

太陽圏境界構造の1次元PIC計算

野海, 智貴
九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938010>

出版情報 : Kyushu University, 2017, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



平成 28 年度

九州大学大学院総合理工学府

大気海洋環境システム学専攻修士論文

.

太陽圏境界構造の 1 次元 PIC 計算

氏 名 野海 智貴

指導教員 羽田 亨 教授

松清修一 准教

内容

第 1 章 序論	1
1.1 宇宙プラズマ	1
1.2 無衝突衝撃波	1
1.3 太陽圏境界	2
1.4 研究目的	3
第 2 章 実験方法	4
2.1 PIC シミュレーション	4
2.2 PIC シミュレーションによる 2 つの不連続面の再現方法	5
第 3 章 結果	8
3.1 Run1($\theta B, ISM = 90^\circ$)	8
3.2 Run2~Run5 の計算結果	15
3.2.1 Run2, Run3 の計算結果	17
3.2.2 Run4、Run5 の計算結果	27
3.3 反転磁場での計算結果	37
第 4 章 考察	44
4.1 速進波 (fast mode wave)、遅進波 (slow mode wave)	44
4.2 星間空間に伝達する圧縮性波動	45
4.3 計算結果でのモード	48
4.3.1 Run1 での波動	48
4.3.2 Run2~5 のモード判別	49
4.4 不安定性	53
4.4.1 終端衝撃波下流の温度異方性	53
4.4.2 終端衝撃波下流の分散関係	54
第 5 章 まとめ・今後の展望	56
謝辞	57
参考文献	58

第 1 章 序論

1.1 宇宙プラズマ

物質の温度を上げていくと、固体から液体、気体の順に状態が変化する。気体の温度をさらに上げていくと、分子がイオン化し、イオンと電子が別々に運動できる状態になる。このような状態の媒質をプラズマという。プラズマは身近な自然現象でも多く見られ、稲妻やオーロラなどがあげられる。宇宙を構成する既知の物質の 99 パーセント以上がプラズマであるといわれている。また、工学的にもプラズマは蛍光灯やテレビ、溶接等に広く利用されている。さらに、核融合の研究での実験にも利用されている。

一般的な気体は、粒子同士が衝突しあうことで運動する。一方で、宇宙に存在するプラズマの密度は極めて低く、粒子間の衝突はまれである。しかし、プラズマは、電磁場を介して、荷電粒子が集団的に振る舞う。粒子間衝突が効かない宇宙プラズマにおいては、電磁場の役割が非常に大きい。

1.2 無衝突衝撃波

衝撃波とは、超音速の流れが流体中に引き起こす不連続面のことである。流体の速度が、音速（情報の伝達速度）より早いとき、圧力や密度の不連続面が発生し、それを衝撃波と呼ぶ。地上では、戦闘機が音速を超えた際に、衝撃波が発生することがよく知られている。

一方で、宇宙においても、衝撃波は存在する。地上では粒子同士の衝突によってエネルギーの散逸が行われているが、宇宙プラズマでは粒子同士の衝突はまれである。宇宙プラズマにおいては、粒子間の衝突の代わりに電磁場を介してエネルギーの散逸が行われ、衝撃波を発生させている。このような衝撃波を無衝突衝撃波と呼ぶ。無衝突衝撃波では、地上の衝撃波にはない特徴がある。衝撃波のリフォーメーションが例に挙げられる。これは、衝撃波面が周期的に形成と崩壊を繰り返す現象である。このような無衝突衝撃波での現象が、衝撃波近傍での荷電粒子の振る舞いに影響を与える。

1.3 太陽圏境界

太陽を起源とする太陽風プラズマは宇宙空間に広がっている。銀河における太陽風プラズマの勢力圏を太陽圏と呼ぶ。太陽風プラズマは、約 400-800km/s で常時放射状に太陽から噴き出している。太陽圏は、終端衝撃波(Terminal Shock : TS)を境目に、2つの領域からなる。Fig 1.1 に太陽圏境界の1次元構造を表す。内側を低温、低密度の超音速プラズマが占め、外側を高温、高密度の亜音速プラズマが占めている。太陽圏の境目では太陽風プラズマは星間媒質 (Interstellar medium : ISM) にせき止められ、その境界はヘリオポーズ (太陽圏界面) と呼ぶ。太陽圏外側は、亜音速の星間媒質で満たされおり、さらにその外側に、衝撃波が形成されている可能性がある (Bow Shock : BS)。終端衝撃波、バウショックはそれぞれリバース衝撃波、フォーワード衝撃波であり、太陽圏界面は接触不連続面である。しかし、太陽系静止座標系からみた星間媒質の速度は約 23km/s であることから、バウショックは形成されていない可能性がある。

太陽圏を直接観測している探査機としては、ボイジャー1号 (V1) および2号 (V2) があげられる。これらは、1977年に打ち上げられ、星間空間の探査を目指し、飛翔を続けた。そして2012年に、ボイジャー1号が星間空間に入った。ボイジャーのデータを用いて、太陽圏境界に関する研究が世界的に進められている。Burlaga, (2017) [1]により、ボイジャーによって観察された乱流の性質は、2013年の133日目から2014年の235日目の468日間に観測された磁場の平均値は $B_0=0.47\text{nT}$ に対し、磁場の変動は $(\delta B^2)^{1/2}/B_0 = 0.023$ と小さかったことや、磁場の変動は、星間空間の平均磁場にほぼ平行方向であり、観測された乱流は本質的に圧縮的であるという特徴が見られた。この予想以上に圧縮的な星間空間の磁場乱流の起源は、現在まで明らかになっていない。

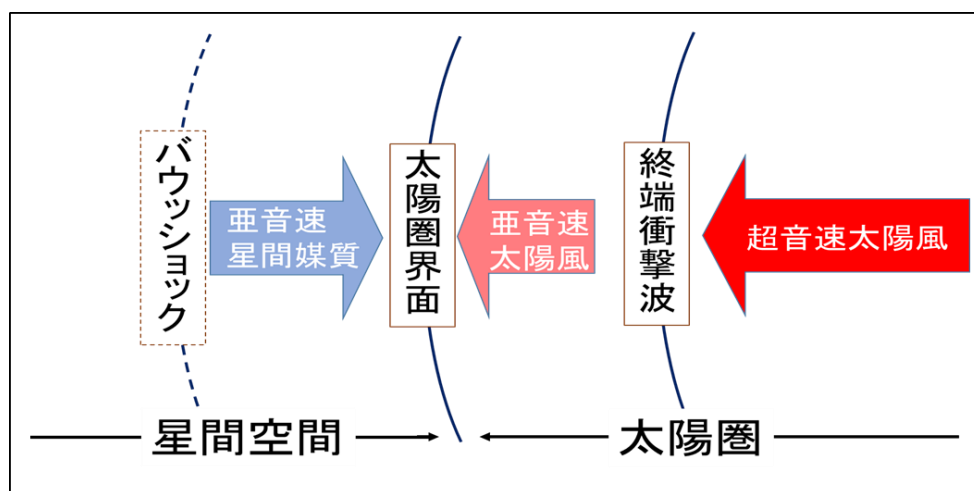


Fig 1.1 太陽圏境界の1次元構造

1.4 研究目的

太陽圏境界の（磁気）流体的構造に関する研究は、ボイジャーの観測や、磁気流体（MHD）シミュレーションを用いて現在も精力的に行われている。しかし、終端衝撃波や太陽圏界面の内部（マイクロ）構造に関しては未だに理よく解されていない。不連続面の内部構造は流体的アプローチでは解明不能である。また一般に、衝撃波の下流は運動論的スケールの波動の宝庫である。太陽圏界面は終端衝撃波の下流に存在するため、それらの波動による影響を少なからず受ける可能性がある。現在星間空間を渡航中の V1 は、予想以上に圧縮性の高い磁気乱流を観測している。こうした太陽圏境界の未解明の特徴を理解するため、本研究では、終端衝撃波と、太陽圏界面を同時に含んだ太陽圏境界の運動論的数値実験を行う。無衝突プラズマの第一原理計算と呼ばれる PIC 計算を用いて、2 つの不連続面の内部構造と、それらの間の相互作用を解明する。さらに、太陽圏境界のダイナミックな振る舞いが、近傍の星間空間に与える影響をも議論する。

第2章 実験方法

2.1 PIC シミュレーション

PIC 計算では、以下に方程式を数値的に解く。

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_i}{c} \times \vec{B} \right) \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.5)$$

(2.1)は、多数の荷電粒子の運動方程式を表し、(2.2), (2.3), (2.4), (2.5)はマクスウェル方程式である。これにより、プラズマの振る舞いを第一原理的に計算できる。ここで、 v 、 q 、 m はそれぞれ超粒子の速度、電荷、質量である。超粒子とは、位相空間の近い位置を占める粒子群を1つの粒子とみなしたもので、密度、運動量の情報を持っている。 E 、 B 、 c 、 j 、 ρ は、それぞれ電場、磁場、光速、電流密度、電荷密度を表している。(2.1), (2.2), (2.3), (2.4)を用いて系の時空間発展を計算し、(2.5)は、初期値を決める際に使用する。ここでは、空間1次元 $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, 0, 0 \right)$ での計算を行っているため、 B_x は一定の値である。超粒子は、任意の場所をとることができ、電磁場や電流は、格子点上で決められる。

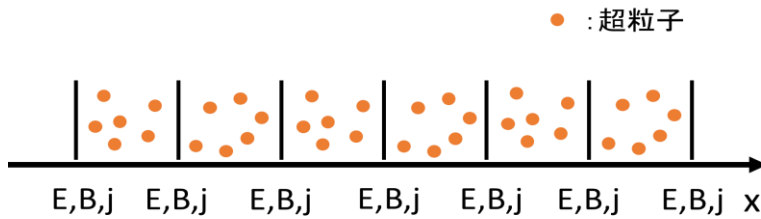


図 2.1 PIC シミュレーションのイメージ図

実際の計算では、超粒子が持つ情報をもとに、各格子点上で電磁場を計算し、その情報をもとに、超粒子の情報を更新する。それを繰り返すことにより、プラズマの運動を自己無撞着に解いていく。

