

Review of recent studies using the PIC simulation

Yutaka Ohira (The University of Tokyo)

Contents

Nonthermal universe, shock, reconnection, turbulence

Particle in cell simulation and hybrid simulation

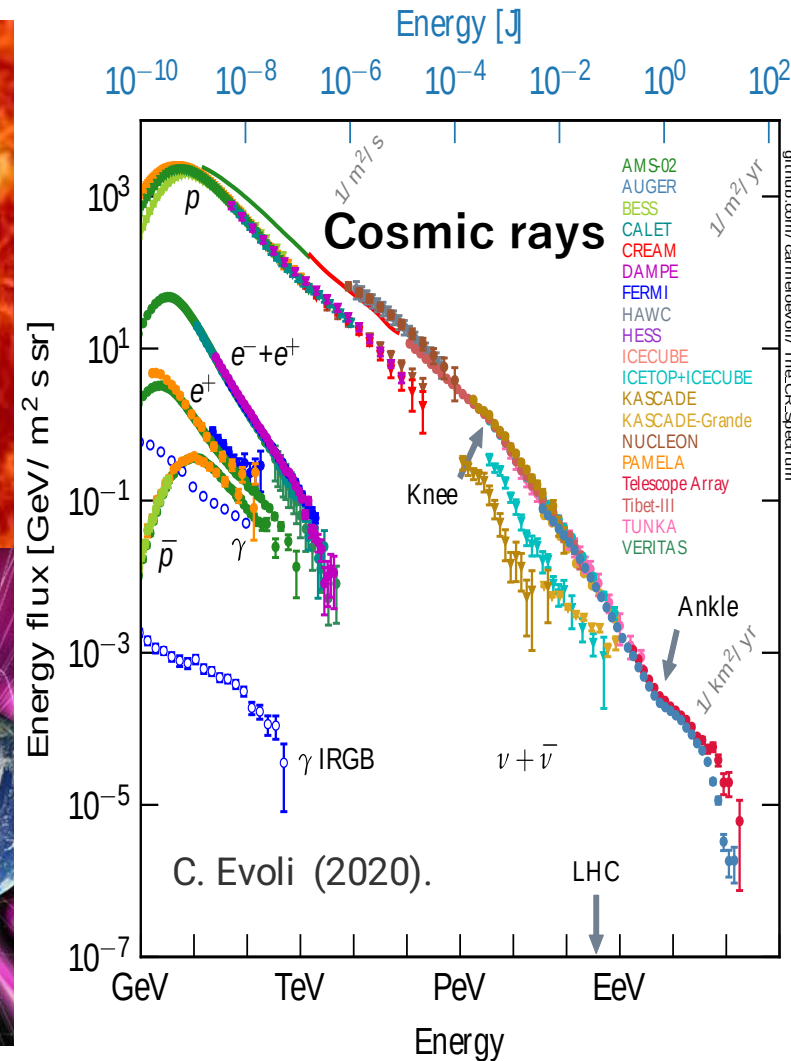
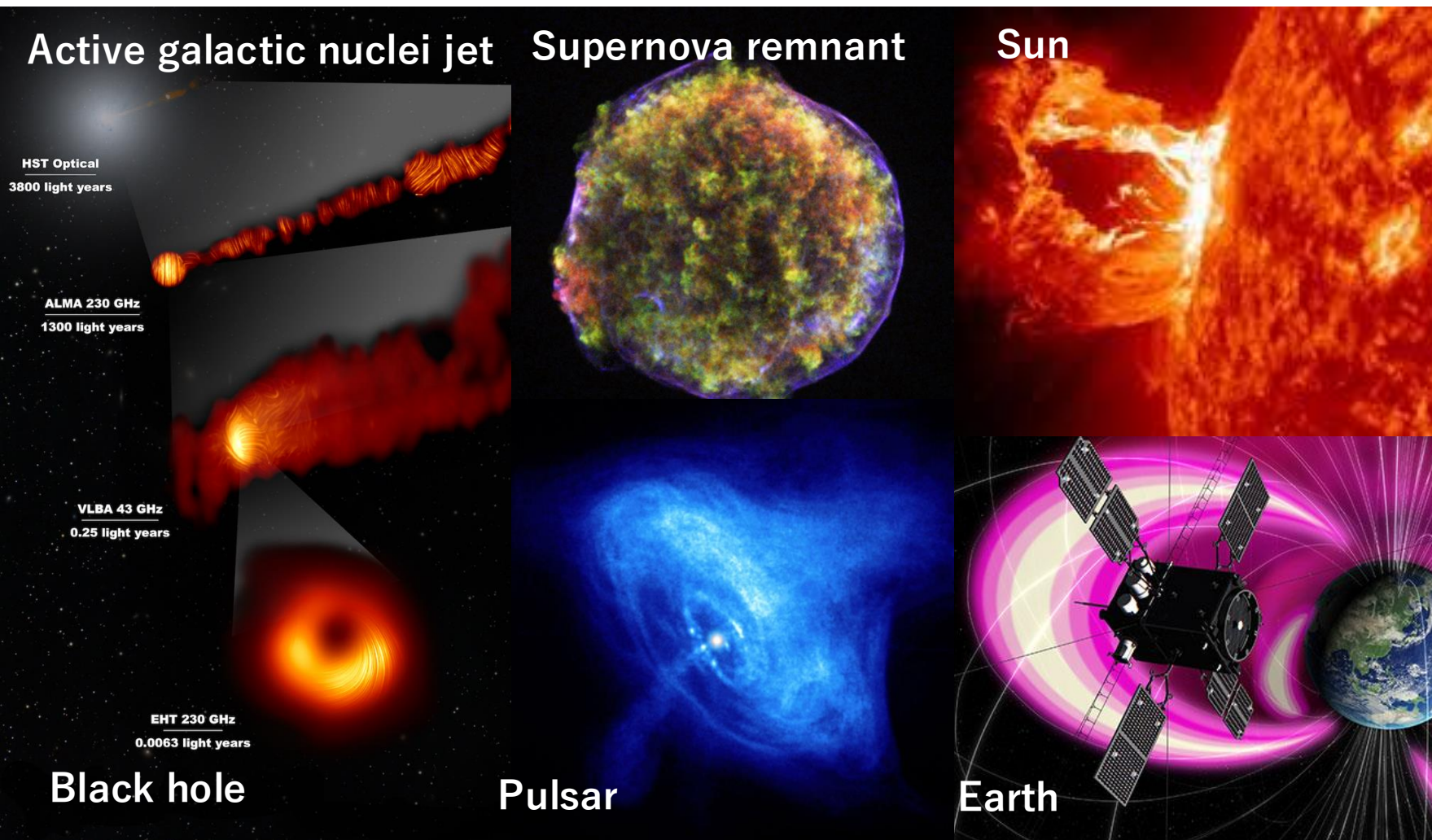
Local simulations for collisionless shocks, reconnection, turbulence

~~Global simulation for pulsars and black holes~~

Magnetic field generation

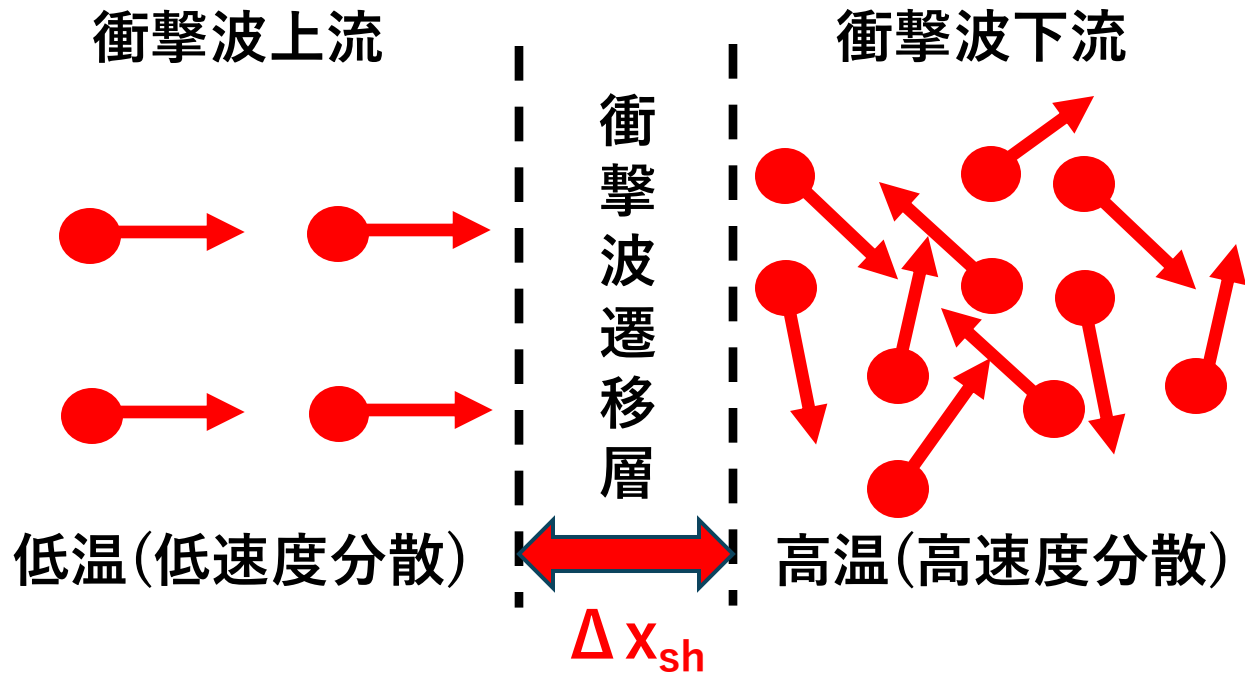
Physics that the PIC cannot study by using current supercomputers

Nonthermal universe



There are nonthermal high energy particles at various scales in the universe. They play important roles on some phenomena in astrophysical systems.

無衝突衝撃波(Collisionless shock)



プラズマ系の2体相互作用はクーロン散乱

$$e^2/r \sim mv^2/2$$

$$\rightarrow \sigma \sim r^2 \sim r_e^2 (v/c)^{-4} \\ \sim 10^{-19} \text{ cm}^2 (T/10^7 \text{ K})^2$$

星間ガスの数密度 $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$

$$\rightarrow l_{mfp} = 1/n\sigma \sim 10^{19} \text{ cm} \gg \Delta x_{sh}$$

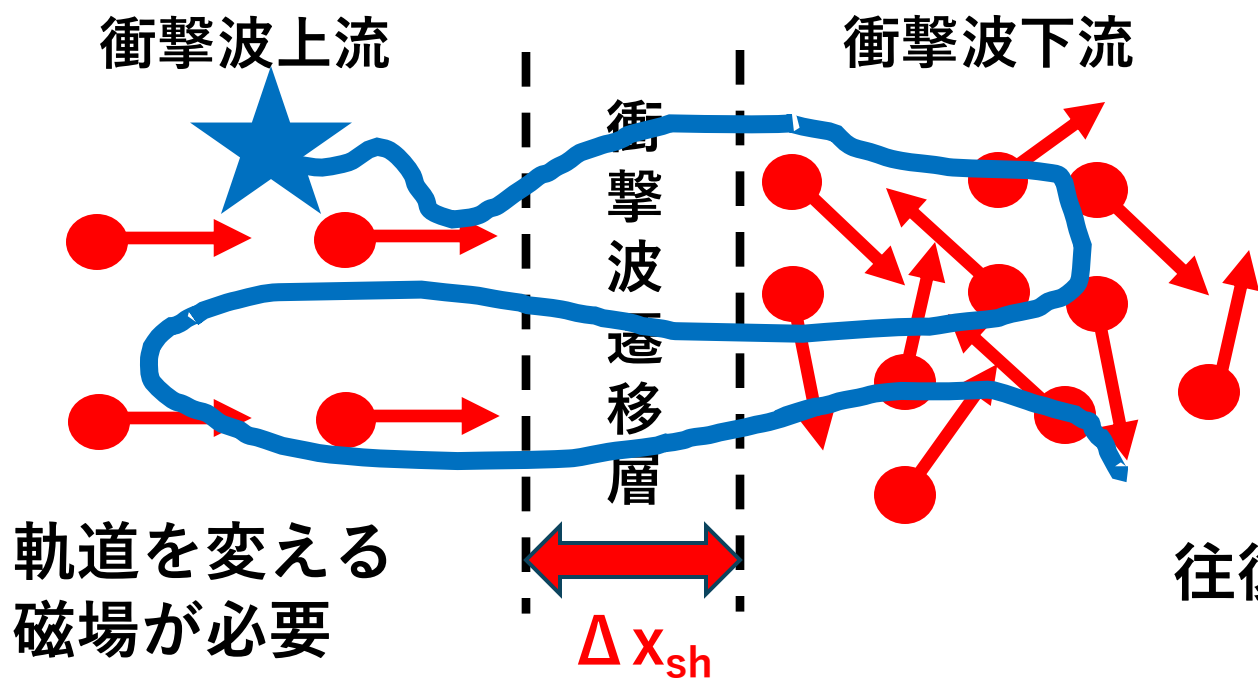
衝撃波遷移層内のクーロン散乱による荷電粒子の軌道変化は無視できる。

プラズマ自身の集団運動によって、自発的に電流を生成し、乱れた電磁場を作る。

その乱れた電磁場で、荷電粒子の軌道を複雑にする。

未解決問題① 衝撃波遷移層内での電磁場生成機構は未解明。
電子と陽子、イオン、磁場のエネルギー分配は？

衝撃波を往復する粒子



荷電粒子が衝撃波を往復するためには、
上流と下流に乱れた磁場が必要

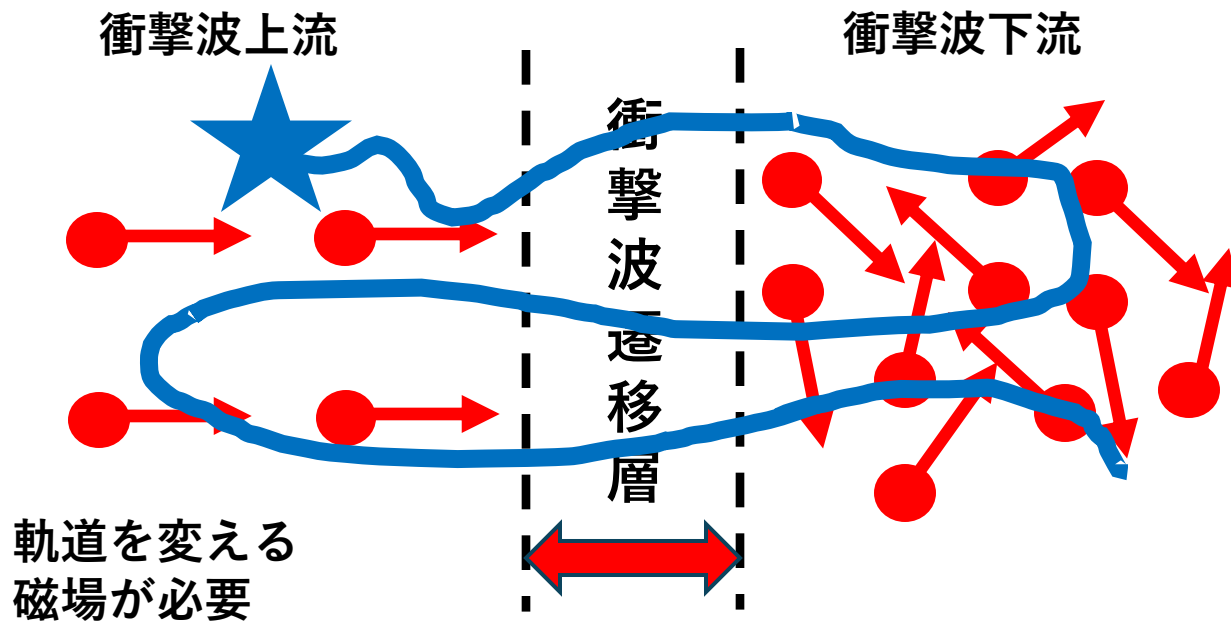
未解決問題② 衝撃波上流と下流での
磁場生成機構は未解明。

往復運動する荷電粒子の電流が重要と思われる。

未解決問題③ ほとんどの粒子は、衝撃波面を1回だけ通過し、Maxwell分布になる。
ごく一部の粒子が衝撃波を往復運動し、 $dN/dE \propto E^{-s}$ の分布になる。
何が原因？加速される粒子の割合は何が決めている？Index s は？

電子はイオンに比べジャイロ半径(mcv/eB)が小さいため、衝撃波遷移層を自由に通過できない。ジャイロ半径を大きくするための別の加速機構が必要だが未解明。加速される粒子の割合は何が決めている？

様々な種類の無衝突衝撃波と未解決問題



無衝突衝撃波は、様々な種類がある。

衝撃波速度： $10^{-3} c \sim c$ ($\Gamma \gg 1$)

プラズマの組成： e^-/e^+ , e^-/ion , $e^-/e^+/\text{ion}$, $e^-/\text{ion}/H$

磁場の大きさ： $\omega_{pe} / \Omega_{ce} = 10^3 - 10^{-1}$

磁場の向き： $B \parallel V_{sh}$, $B \perp V_{sh}$

他にも、放射冷却、宇宙線の反作用、輻射場の影響によって、様々なタイプの無衝突衝撃波に分類される。

無衝突衝撃波に関する未解決問題は、そのタイプごとに答えは違うはずだが、まだまだ未解明。

未解決問題① 衝撃波遷移層内での電磁場生成機構は未解明。各粒子種と電磁場へのE分配も謎。

未解決問題② 衝撃波上流と下流での磁場生成機構は未解明。

未解決問題③ 各粒子種ごとに、加速される粒子の割合は未解明。Injection 問題

磁気再結合 (Reconnection)

磁気流体乱流 (Magnetohydrodynamical turbulence)

課題は衝撃波とほぼ同じ。

未解決問題① リコネクションや乱流中での電磁場生成機構は未解明。
各粒子種と電磁場へのエネルギー分配も謎。

未解決問題② 各粒子種ごとに、加速される粒子の割合は未解明。Injection 問題

未解決問題③ リコネクション中や乱流中の、磁気乱流の揺らぎのスペクトル

Particle in cell simulation (PIC)

$$\frac{d\vec{r}_n}{dt} = \vec{v}_n$$

$$\frac{d\vec{v}_n}{dt} = \frac{q_n}{m_n} (\vec{E} + \vec{v}_n \times \vec{B})$$

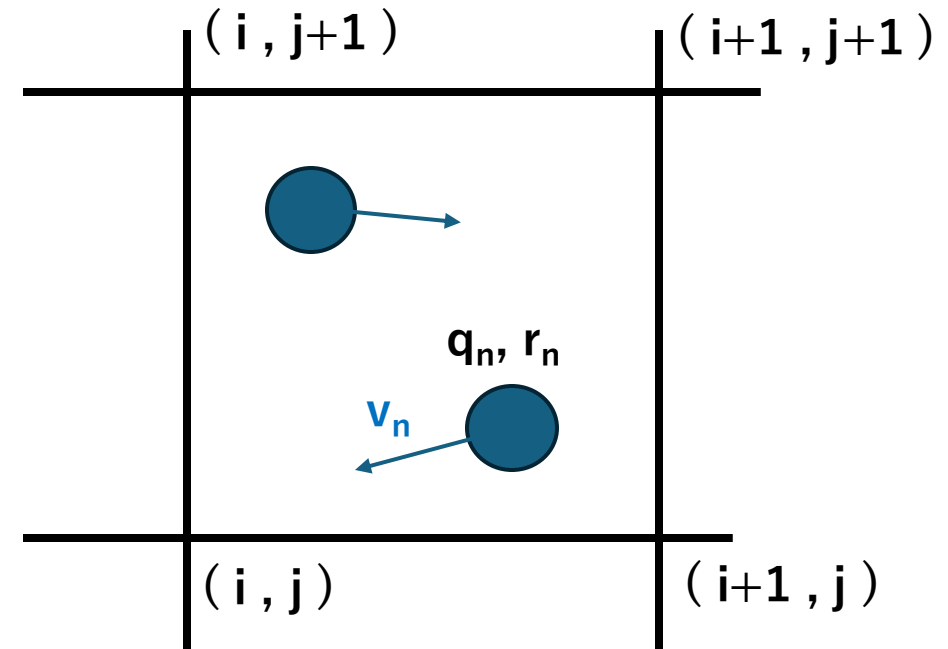
10¹² – 10¹⁴ 個の荷電粒子の運動方程式を解く

↓
電
流
↓

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

マクスウェル方程式を解く



粒子は、simulation 空間を自由に移動する。

$$\mathbf{r}(t + \Delta t) = \mathbf{r}(t) + \mathbf{v}(t + \Delta t / 2) \Delta t$$

E, B, J は、グリッド上で定義される。(i, j)
粒子の位置でのEとB、
グリッド位置に寄与する各粒子の電流 J_n は、
外挿することで求める。

e-のプラズマ振動を時間分解する → $\Delta t < \sim 0.1 \omega_{pe}^{-1} \sim 10^{-6} \text{ sec } (n/1\text{cm}^3)^{-1/2}$

Hybrid simulation

Ions

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i$$

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_i}{c} \times \vec{B} \right)$$

Electrons

$$0 = \frac{d}{dt}(m_e n_e \vec{u}_e) = -en_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}_e}{c} \times \vec{B} \right) - \vec{\nabla} p_e$$

$$n_i = n_e$$

Maxwells eqs.

$$0 = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c \vec{\nabla} \times \vec{B} - 4\pi e n_i (\vec{u}_i - \vec{u}_e)$$

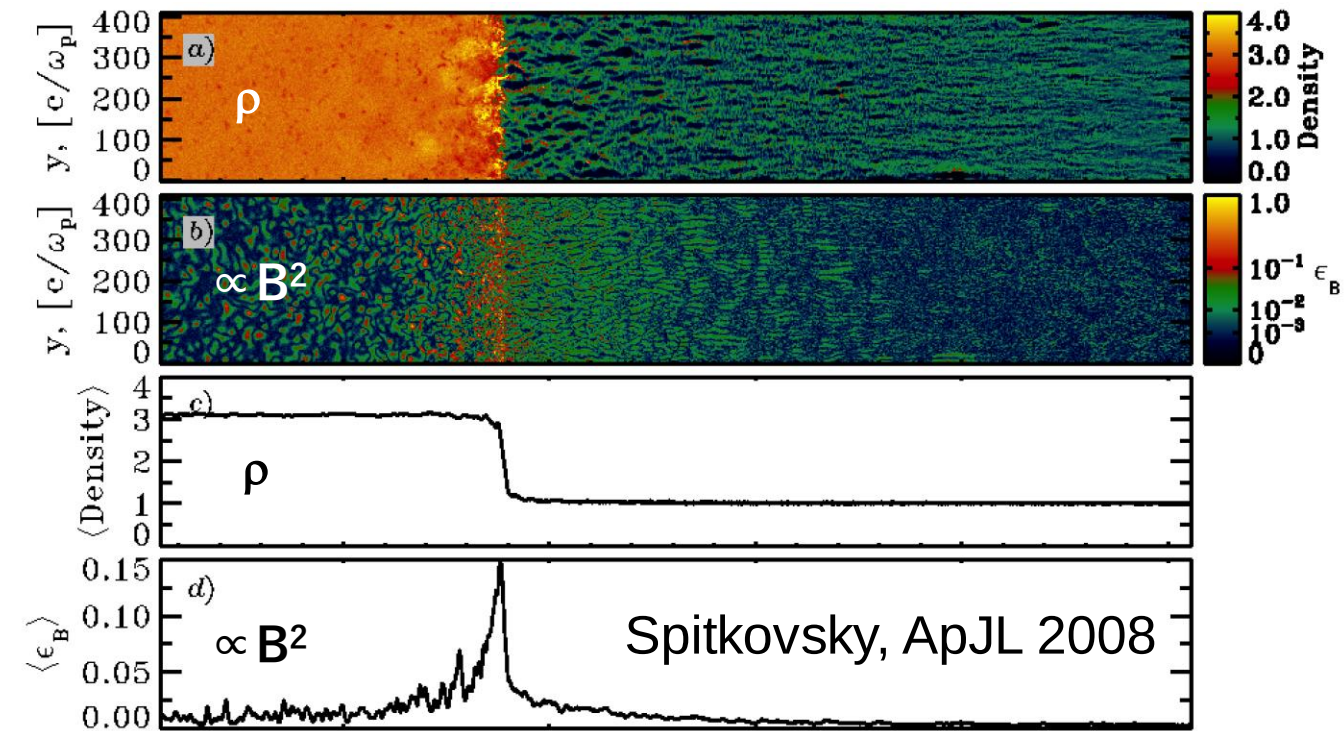
$$\rightarrow \vec{u}_e = \vec{u}_i - \frac{c}{4\pi e n_i} \vec{\nabla} \times \vec{B}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = c \vec{\nabla} \times \vec{E}$$

$$\vec{E} = -\frac{\vec{u}_i}{c} \times \vec{B} - \frac{\vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B})}{4\pi e n_i} - \frac{\vec{\nabla} p_e}{en_i}$$

$\vec{u}_i$ and n_i are obtained from $\vec{x}_i$ and $\vec{v}_i$ as with PIC code.

