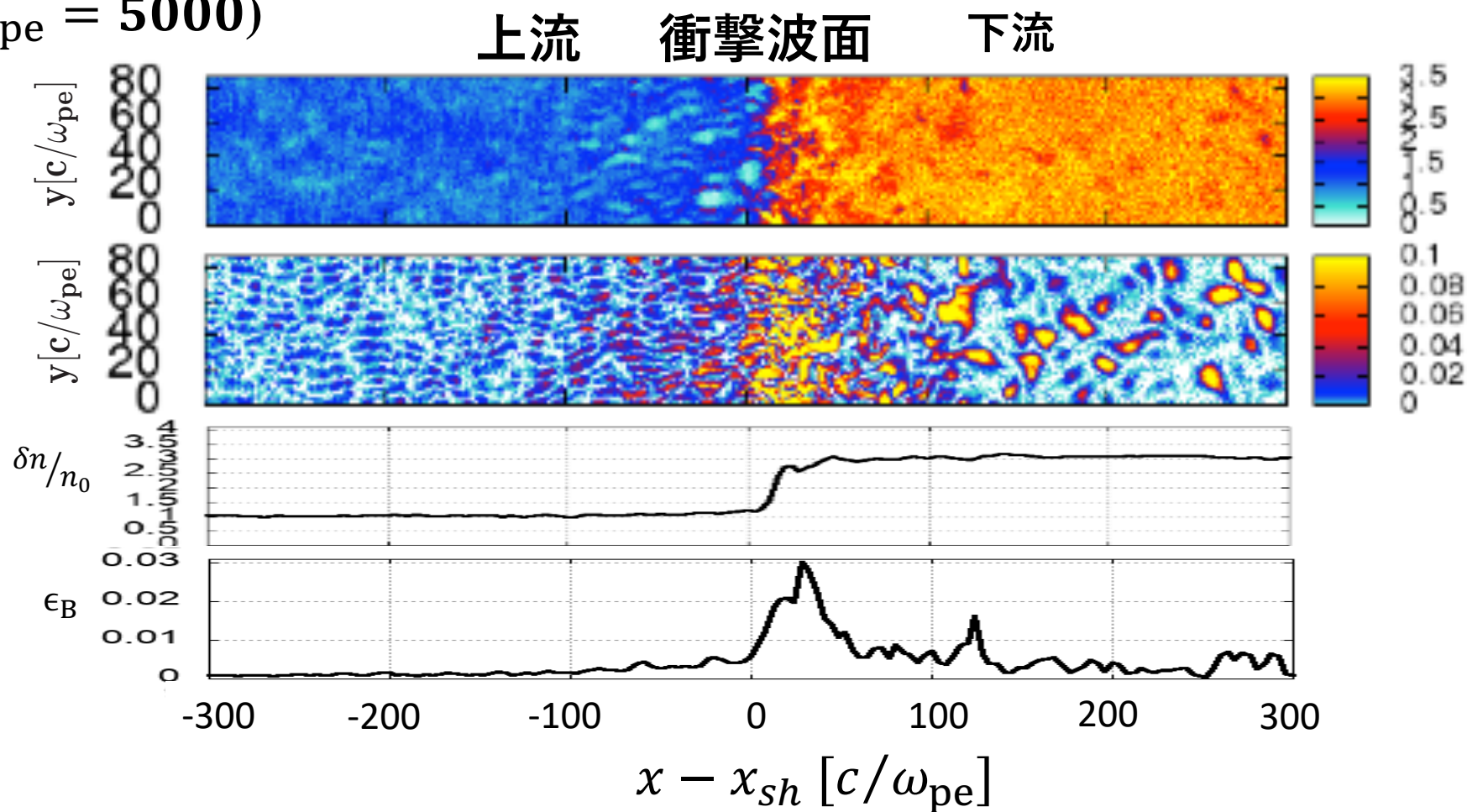
計算領域 :  $L_x = 1.2 \times 10^4 c/\omega_p$ ,  $L_y = 86 c/\omega_p$  ( $\Delta x = \Delta y = 0.1 c/\omega_p$ )

粒子数 :  $n_0 = 80$ 個/cell, 全粒子数  $\sim 10^{10}$ 個

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{\Gamma m}}$$

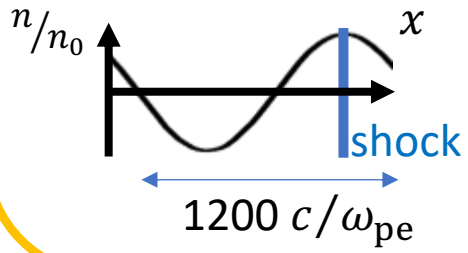
# 一様密度

(at  $t\omega_{pe} = 5000$ )

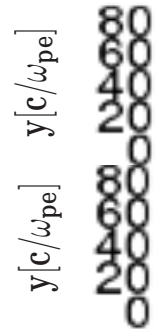


下流磁場は、下流で単調に減衰。先行研究と一致。

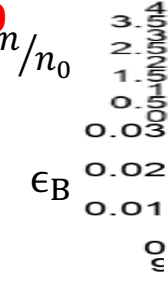
非一様  
(shock in the  $\frac{n}{n_0} = 1.5$   
region) at  $t\omega_{pe} = 4800$



密度



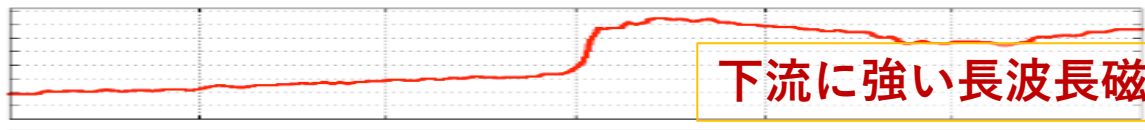
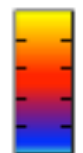
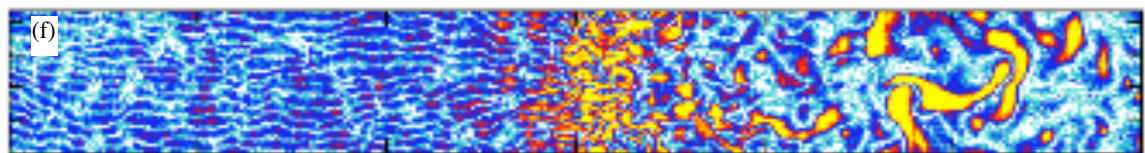
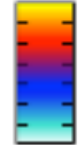
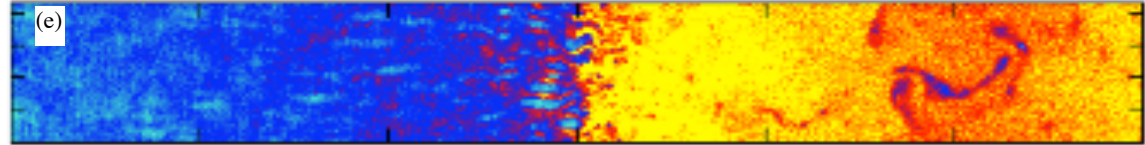
非一様 磁場



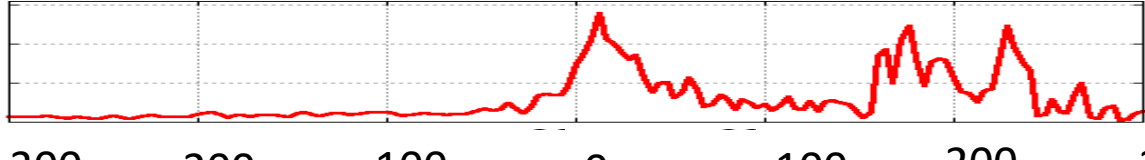
上流

衝撃波面

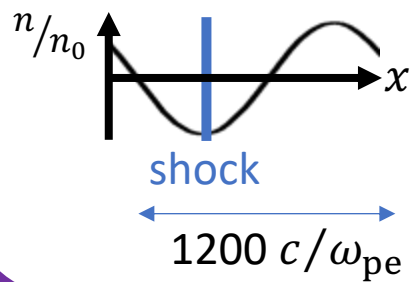
下流



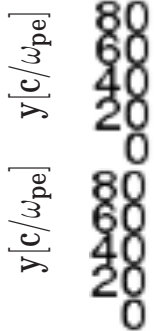
下流に強い長波長磁場がある



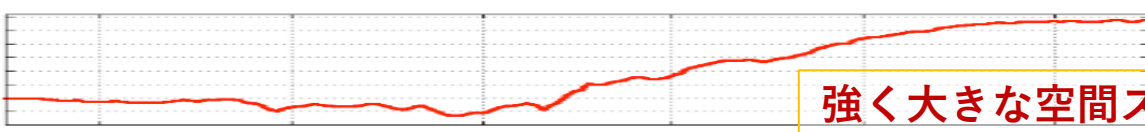
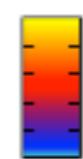
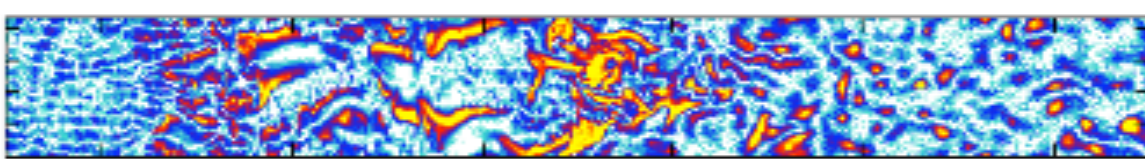
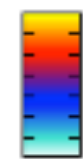
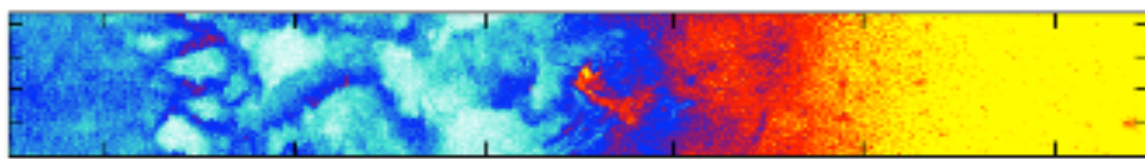
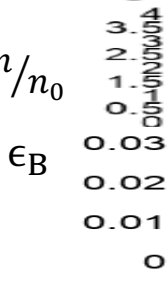
非一様 磁場  
(shock in the  $\frac{n}{n_0} = 0.5$   
region) at  $t\omega_{pe} = 5200$