2.2 PIC シミュレーションによる 2 つの不連続面の再現方法

PIC シミュレーションを用いて、太陽圏界面と終端衝撃波の 2 つの不連続面を再現する方法について説明する。まず、すべての run を通して、グリッドサイズ $\Delta x = 0.1$ 、グリット数 $ng=40000$ 、1 グリットあたりの超粒子の数 $np_{cel}=100$ 、 $\Delta t = 0.1$ 、光速 $c = 1$ 、 $m_i/m_e=25$ とした。また、太陽風領域において $\omega_{pe,SW} = \sqrt{0.1}$ 、 $\Omega_{e,SW} = 0.4/6 \times \sin \theta_{B,ISM} / \sin \theta_{B,SW}$ ($\theta_{B,ISM}$: xz 面における x 軸と星間空間における初期磁場がなす角度、 $\theta_{B,SW}$: xz 面における x 軸と太陽圏における初期磁場がなす角度) とした。初期条件として、空間を星間プラズマと太陽風が占める 2 つの領域に分ける。計算は、太陽風の静止系で行うため、星間プラズマのみに x 軸方向の一定速度を与える。また、境界条件として、星間空間側から一定速度を持つ星間プラズマを継続的に注入する。太陽風に対する星間プラズマの相対的な密度を 9、温度を 4、 z 方向の磁場強度を 6、流れの速度を $4.7V_{A,SW}$ ($V_{A,SW}$: 太陽風のアルフベン速度) とした。

ここでは、 $\theta_{B,ISM}$ を 90° から 2.5° ずつ小さくした磁場をかけた計算を複数行った。1 次元の PIC 計算であるため、 $\theta_{B,ISM} \neq \theta_{B,SW}$ ($\theta_{B,SW}$: xz 面における x 軸と太陽風領域における初期磁場がなす角度) である。よって、各 Run における磁場角度はそれぞれ

	$\theta_{B,ISM}(^\circ)$	$\theta_{B,SW}(^\circ)$
Run1	90	90
Run2	87.5	75.3
Run3	85	62.3
Run4	82.5	51.7
Run5	80	43.4

β 値(プラズマ圧と磁気圧の比)は、

	β_{ISM}	β_{SW}
Run1	0.225	0.225
Run2	0.225	0.211
Run3	0.225	0.178
Run4	0.225	0.141
Run5	0.225	0.110

電子プラズマ周波数 ω_{pe} と電子サイクロトロン周波数 Ω_e の比は、

	$\omega_{pe,ISM}/\Omega_{e,SW}$	$\omega_{pe,SW}/\Omega_{e,SW}$
Run1	2.37	4.74
Run2	2.37	4.59
Run3	2.37	4.21
Run4	2.37	3.75
Run5	2.37	3.31

となる。

また、各領域の電子温度とイオン温度は等しいとした。Fig. 2.2 に数値実験の概略図を示す。上記のように2つの領域に分かれた粒子が、時間が経過するにつれ、自己無撞着にいくつかの不連続面を形成する。Fig 2.3 に $\theta_{B,ISM} = 90^\circ$ 時の B_z の時空間発展を示す。横軸は空間、縦軸は時間、カースケールは磁場強度を表す。これにより、計算領域が大きく4つの領域に分かれ、3つの不連続面があらわれているのが見てとれる。これらの不連続面は左から順にバウショック、太陽圏界面、終端衝撃波に相当する。今回の研究ではこれらの不連続面のマイクロ構造について議論し、さらに外部磁場を xz 面内で x 軸に対して斜めにしたときの変化について議論する。

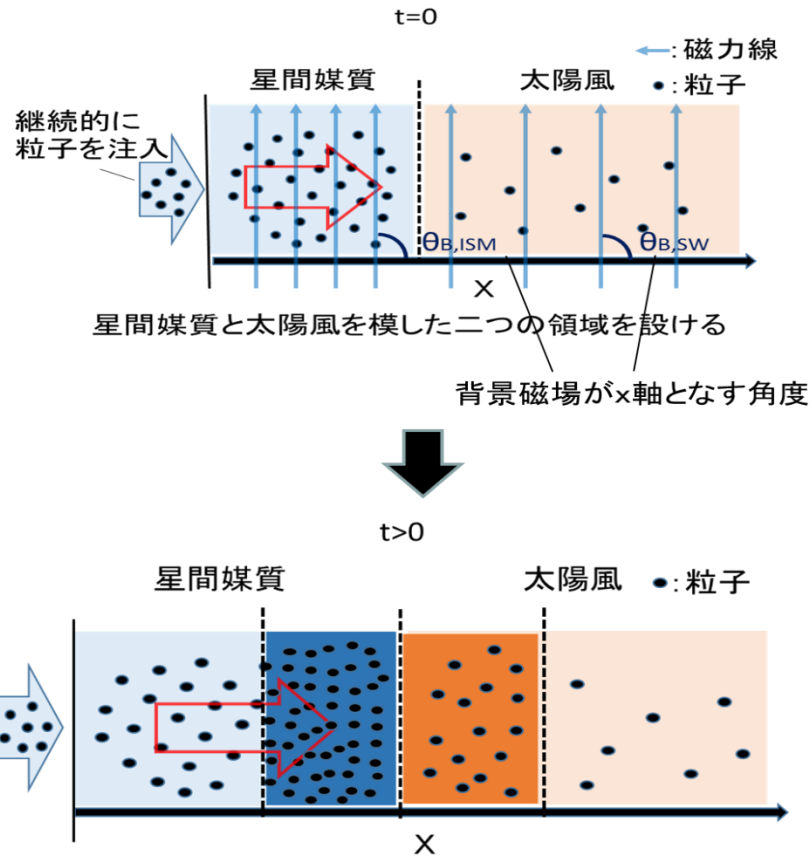


Fig. 2.2 数値実験概略図

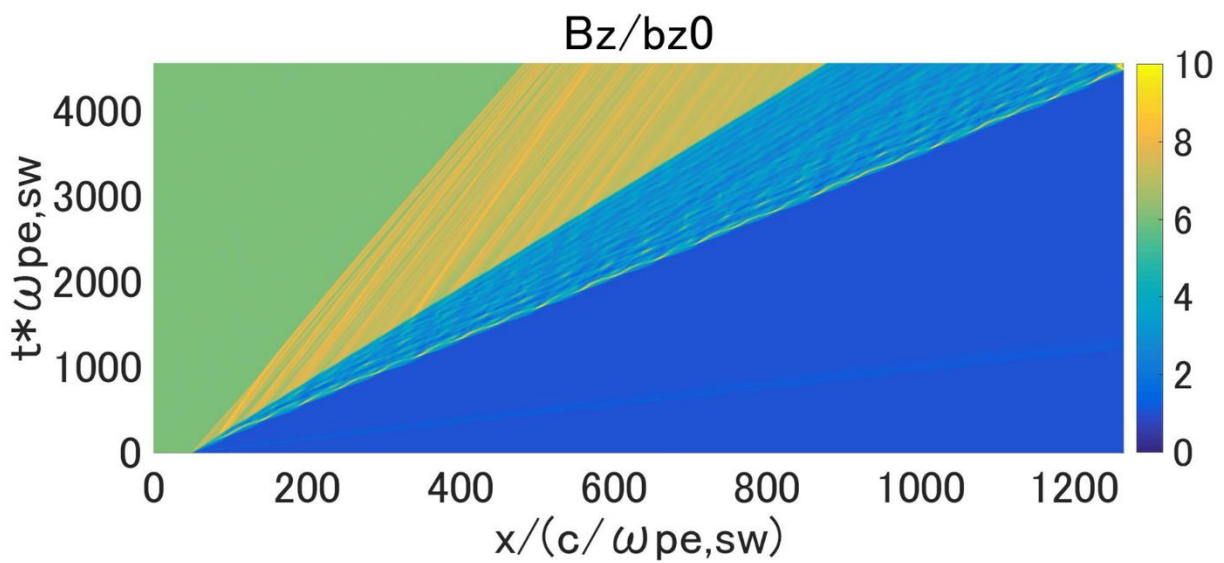


Fig 2.3 Run1 の B_z の時空間発展図

第3章 結果

計算結果での、終端衝撃波、バウショックのマッハ数（衝撃波の速度と太陽風プラズマのアルフベン速度の比）は Fig 2.3 のような磁場の時空間発展図の傾きにより求めた。終端衝撃波、バウショックの速度はそれぞれ、

	$V_{TS}(v_{a,SW})$	$V_{BS}(v_{a,SW})$
Run1	6.4	2.2
Run2	6.3	2.2
Run3	6.2	2.3
Run4	6.1	2.3
Run5	5.9	2.4

となった。

3.1 Run1($\theta_{B,ISM} = 90^\circ$)

まず、 $\theta_{B,ISM} = 90^\circ$ のときの結果を示す。Fig.3.1.1、Fig.3.1.2 はそれぞれ、電子とイオンの位相空間密度を表す図であり、上から星間電子（イオン）の速度の x 成分、太陽風電子（イオン）の速度の x 成分、星間電子（イオン）の速度の y 成分、太陽風電子（イオン）の速度の y 成分、星間電子（イオン）の速度の z 成分、太陽風電子（イオン）の速度の z 成分を示し、左パネルは $t=0\omega_{pe,SW}^{-1}$ 、右パネルは $t=2656\omega_{pe,SW}^{-1}$ を表している。Fig.3.1.3 は、磁場 B_z の時空間発展を表している。Fig.3.1.4 は $t=2656\omega_{pe,SW}$ における、電磁場と密度の空間波形を表し、左パネルは、上から電場 E_x, E_y, E_z 、右パネルは上から磁場 B_y, B_z 、密度を表している。Fig.3.1.5 は、上から平均速度の x 成分, y 成分, z 成分, 左パネルは電子, 右パネルはイオンを表している。規格化は、密度、電磁場、速度をそれぞれ、終端衝撃波の上流の密度 n_0 、磁場 B_0 、アルフベン速度 $v_{a,SW}$ を用いている。ここで、 $v_{a,SW}=4.22 \times 10^{-2}c$ である。Fig.3.1.1、Fig.3.1.2、Fig.3.1.4 には、各不連続面に線を引いている。

$t=2656\omega_{pe,SW}$ のとき、終端衝撃波は、 $x=760(c/\omega_{pe,SW})$ あたりであることが分かる（終端衝撃波は、磁場、密度がどちらも急激に変化している）。また、 $x=300(c/\omega_{pe,SW})$ あたりの星間空間に見られる不連続面がバウショックである。 B_z と密度のグラフにそれぞれの不連続面に線を引いている。Fig.3.1.3 より、終端衝撃波、バウショックの速度はそれぞれ、 $V_{s,TS}=6.423v_{a,SW}$ 、 $V_{s,BS}=2.224 v_{a,SW}$ である。Donald A.Gurnett and Amitava Bhattacharjee (2005) [3]により Rankine-Hugoniot 関係式を用いて、衝撃波の圧縮比を計算した。終端衝撃波、バウショックの圧縮比はそれぞれ、3.57、1.19 となる。Fig.3.1.4 での密度にこの圧縮比を青線で引く。これより、PIC シミュレーションと MHD 理論はおおよそ合っていることがわかる。Fig.3.1.1 より、Run1 では電子、イオンともに太陽風プラズマと星間媒質がほとんど混ざることなく運動していることが分かる。また、これら 2 つの粒子の境界面が、太陽圏界面と一致していることが分かる。