Relativistic Weibel mediated shock



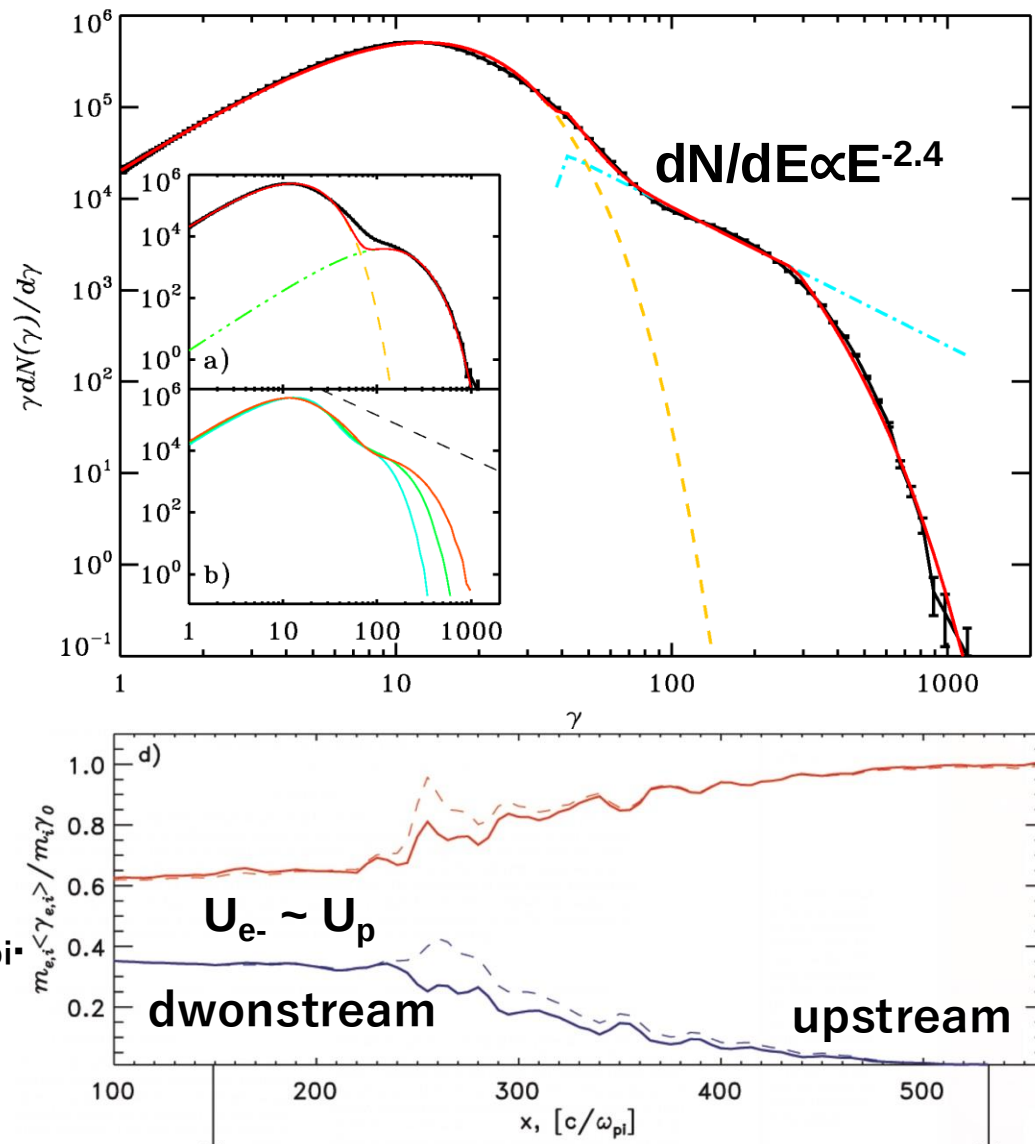
For $V_{sh} \sim c$ and $\sigma = B_0^2 / 4\pi m n_0 c^2 < 10^{-4}$,

the shock is mediated by the Weibel instability, $\lambda_{\delta B} \sim 10 c / \omega_{pi}$.

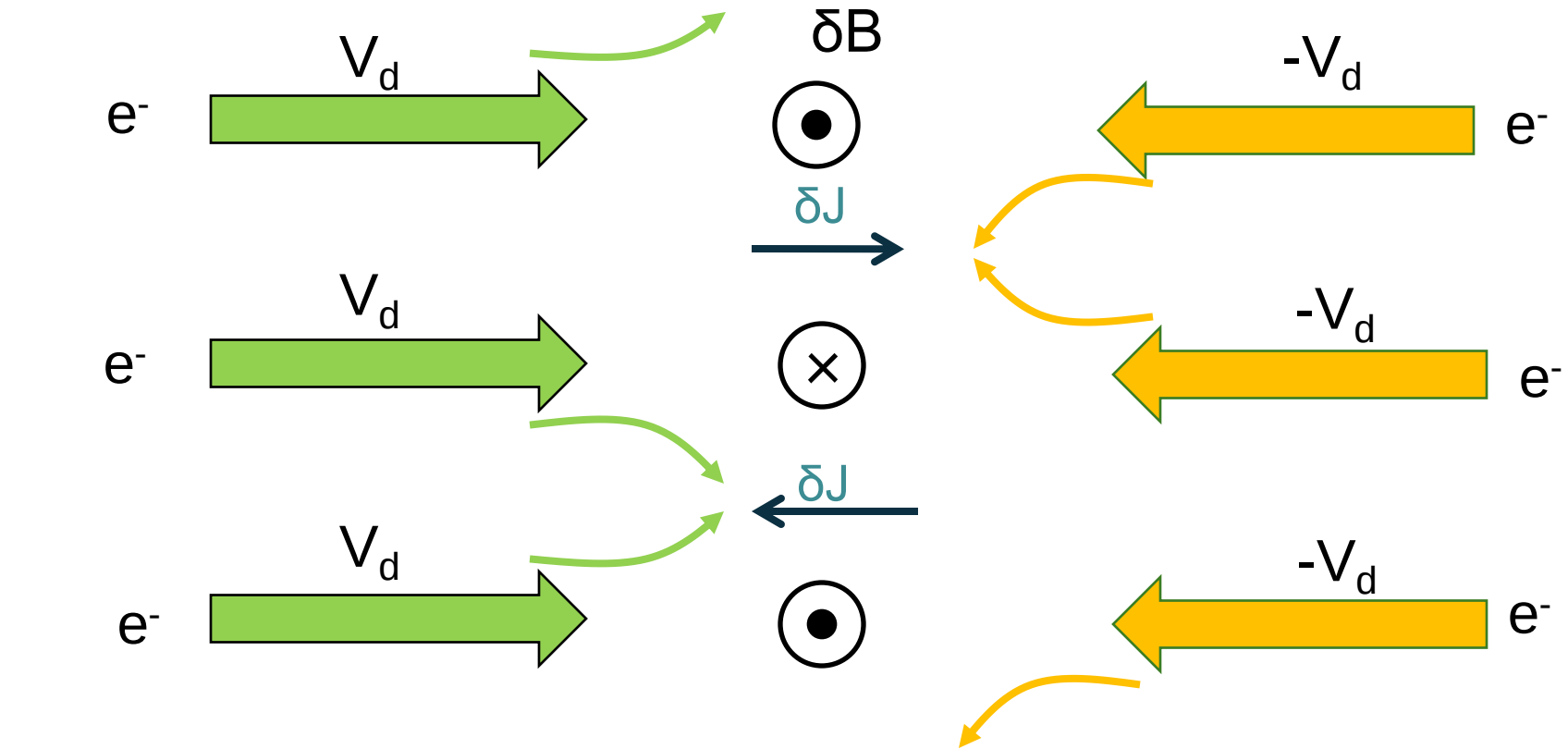
Particles are accelerated by the diffusive shock acc.

Electrons are heated to $\sim T_p$ in the shock transition region.

(Martins et al ApJL 2009, Haugbølle et al. 2011, Sironi et al. ApJ 2013)



Weibel instability

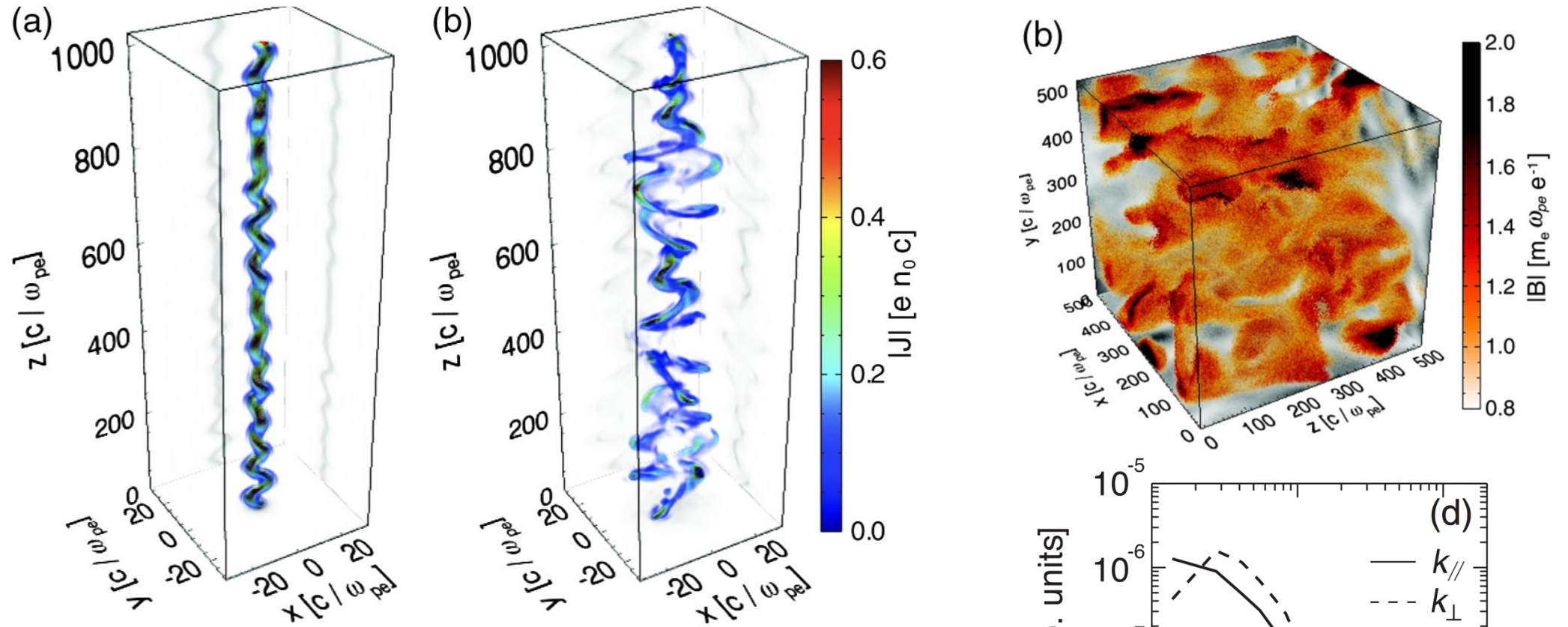


Growth rate $\text{Im}[\omega] = (V_d/c) \omega_p$

Wave length $k^{-1} = c / \omega_p$

Weibel, PRL, 1959

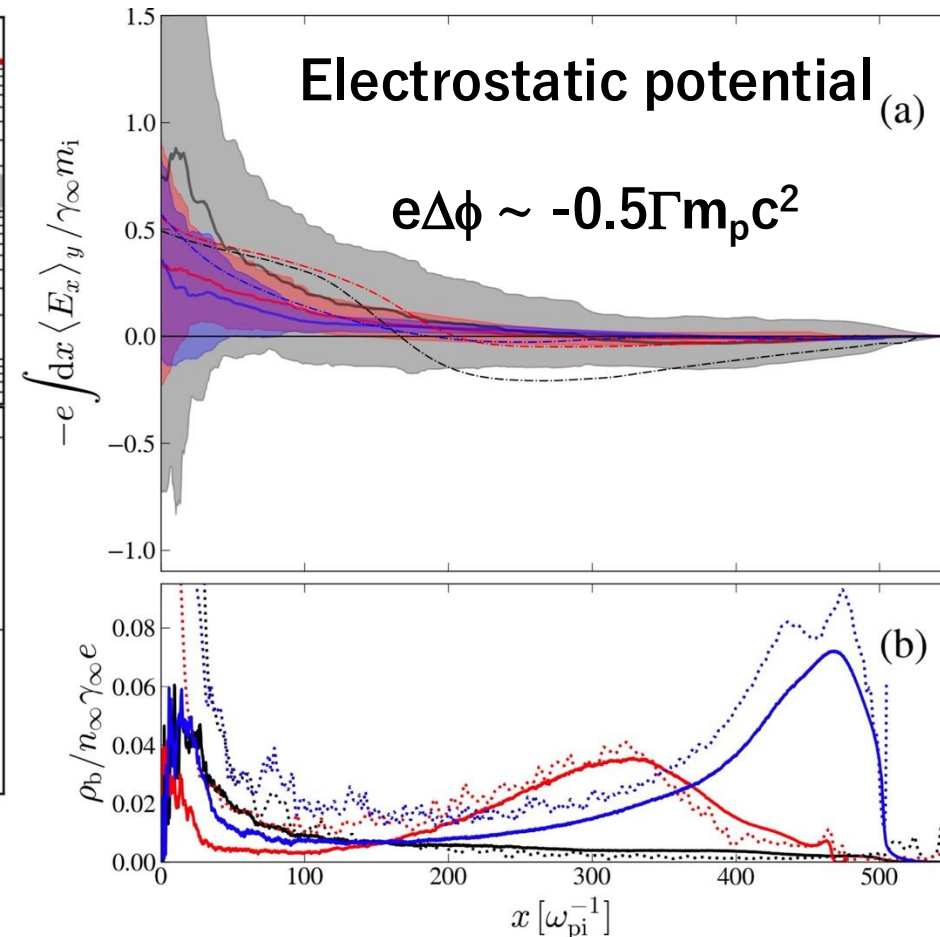
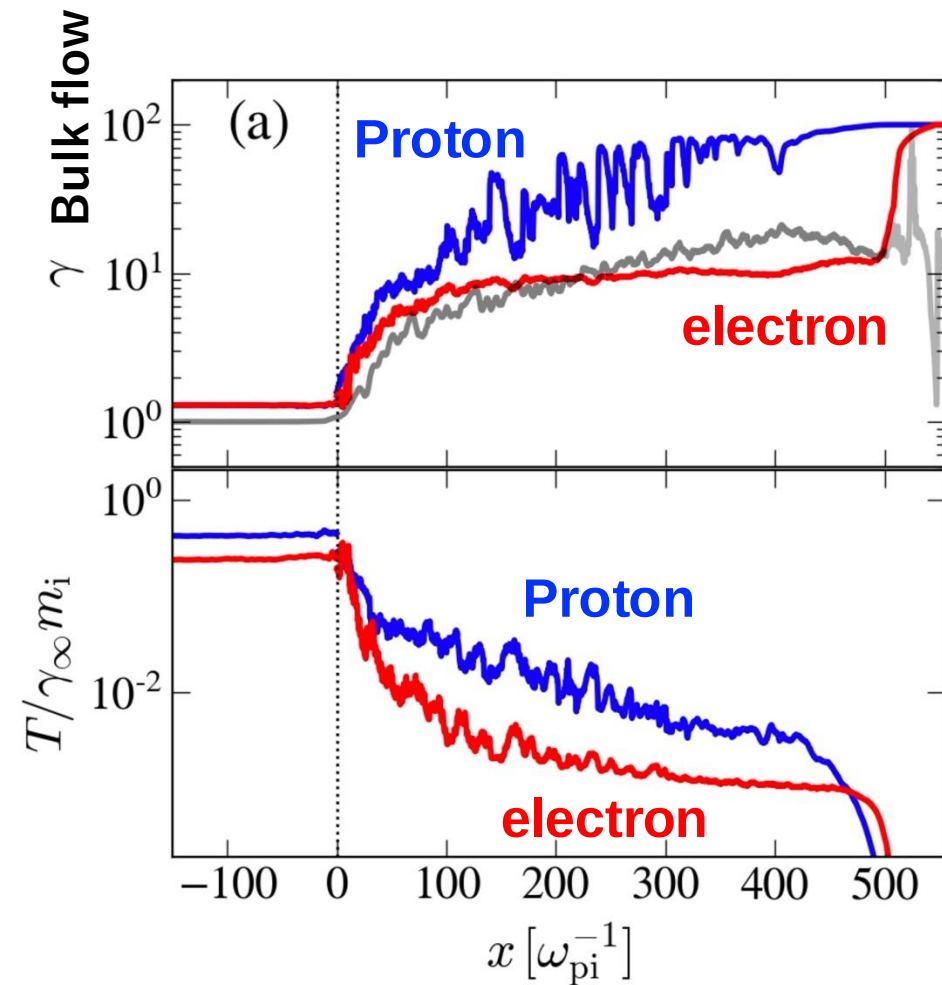
Length scale of the ion Weibel instability



Ruyer & Fiuza PRL 2018

In the nonlinear phase,
ion currents are destroyed by
the drift kink instability in the periodic system.
The most unstable mode $\lambda_{\delta B} \sim 10 c/\omega_{pi}$

Electron heating mechanism in the relativistic Weibel mediated shock

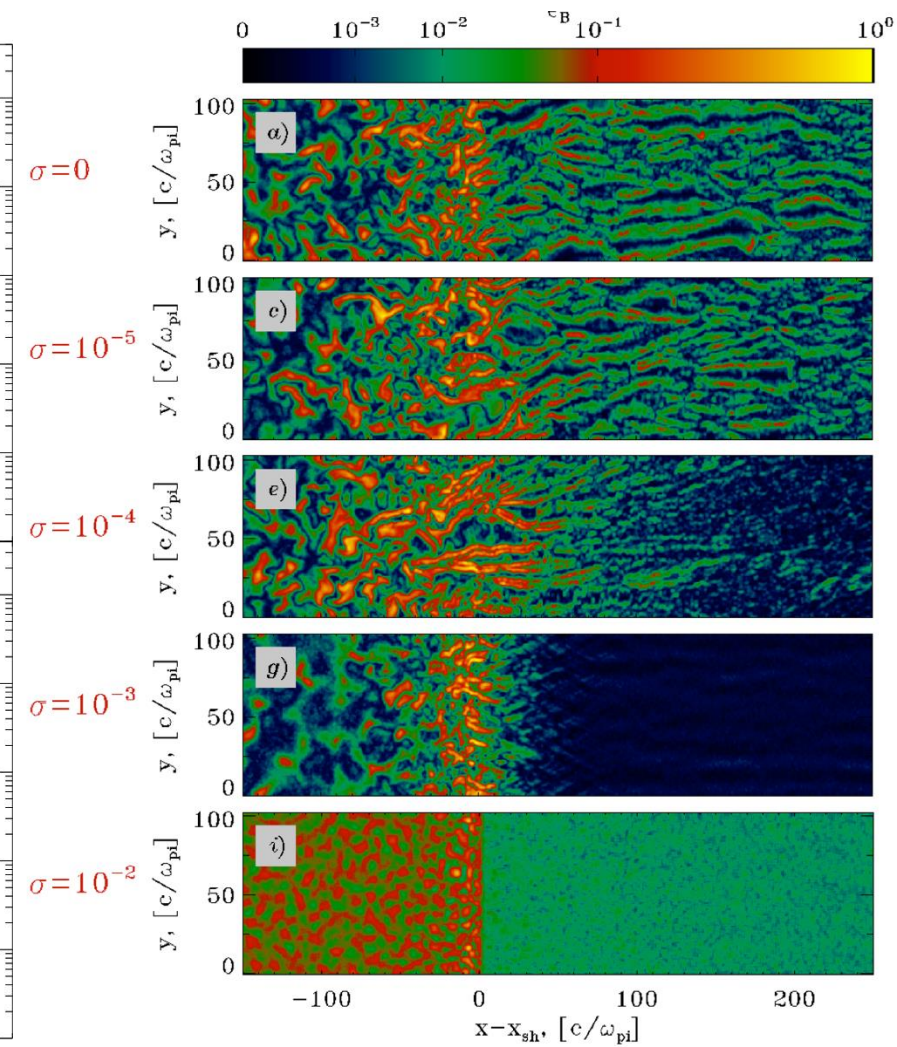
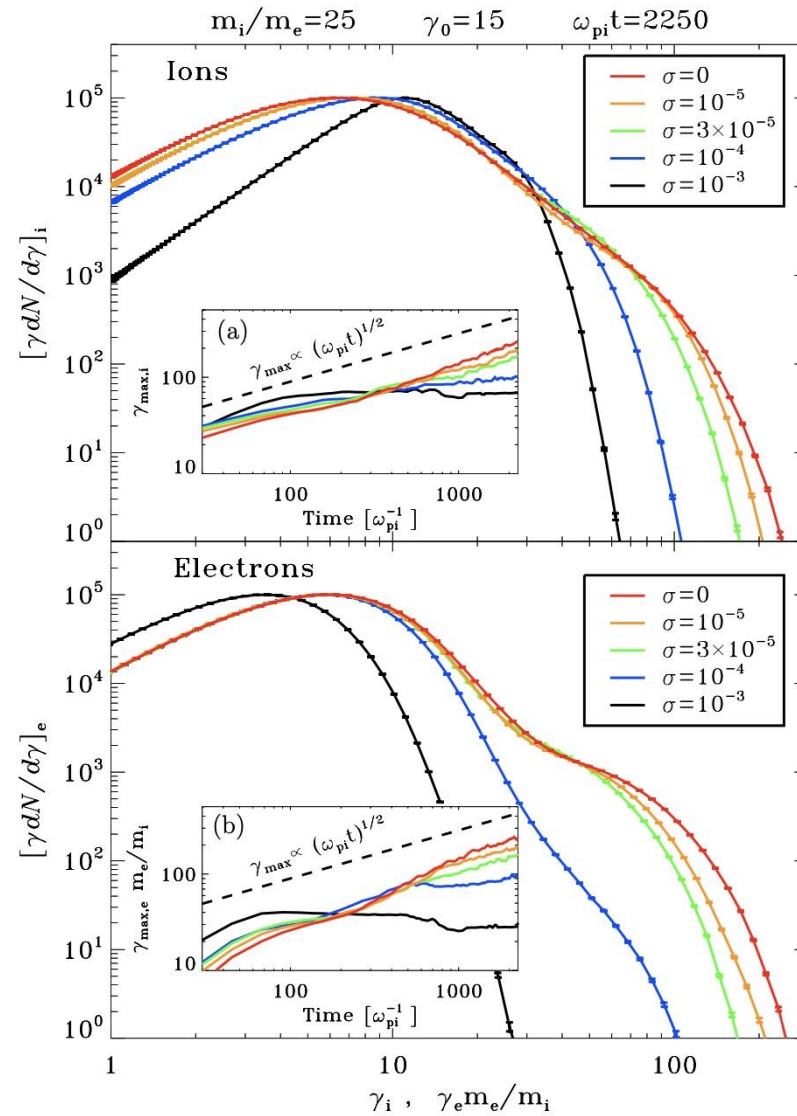
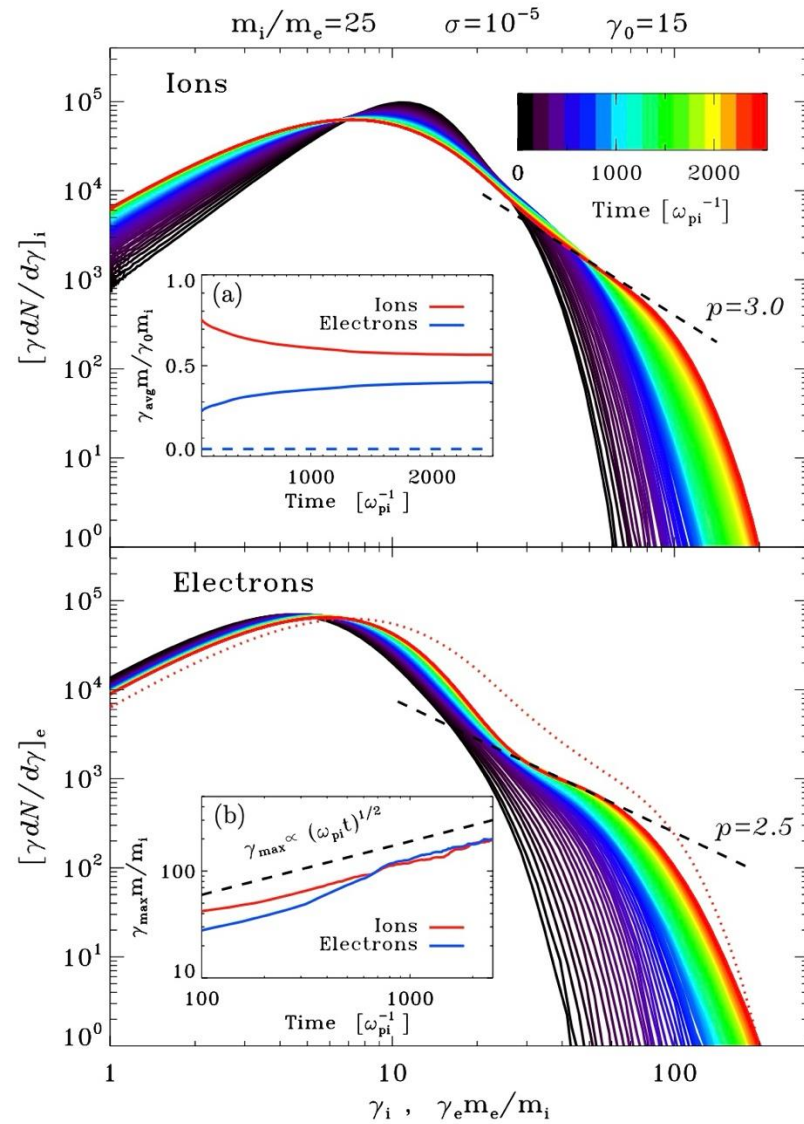