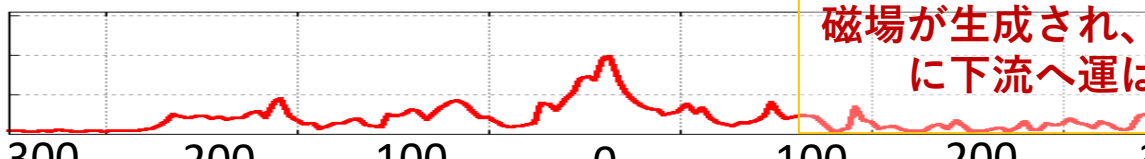
密度



非一様 磁場

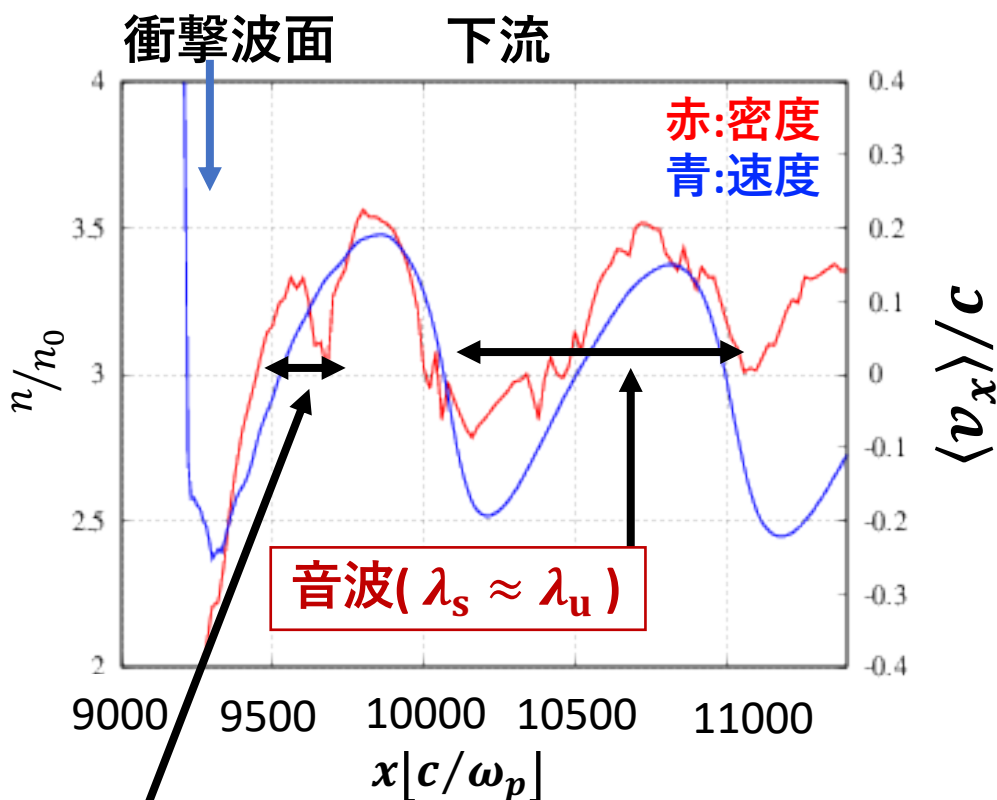


強く大きな空間スケールの  
磁場が生成され、減衰せず  
に下流へ運ばれている



$x - x_{sh} [c/\omega_{pe}]$

# 密度 & 速度 $\langle v_x \rangle / c$ の1次元空間発展 ( $t = 6100\omega_p^{-1}$ )



エントロピー波 ( $\lambda_e \approx \frac{1}{3}\lambda_u$ )

$\lambda_e$  : エントロピー波の波長

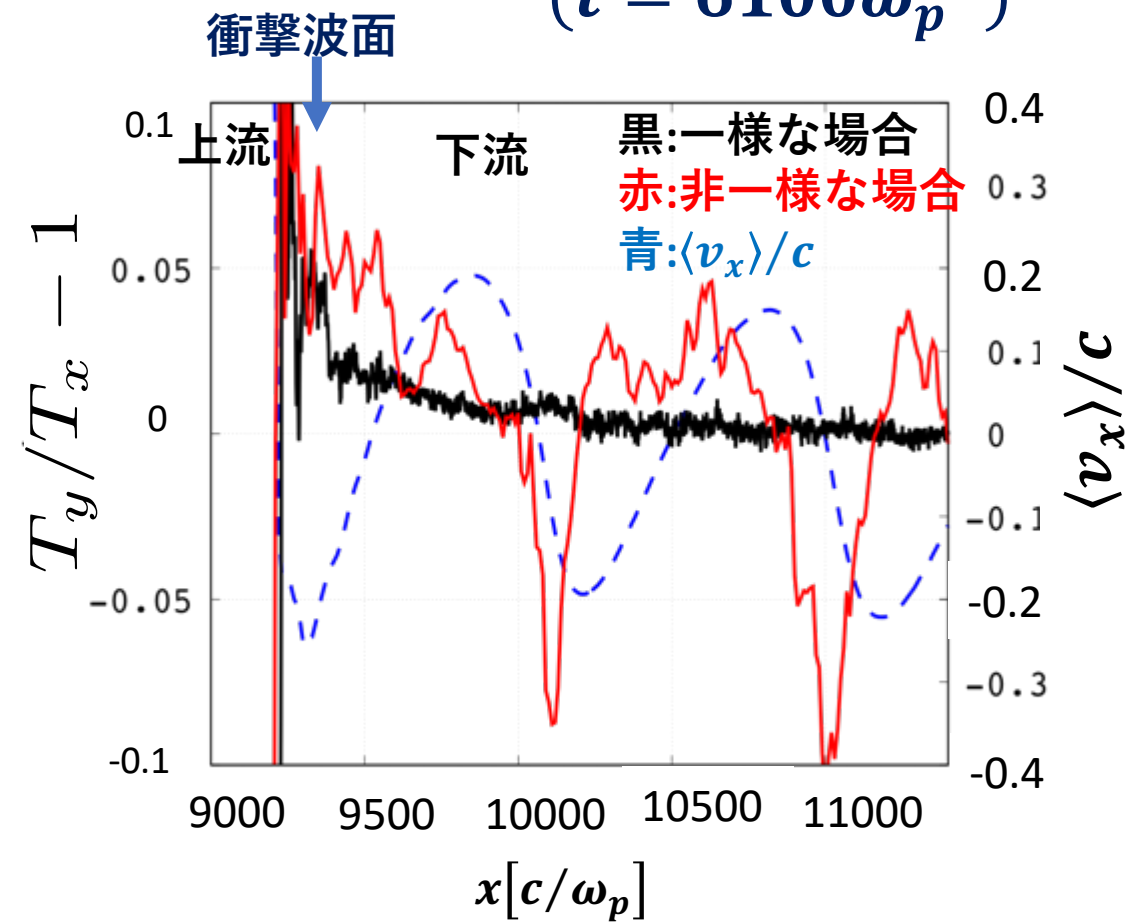
$\lambda_s$  : 音波の波長

$\lambda_u$  : 上流の密度揺らぎの波長

流体計算の結果と同様に、  
**無衝突衝撃波でも**  
 音波とエントロピー波ができた!!

波長は、流体解析の結果と一致した。  
 振幅は、流体解析の結果より小さい。  
 (衝撃波面通過時、  
 粒子拡散が効いたため。)

# 平均速度 $\langle v_x \rangle / c$ & 温度非等方性の空間発展 ( $t = 6100 \omega_p^{-1}$ )



一様な場合:  
温度非等方性は下流でほぼ0.

非一様な場合:  
音波とともに温度非等方性は  
振動している。  
平均振幅は約0.05.

音波振動と高エネルギー粒子  
の拡散によって、  
温度非等方性が生成された。

温度は局所プラズマ静止系で、下記の式から計算する。

$$\frac{T_{x,y}}{mc^2} = \int_0^\infty \frac{p_{x,y}^2}{\gamma m^2 c^2} f(p_x, p_y, p_z)$$

(Yoon 2007)

Tomita, Ohira & Yamazaki, 2019, ApJ



# 結論

非一様媒質中を伝播する相対論的無衝突衝撃波では、

- 衝撃波遷移層で、長波長磁場が生成され、下流広域で磁場が維持される。
- 無衝突衝撃波で音波とエントロピー波が生成される。(世界初!!)
- 音波振動の運動エネルギー (2%)と温度非等方性の自由エネルギー (5%)は、観測が示唆する下流磁場のエネルギー( $10^{-3}\%$ )に比べて十分大きい。磁場の起源になりえる。
- 下流広域の強い磁場や音波は、  
残光放射に必要な高エネルギー粒子を作れる。