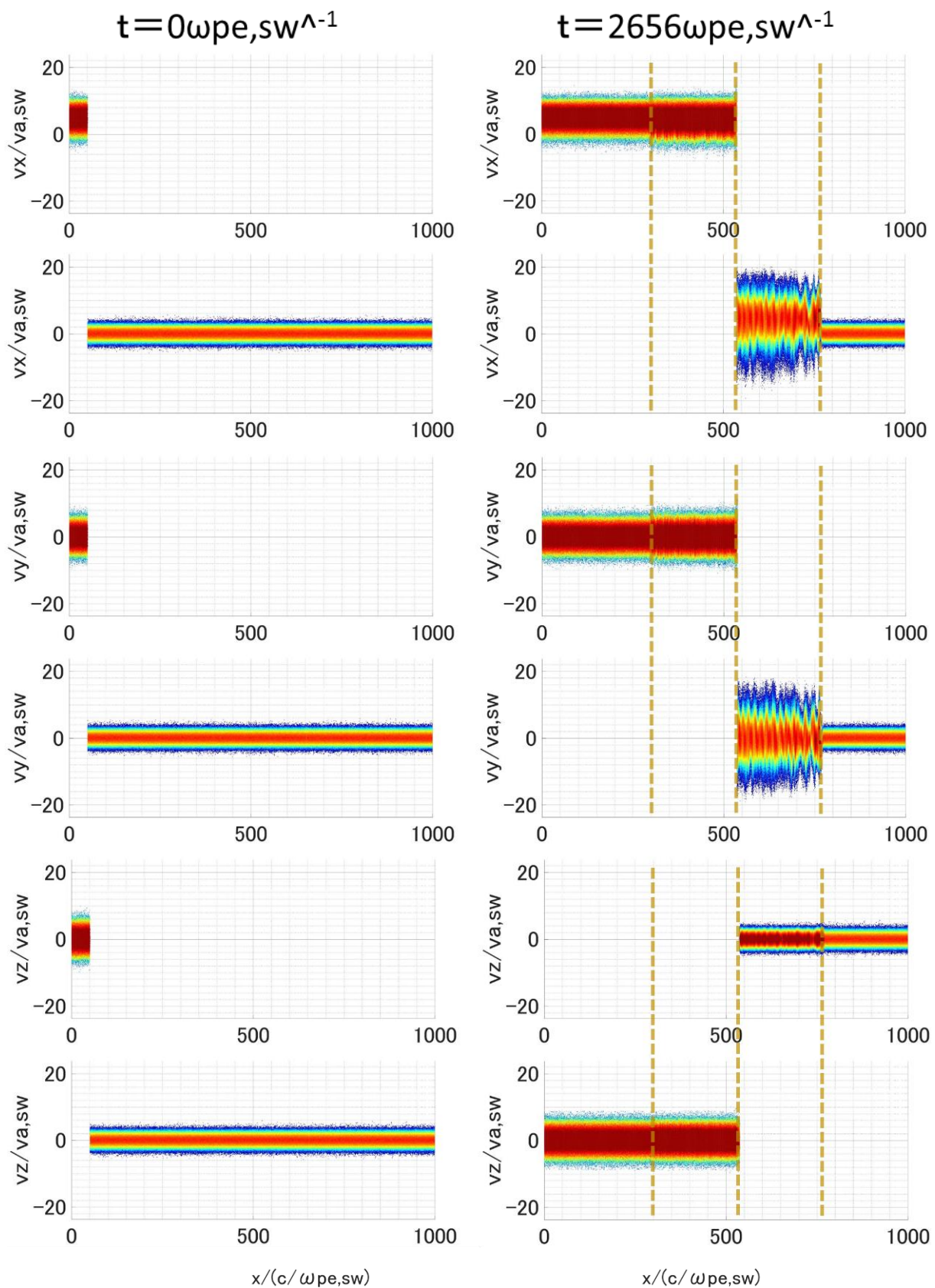


Fig.3.1.1 電子の位相空間図（上から星間電子の速度の x 成分、太陽風電子の速度の x 成分、星間電子の速度の y 成分、太陽風電子の速度の y 成分、星間電子の速度の z 成分、太陽風電子の速度の z 成分）

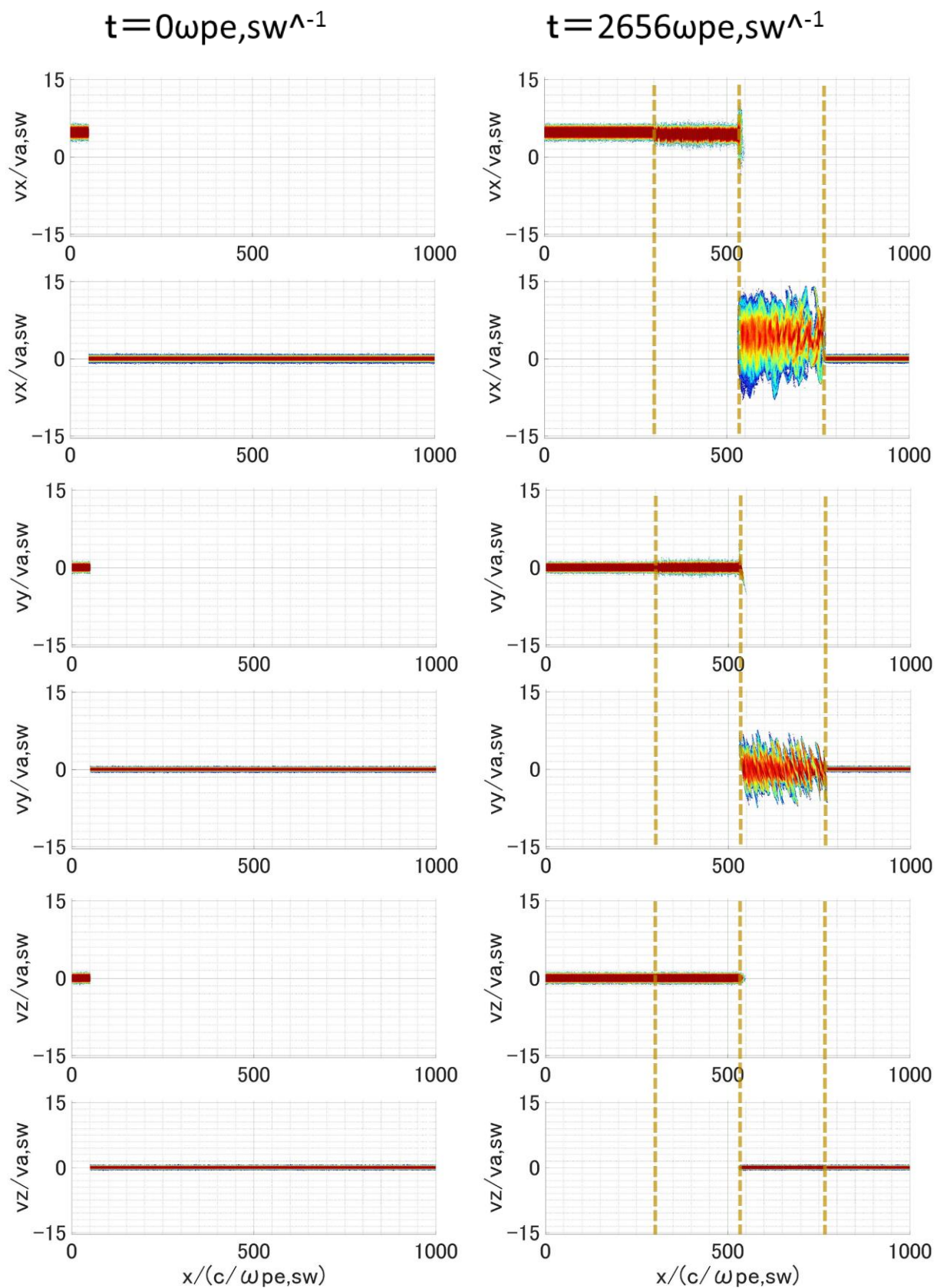


Fig.3.1.2 イオンの位相空間図（上から星間イオンの速度の x 成分、太陽風イオンの速度の x 成分、星間イオンの速度の y 成分、太陽風イオンの速度の y 成分、星間イオンの速度の z 成分、太陽風イオンの速度の z 成分）