Upstream e- are quickly decelerated magnetic fields generated by the Weibel instability, but protons are not so.

Then, the charge separation induces a strong electrostatic field. $-e\phi \sim 0.5\Gamma \rho_p c^2$

Electrons are not strongly magnetized, so that electrons are easily accelerated by the electric field.

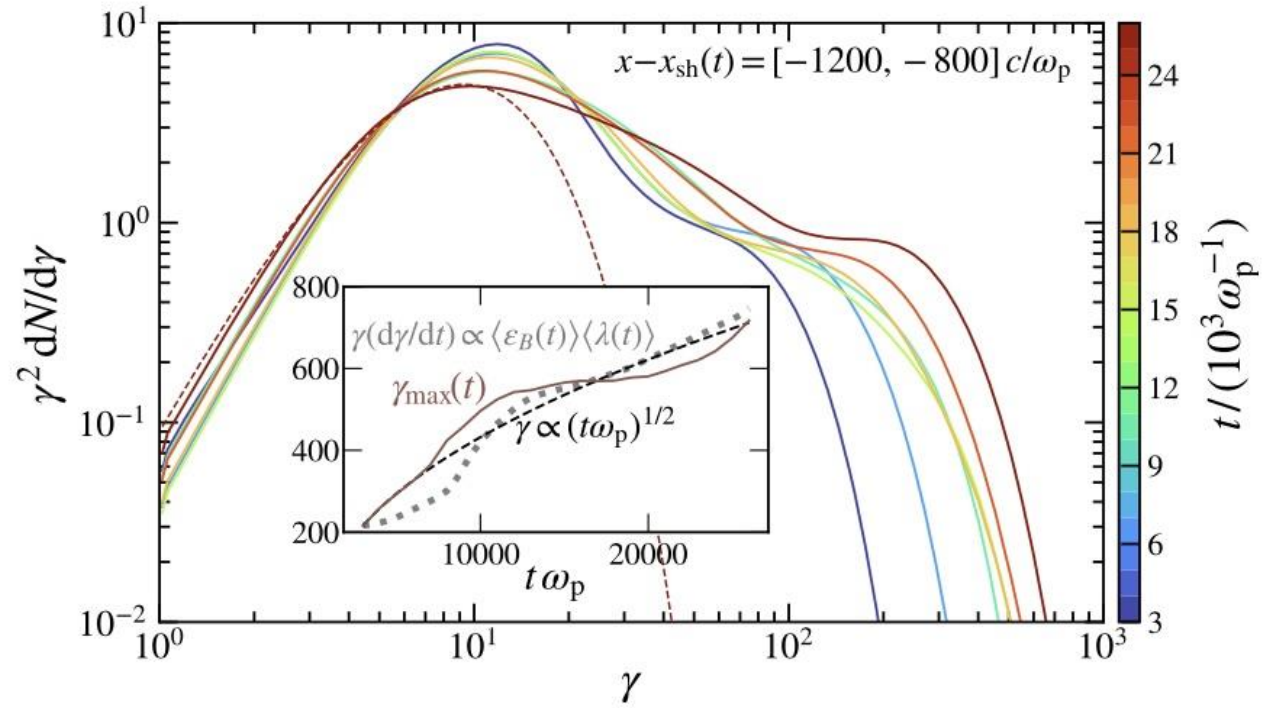
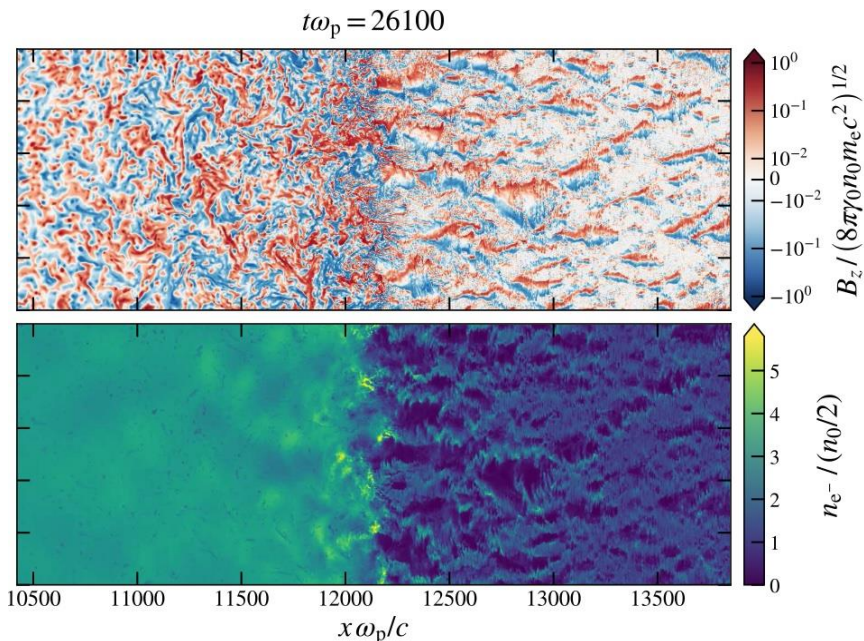
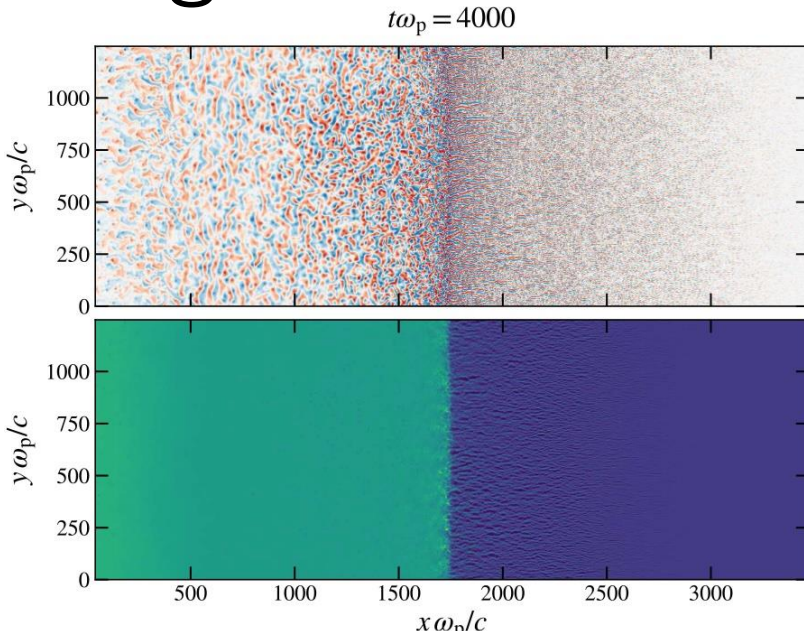
Particle acceleration in the Weibel mediated shock



Sironi et al. ApJ 2013

Weibel turbulence $\rightarrow D_{xx} \propto E^2 \gg D_B \propto E \rightarrow E_{\max} \sim 10^{17} Z$ eV for GRB

Long term evolution of the relativistic Weibel mediated shock

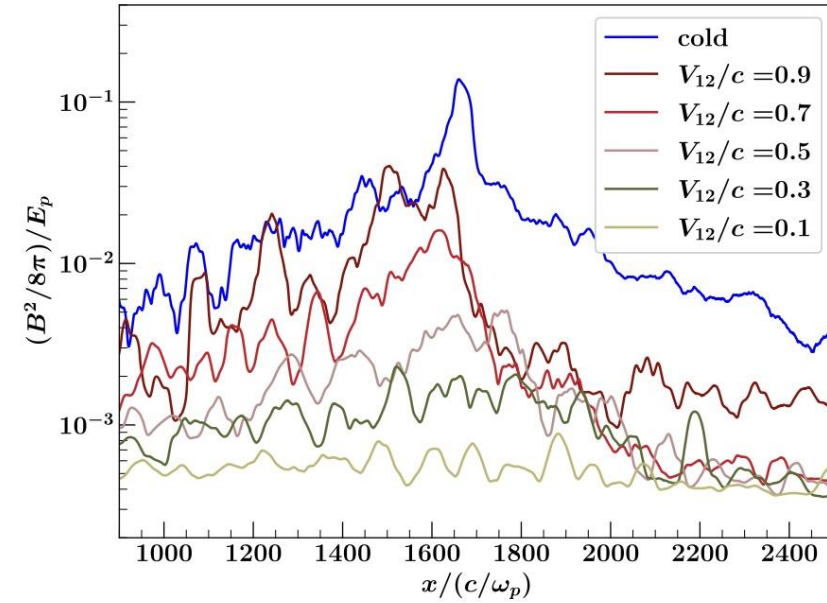
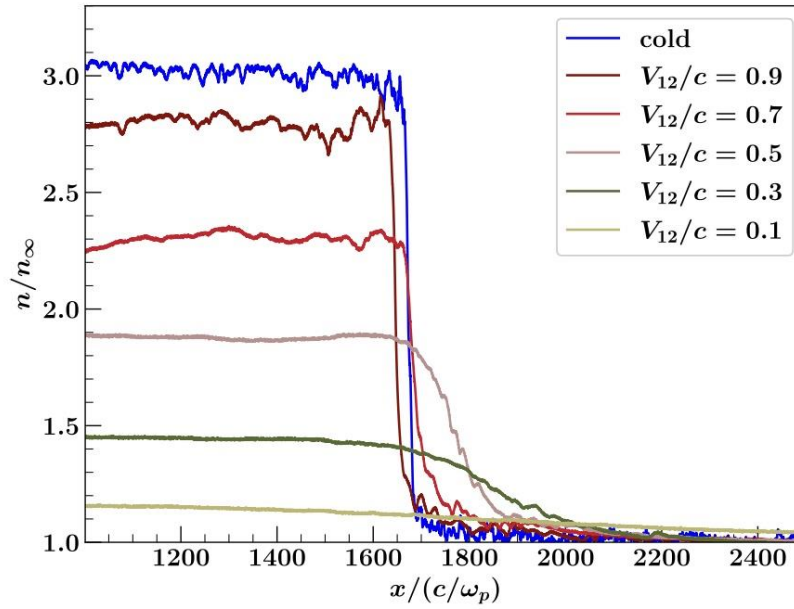
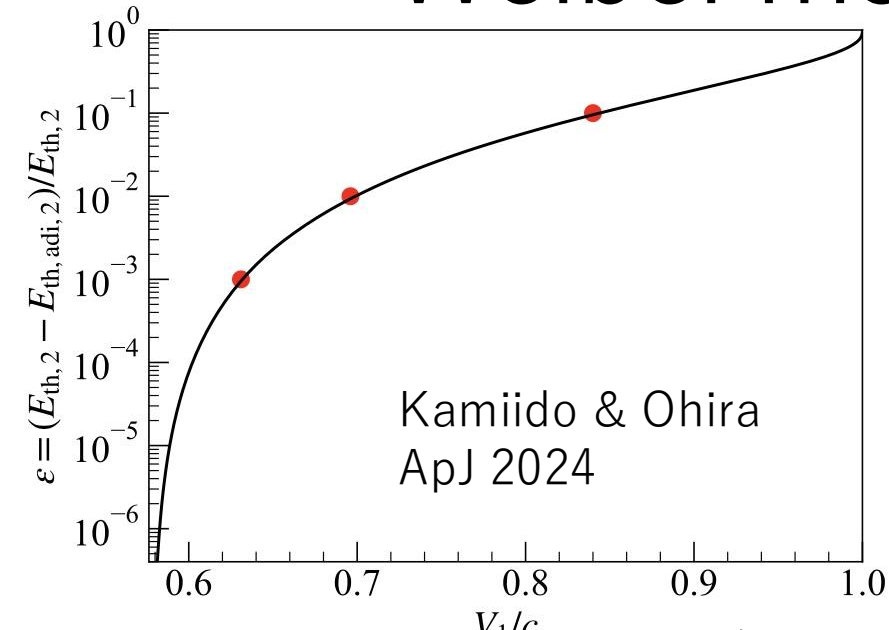


Weibel 磁場の空間スケールが大きくなる

下流で磁場が減衰しにくい。 $\varepsilon_B \sim 10^{-3}$ @ $x \sim 3000 c/\omega_p$

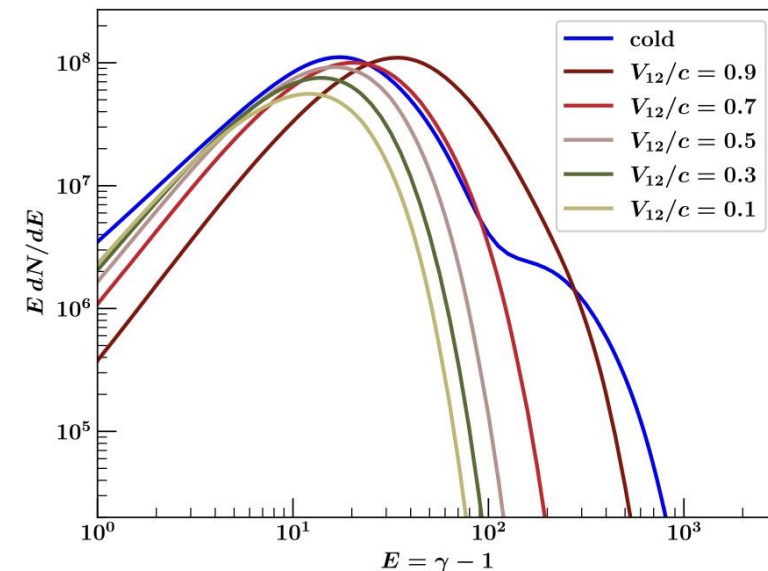
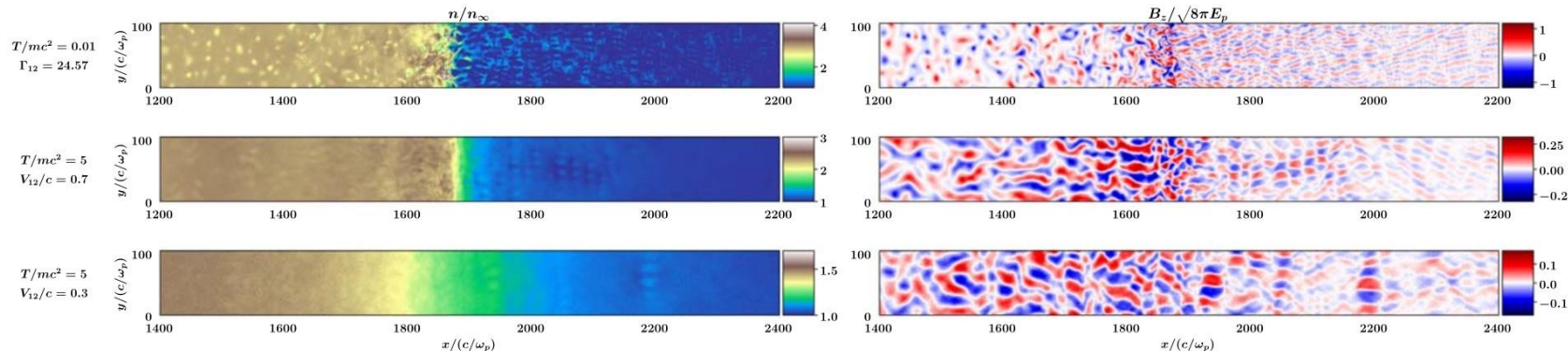
ほとんどの粒子が加速されるようになっている。

Weibel mediated shocks with $M \sim 1$



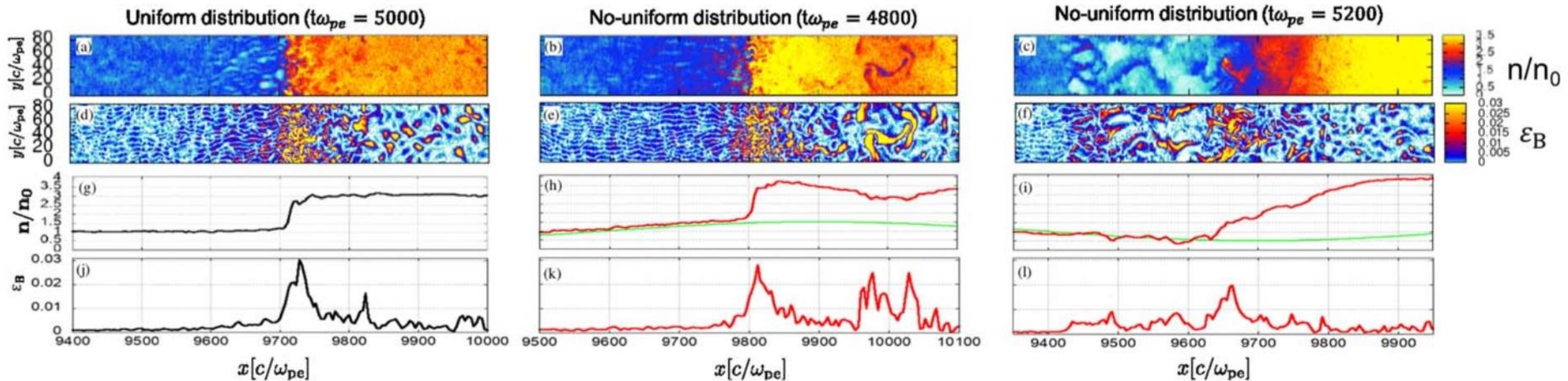
Rankine-Hugoniot relationから評価される
散逸率 ($1 - \text{断熱圧縮に} E_2 / \text{全} E_2$)

n_2/n_1 は、Rankine-Hugoniotと一致



$T_1/mc^2 \gg 1$ だと、音速 $\sim 0.6 c$ 。 $V_{\text{sh}} \sim 0.7c$ でも、 $\varepsilon_B \sim 10^{-2}$ が可能かも。
 $M \sim 1$ の collisionless shock の厚みは？ 磁場の減衰は？ 粒子加速は？