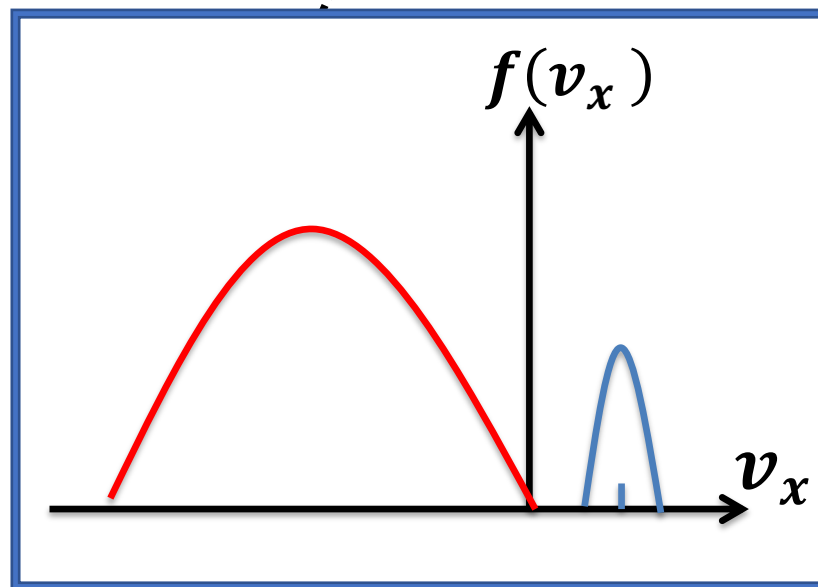
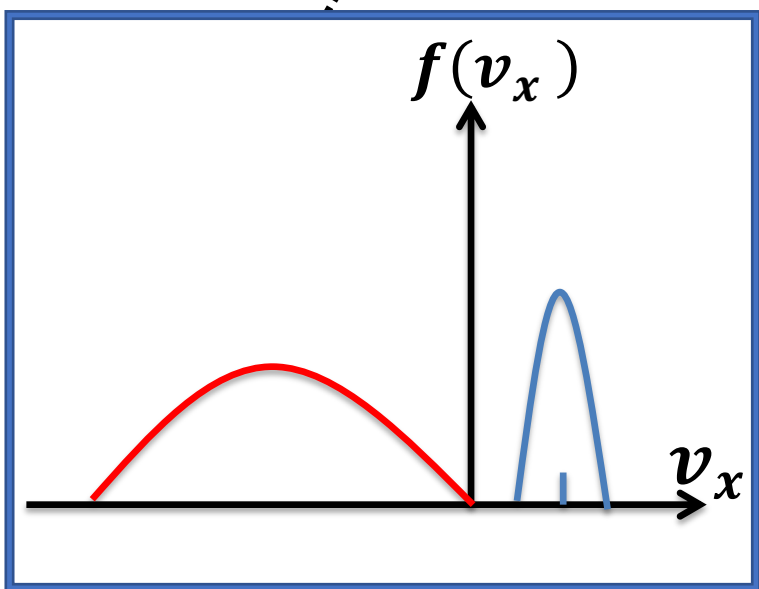
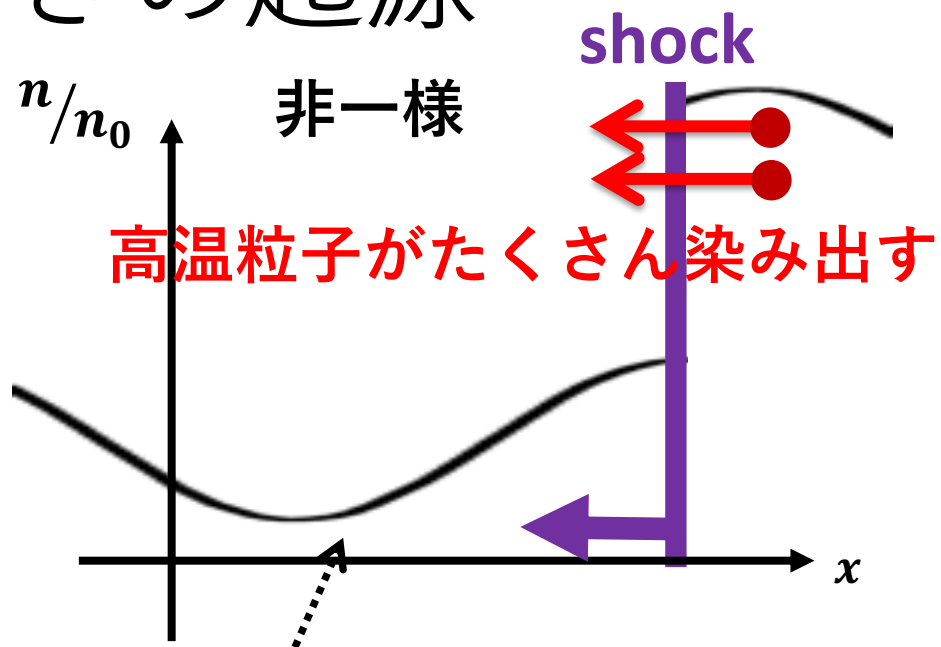
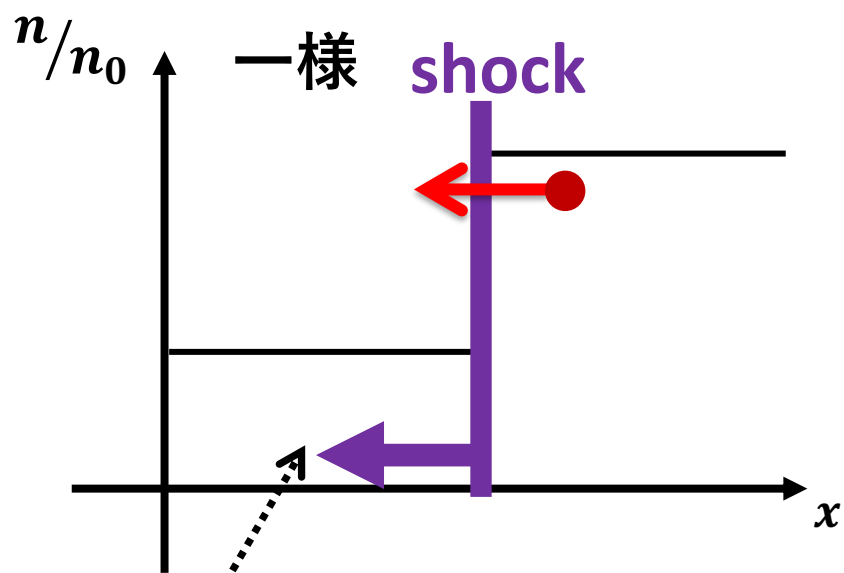
上流の非一様性は下流で磁場を作る。

→GRB残光とGRB親星の周辺環境の関係が得られる。

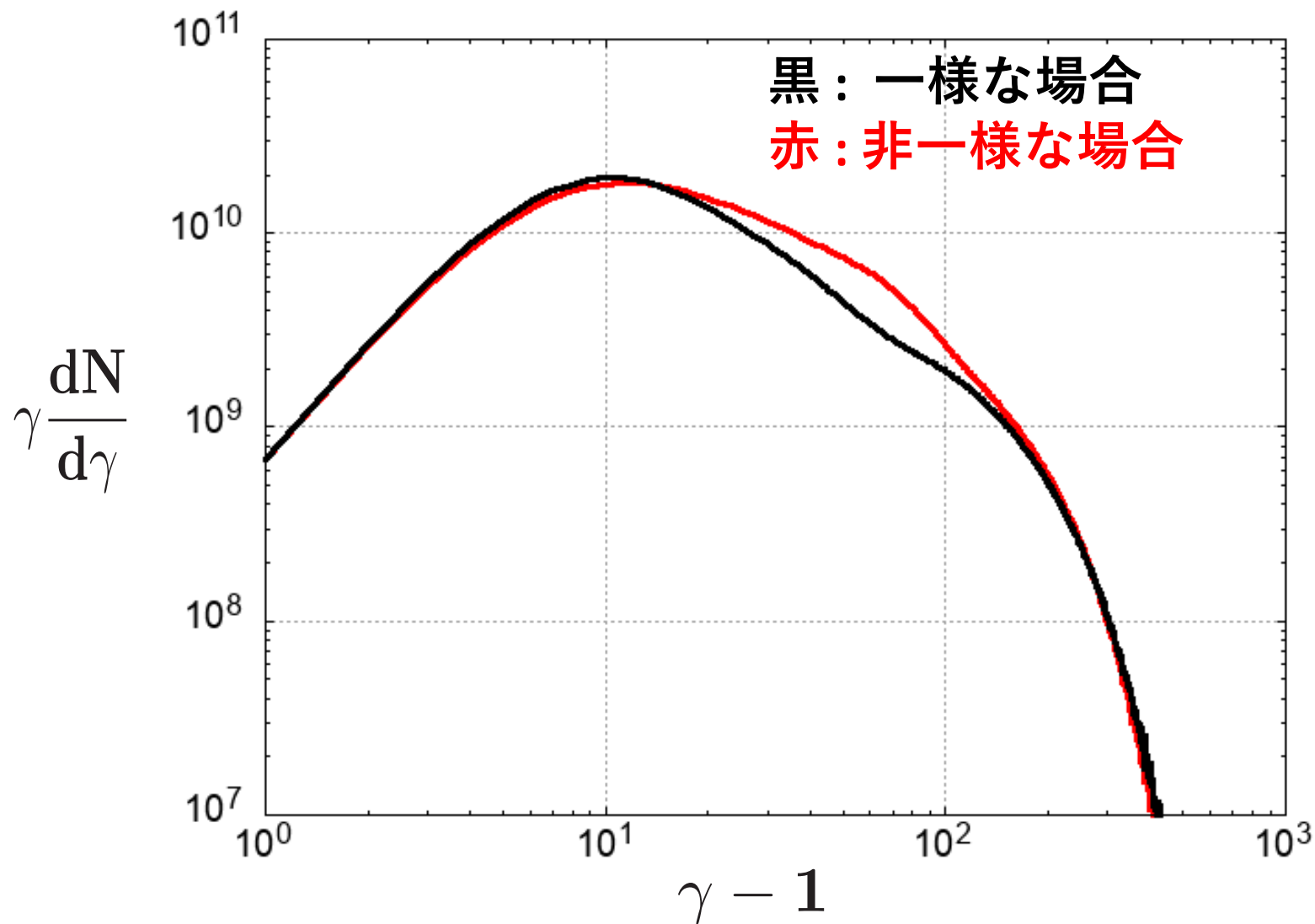
非一様性が与えるGRB残光放射への影響について、

より定量的な理解が進めば、GRBの起源に迫ることが可能である。

# 長波長の磁場揺らぎの起源



# 電子のエネルギースペクトル(in下流)



# 今後の展望:

- ◆ より現実的なプラズマ中を伝播する相対論的無衝突衝撃波での磁場増幅課程を調べる。
  - 背景磁場あり
  - 多次元的な密度構造
  - 電子陽子プラズマ
- ◆ 減衰磁場中でのシンクロトロン放射に加え、他の放射機構を考慮した残光放射モデルを構築する。
- ◆ 構築した理論モデルと観測の比較から、GRB駆動天体の周辺環境に制限を与え、GRBの起源に迫る。

# 上流の密度揺らぎ波長への制限

音波がGRB残光の放射に影響を与えるための条件：

上流の密度揺らぎ波長 $\lambda^u$ (in 上流静止系)

< GRBジェットの減速半径 $R_{\text{dec}}^u$

$$\lambda^u < R_{\text{dec}}^u = 1.2 \times 10^{17} \left( \frac{E_{\text{iso},53}}{n_0^u} \right)^{1/3} \Gamma_{\text{sh},2}^u{}^{-2/3} \text{ cm}$$