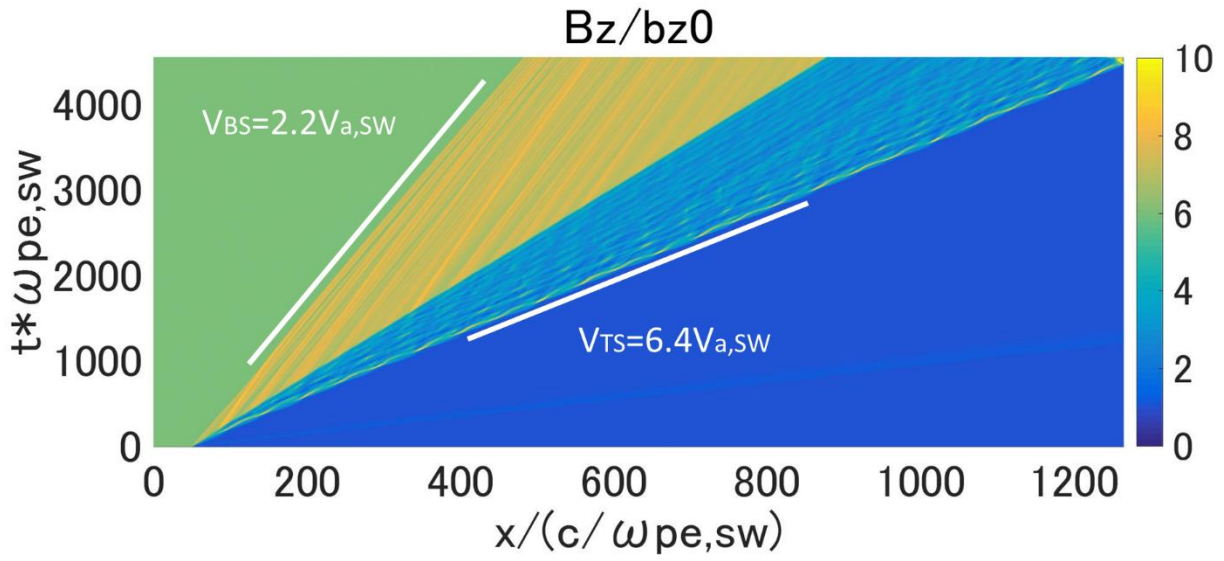


Fig.3.1.3 磁場 B_z の時空間発展

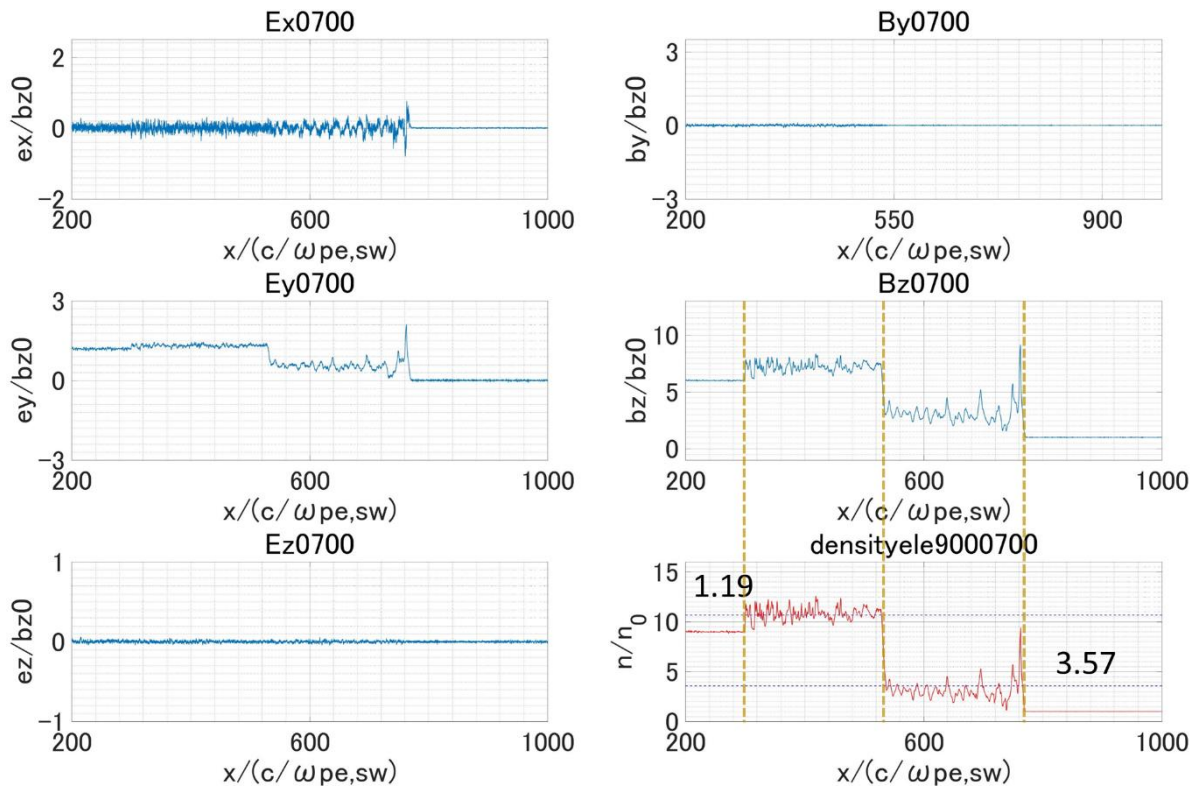


Fig.3.1.4 $t=2656\omega_{pe,sw}$ における密度、電磁場

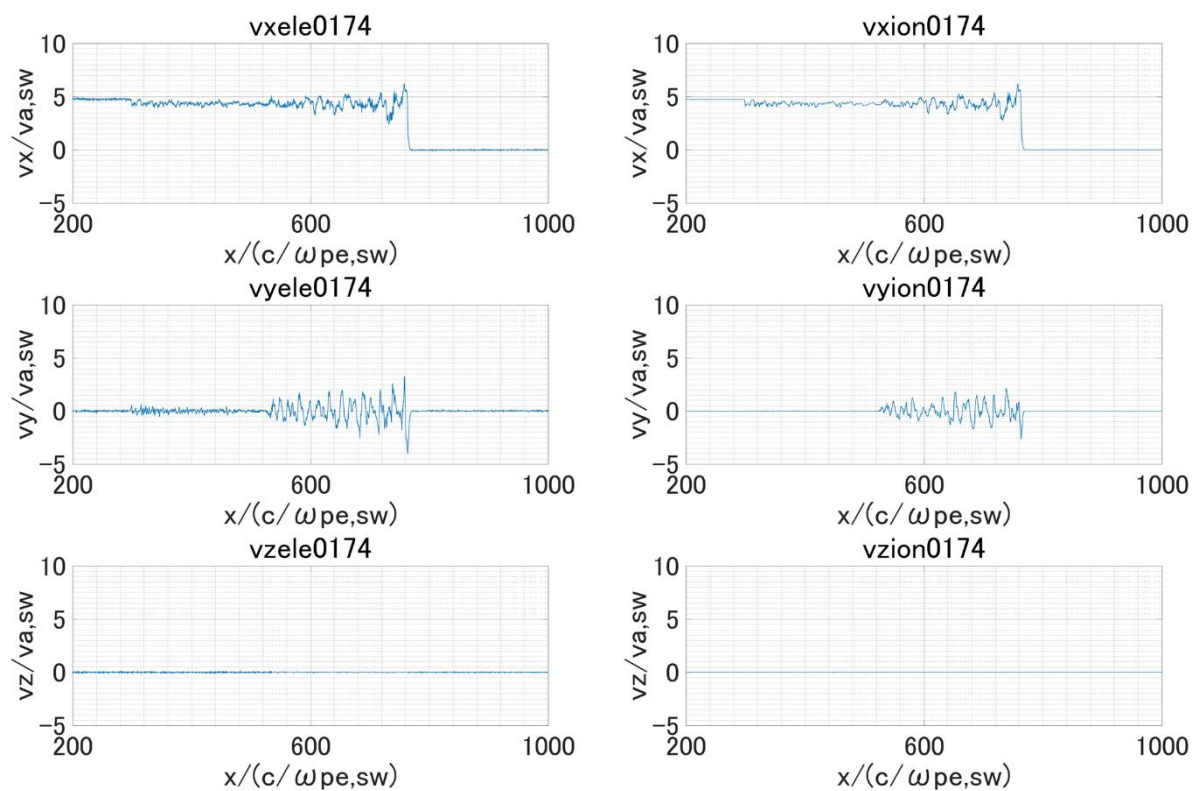


Fig.3.1.5 $t=2656\omega_{pe,sw}$ における平均速度
(上から x 成分, y 成分, z 成分, 左 : 電子, 右 : イオン)

ここで、この研究における、太陽圏界面の位置の決定方法について説明する。Run1~Run5 の計算を行っていくと、外部磁場の角度が小さくなるにつれて、遷移層スケールが大きくなっていった。そこで、今回の計算では、以下のように太陽圏界面の位置を定義した。

まず、密度のグラフに、太陽風と星間媒質の圧縮比を計算し、線を引く。そして、それらの線と密度のプロット線の交点のうち、それぞれ一番太陽圏界面に近い点を求める。そして、その 2 つの点の中間の座標を、太陽圏界面の位置として定義する。Fig 3.1.6 に求めた点の座標を示す。

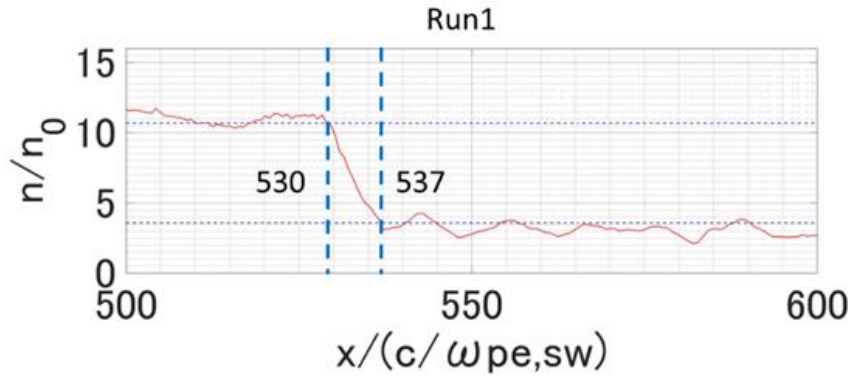


Fig 3.1.6 Run1 の $t=3165\omega_{pe,sw}$ での太陽圏界面付近の密度

Fig 3.1.6 より、2 つの点はそれぞれ、530、537 ($c/\omega_{pe,sw}$)となり、太陽圏界面は、536($c/\omega_{pe,sw}$)となる。また、Run1 での太陽圏界面の遷移層スケールは、7 ($c/\omega_{pe,sw}$)である。

Fig.3.1.7 に、 B_z の時空間発展の拡大図とある時間での B_z を示す。この図より、赤丸で示した様な終端衝撃波面で、磁場強度が急激に $B_z = 9 B_{z0}$ 程度まで大きくなっては $B_z = 5 B_{z0}$ 程度に落ち着くという動きが見られる。これは、無衝突衝撃波におけるリフォーメーションと呼ばれる現象である。衝撃波の遷移層にある粒子は、マッハ数が小さい間は電気抵抗だけで十分賄われるが、マッハ数が大きくなると、粘性効果による散逸が重要になる。このとき遷移層では、慣性の異なる電子とイオンが磁場構造の変化に対して異なるスケールで応答し、ポテンシャルが形成される。衝撃波の速度が、アルフベン速度の3倍程度を超えた時点でこのポテンシャルを超えられずに衝撃波面で反射されるイオンが生成されるようになる。このイオンを反射イオンと呼ぶ。波面で反射されたイオンは、上流の磁場を感じて旋回運動をしながら、対流によって押し戻される。このイオンは上流プラズマが運ぶ対流電場によって加速され、最初は超えられなかったポテンシャルを超えて、下流に通過する。しかし、イオンの反射率が高くなると、反射イオンが磁場旋回を行う際に、上流側で、衝撃波の進行方向、今回では、 x 方向のイオンの速度が反転する位置に密度と磁場強度の極大点が現れる。上流からの入射イオンはここで強い磁場を感じて減速するので、さらに密度が上がり、磁場も強くなる。というフィードバック効果が続き、その位置に新たな衝撃波面が形成される。その衝撃波面に新しくイオンが反射され、その磁場旋回運動により衝撃波面が再形成される。このような流れがほぼ周期的に起こる。[2]