Weibel mediated shock in nonuniform medium



$$n(x, y) = n_0 [1 + 0.5 \sin(2\pi x / \lambda_x)]$$

Tomita, Ohira, Yamazaki ApJ 2019

$\lambda_x = 1.2 \times 10^3 c / \omega_p$ in the downstream rest frame

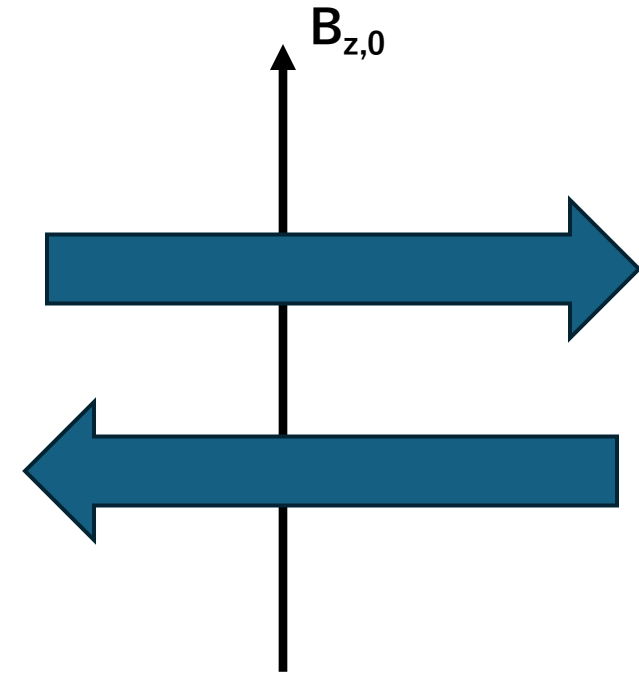
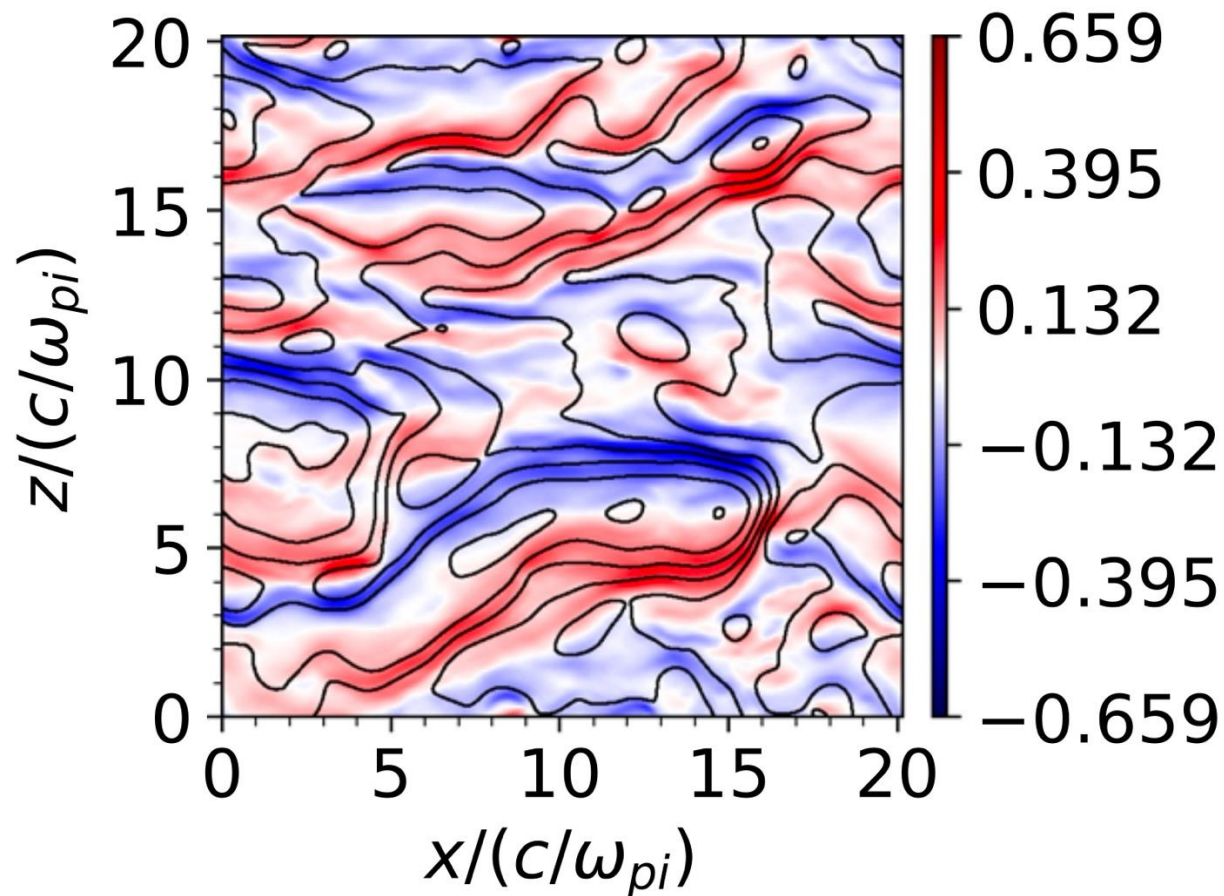
高密度領域を通過した下流プラズマが低密度領域の上流に染み出す時、染み出す粒子の数密度 / 上流プラズマの数密度 の比が、一様の場合に比べて大きくなる。その結果、上流でより大きな長さスケールを持つ磁場が生成される。(Tomita et al., ApJ 2019)
Beam成分が多いと、背景のcold成分だけ磁場に応答し、大きな構造を作る。(Peterson et al. PRL 2021)

Demidem et al. ApJL 2023, Bresci et al. PRR 2023 for the magnetized relativistic shock,

Fulat et al. ApJ 2023 for the magnetized nonrelativistic shock, Sironi & Spitkovsky ApJ 2011 for the termination shock of PWNe

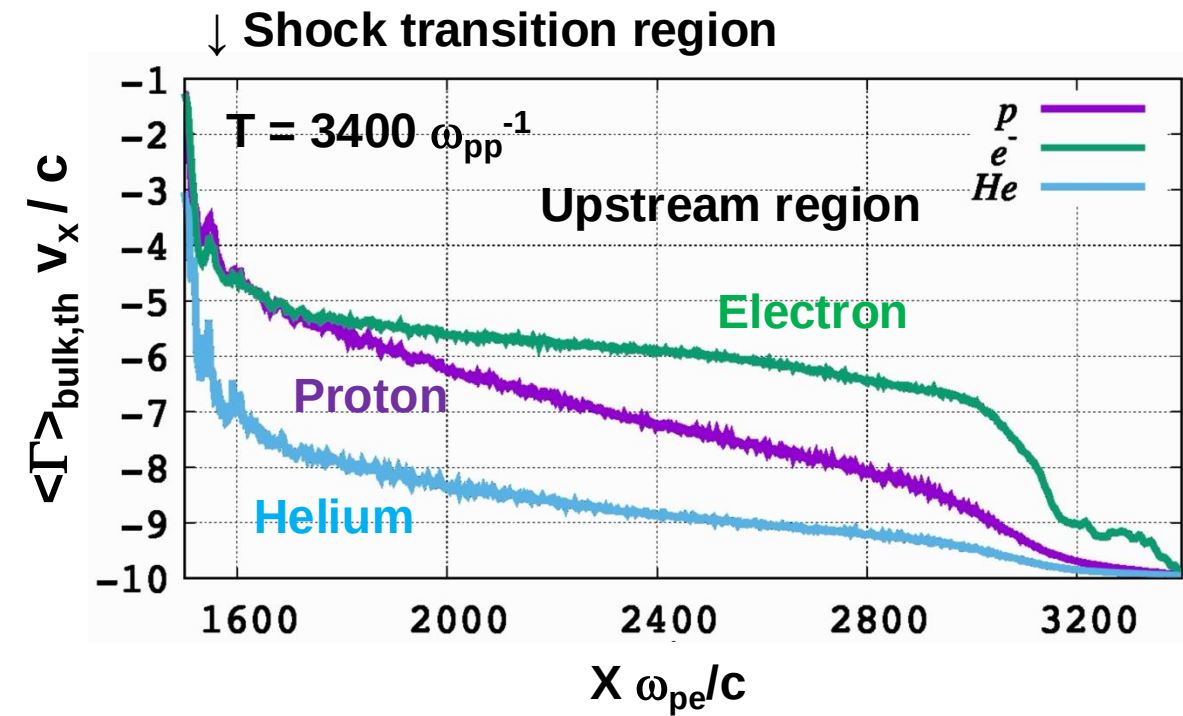
Effects of weak magnetic fields on the nonlinear evolution of the Weibel instability

(a): $\tilde{B}_x(\omega_{pi}t = 400)$



Weibel filaments stretch the background magnetic field line, so that the magnetic field is amplified.

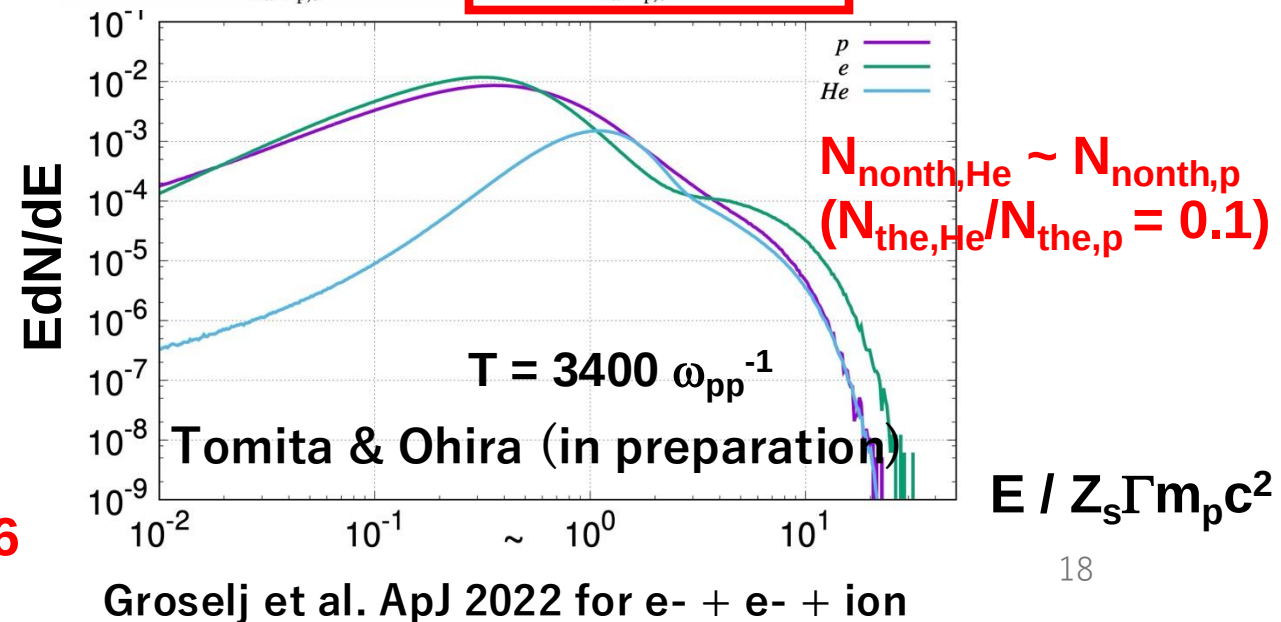
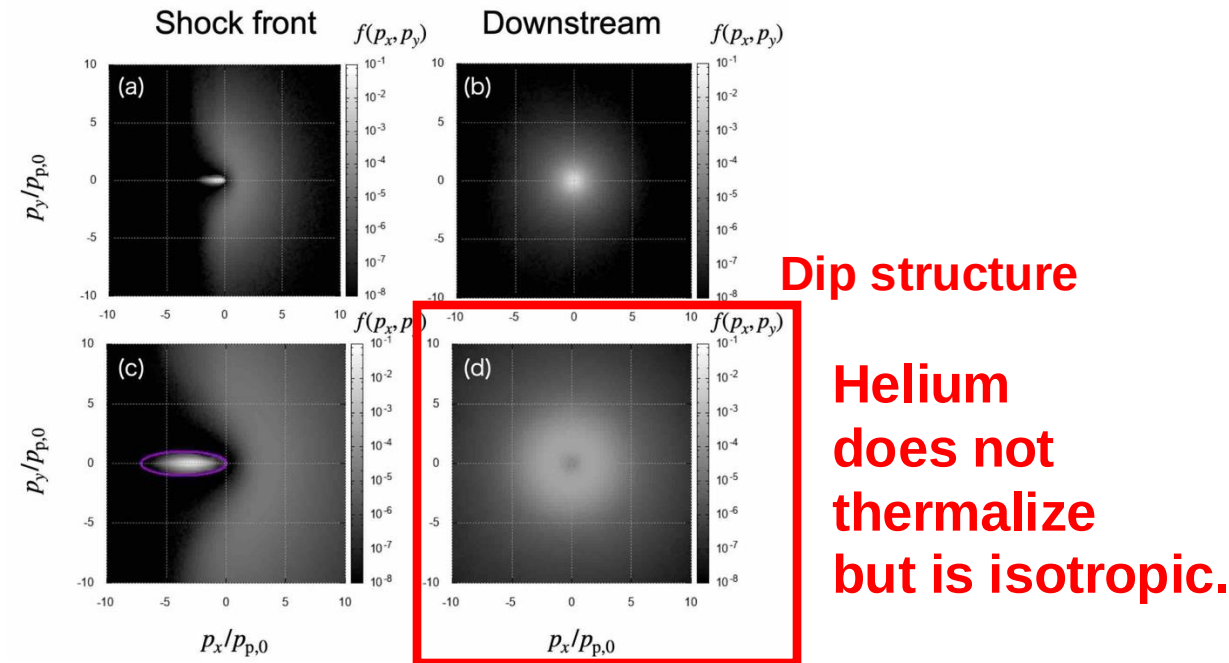
Acceleration of helium ions in the Weibel mediated shock



In the upstream region, helium does not decelerate significantly compared with protons because of the small $q_{\text{He}}/m_{\text{He}}$.

Just before the shock interaction,

$$\langle E_{\text{He}} \rangle \sim \Gamma m_{\text{He}} c^2 + Z_{\text{He}} e \Delta \phi \sim 0.75 \Gamma m_{\text{He}} c^2$$

$$\langle E_p \rangle \sim \Gamma m_p c^2 + e \Delta \phi \sim 0.5 \Gamma m_p c^2 \rightarrow \frac{\langle E_{\text{He}} \rangle}{\langle E_p \rangle} \sim 6$$


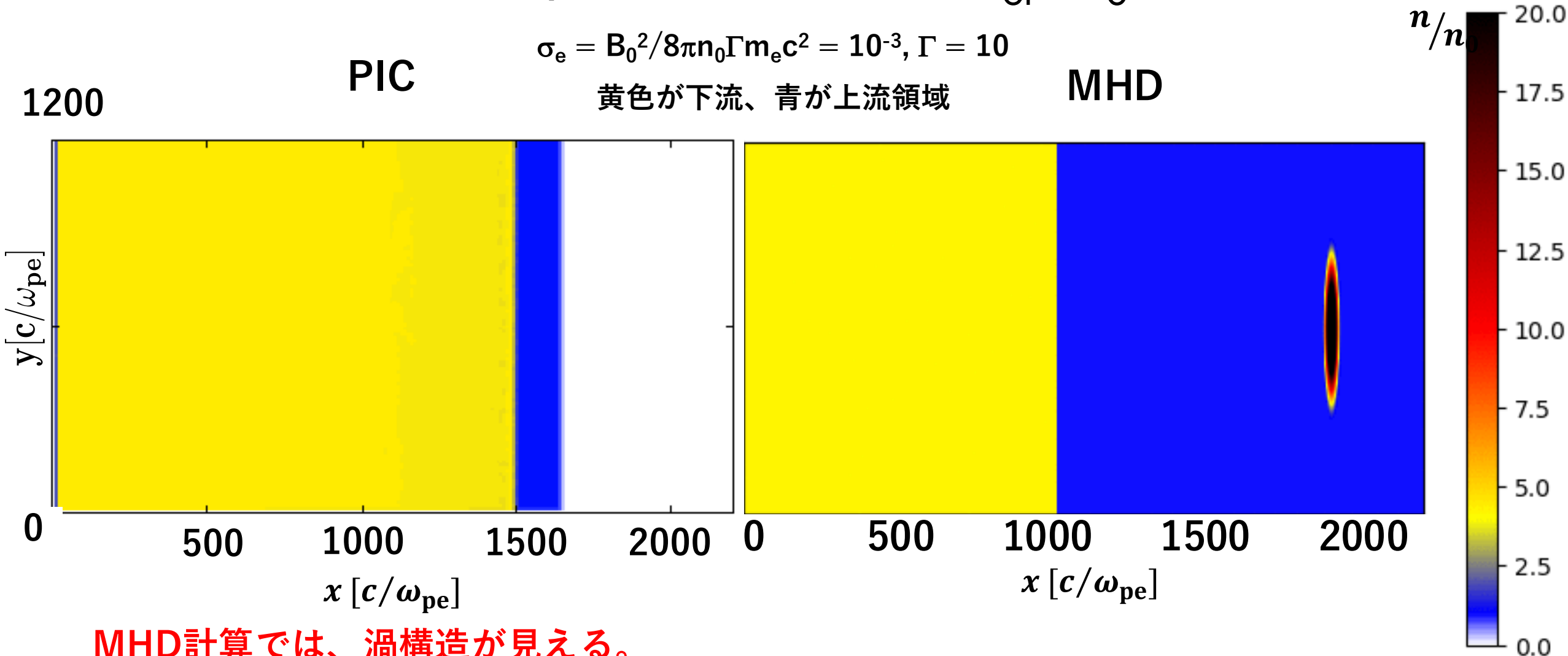
Relativistic magnetized shocks

岩本くんに聞いてください。

Shock clump interaction ($n_{\text{cl}}/n_0 = 20$)

$$\sigma_e = B_0^2 / 8\pi n_0 \Gamma m_e c^2 = 10^{-3}, \Gamma = 10$$

黄色が下流、青が上流領域



MHD計算では、渦構造が見える。

PIC計算では、磁力線に沿った粒子の運動によって、渦構造が見えなくなった。

Nonrelativistic Weibel mediated shock

$V_{sh} < c$ でも $B=0$ で、Weibel mediated shock になる (Kato & Takabe, ApJL 2008)。

($B=0$, $V_{sh} \sim 0.1c - 0.6c$, $m_p/m_e = 20$ のPIC)

$B=0$, $V_{sh} < 0.1c$, $m_p/m_e \sim O(10^3)$ のPIC計算はない。

$V_{sh} < c$ の垂直衝撃波(背景磁場が衝撃波法線に垂直)でも、磁場が十分弱ければ、Weibel 不安定性が起きる。その結果、磁気リコネクションが起きて、電子が加速される。(Matsumoto et al, Science 2015)。

($M_A = 41.7$, $V_{sh} = 0.28c$, $m_p/m_e = 225$ のPIC) (Bohdan et al. ApJ 2020)

リコネクション磁場の起源は、Weibel filamentsによる背景磁場の引き伸ばし(Jikei et al. ApJ 2024)。

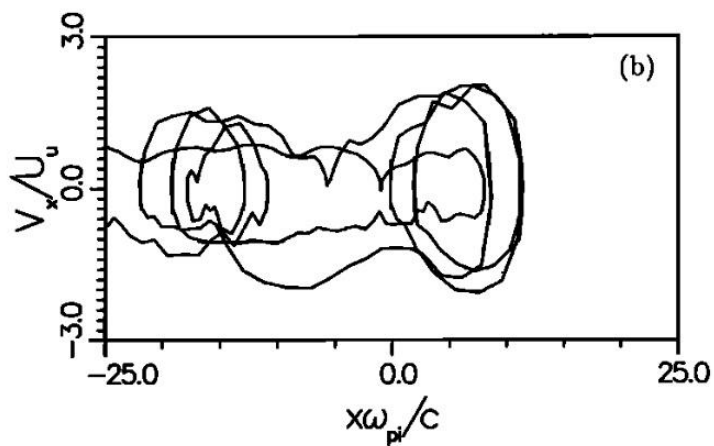
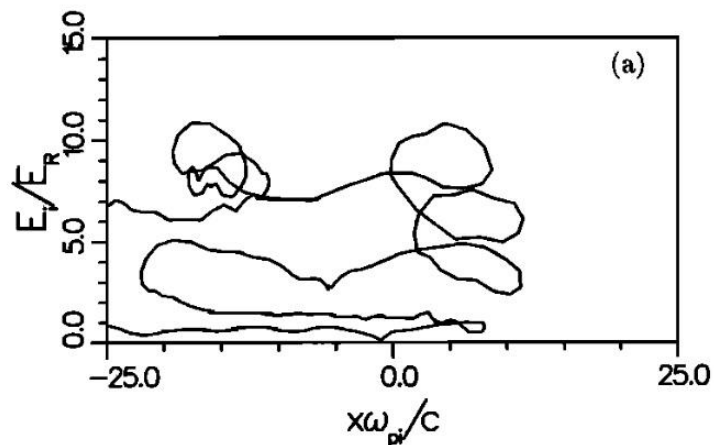
$V_{sh} = 0.02c$, $m_p/m_e = 1836$ で、垂直衝撃波遷移層を周期境界条件で局所的に調べた結果、計算時間内にWeibelの成長は観測されなかった (Law, Fujioka, Ohira, submitted to ApJ)。Ion twostream instability (Ohira & Takahara 2008)の成長が、ion Weibelより早いため、ion Weibelが成長する前に、反射イオンが熱化し、ion Weibelの成長率を下げる。

SNR ($V_{sh} \sim 0.01c$)の垂直衝撃波でWeibel不安定性が起きるかは、まだ謎。

SNR ($V_{sh} \sim 0.01c$)の並行衝撃波でWeibel不安定性が重要になるとは思っていない。

Nonrelativistic parallel shock

The hybrid simulation in the 1D system showed that DSA works in the parallel shock (Quest 1988).



(Quest 1988)

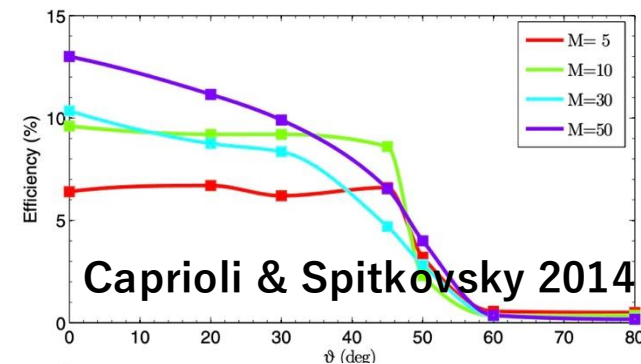
For $M_A > 30$, the Bell instability dominates over the resonant instability.
(Gargate & Spitkovsky 2012)

$\theta_{Bn} > 60^\circ$ だと加速しない。
(Caprioli & Spitkovsky 2014)

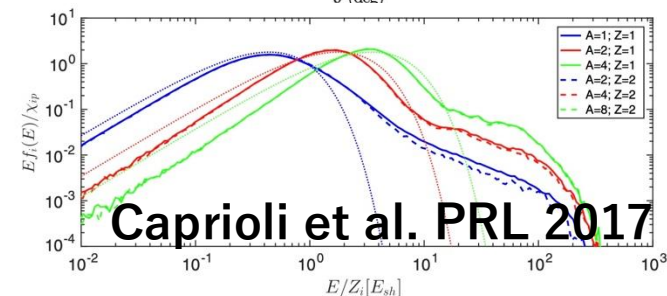
M_A を大きくすれば、 $\theta_{Bn} > 60^\circ$ でも加速する。
(van Marle et al. ApJ 2022)
3Dだと $\theta_{Bn} > 60^\circ$ でも加速する。
(Orusa & Caprioli PRL 2023)

重たいイオンほど加速されやすい
(Caprioli et al. PRL 2017)

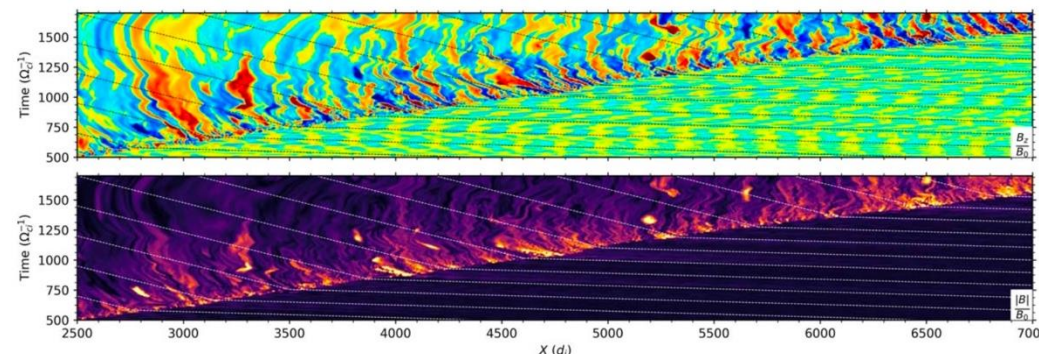
下流の磁場構造が
下流静止系で下流側に
流れる。→ 冪がソフトになる。
Haggerty & Caprioli ApJ 2020