音波が作る温度非等方性から磁場生成を起こすための条件：

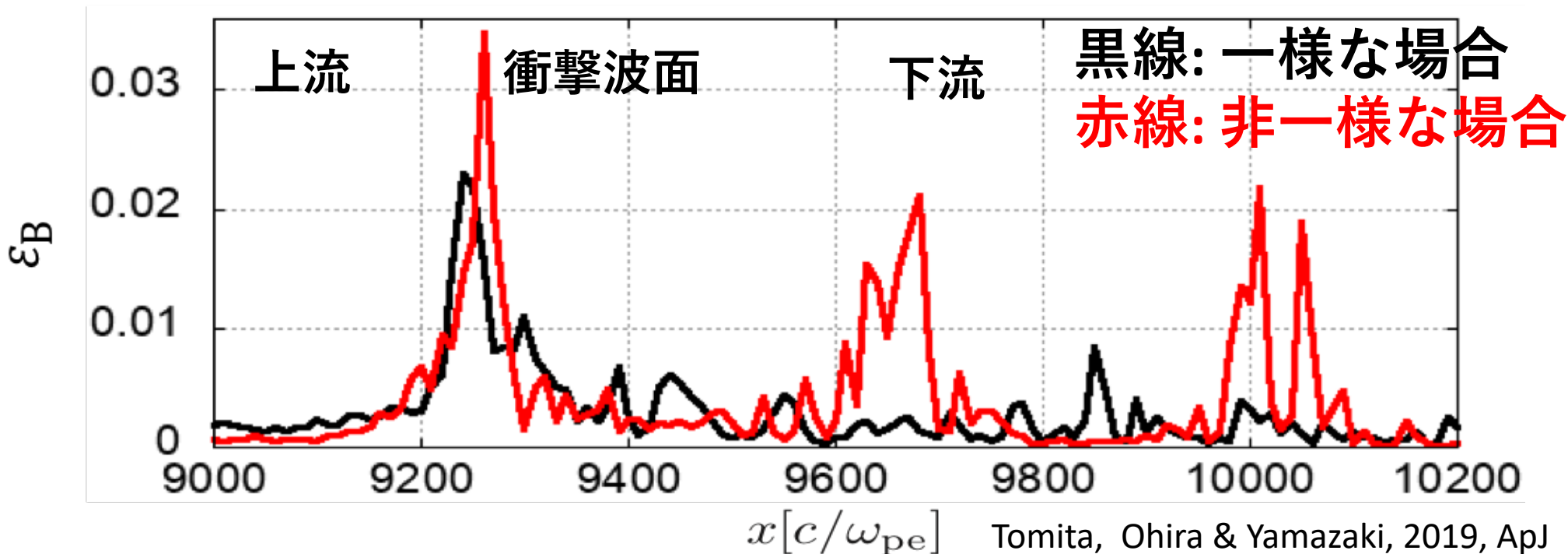
音波の寿命 $t_{\text{life}} > \text{GRBジェットの減速時間 } t_{\text{dec}}^u$

$$t_{\text{lifetime}} = \frac{\lambda_{\text{down}}}{\langle v \rangle} + t_{\text{dis}}$$

$$\lambda^u > 9.6 \times 10^{16} \left( \frac{c_s}{0.62c} \right)^{-1} \left( \frac{\langle v \rangle}{0.2c} \right) \left( \frac{E_{\text{iso},53}}{n_0^u} \right)^{1/3} \Gamma_{\text{sh},2}^u{}^{-2/3} \text{ cm}$$

いま散逸時間を考慮していないので、現実ではこの最低値はさらに短くなる。

# 長時間発展( $t = 6100\omega_p^{-1}$ )を追った時の、 下流領域のY方向に平均化した $\epsilon_B$ の空間発展



衝撃波遷移層で作られた長波長磁場は、  
下流遠方でも、振幅が変わらず維持されている!!

$$\epsilon_B = \frac{B^2/8\pi}{4\Gamma^2 n m c^2}$$

$\Gamma$ : 上流静止系で測った噴出物質のローレンツ因子  
 $n$ : 上流静止系で測った上流の密度  
 $B$ : 下流静止系で測った下流の磁場強度

# PICシミュレーション

## 基礎方程式：

- 多数粒子の運動方程式

$$\frac{du_s}{dt} = \frac{q_s}{m_s} \left( E + \frac{u_s}{c\gamma_s} \times B \right),$$
$$\frac{dx_s}{dt} = \frac{u_s}{\gamma_s}$$

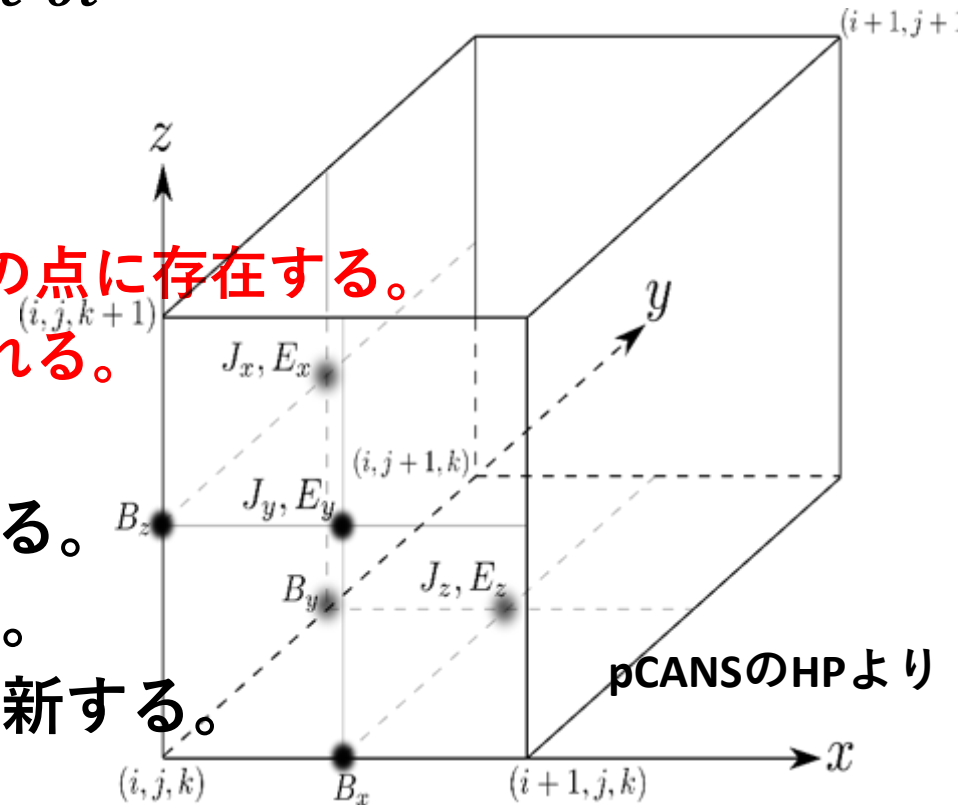
- Maxwell方程式

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \nabla \times B - \frac{4\pi}{c} j,$$
$$\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E$$

## Particle-in-Cell法：

粒子はシミュレーション空間内の任意の点に存在する。  
電磁場は空間内のグリッド上に定義される。

- ある位置の粒子の速度から、グリッド点での電流密度を計算する。
- 電流密度から、電磁場を計算する。
- 電磁場から粒子の位置と速度を更新する。



• 音波

$$\omega - \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} = \pm ck,$$

dispersion relation, (1a)

$$\delta p \neq 0, \quad \delta \rho = \frac{\delta p}{c^2}, \quad \delta \mathbf{u} = \frac{\delta p}{\rho c} (\alpha, \beta), \quad \delta s = 0$$

eigenvector. (1b)

• エントロピー波  $\omega - \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} = 0,$

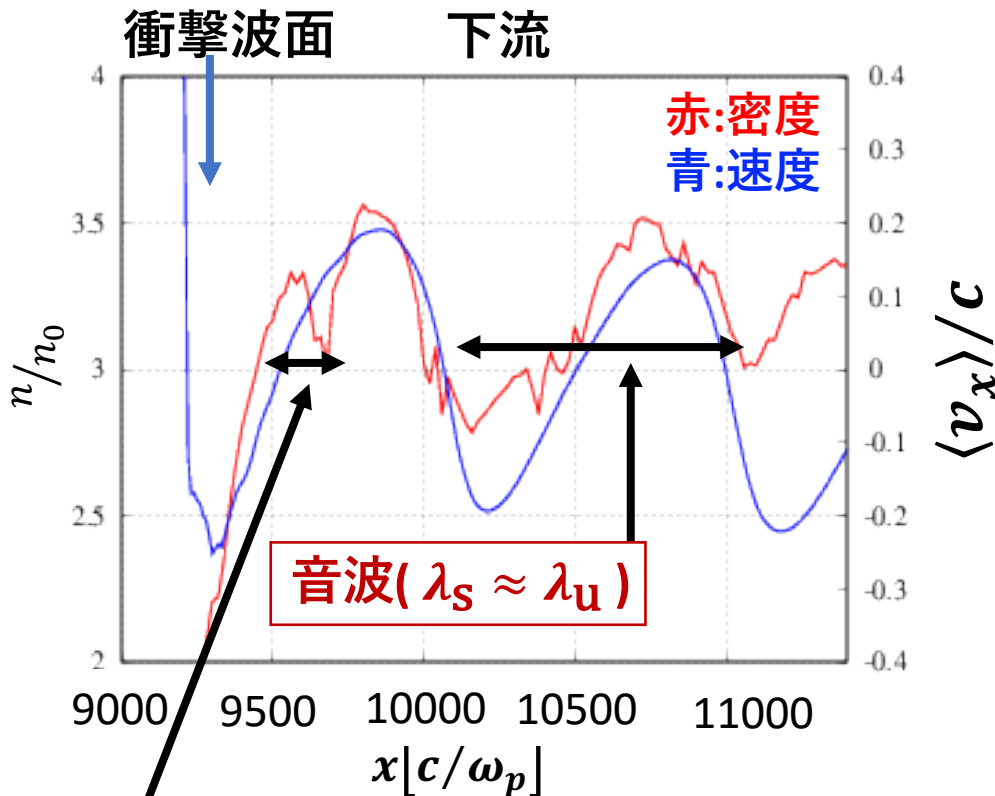
dispersion relation, (2a)

$$\delta s \neq 0, \quad \delta \rho = r \delta s, \quad \delta p = 0, \quad \delta \mathbf{u} = 0,$$

entropy wave,



# 密度 & 速度 $\langle v_x \rangle / c$ の1次元空間発展 ( $t = 6100 \omega_p^{-1}$ )



エントロピー波 ( $\lambda_e \approx \frac{1}{3} \lambda_u$ )

$\lambda_e$ : エントロピー波の波長

$\lambda_s$ : 音波の波長

$\lambda_u$ : 上流の密度揺らぎの波長

流体計算の結果と同様に、  
無衝突衝撃波でも  
音波とエントロピー波ができた!!