今回の磁場 B_z にみられた衝撃波面でもこのリフォーメーションが起こっているのだと考えられる。

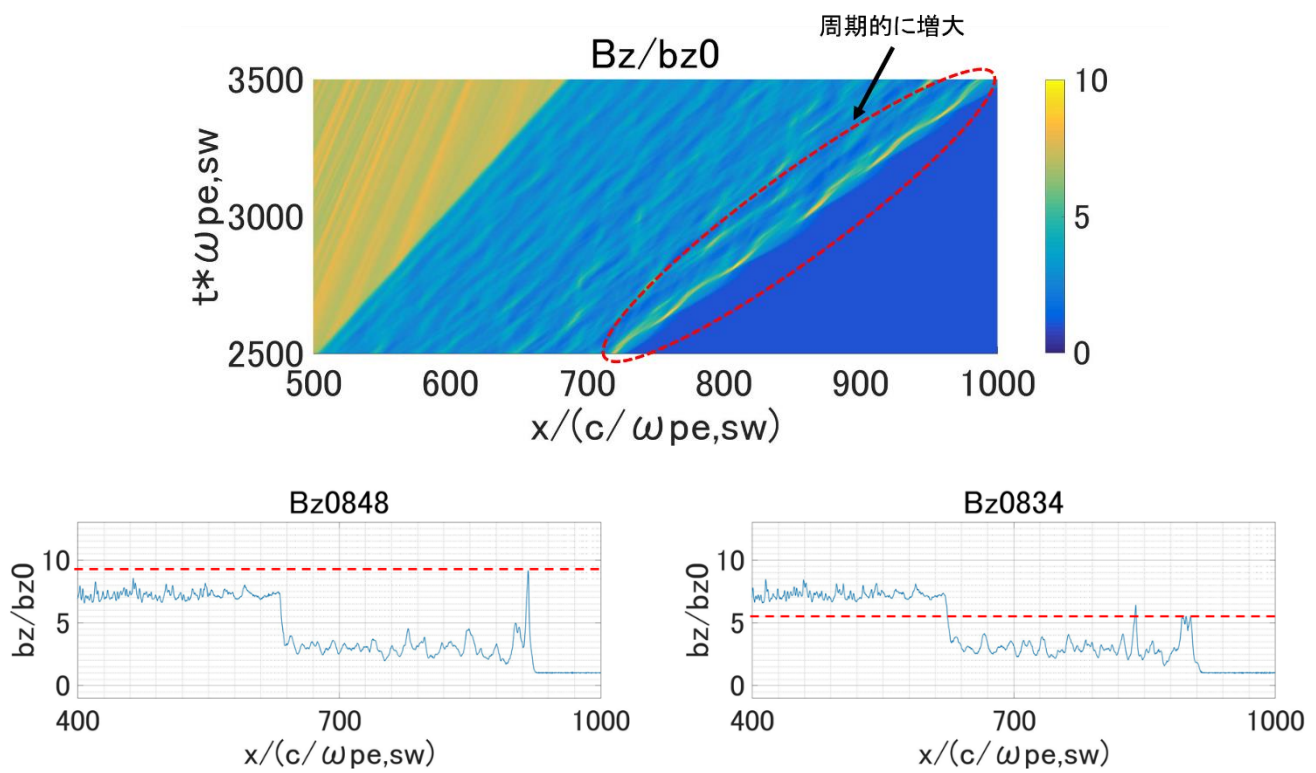


Fig.3.1.7 上 : Run1 の B_z 時空間発展の拡大図
 下 : B_z (左 : $t=3218\omega_{pe,sw}$ 、右 : $t=3165\omega_{pe,sw}$)

3.2 Run2~Run5 の計算結果

次に、外部磁場を xz 面内で傾けたときの計算結果を述べる。3.1 と同様に位相空間図、磁場 B_z の時空間発展、 $t=2656\omega_{pe,SW}^{-1}$ における電磁場、密度と平均速度の図を示す。ここで、Run2~Run5 のアルフベン速度 $v_{a,SW}$ 、 $t=2656\omega_{pe,SW}^{-1}$ のとき、太陽圏界面と終端衝撃波の位置はそれぞれ

	$v_{a,SW}(c)$	終端衝撃波($c/\omega_{pe,SW}$)	バウショック($c/\omega_{pe,SW}$)
Run2	4.21×10^{-2}	750	300
Run3	4.20×10^{-2}	735	300
Run4	4.18×10^{-2}	725	310
Run5	4.15×10^{-2}	695	320

Rankine-Hugoniot 関係式で求められる終端衝撃波、バウショックの圧縮比は、

	圧縮比(TS)	圧縮比(BS)
Run2	3.56	1.18
Run3	3.55	1.16
Run4	3.53	1.14
Run5	3.50	1.12

Fig 3.2.1 に Run2~Run5 の $t=2656\omega_{pe,SW}^{-1}$ の密度のグラフに圧縮比の線を加えた図を示す。Fig 3.2.1 より、3.1 と同様に、各 Run での太陽圏界面を決める。Run2 では、530、546($c/\omega_{pe,SW}$)、Run3 では 535、560($c/\omega_{pe,SW}$)、Run4 では 543、561($c/\omega_{pe,SW}$)、Run5 では 546、568($c/\omega_{pe,SW}$)に交点がある。

よって、Run2~Run5 での太陽圏界面は

	太陽圏界面($c/\omega_{pe,SW}$)
Run2	538
Run3	548
Run4	552
Run5	557

太陽圏界面の遷移層スケールは、それぞれ

	太陽圏界面遷移層スケール($c/\omega_{pe,sw}$)
Run2	16
Run3	25
Run4	18
Run5	24

となる

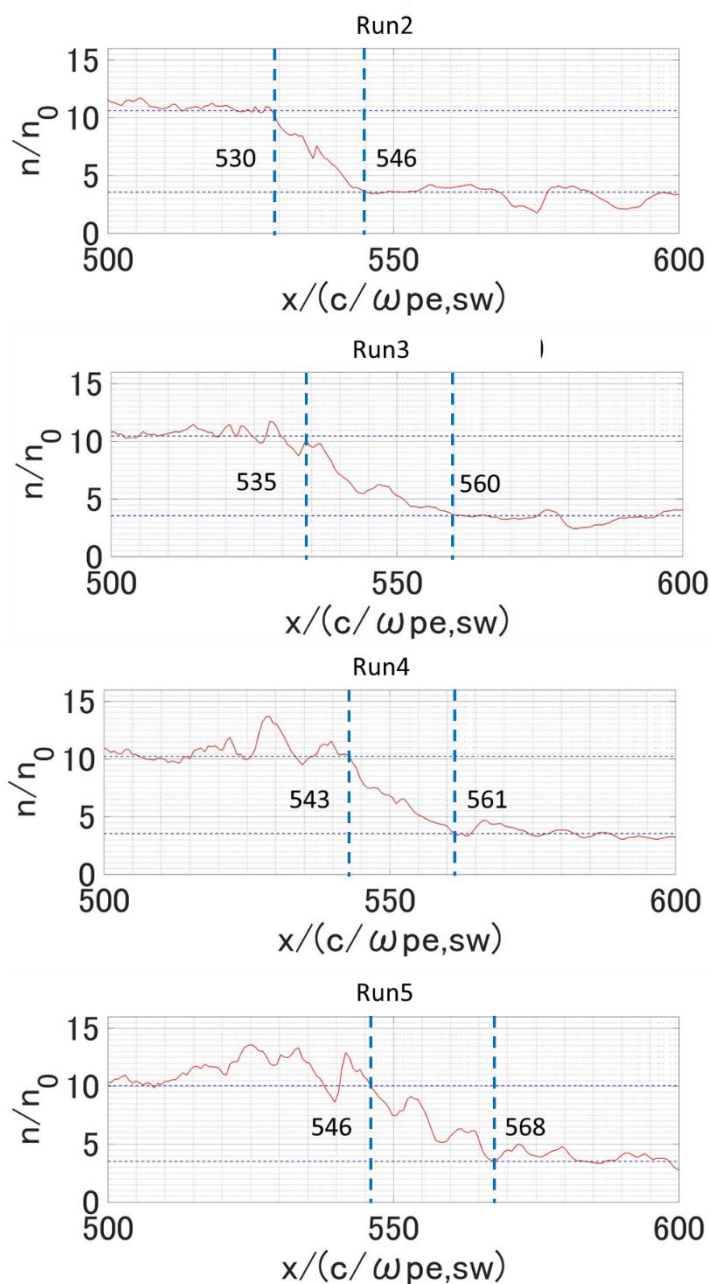


Fig 3.2.1 Fig 3.1.6 Run2~Run5 の $t=3165\omega_{pe,sw}$ での太陽圏界面付近の密度

3.2.1 Run2,Run3 の計算結果

次に、Run2、Run3 の計算結果を示す。

Fig.3.2.1.1~Fig.3.2.1.4 より、Run1 とは違い、太陽風プラズマと星間媒質の混合が見てとれる。混合スケールは、Run2 では、電子は $70(c/\omega_{pe,SW})$ 、イオンは $40(c/\omega_{pe,SW})$ ほど、Run3 では、電子は $100(c/\omega_{pe,SW})$ 、イオンは $50(c/\omega_{pe,SW})$ ほどである。これは、外部磁場を Run2 では $\theta_{B,SW} = 75.3^\circ$ 、Run3 では $\theta_{B,SW} = 62.3^\circ$ で計算しているため、Bx が発生し、磁場に沿って粒子が x 方向にも運動しているからである。Bx(Run2)=0.26(Bz0)、Bx(Run3)=0.52(Bz0)であるので、Bx が大きいほど、2つの領域の粒子の混ざる幅が大きくなっていることが分かる。また、電子に比べて、イオンの混ざり幅が小さいのは、イオンの方が、質量が大きい (25 倍) ことが原因であると考えられる。