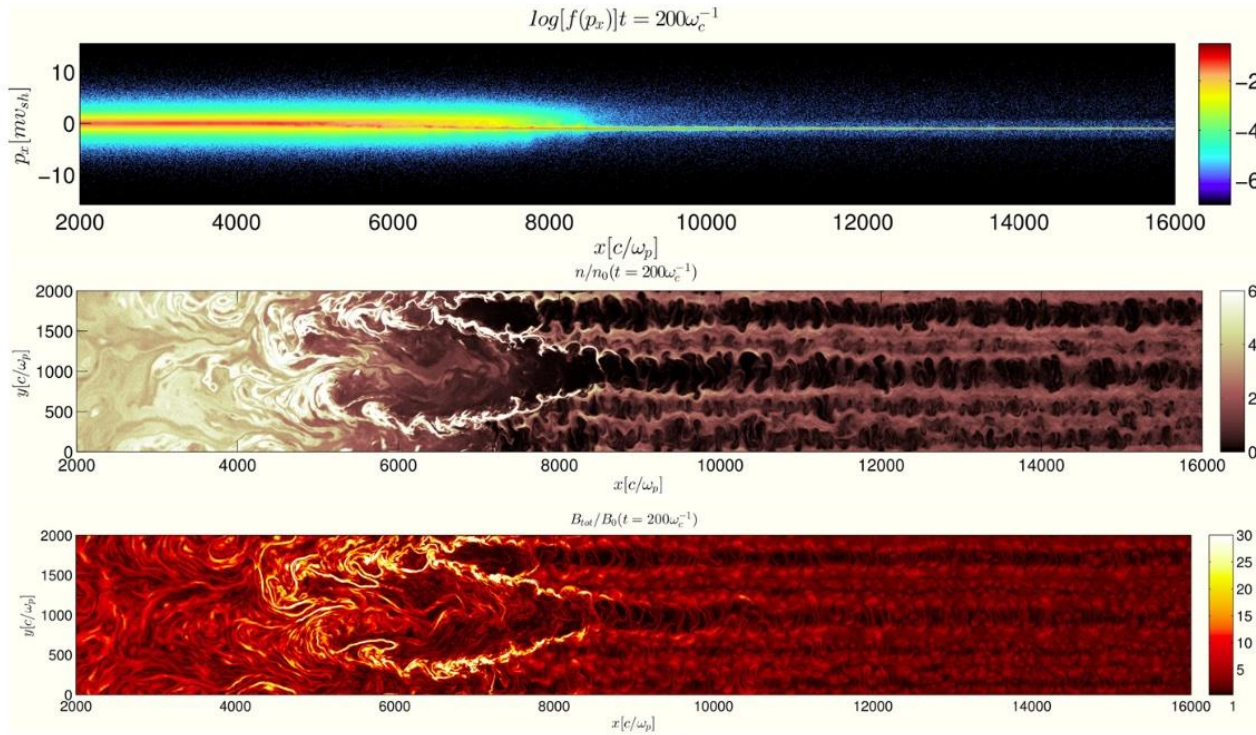
Caprioli & Spitkovsky 2014



Caprioli et al. PRL 2017



Turbulence in the collisionless shock



Caprioli & Spitkovsky ApJ 2014

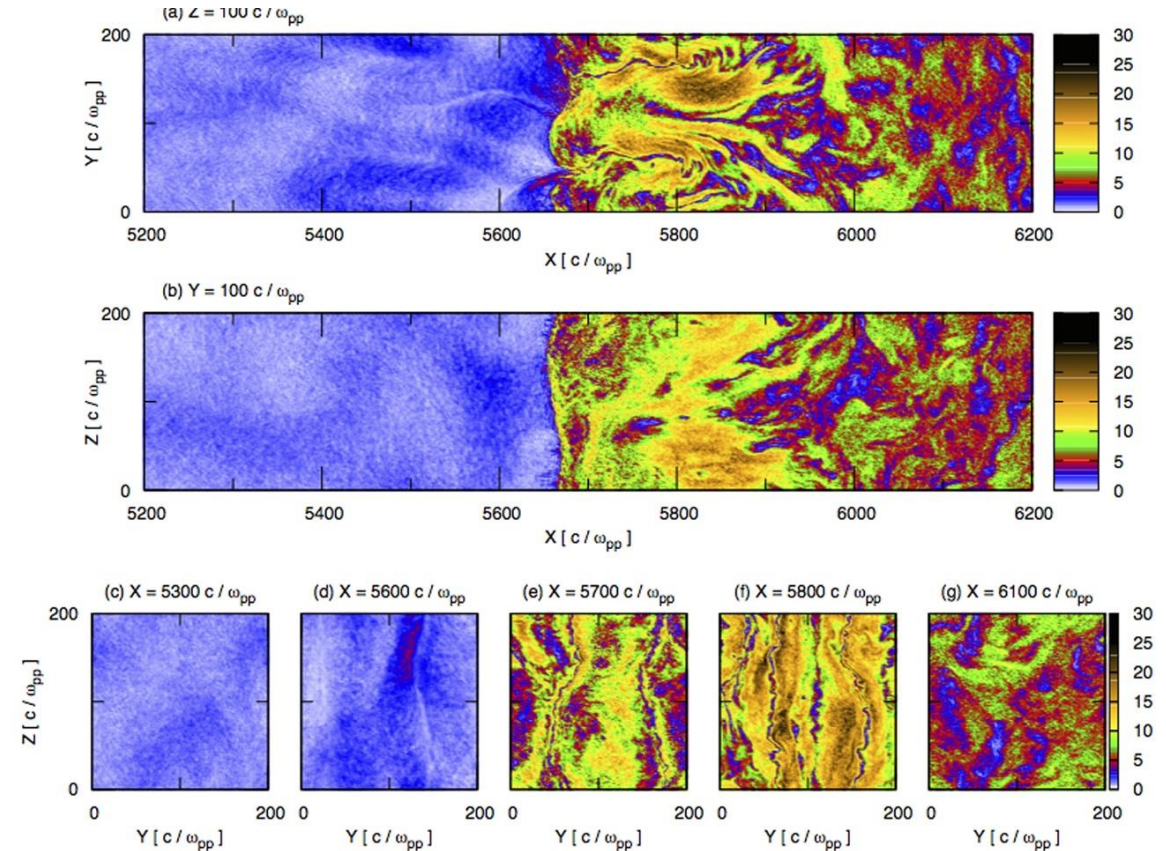
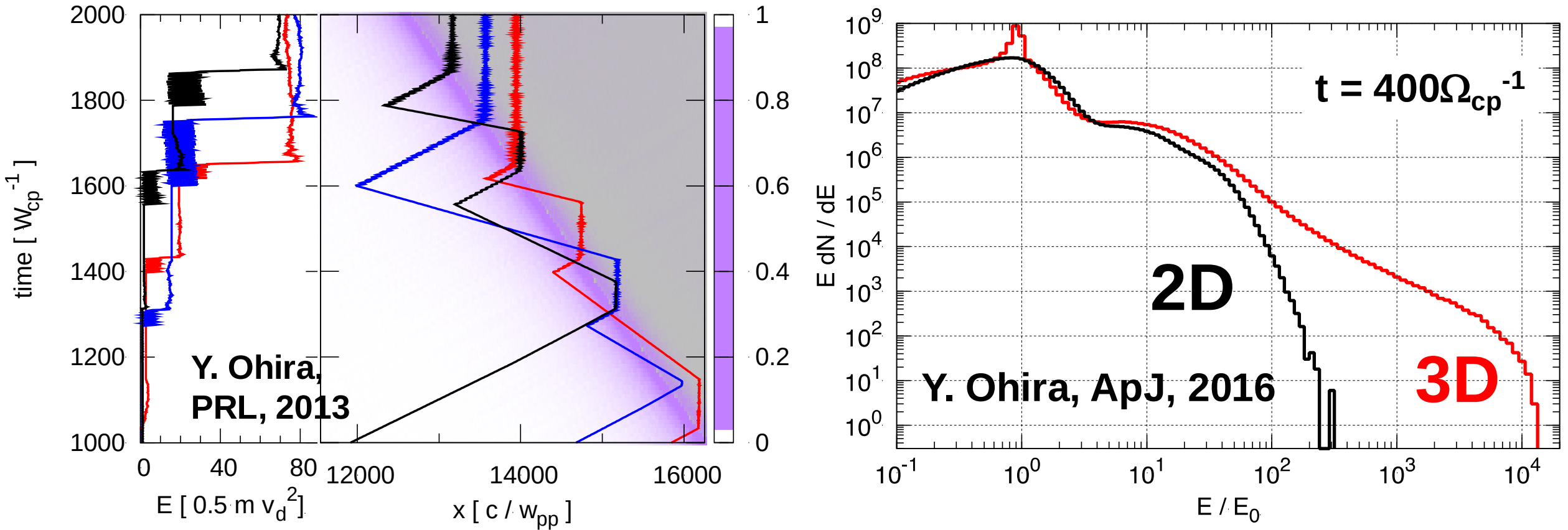


Figure 3. Same as Figure 2, but for the magnetic field strength normalized by the upstream value, $|B|/B_0$.

Ohira ApJ 2016

The nonlinear evolution of plasma instabilities makes the upstream region nonuniform.
The high-density region makes the downstream turbulence.

Collisionless shock in a partially ionized plasma



下流で熱化した陽子の一部が、電荷交換反応で水素になる。その水素の一部は上流へ戻れる。上流へ染み出した水素原子は、上流でのピックアップ機構と衝撃波での再加熱で加速され、その後、衝撃波統計加速される。Ohira PRL 2013, Ohira, ApJ, 2016

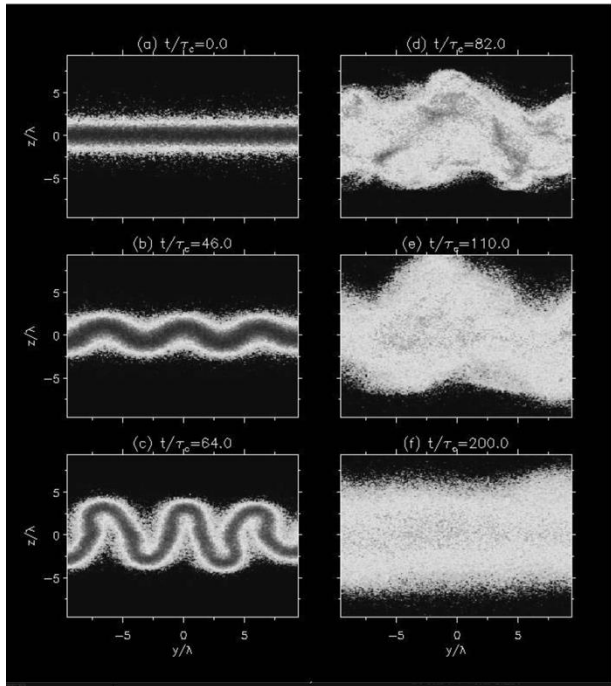
Relativistic reconnection

Guo et al. SSR 2024に最近の結果がまとめられている。

Relativistic ($\sigma \gg 1$)なとき、tearing instability でreconnectionすると、x point での E_{rec} により、 $dN/dE \propto E^{-1}$ の粒子加速。2D PIC (Zenitani & Hoshino ApJL 2001)。

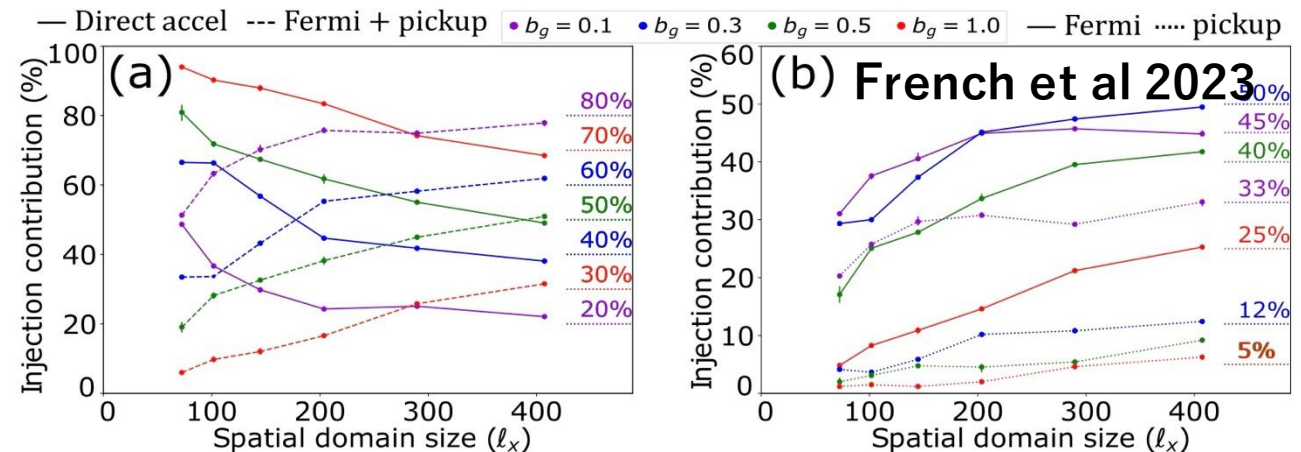
Relativistic ($\sigma \gg 1$)なとき、反並行磁場の方向に並行な波数ベクトルを持つtearing instability よりも、電流に並行な方向に波数ベクトルを持つdrift kink instability の方が成長率が高い。3D PIC (Zenitani & Hoshino 2007)

DK ins.が支配的なときは、電流層が分厚くなり、プラズマは加速でなく加熱される(Zenitani & Hoshino 2007)。

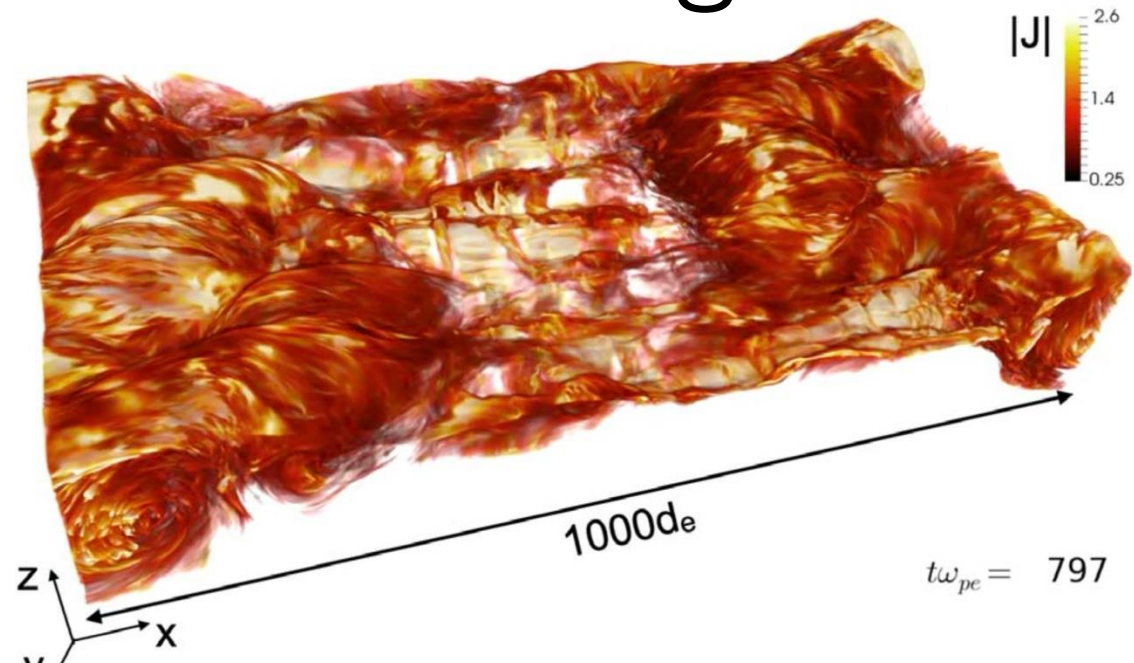
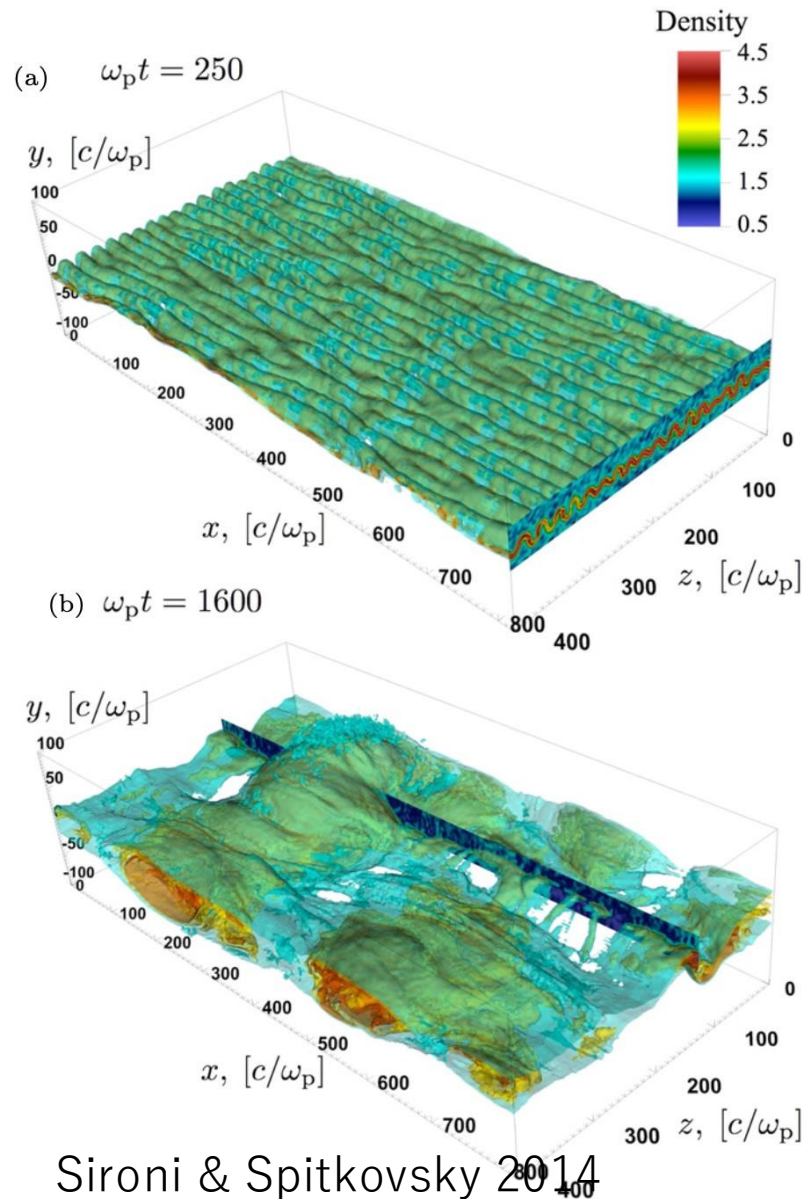


Zenitani & Hoshino より大きな系の3D PICによると、DK ins. の後、tearing ins. でリコネクションする。その結果粒子も加速され、index $\sim 1.5-2$ 。加速機構は、X point の E_{rec} によるものが支配的 (Sironi & Spitkovsky 2014)。

計算領域を大きくしていくと、 E_{rec} による加速よりも、 $E = -(u/c)B$ による加速が重要になる。
Index ~ 2 。
(French et al 2023)



3D structure of rela. reconnection region



Guo et al. ApJ 2021

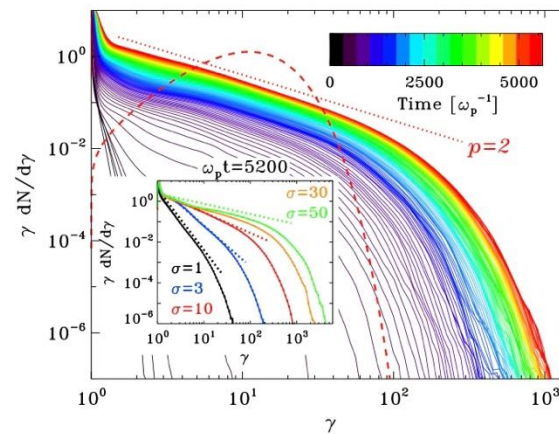


Figure 3. Temporal evolution of particle energy spectrum, from a 2D simulation of $\sigma = 10$ reconnection. The spectrum at late times resembles a power law with slope $p = 2$ (dotted red line), and it clearly departs from a Maxwellian with mean energy $(\sigma + 1)mc^2$ (dashed red line, assuming complete field dissipation). The dependence of the spectrum on the magnetization is shown in the inset, as indicated in the legend. The dotted lines refer to power-law slopes of -4 , -3 , -2 , and -1.5 (from black to green).