## Decay timescale of these waves

$$\kappa \sim \frac{1}{3} r_g c = \frac{1}{3\sqrt{8}} \frac{c^2}{\omega_{pe}} \epsilon_B^{-1/2} .$$

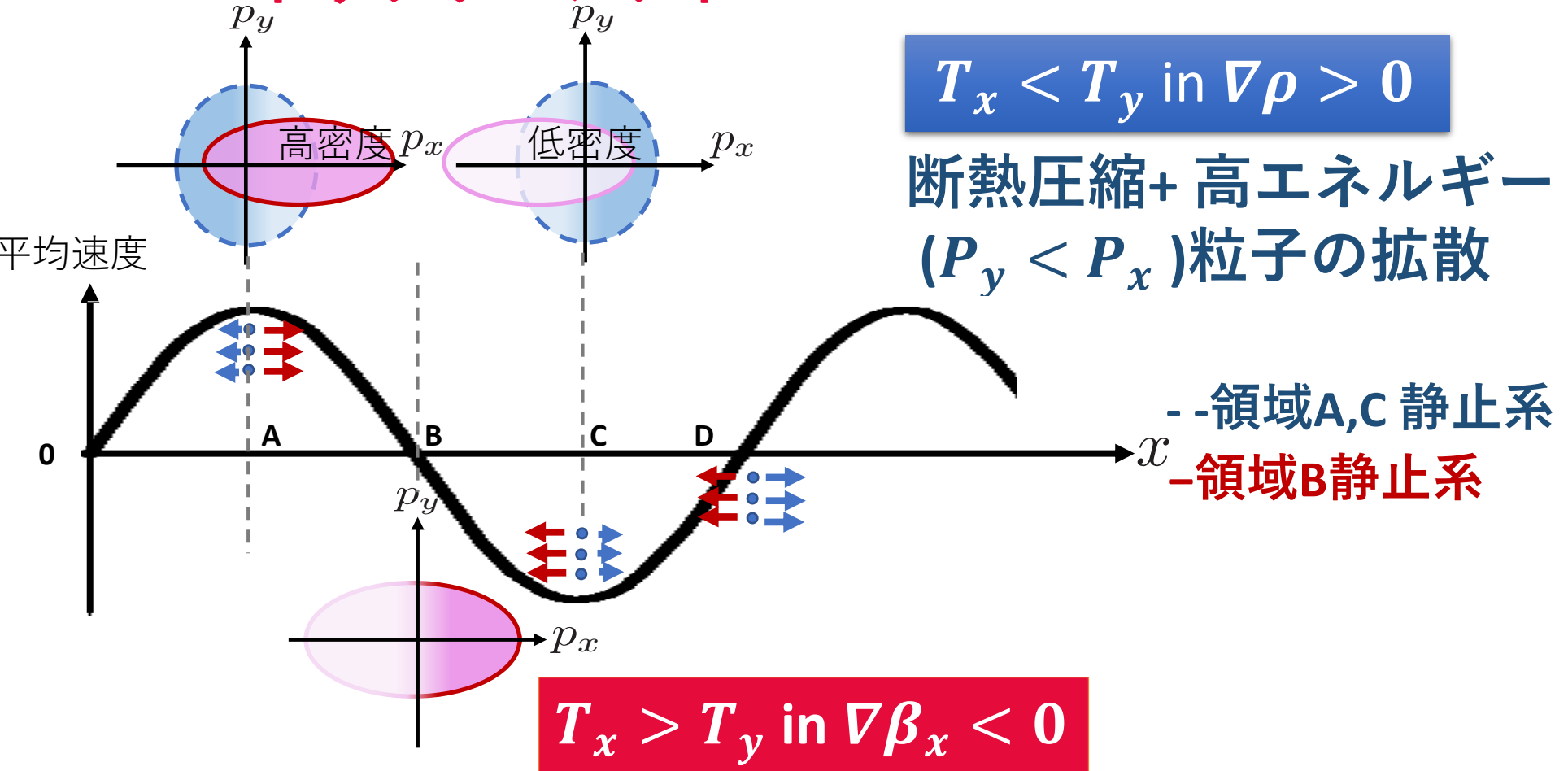
$$t_{\text{decay}} = \frac{\lambda_{\text{down}}^2}{2\kappa}$$

$$t_{\text{decay}} = \begin{cases} 9.9 \times 10^5 \omega_{pe}^{-1} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-2}}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda_{\text{down}}}{1.1 \times 10^3 c / \omega_{pe}}\right)^2 & \text{(for sound wave)} \\ 1.3 \times 10^5 \omega_{pe}^{-1} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-2}}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda_{\text{down}}}{4.0 \times 10^2 c / \omega_{pe}}\right)^2 & \text{(for entropy wave).} \end{cases}$$

>> The simulation time  $t = 6100 \omega_p^{-1}$

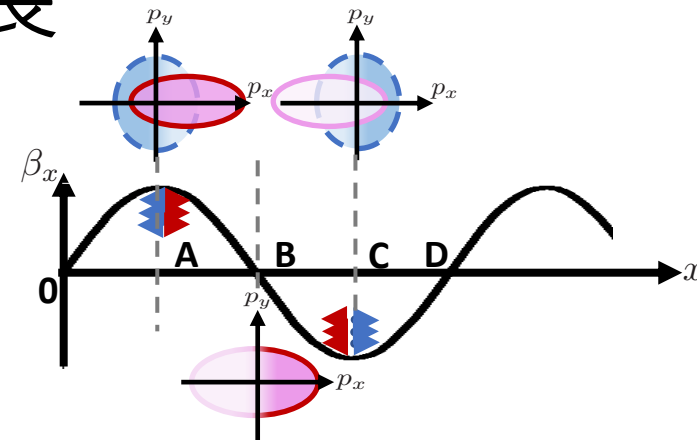
# 温度非等方性の起源

## ドップラーシフト

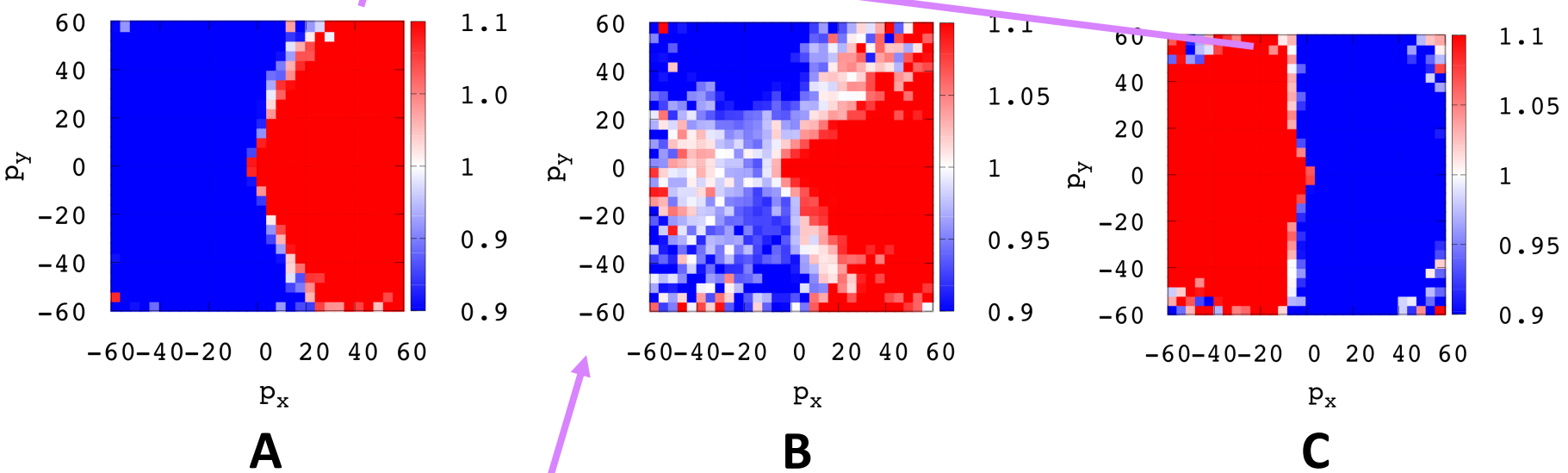


# 下流の運動量空間の空間発展

contour: 
$$\frac{\int dN/dp dp}{\int (dN/dp)/2\pi p dp}$$



ドップラーシフト



- 領域A, Cから逃走してきた高エネルギー粒子
- 非対称性は、密度勾配を反映している。

# 下流で生成された温度非等方性からのワイベル不安定性 成長率

$$\gamma_{\max} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{T_x}{mc^2} \left( \frac{T_y}{T_x} - 1 \right)^{3/2} \omega_{pe} \quad \text{for} \quad k_{\max} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\omega_{pe}}{c}$$

## 温度非等方性の振動周期

(Yoon 2007)

$$t_{\max} \sim \text{a few} \times 10^2 \left( \frac{T_y/T_x - 1}{0.05} \right)^{-3/2} \omega_{pe}^{-1}$$

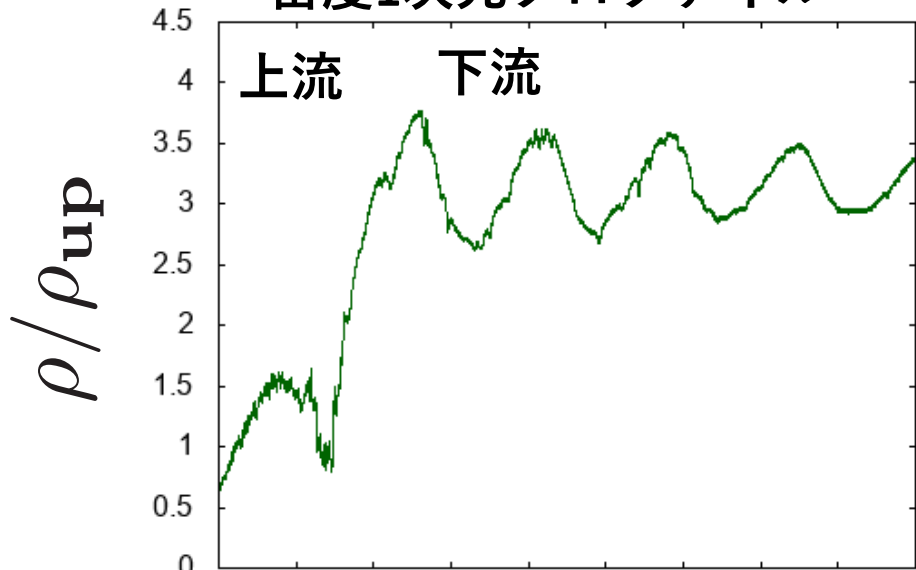
$$t_{\text{osc}} \sim 10^2 - 10^3 \omega_{pe}^{-1}$$