次に、太陽圏界面について考えてみる。Fig.3.2.1.7、Fig.3.2.1.8 の密度、Bz に書いてある縦線の真ん中 2 つは、太陽圏界面の遷移層を表している。図より、Run2、Run3 での太陽圏界面の遷移層スケールはそれぞれ、 $25(c/\omega_{pe,SW})$ 、 $40(c/\omega_{pe,SW})$ である。Run1 の際には、太陽圏界面の遷移層スケールがほぼ 0 であったのに対し、今回は、Run2、Run3 とともに太陽圏界面に幅を持っている。これは、太陽風プラズマと星間媒質が混ざったことが原因であると考えられる。

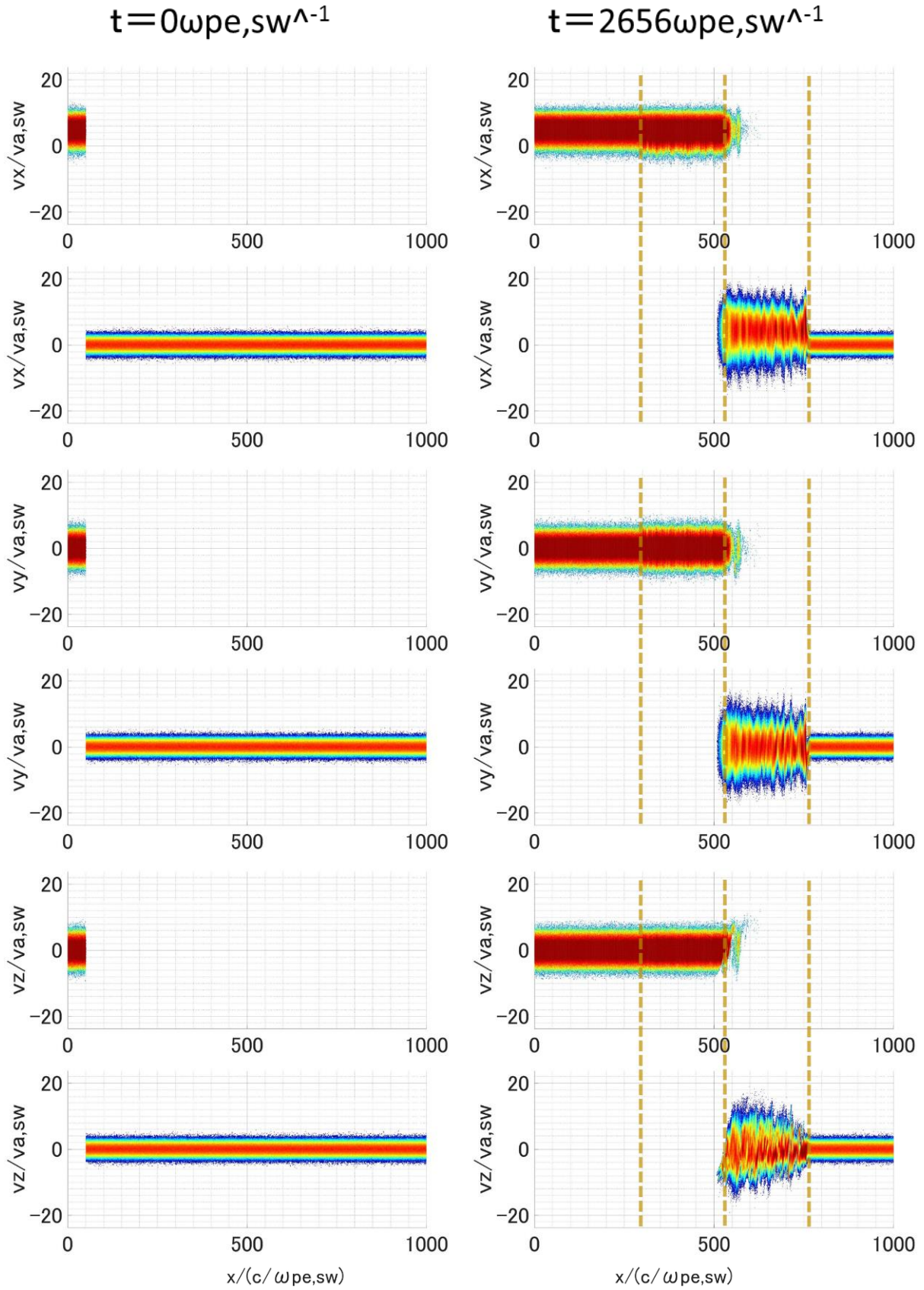


Fig.3.2.1.1 Run2 での電子の位相空間図（上から星間電子の速度の x 成分、太陽風電子の速度の x 成分、星間電子の速度の y 成分、太陽風電子の速度の y 成分、星間電子の速度の z 成分、太陽風電子の速度の z 成分）

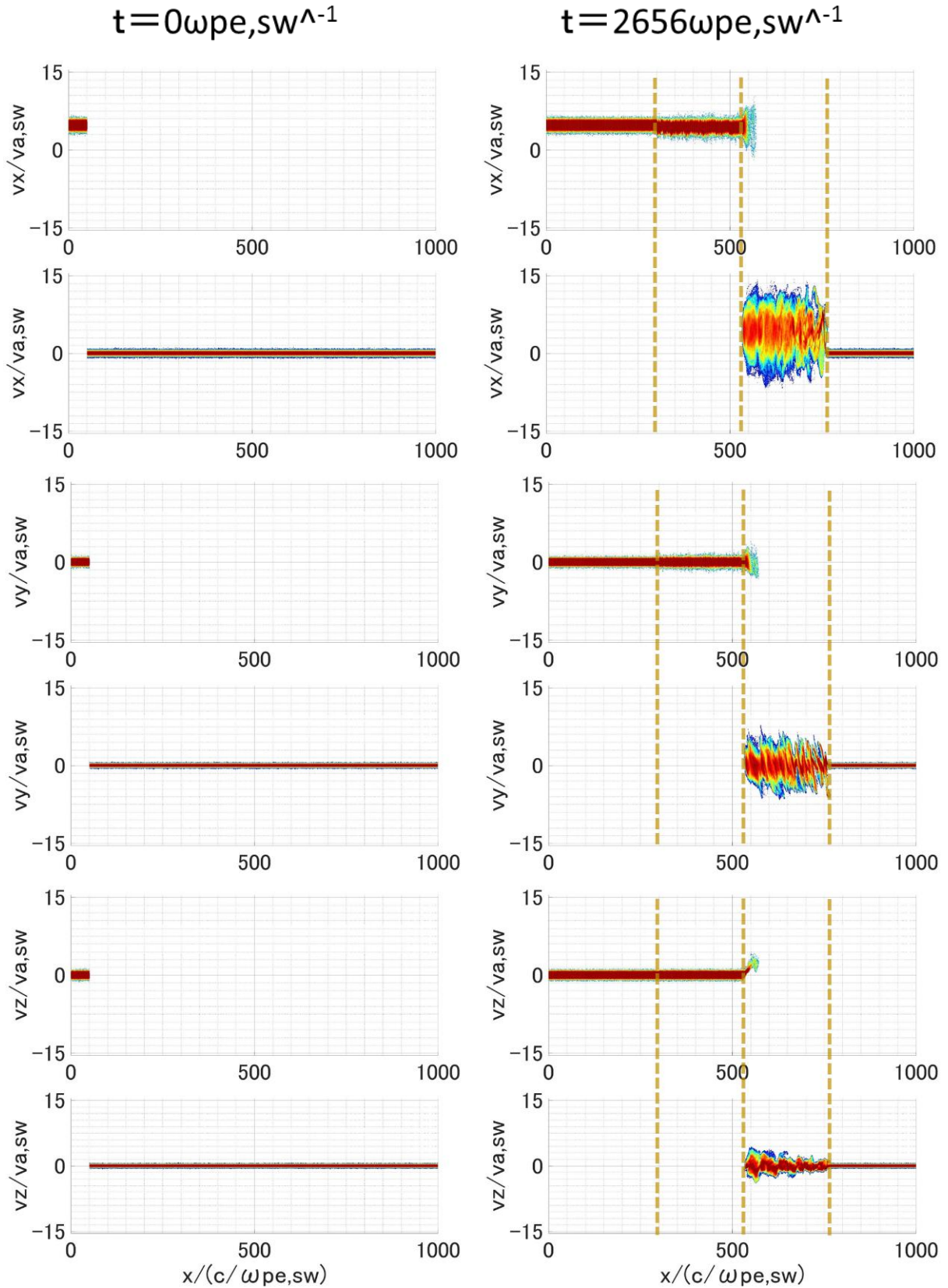


Fig.3.2.1.2 Run2 でのイオンの位相空間図（上から星間イオンの速度の x 成分、太陽風イオンの速度の x 成分、星間イオンの速度の y 成分、太陽風イオンの速度の y 成分、星間イオンの速度の z 成分、太陽風イオンの速度の z 成分）