Sironi & Spitkovsky 2014

Sironi & Spitkovsky 2014

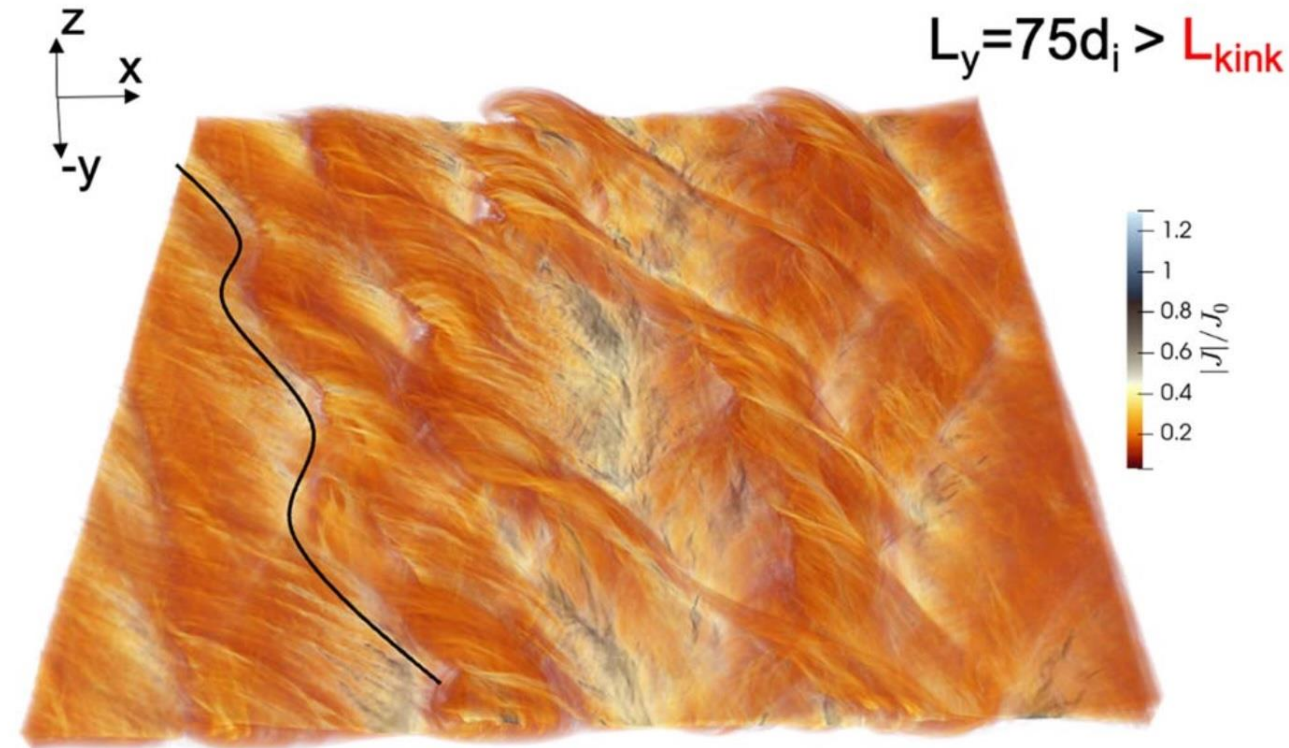
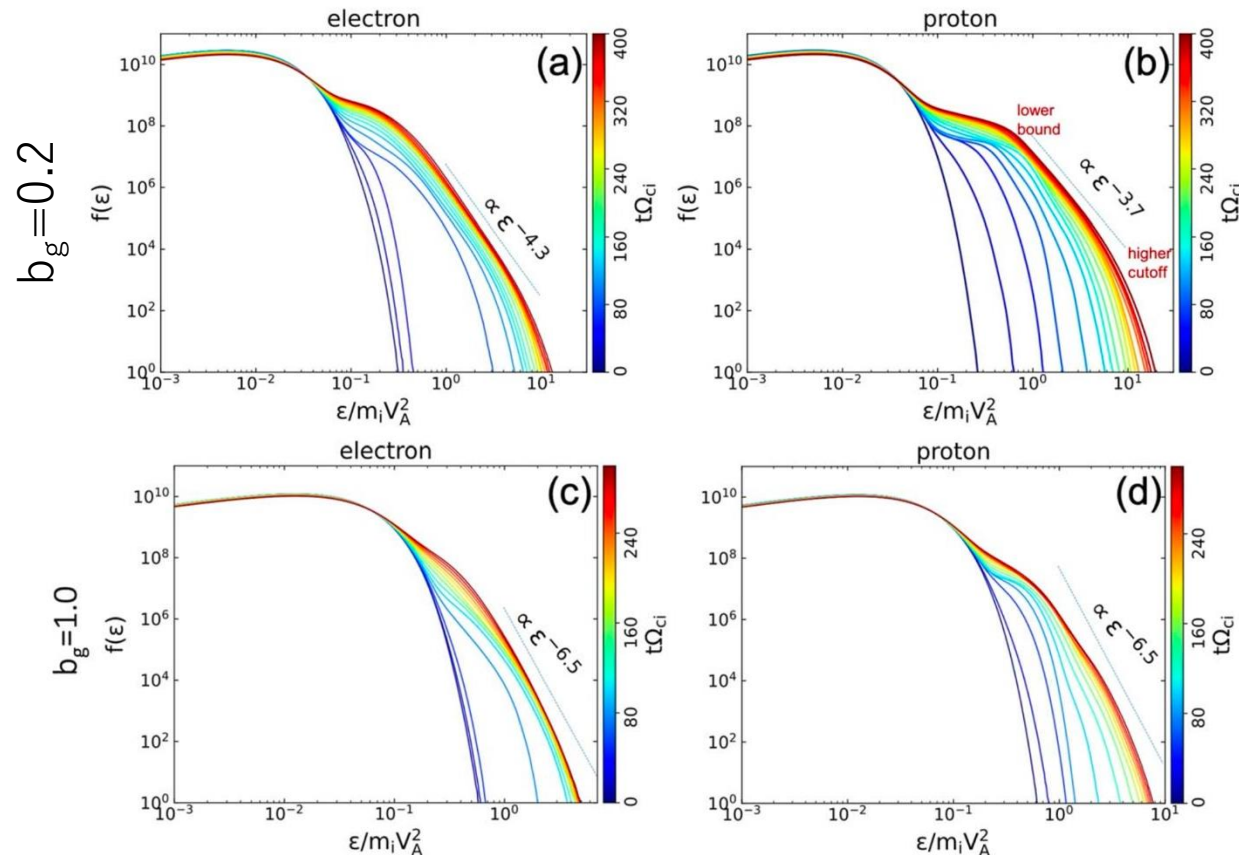
Nonrelativistic reconnection

Qile Zhang et al. ApJ 2024

基本的には、relativistic reconnectionと同じ。

Protonは、 $E=-(u/c)B$ による加速が支配的。電子は、 E_{rec} による加速もinjectionには効いている。

$m_p/m_e = 25$ と 100 で結果は同じ。



MHD Turbulence

プラズマ物理寄りの研究

周期境界条件で、
準定常的かつ等方に乱流を駆動し、
準定常状態の乱流状態を調べる。

乱流の駆動が非現実的だが、
resolutionが十分で、
慣性領域が十分にある。

PICやHybridなど運動論的シミュレーションも可能。

結果を、天体物理に応用した議論が
されるが、乱流の駆動が現実と異なる。
例えば、Alfven, slow, and fast modes
の割合など。

天体物理寄りの研究

MRI, jet propagation, imbalanced
turbulence, shock-cloud interaction
など、天体現象を想定した具体的な状況
下での乱流を調べる。

乱流の駆動がより現実的だが、
resolution不足で、慣性領域が狭い。

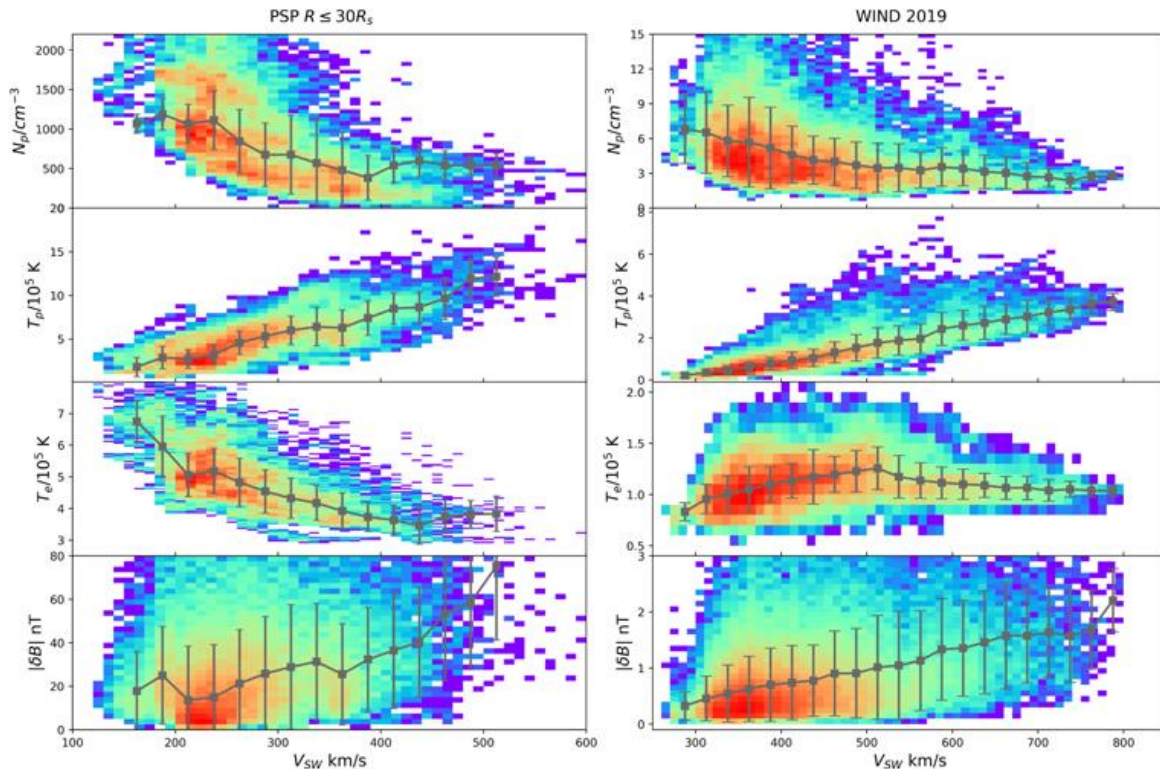
PICやHybridなど運動論的シミュレーションはあるが、2Dで乱流の駆動スケールが小さい場合のみ。
(Caprioli&Spitkovsky 2014, Ohira 2016, Tomita et al. 2022 for shocks, Guo et al. 2021 for reconnectins, Hoshino for accretion disks)

天体スケールで駆動される乱流の運動論的シミュレーションは不可能。

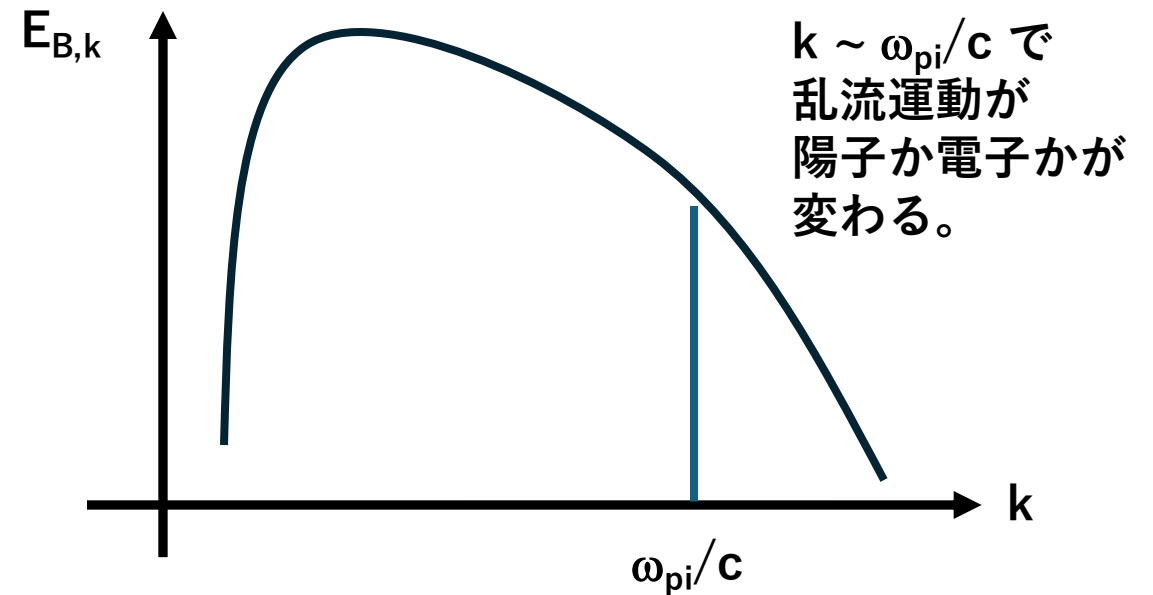
Nonrelativistic MHD Turbulence

課題：乱流のエネルギーが散逸した結果、電子と陽子にどのように配分されるか？

太陽風、降着円盤、銀河団のプラズマ加熱でよく議論されている。



Chen Shi et al. ApJ 2023



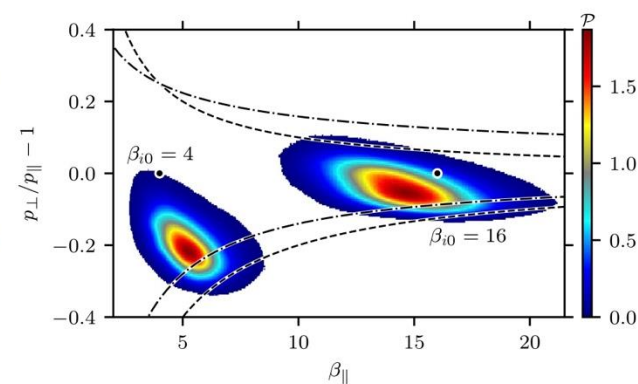
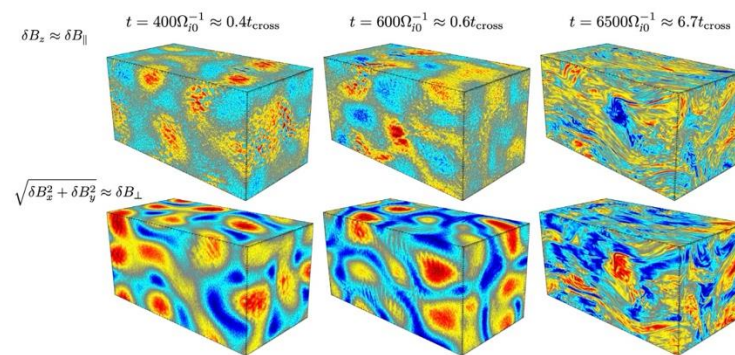
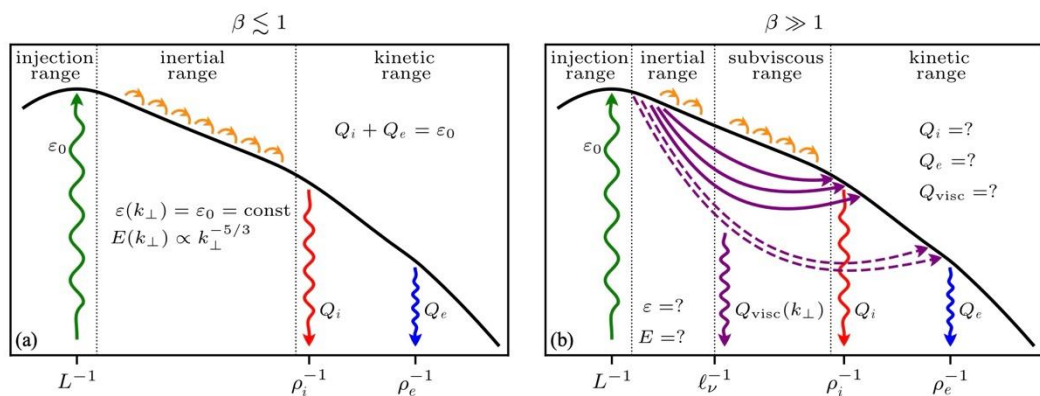
$$\beta \gg 1 \rightarrow r_{g,th} = m_p v_{th,p} / eB_0 \gg c / \omega_{pi}$$

カスケードしてきたエネルギーが電子に渡る前に陽子が吸収する。→ 陽子加熱

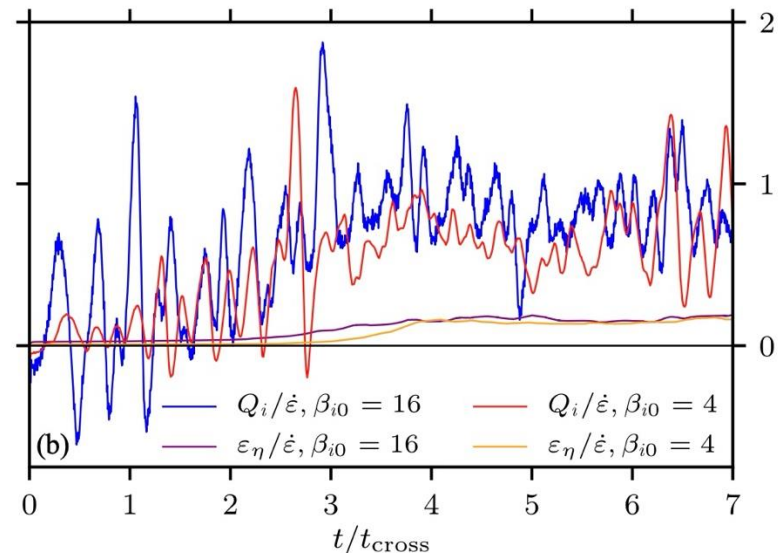
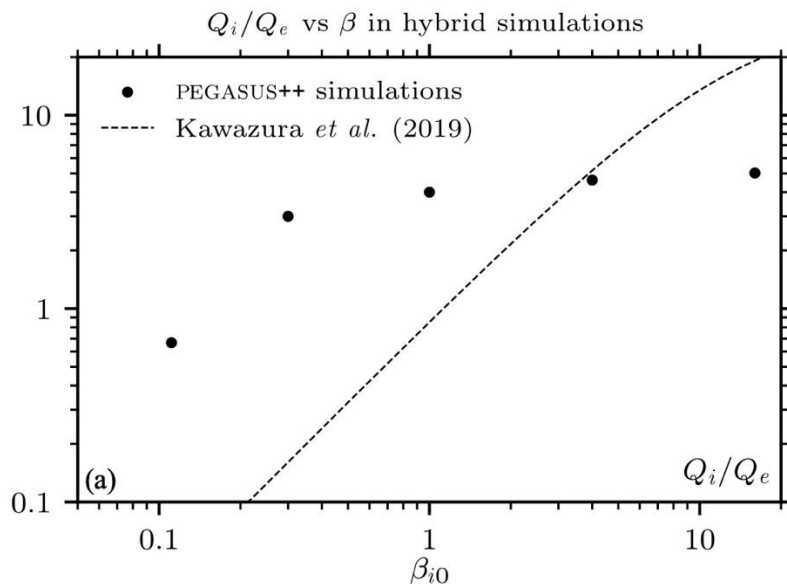
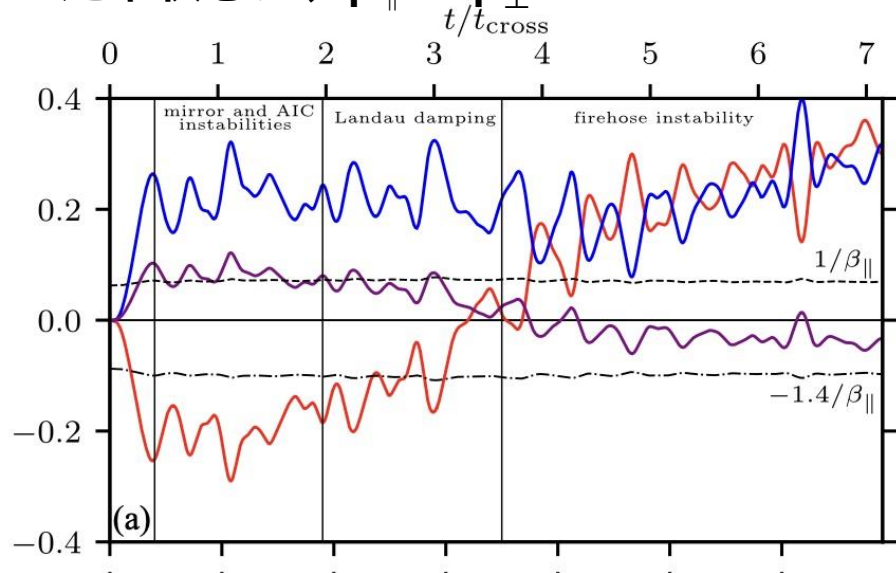
$$\beta \ll 1 \rightarrow r_{g,th} = m_p v_{th,p} / eB_0 \ll c / \omega_{pi}$$

カスケードしてきたエネルギーが陽子に渡る前に電子の乱流運動に渡し、その後散逸。→ 電子加熱

Nonrelativistic kinetic turbulence (Hybrid simulation)



$B \gg 1$ だと、わずかな圧力非等方性で陽子のジャイロ半径スケールの磁場を励起できる (mirror, AIC, firehose)。定常状態は、 $p_\parallel > p_\perp$ で firehose ins. がギリギリ安定状態。Injection スケールで約半分散逸する。

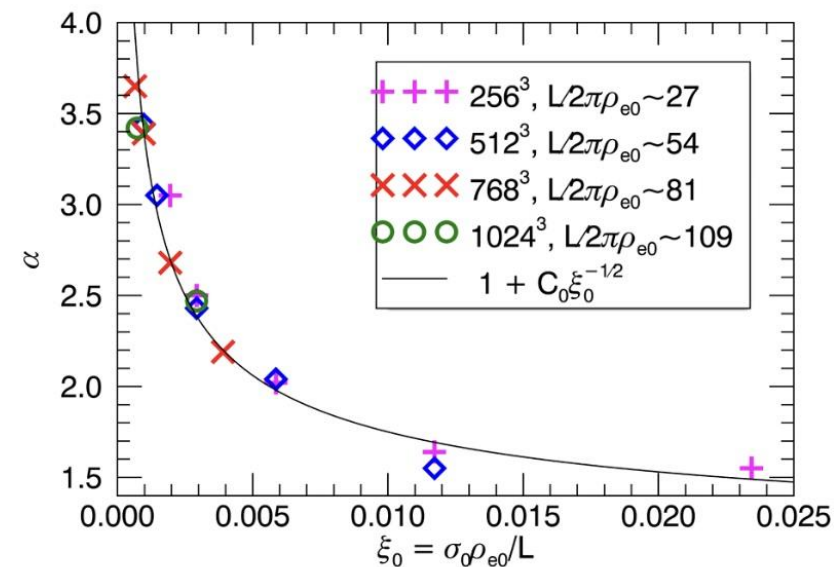
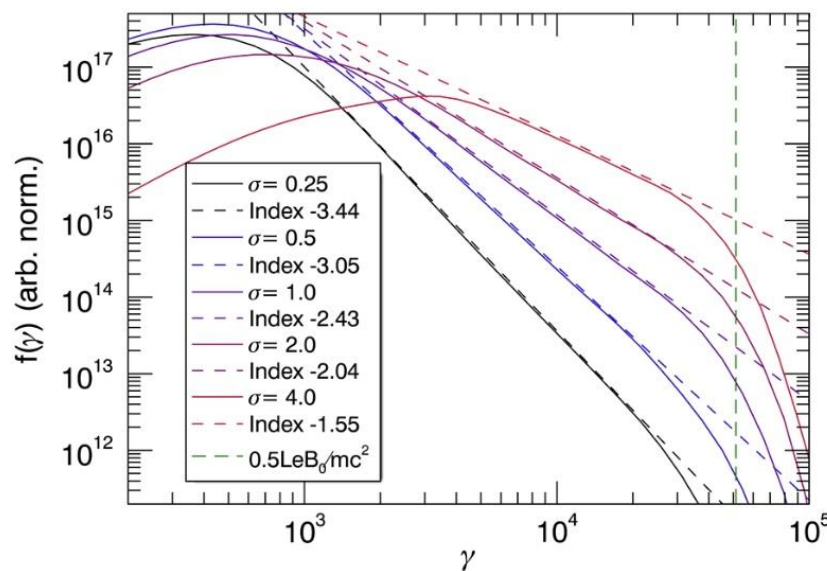
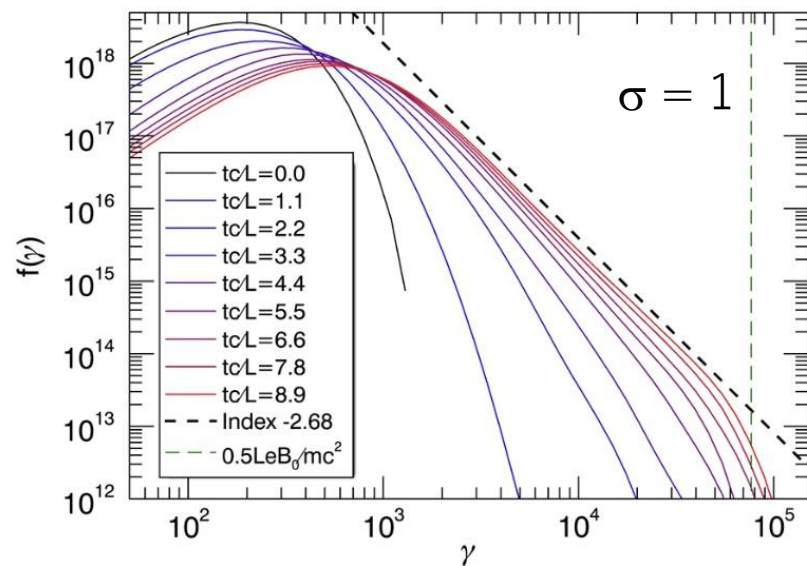


Arzamasskiy et al PRX 2023 for the high beta case, Cerri et al ApJ 2021 for the low beta case. Zhdankin et al. PRL 2019, Zhdankin ApJ 2021 for the relativistic turbulence with $\beta = 1$ (PIC simulation).