**磁場は成長しているはず。**  $\epsilon_{B,dwei} \sim T_y/T_x - 1$  だとすると、

➡  $\epsilon_{B,pers} \approx \epsilon_{B,dwei} \quad (\epsilon_{B,pers} \sim 10^{-2})$

下流で生き残る長波長磁場で埋もれているか、  
解析的な成長率が数値計算と異なっていて、まだ成長していない。

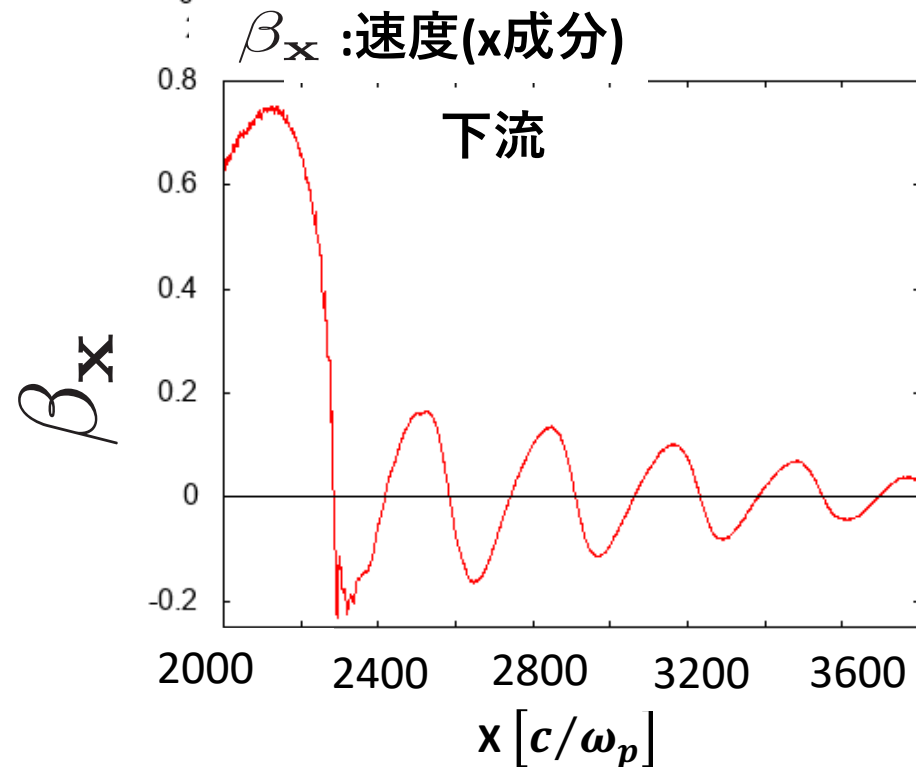
# 密度1次元プロファイル



タイムスケール

$$3700 \leq \omega_p t \leq 4000$$

上流の密度揺らぎが、  
衝撃波面で下流へ伝播する  
音波を生成!



下流の密度揺らぎは、  
音波で生成されている。

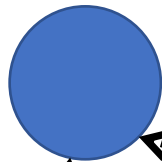
# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度Clump

上流静止系

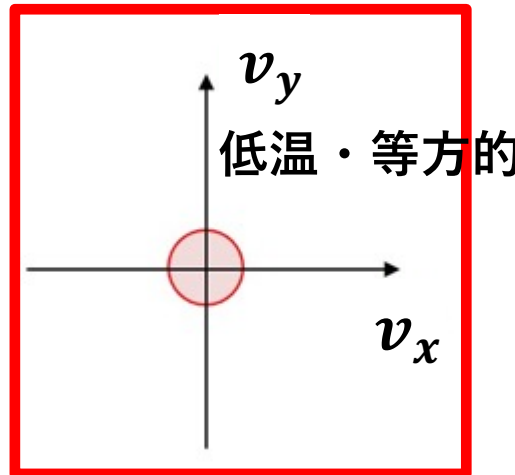
上流

下流



衝撃波面

上流の等方的な  
高密度な固まり  
(Clump)  
(上流静止系).



# 非一様媒質中を伝播する

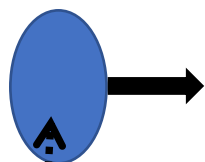
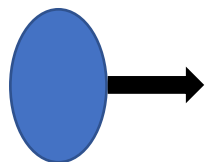
## 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度Clump

衝撃波静止系

上流

下流



衝撃波面

上流の高密度Clumpが  
ローレンツ収縮によって、  
変形される。

(in 衝撃波静止系)

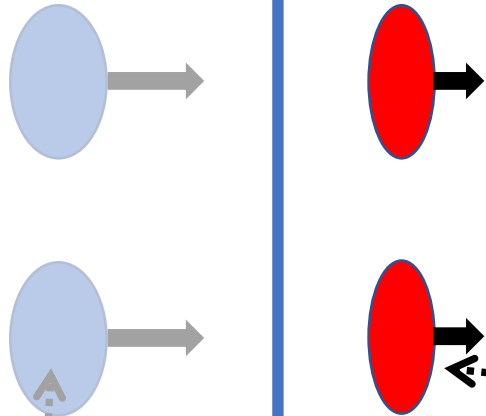
# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度Clump

衝撃波静止系

上流

下流

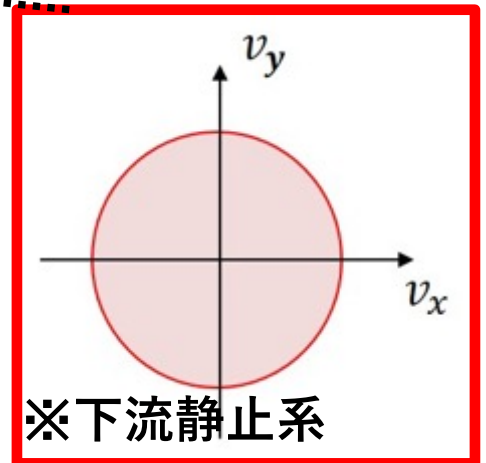


衝撃波面

高密度Clumpはさらに  
衝撃波圧縮され、  
非等方な密度構造になる。  
速度分布が高温で等方的になる。

ワイベル不安定性  
=> 磁場生成

先行研究  
と同様



上流の高密度領域が  
ローレンツ収縮によっ  
て、  
変形される。  
(in 衝撃波静止系)



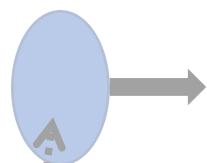
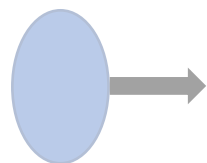
# 非一様媒質中を伝播する

## 相対論的衝撃波下流で期待されること

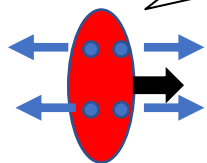
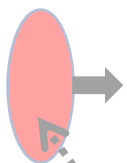
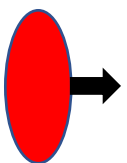
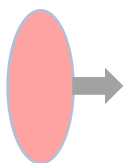
● : 高密度Clump

衝撃波静止系

上流



下流



衝撃波面

上流の高密度Clumpがローレンツ収縮によって、変形される。  
(in 衝撃波静止系)

高密度Clumpが下流へ運ばれると共に、高速で運動する粒子が、高密度Clumpから衝撃波伝播方向へ逃げていく。

高密度Clumpはさらに、衝撃波圧縮され、非等方な密度構造になる。  
速度分布が高温で等方的になる。

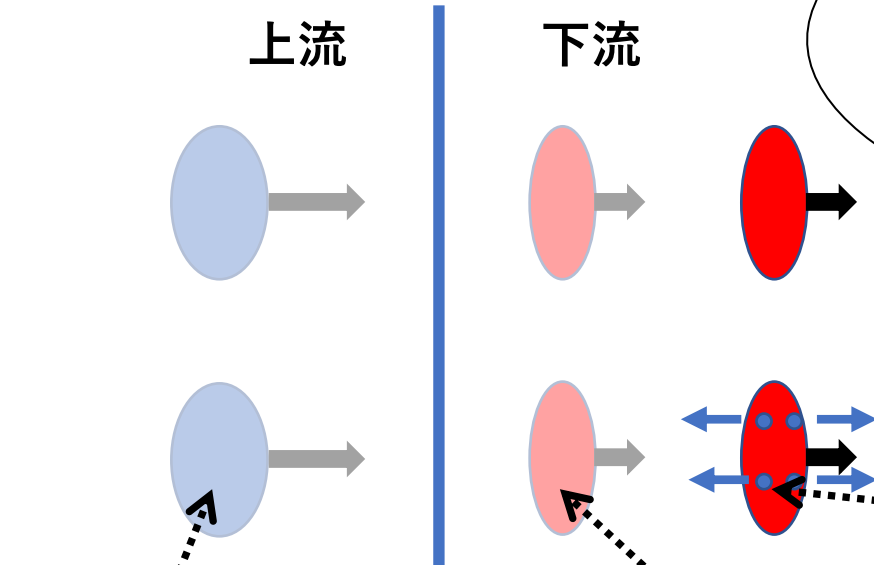
# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度Clump