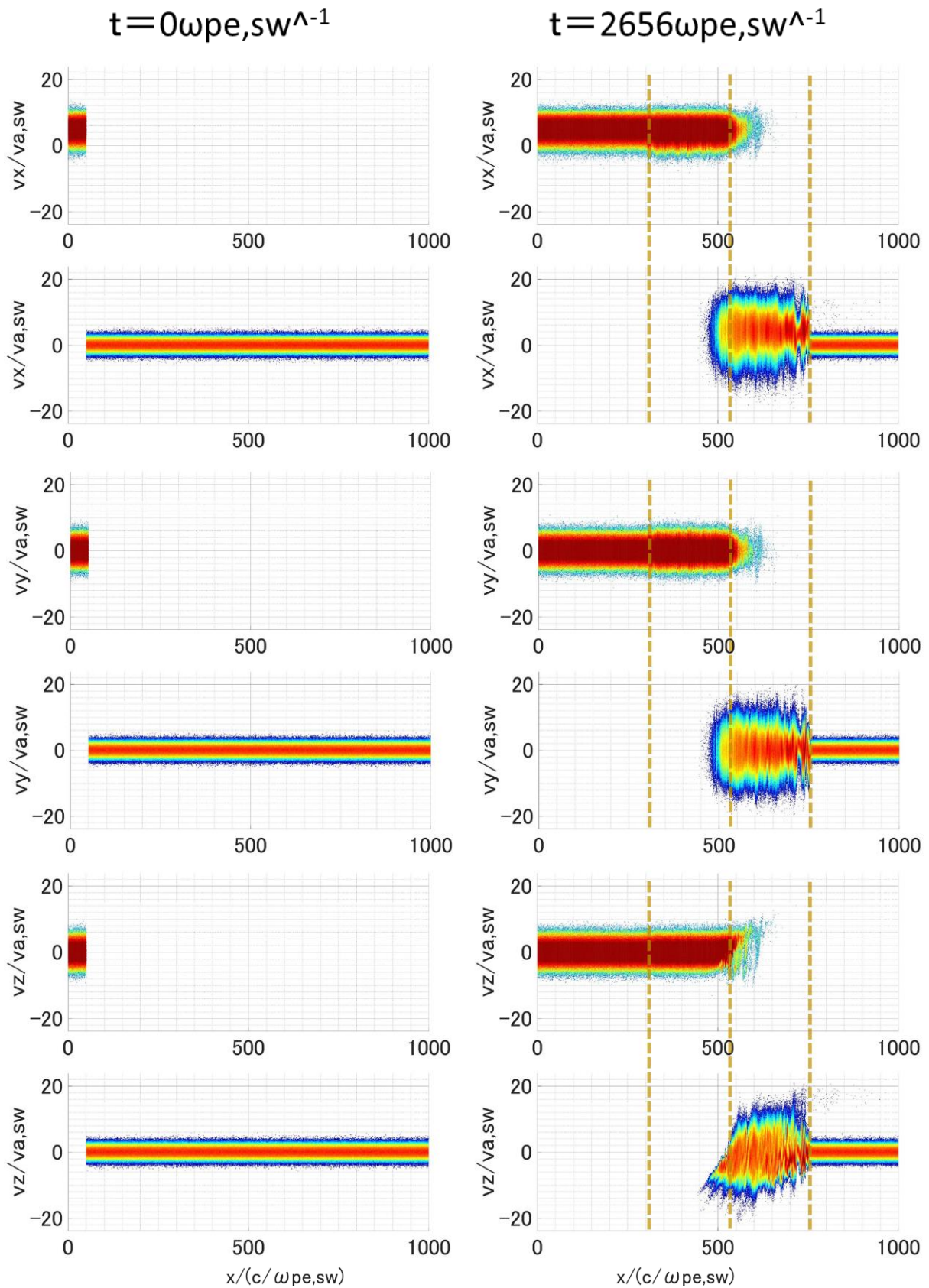


Fig.3.2.1.3 Run3 での電子の位相空間図（上から星間電子の速度の x 成分、太陽風電子の速度の x 成分、星間電子の速度の y 成分、太陽風電子の速度の y 成分、星間電子の速度の z 成分、太陽風電子の速度の z 成分）

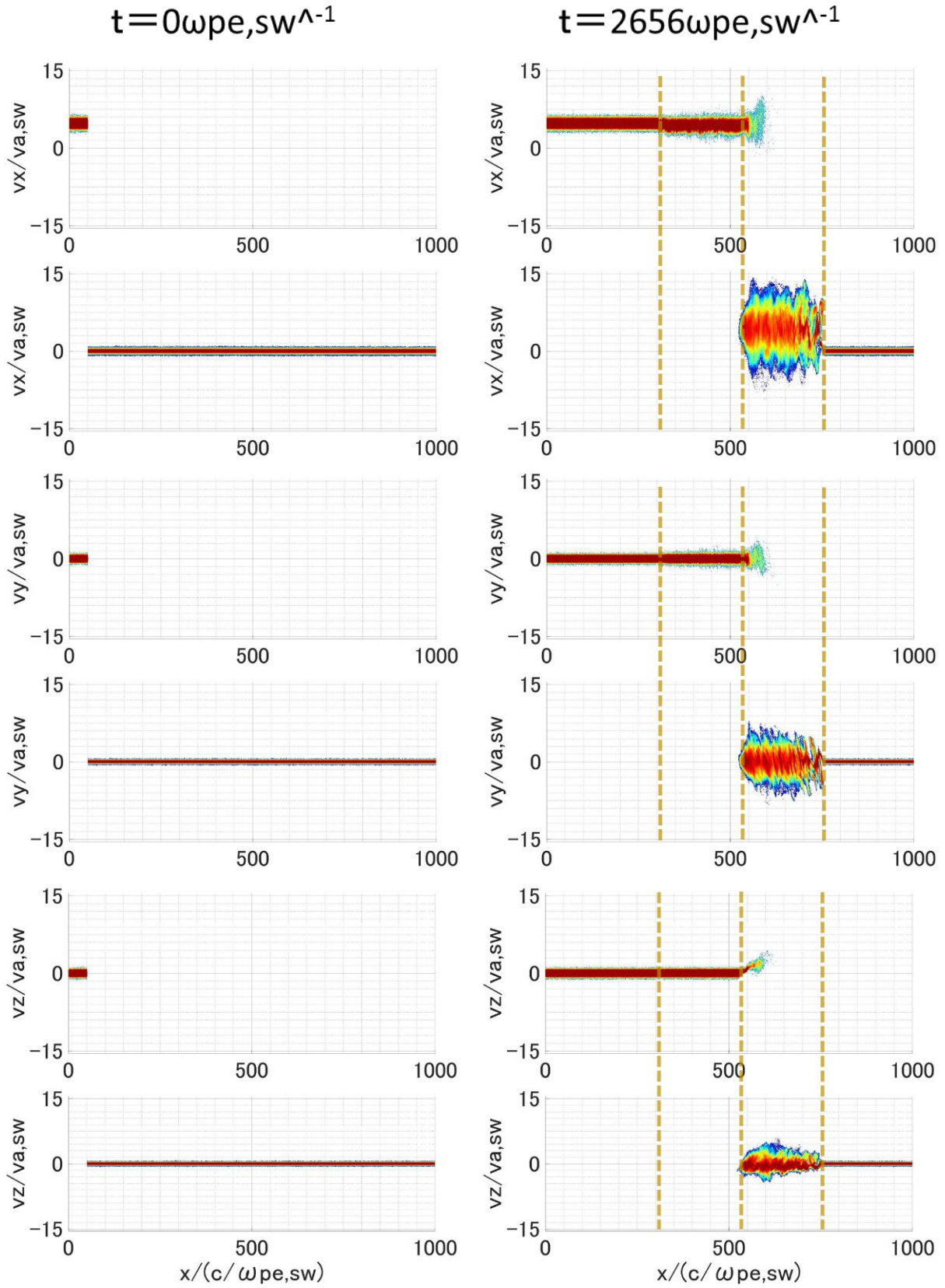


Fig.3.2.1.4 Run3 でのイオンの位相空間図（上から星間イオンの速度の x 成分、太陽風イオンの速度の x 成分、星間イオンの速度の y 成分、太陽風イオンの速度の y 成分、星間イオンの速度の z 成分、太陽風イオンの速度の z 成分）