Relativistic kinetic turbulence

Zhdankin et al. PRL 2017, Zhdankin et al. ApJ 2018

3D PIC simulation for e⁺- plasmas with $\gamma_{\text{th},0} = 300$



$\delta B_{\text{rms}} \sim B_0$ の乱流を準定常的に駆動。e⁺- の分布関数が冪型になる。乱流加速の再現。

冪指数は、サイズや $\sigma = B^2/4\pi n m \gamma_{\text{th}}$ に依存する。

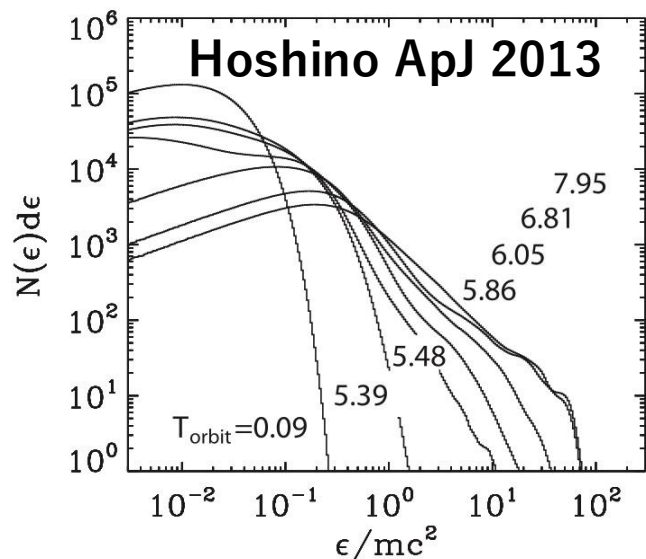
Local simulation for accretion disks

Hoshino ApJ 2013

RIAFの3D local PIC simulation

降着円盤が冷えずに高温になり、
無衝突プラズマ系になる。

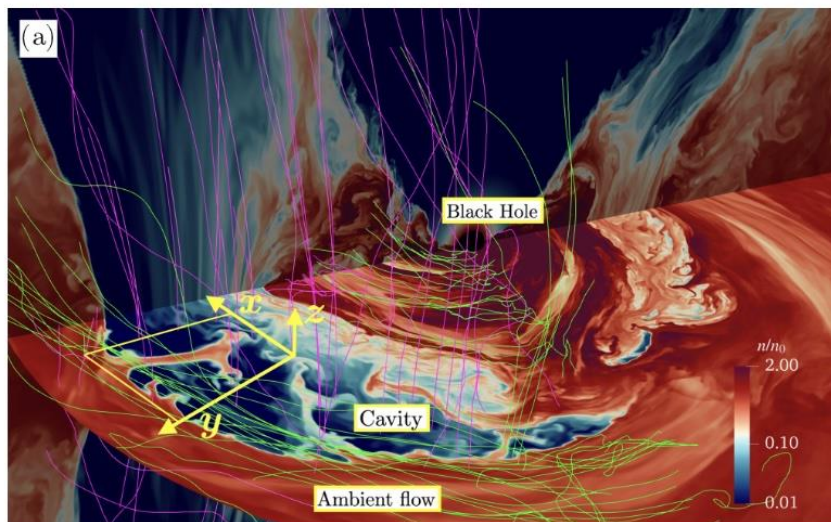
MRIで磁力線が引き延ばされ、
磁気リコネクションにより粒子が
加速される。



Riquelme et al. ApJ 2012, Sandoval et al. MNRAS 2024,
Bacchini et al. PRL 2024

Zhdankin et al. PRR 2023

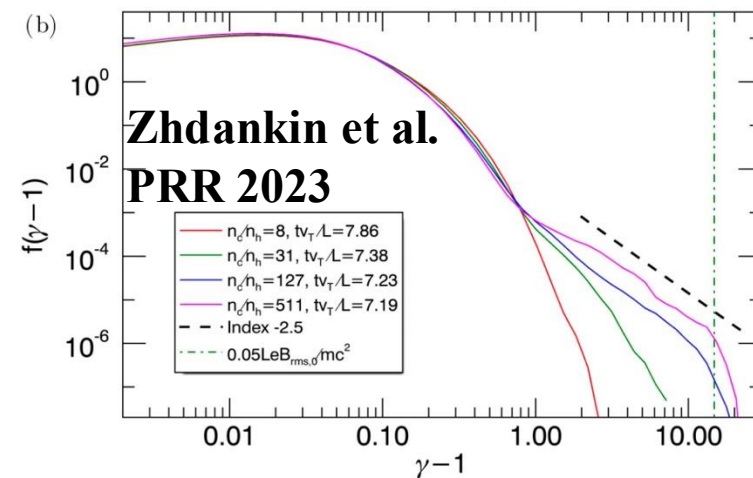
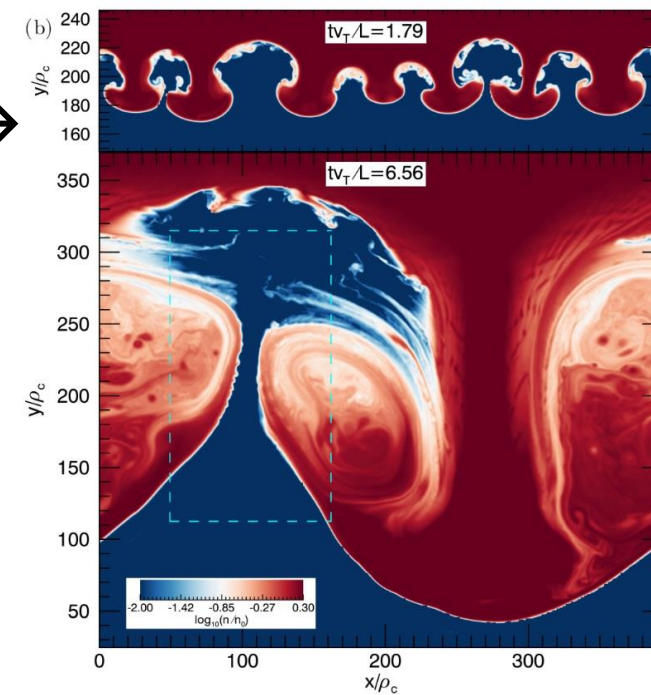
MAD のlocal 2D e+- PIC simulation →



↑ 3D MHD simulation for MAD

Rayleigh-Taylor instabilityが起きる
状態がBH近傍のMADで作られる。

PICで計算すると、磁気リコネク
ションで粒子が加速される。



Local simulation for a jet boundary

Sironi et al. ApJL 2021

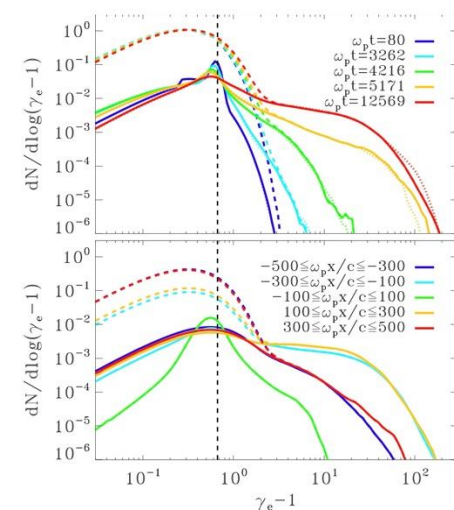
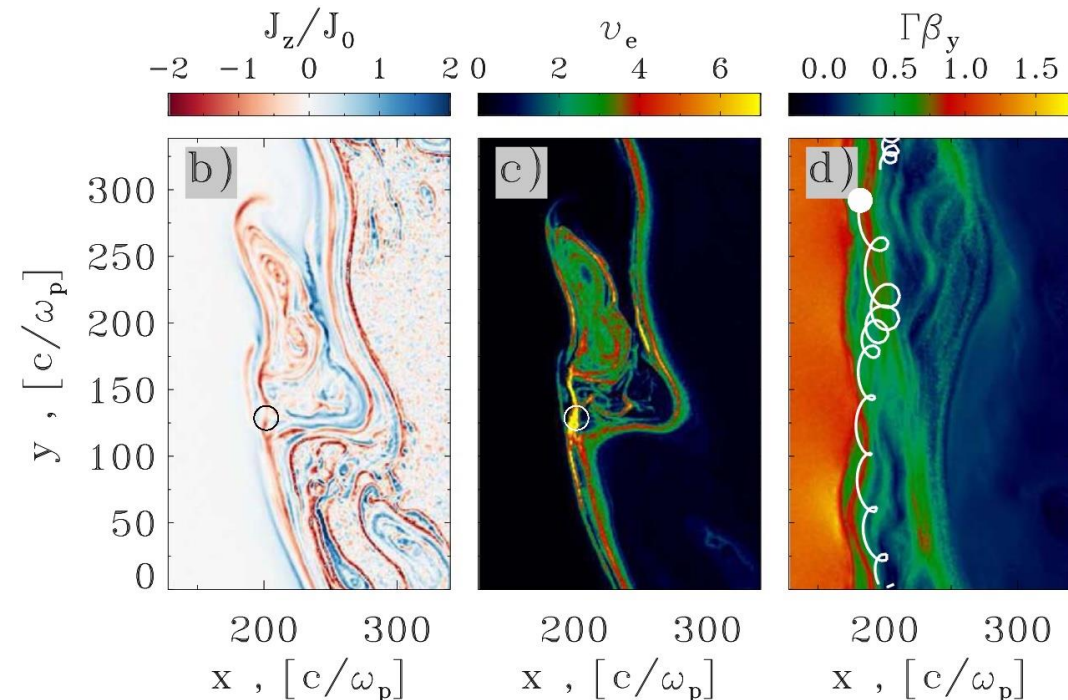
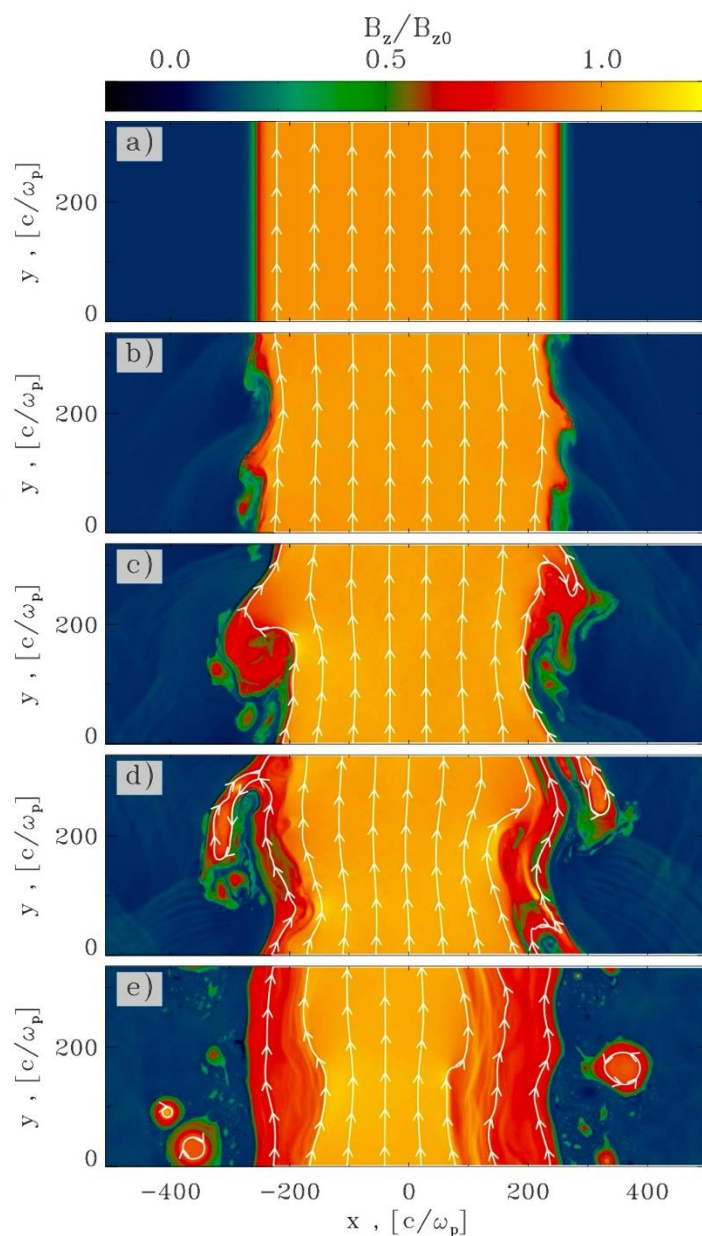
Jet: $e^\pm$, $\Gamma \sim 3$, $\sigma \sim 7$

Wind: e -ion ($m_p/m_e=100$), $\beta \sim 40$

Jet の縁で生じる
Kelvin-Helmholtz ins. を2D PIC
で調べた。

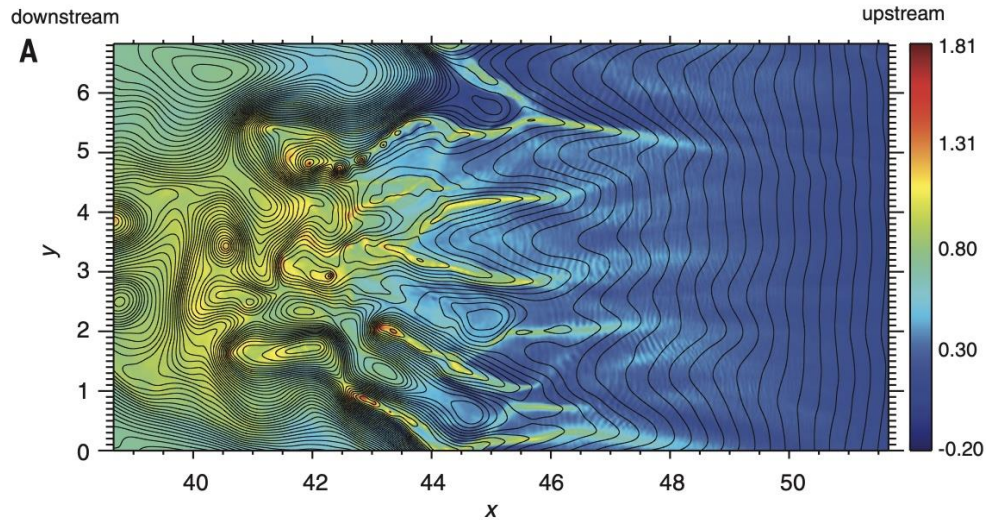
磁気リコネクションでjet成分が
加速され、その後 jet の縁で
shear acc. で加速される。

定量的には????



Reconnection in the shock transition region

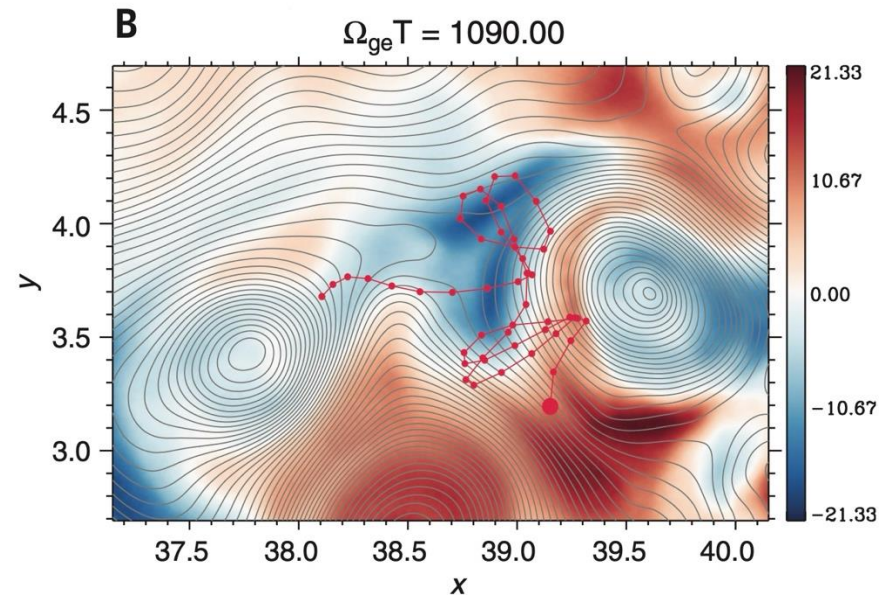
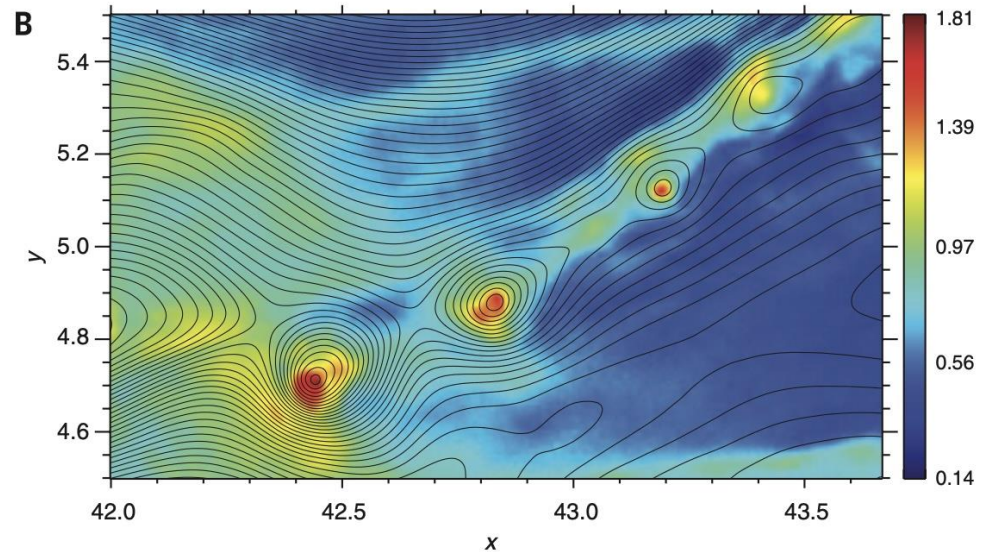
Y. Matsumoto et al. Science 2015



e-ion, 垂直衝撃波($B_0 \perp V_{sh}$)遷移層で、Weibel filamentが成長し、磁力線が引き延ばされる(Jikei et al. ApJ 2024)。

引き延ばされた磁力線がリコネクションし、電子が加速される。その後、magnetic islandで散乱されさらに加速。

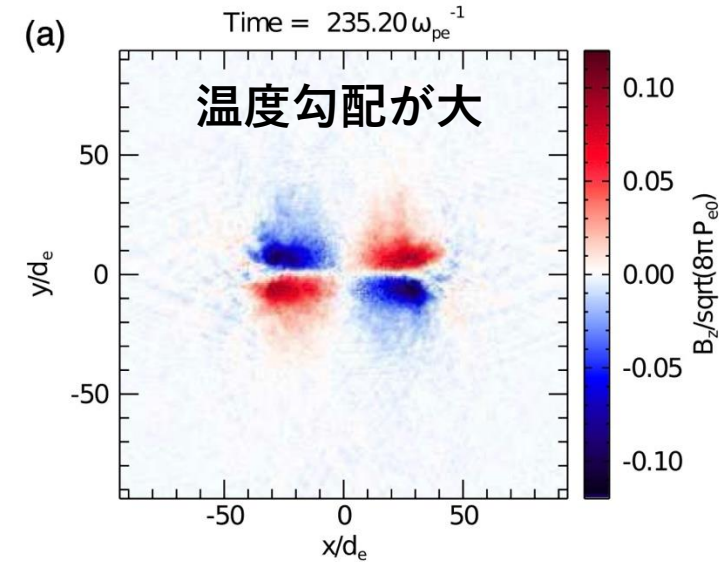
SNR shockのe- injection process に重要？



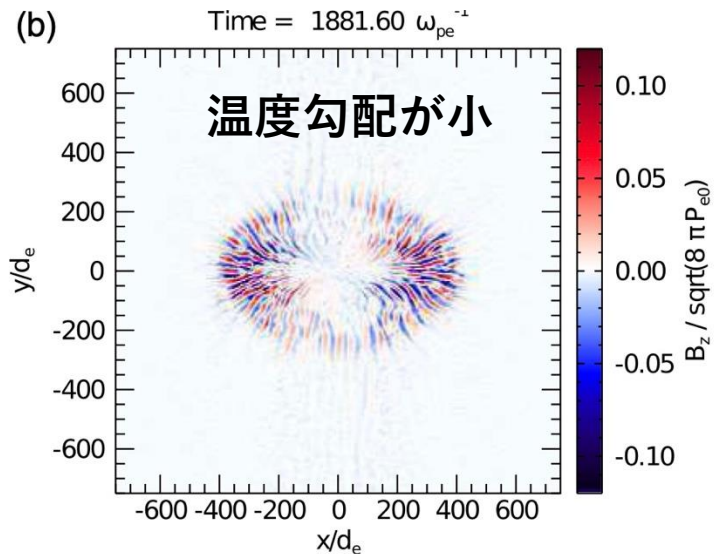
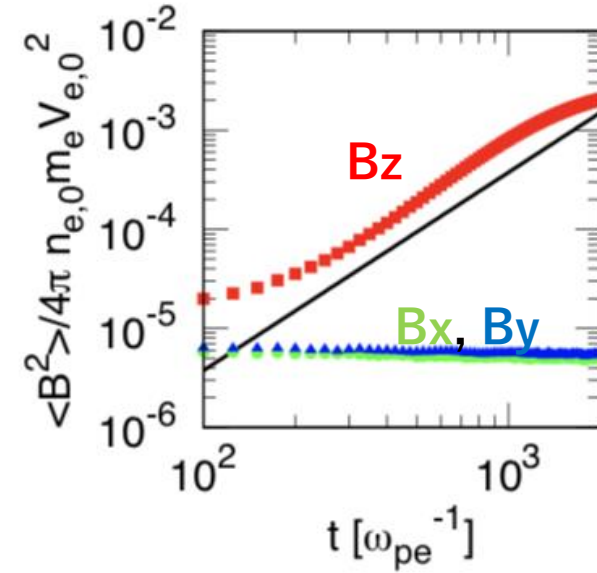
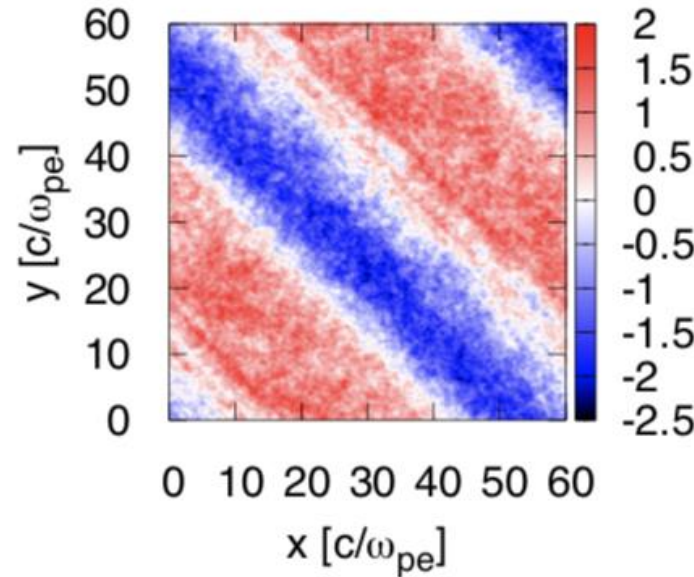
Magnetic field generation

Schoeffer et al. PRL 2014

Ohira ApJL 2020



レーザー個体
相互作用で作
られるプラズマ
中のBiermann
batteryをPICで
計算。



温度勾配が小さい
とBiermann
batteryの磁場生
成効率は低くなり、
Weibel ins.が支
配的になる。

Generalized Ohm's law

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_s q_s n_s \mathbf{V}_s \right) + \nabla \cdot \left(\sum_s q_s n_s \mathbf{V}_s \mathbf{V}_s \right) = \sum_s \frac{q_s^2 n_s}{m_s} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}_s \times \mathbf{B}}{c} \right) + \sum_s \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{f}_s - \nabla p_s)$$

$$\mathbf{E} = \frac{m_e}{e^2 n_e} \nabla \cdot \left(\sum_s q_s n_s \mathbf{V}_s \mathbf{V}_s \right)$$