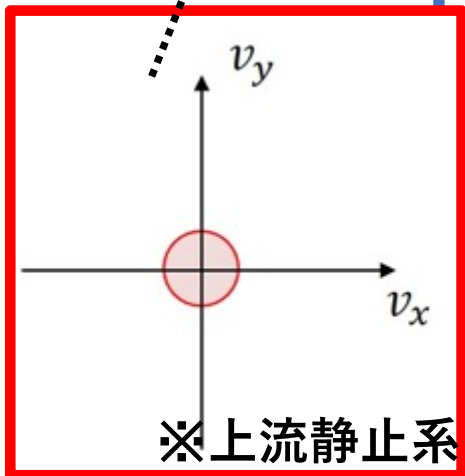
衝撃波静止系

上流

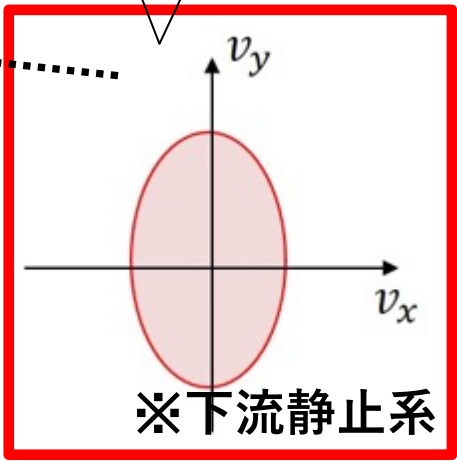
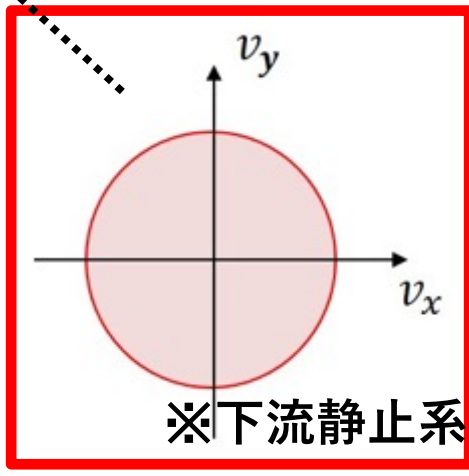
下流



その結果、  
温度非等方性が  
下流の密度Clumpで現れる。  
=>第2ワイベル不安定性



波面  
が  
立つ

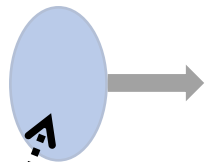
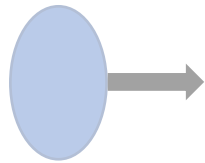


# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

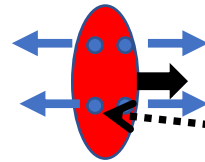
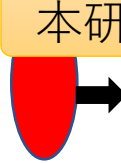
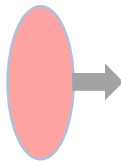
● : 高密度Clump

衝撃波静止系

上流



下流



先行研究

第1ワイベル不安定性  
(in 衝撃波面付近)

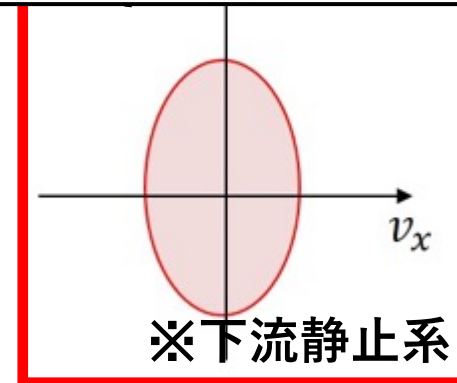
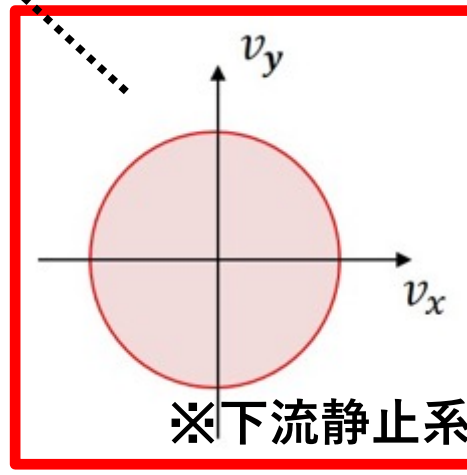
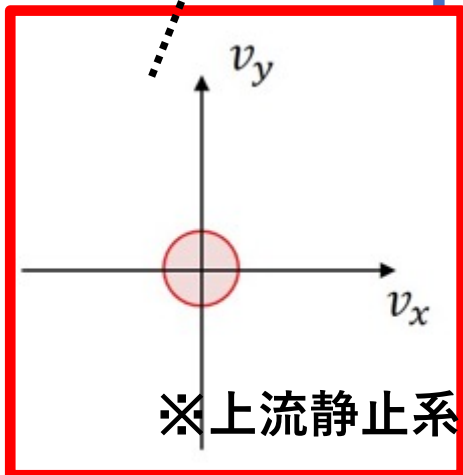
+

第2ワイベル不安定性  
(in 下流)

||

一様媒質中の場合よりも、  
下流の広い放射領域で  
磁場が増幅される！

本研究モデル



波面  
が  
く  
つ

# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度Clump

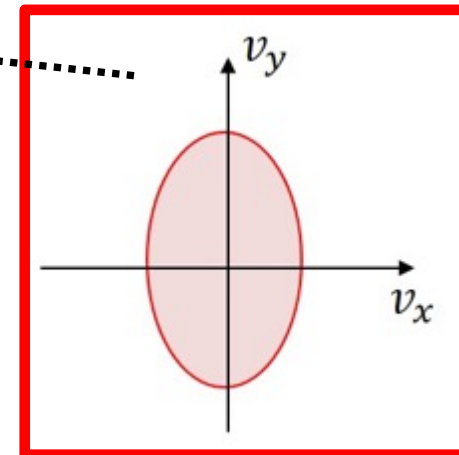
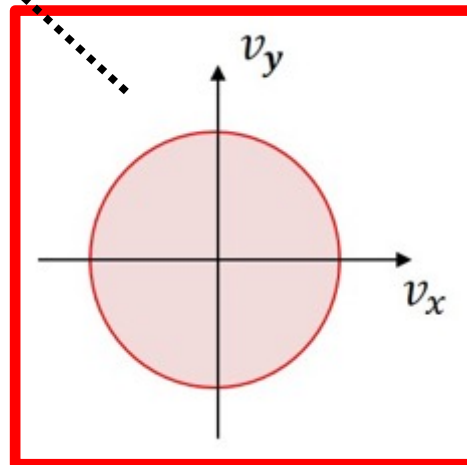
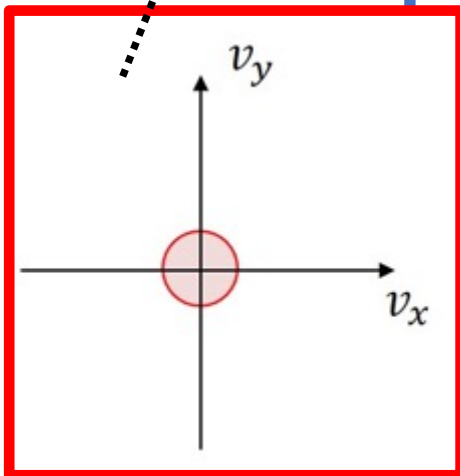
下流静止系

上流

下流

非等方な密度構造が実際に、  
温度非等方性と磁場を、  
生成するのだろうか？

↓  
まず衝撃波下流域だけを  
2次元PICシミュレーションで  
調べてみた。



# シミュレーションセットアップ

2次元PICシミュレーションコード (PCANS公開コード)