← CR + thermal p + e-
の3成分だと、0でない。
New battery mechanism

Ohm's law を仮定しないPICで
new battery mechanismを検証した。
(Ohira ApJL 2020)

Global simulation for NS and BH magnetosphere

木坂くんに聞いてください。

PICやhybrid では計算できない運動論効果

エネルギーの高いCRのジャイロ半径は、熱的プラズマのジャイロ半径に比べはるかに大きい。

$$r_g (E=1\text{PeV}, B=1\text{mG}) \sim 1\text{pc}, r_{g,p} (E=1\text{eV}, B=1\text{mG}) \sim 10^7\text{ cm}$$

十分エネルギーの高いCRは、熱的プラズマの運動論的效果が効くスケールの磁場の揺らぎをほとんど感じない。その代わりに、熱的プラズマの運動論的效果が効かないくらい大きなスケールの磁場構造(天体スケールの磁場構造やMHD乱流)によって軌道が変わったり、加速したりする。

- Test particle simulation

熱的粒子が作る変動する電流を無視。磁場構造があらかじめ分かっている場合は良い近似。

- MHD simulation + test particle simulation

加速された粒子が作る電流を無視。加速される粒子の数が少ない場合は良い近似。

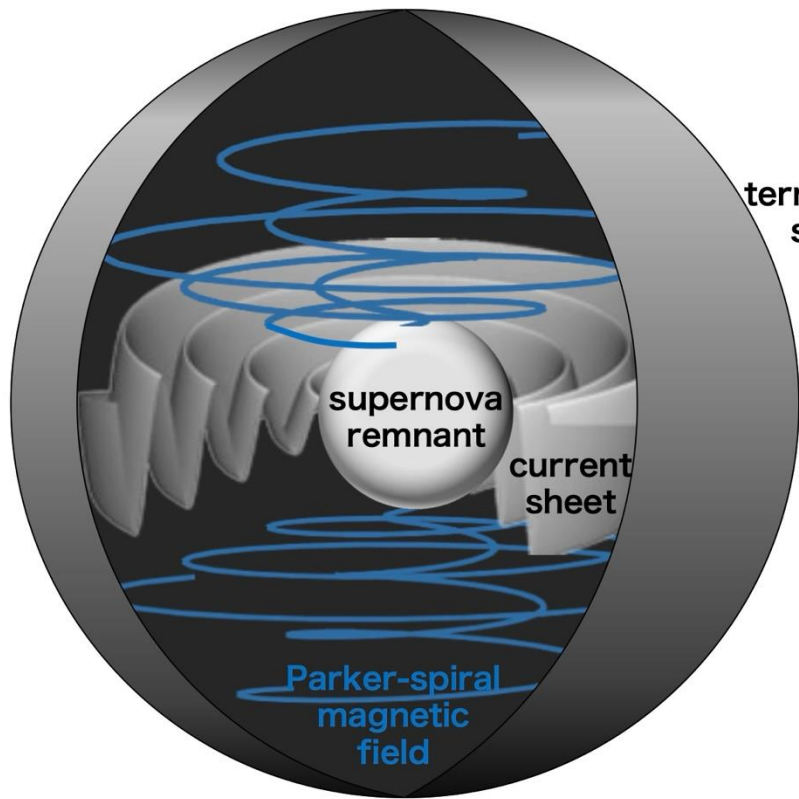
- MHD PIC simulation

加速された粒子が作る電流を考慮してMaxwell方程式を解く。

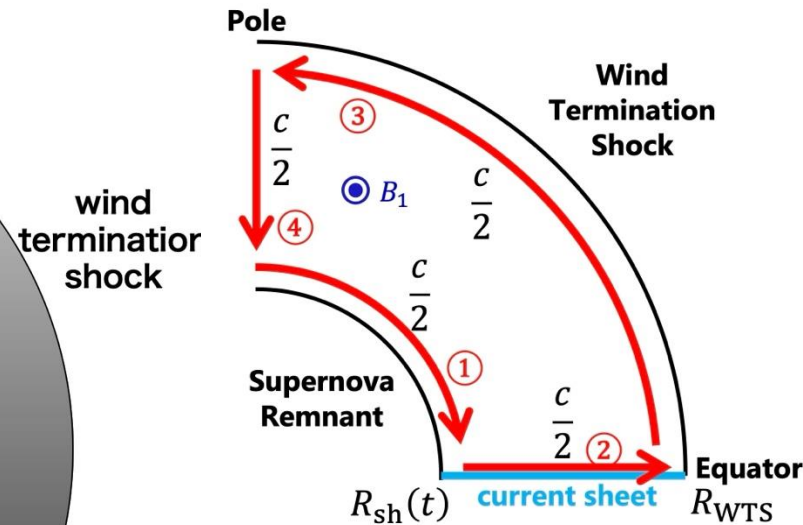
加速される粒子の数が多く、エネルギーが十分高い場合は良い近似。

いずれのsimulationも加速される粒子の数は予言できないが、PICやhybridで調べることができない高エネルギー粒子の再加速や最高エネルギー付近のCRを調べるには良い。

GCR acceleration in the SNR-wind termination shock system



Kamijima & Ohira, PRD 2021
Kamijima & Ohira, PRD 2022
Kamijima & Ohira, PRD 2024



超新星爆発前は、星は星風を吹く。

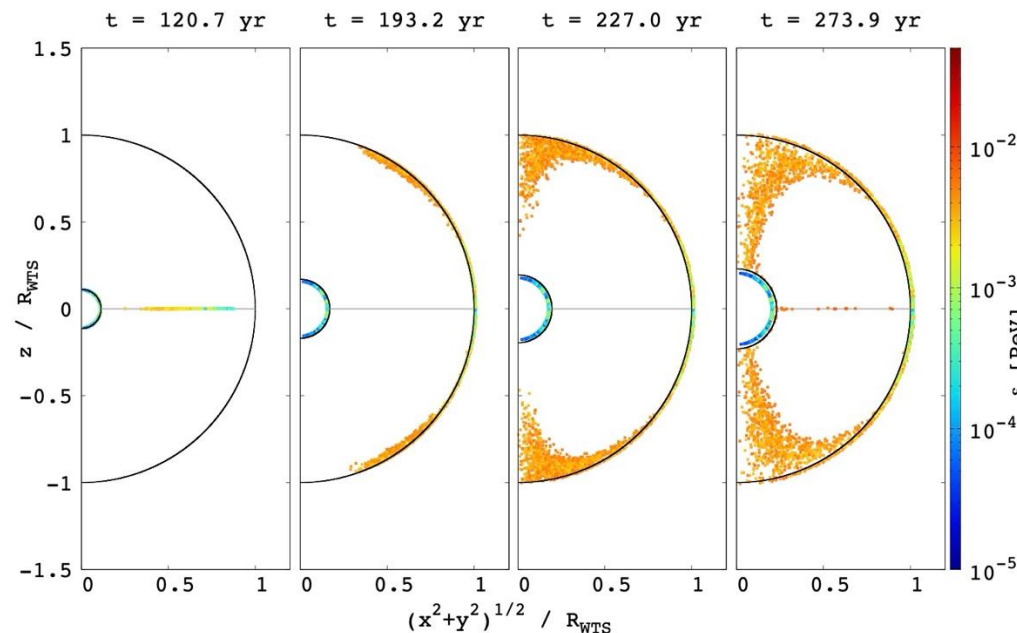
星風の磁場は、回転軸に巻き付くような構造。

星風は終端衝撃波を作る。

天体スケールの大局的構造を考慮した宇宙線加速を調べるには、PICでは計算資源が足りない。

期待される磁場構造をモデル化して、テスト粒子計算をした。

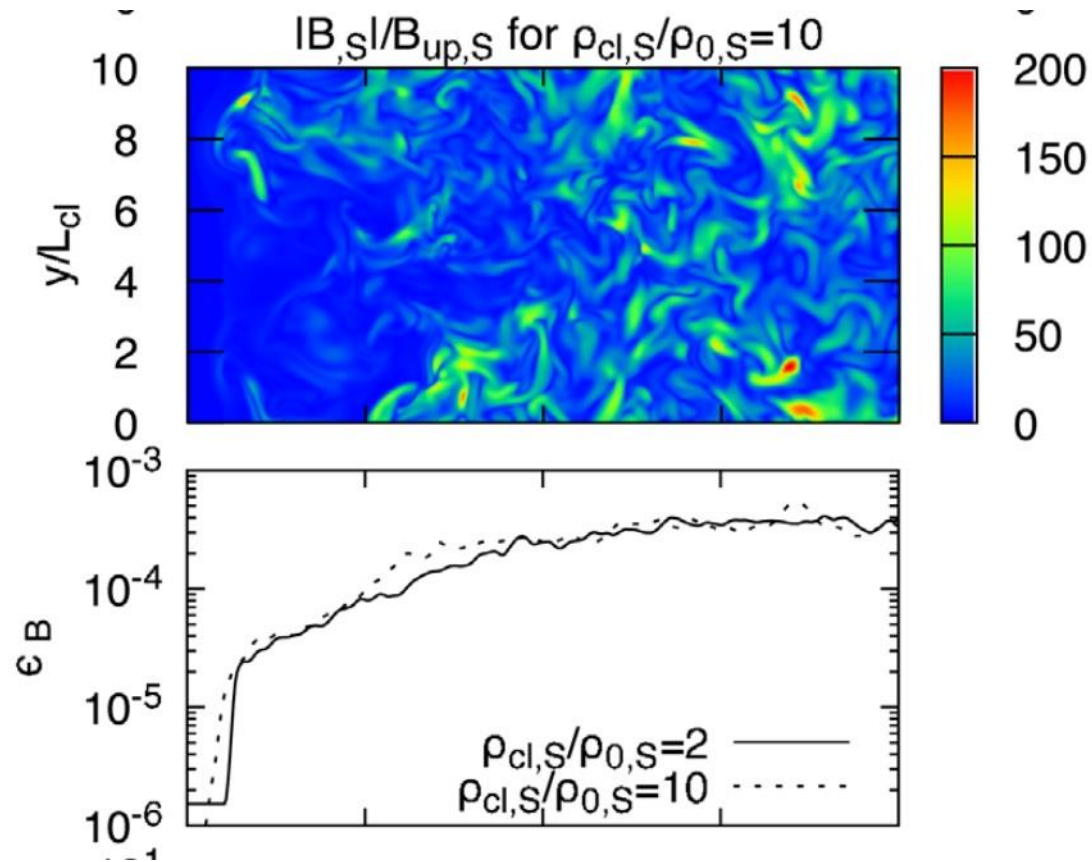
**SNR shockと
Wind termination shock
を往復することで
加速し続ける機構を発見。**



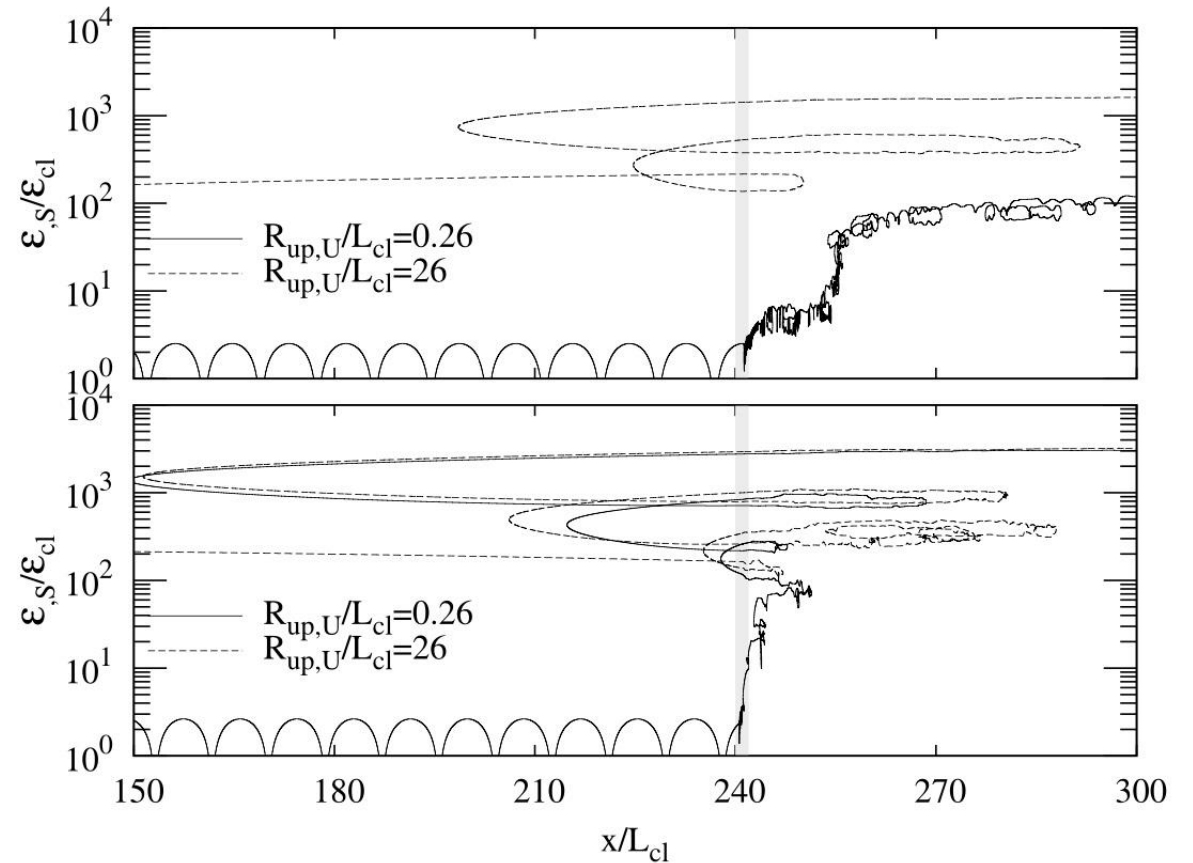
CR acceleration in the relativistic shock

相対論的衝撃波が非一様媒質中を伝搬すると、下流で磁気乱流がどれだけ作られるか？
その磁気乱流で衝撃波を何度も往復することができるか？往復時間は十分短いか？

3D relativistic MHD simulation of the shock-clump interaction + test particle simulation



$\epsilon_B \sim 10^{-4}$ までの磁場増幅

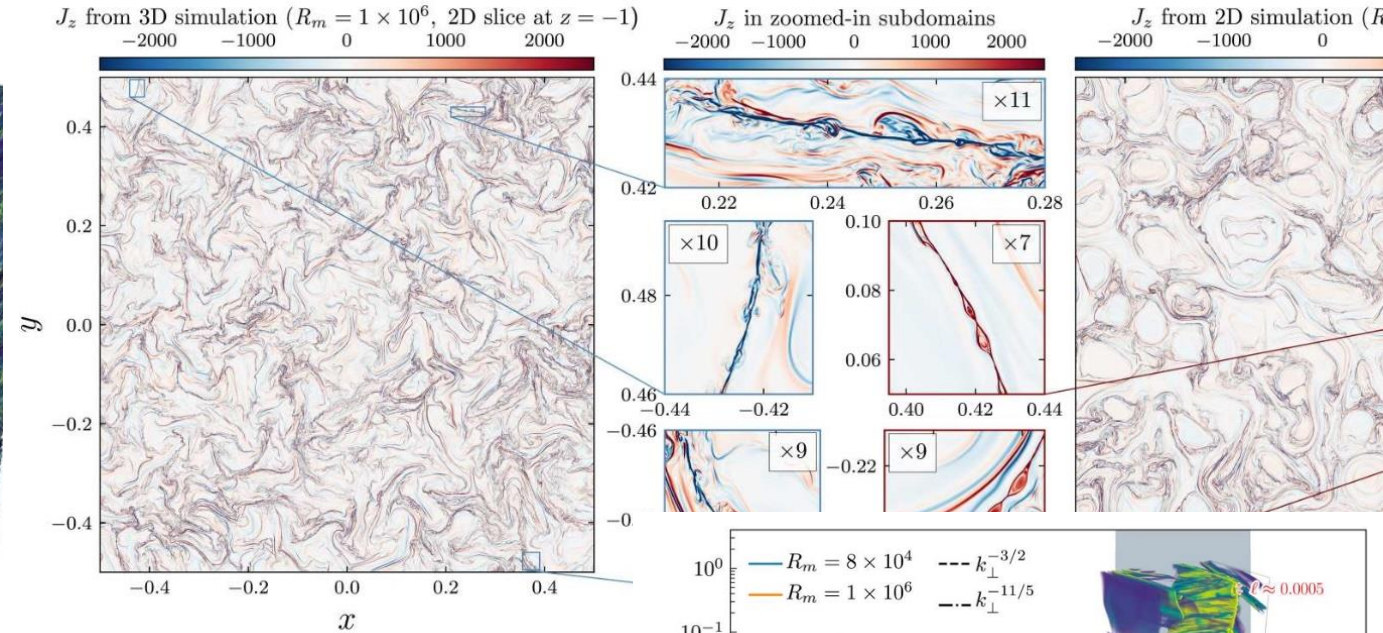
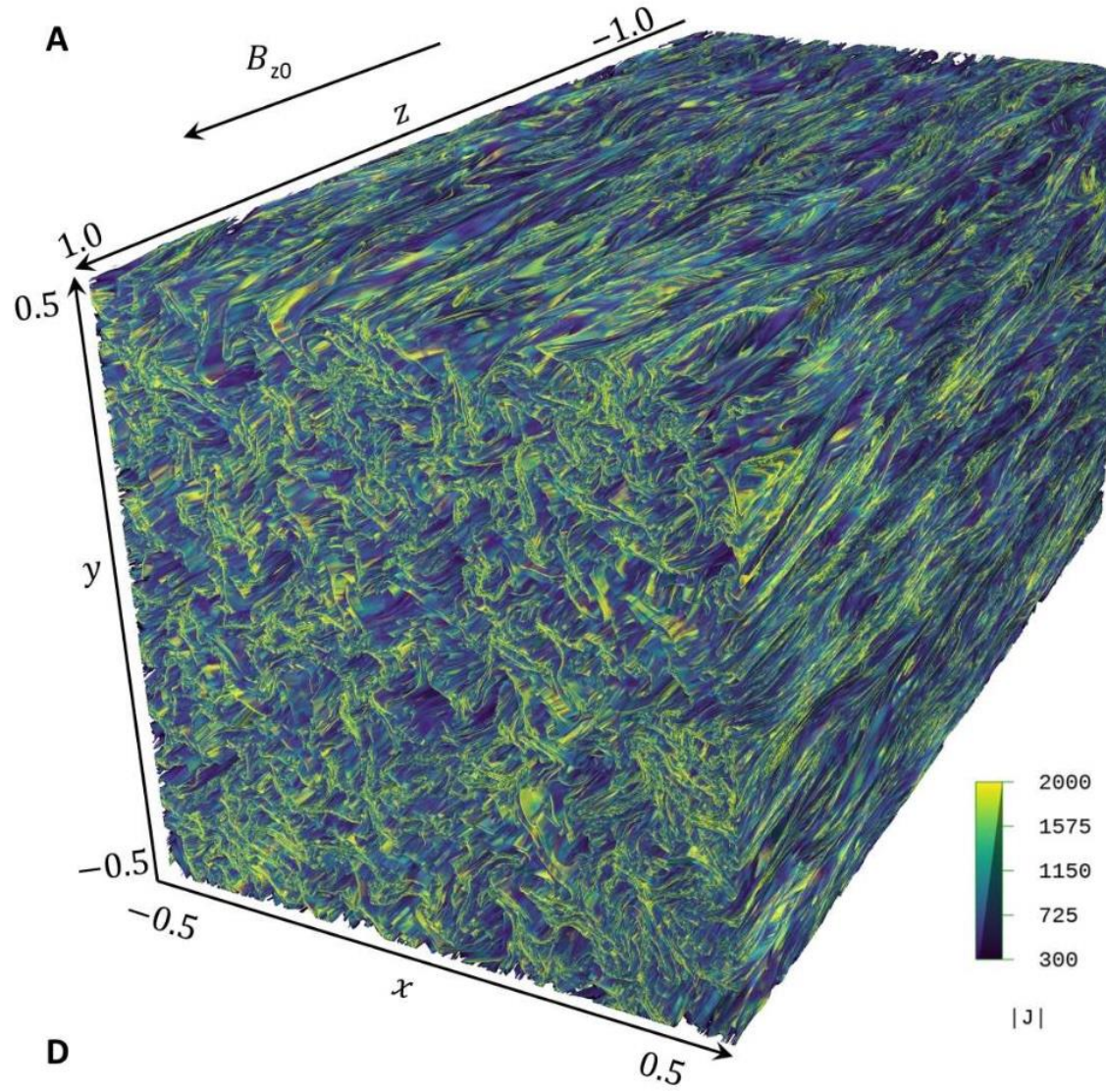


相対論的衝撃波で宇宙線を素早く加速できることを示した。
下流の磁気乱流で粒子が乱流加速されることを発見した。

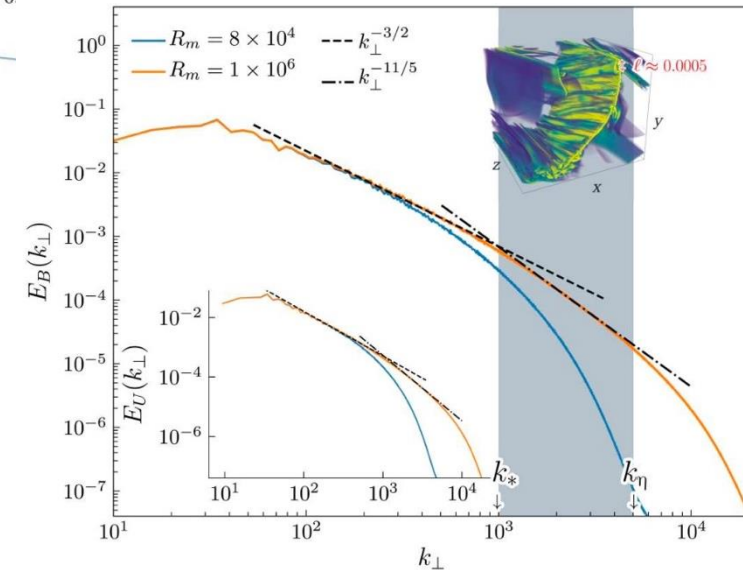
MHD turbulence with the large magnetic Reynolds number

Dong et al. Science 2022

Grid数 $10^4 \times 10^4 \times 5 \times 10^3$, $R_m \sim 10^5$ のMHD simulation



$k > k_*$ で、
リコネクションによる
プラズモイド駆動型の
乱流スペクトル。



まとめ

PICは、ついに3次元計算ができる時代になってきた。Public codeも沢山ある。
PICを使った論文は増えている。地上プラズマ実験でもよく使われる。

3次元+ $m_p/m_e = 1836$ はまだまだ難しい。

計算した結果を全て出力するのは不可能。

1ステップあたり、 $N_x \times N_y \times N_z \times N_p \times 6$ 変数(x, y, z, p_x, p_y, p_z) $\times 8$ byte ~ 5 TB $(N_x/1000)^3 (N_p/100)$
HDDが足りないだけでなく、時間もかかる(出力時間>計算時間)。

データ解析のためにも、高性能なスパコンが必要。

6次元空間(x, y, z, p_x, p_y, p_z)を動き回る加速粒子の振る舞いを、
3次元空間に配置されたベクトル場 ($B_x, B_y, B_z, E_x, E_y, E_z$)の時間変化を見ながら、
理解することは不可能。

解析のためにAIの助けを借りたいが。。。

PIC や Hybrid でできない課題もある。MHD+test particle や MHD-PIC が有用。