- 背景磁場のない電子・陽電子プラズマ

$$\mathbf{B} = \mathbf{0}, n_{e^+} = n_{e^-}$$

- $y$ 方向の対向する2つのビーム

$$\text{ドリフト速度 } v_d = \pm 0.5c,$$

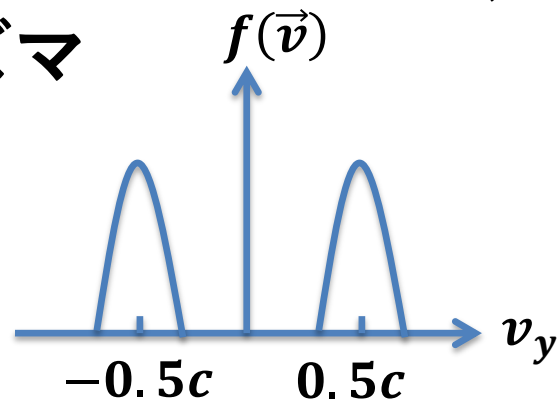
$$\text{熱速度 } v_{th} = \pm 0.1c$$

- 電子・陽電子の空間分布

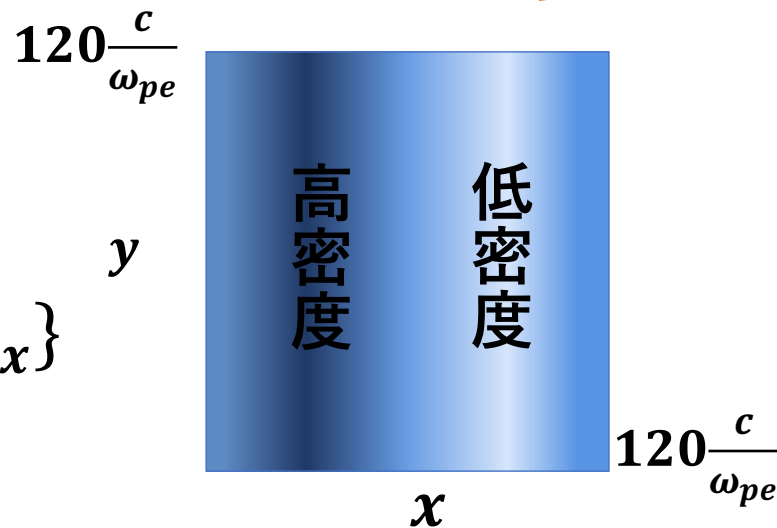
$$n(x, y) = n_0$$

$$n(x, y) = n_0 \{1 + 0.5 \sin 2\pi x / L_x\}$$

非等方な密度構造



シミュレーションBoxに1波長



# 非一様媒質中を伝播する 相対論的衝撃波下流で期待されること

● : 高密度領域

衝撃波静止系

上流

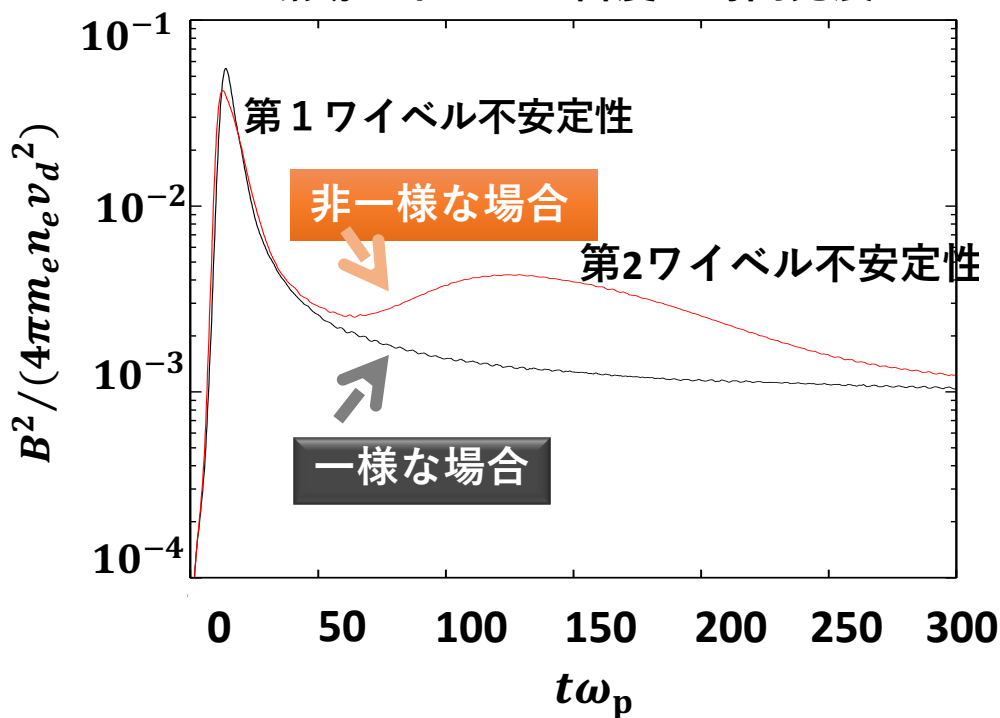
下流

第2サチュレーション時 ( $t \sim 10^2 \omega_p^{-1}$ )  
温度非等方性  $A \sim 0.25$

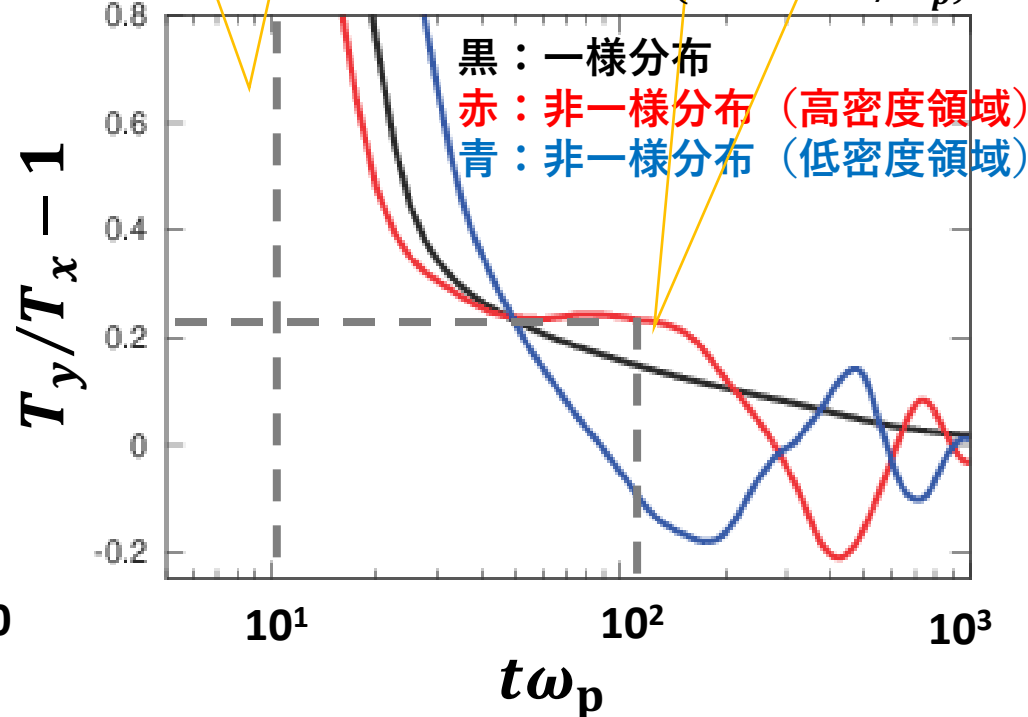
第1サチュレーション時

S. Tomita & Y. Ohira ApJ 2016

磁場エネルギー密度の時間発展

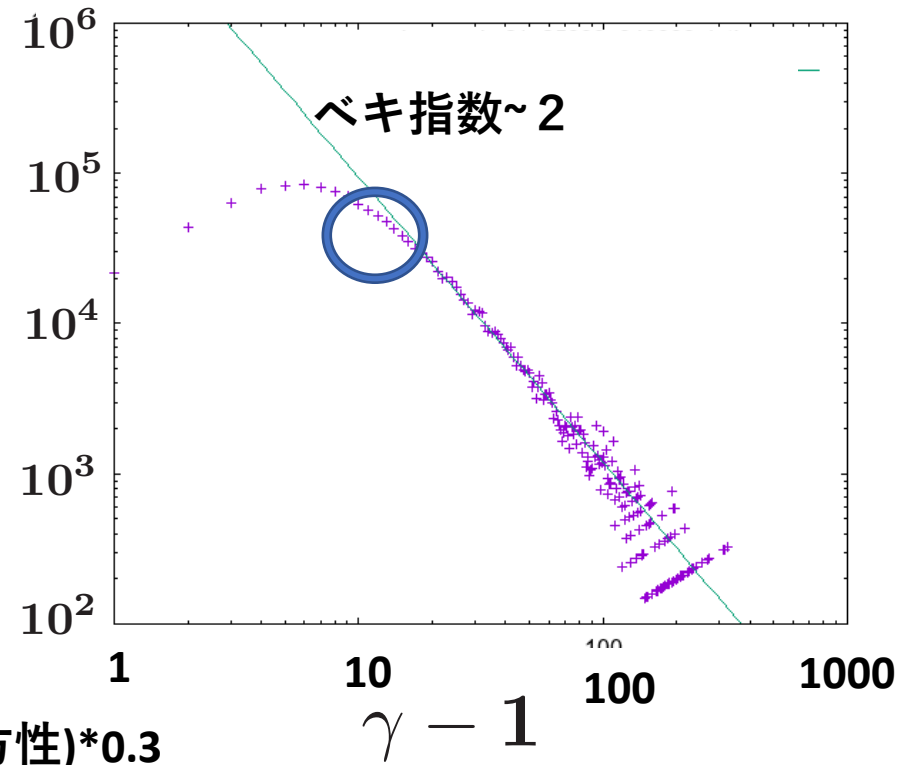
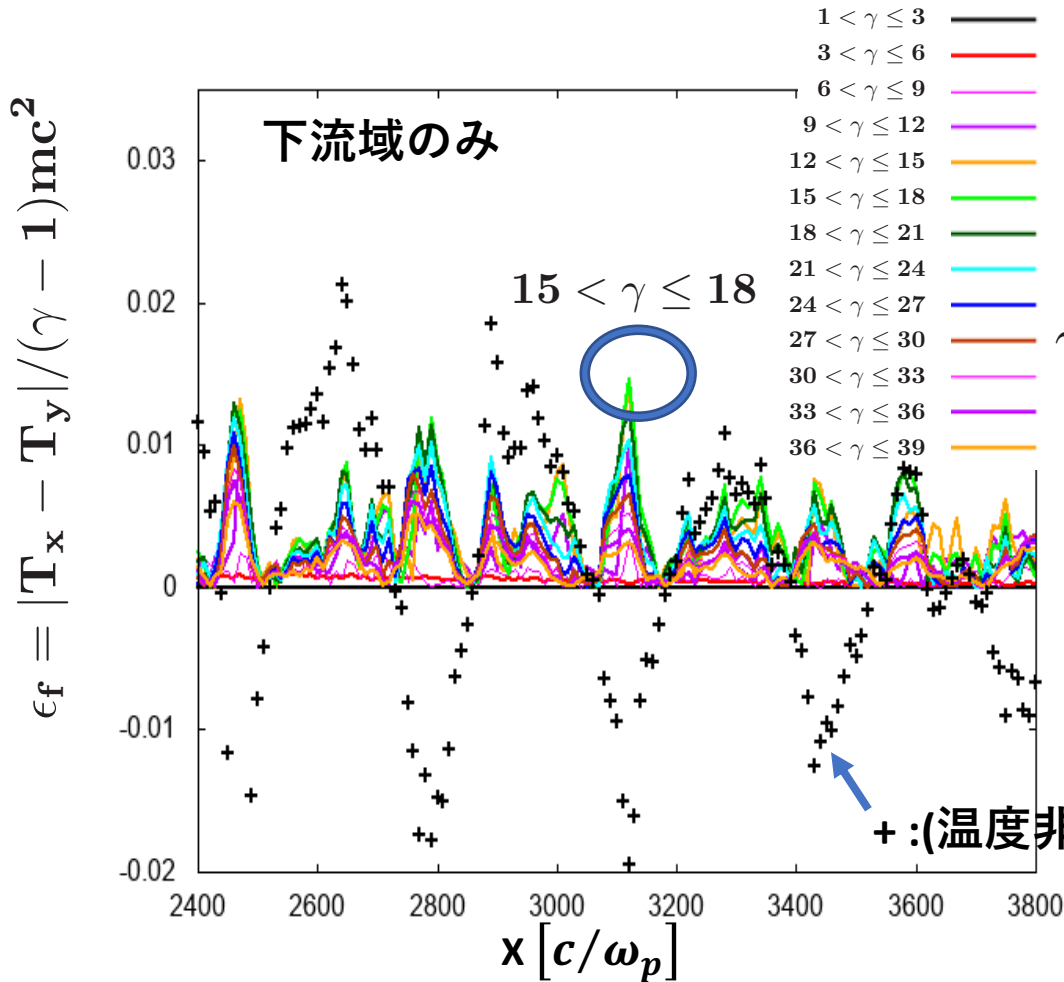


温度非等方性の時間発展 ( $\lambda = 240 c/\omega_p$ )



# 温度非等方性の起源

ローレンツ因子別に引いた温度非等方性の持つエネルギー比



熱的から非熱的粒子に変わる粒子が、温度非等方性の持つエネルギーを一番多く担う？