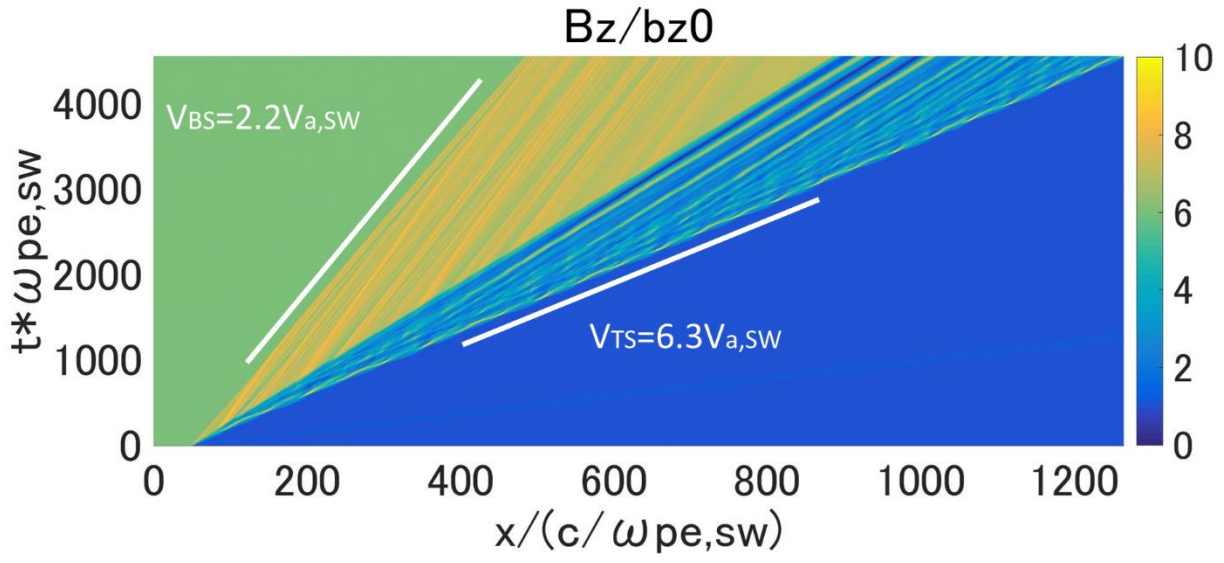


Fig.3.2.1.5 Run2 での磁場 B_z の時空間発展

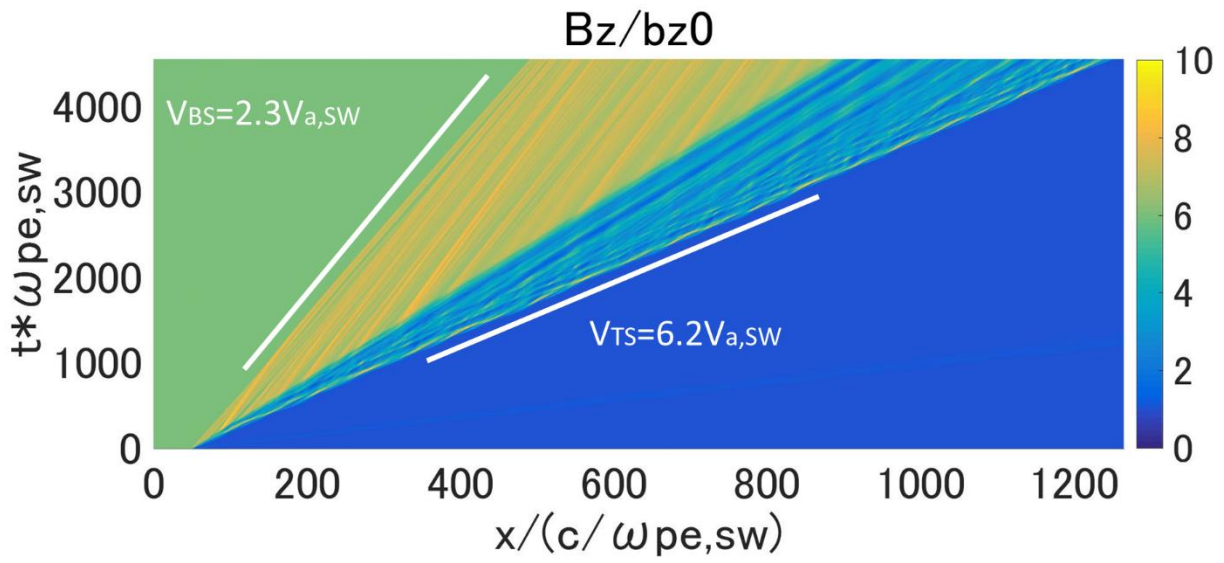


Fig.3.2.1.6 Run3 での磁場 B_z の時空間発展

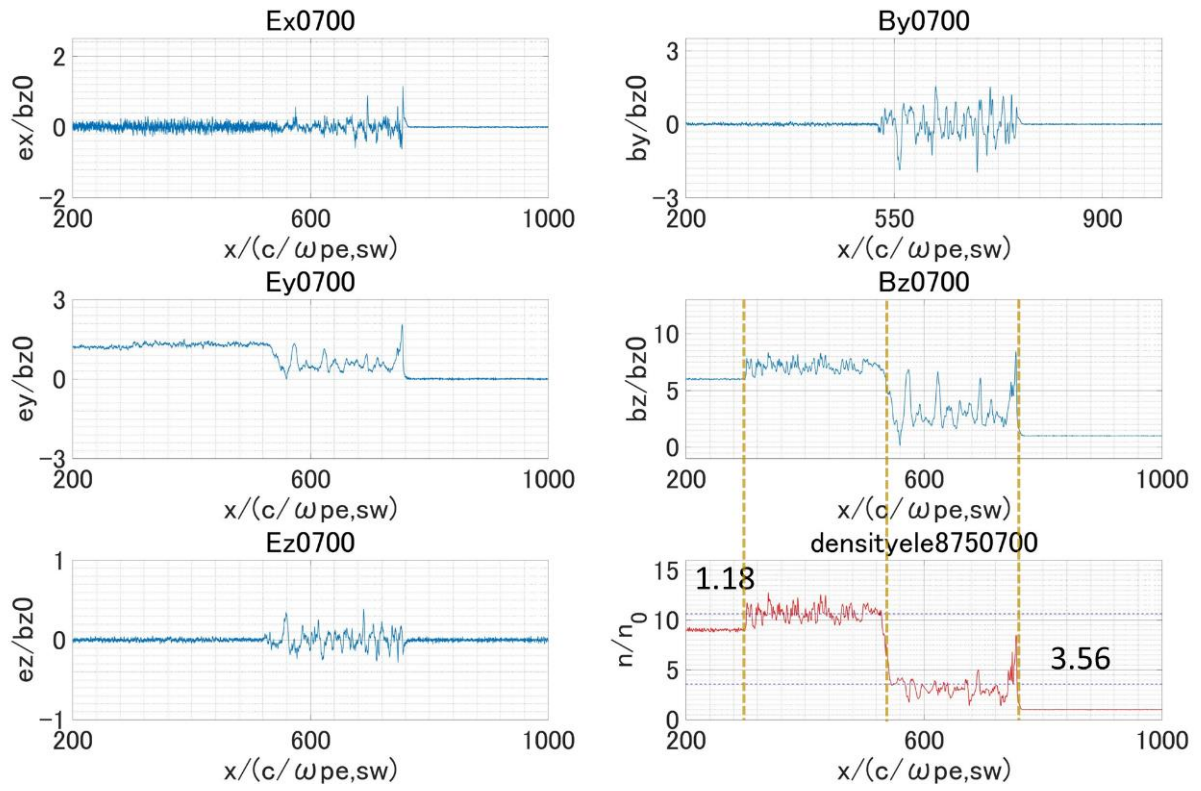


Fig.3.2.1.7 Run2 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における密度、電磁場

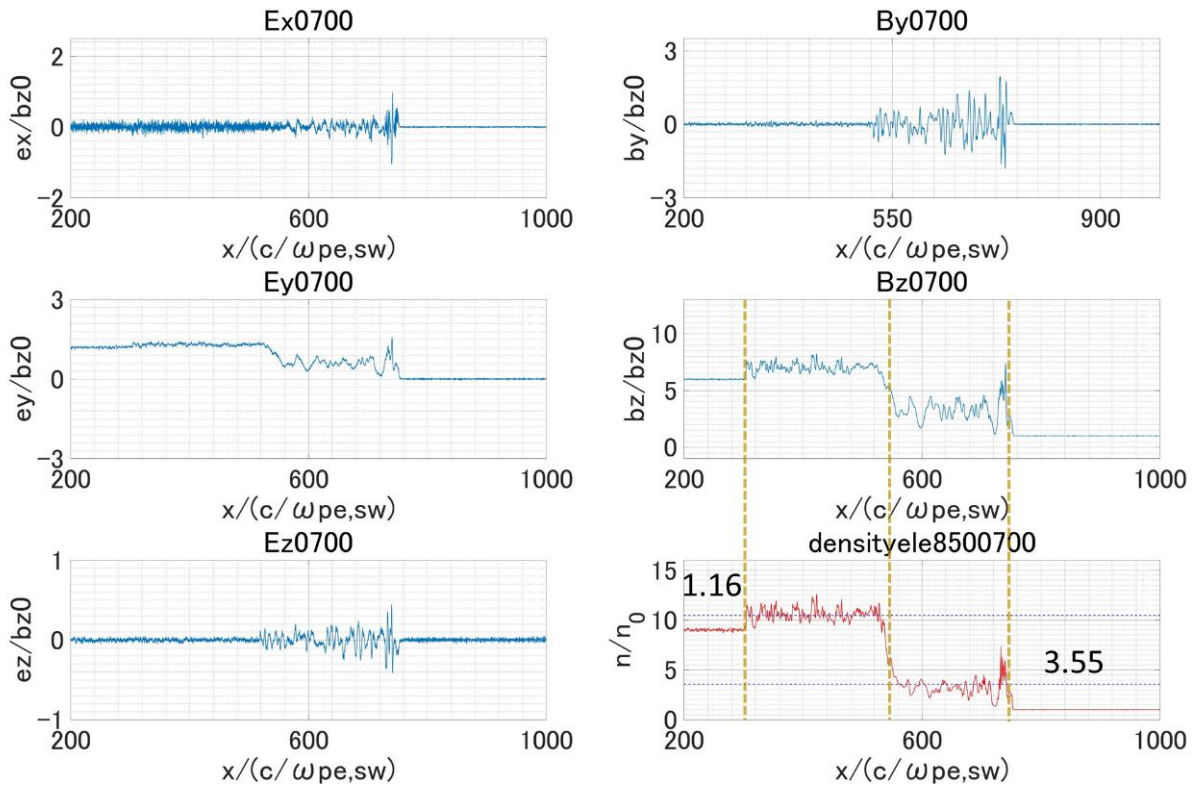


Fig.3.2.1.8 Run3 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における密度、電磁場

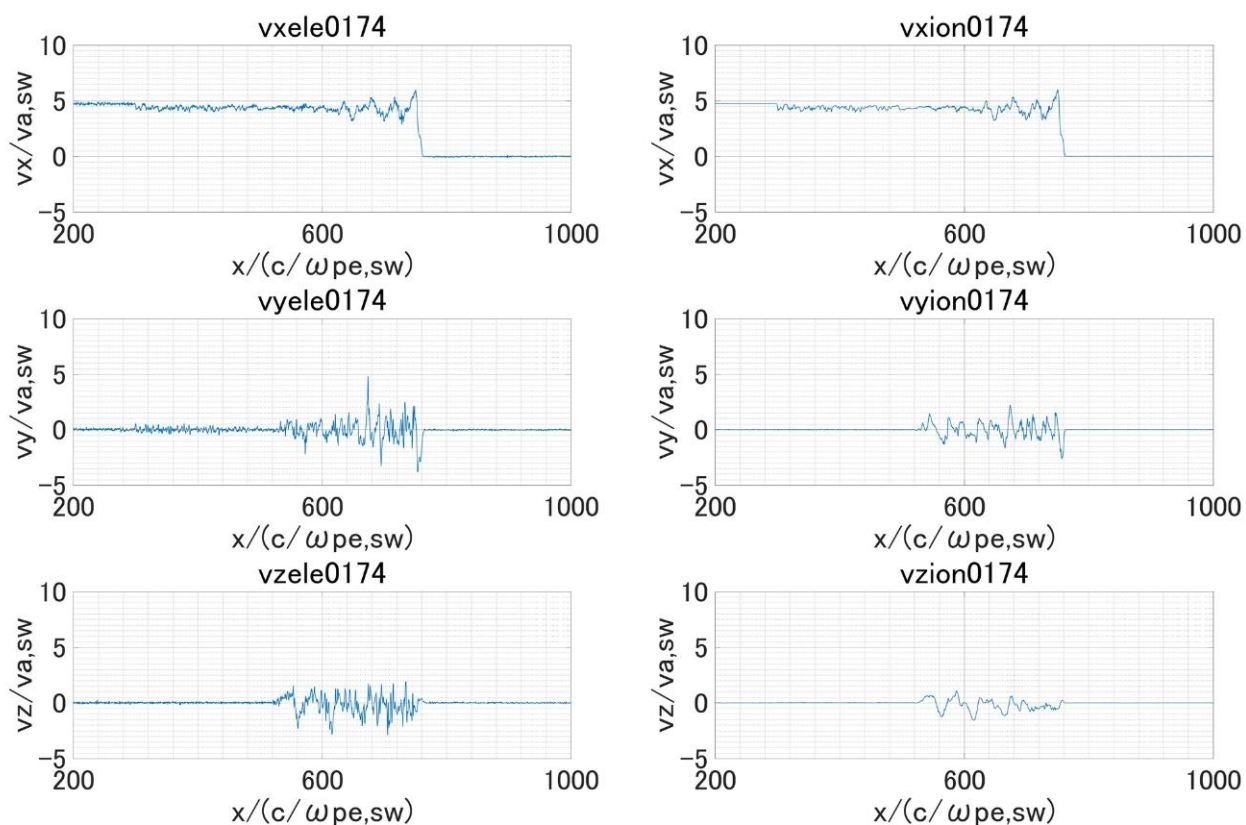


Fig.3.2.1.9 Run2 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における平均速度

(上から x 成分, y 成分, z 成分, 左: 電子, 右: イオン)

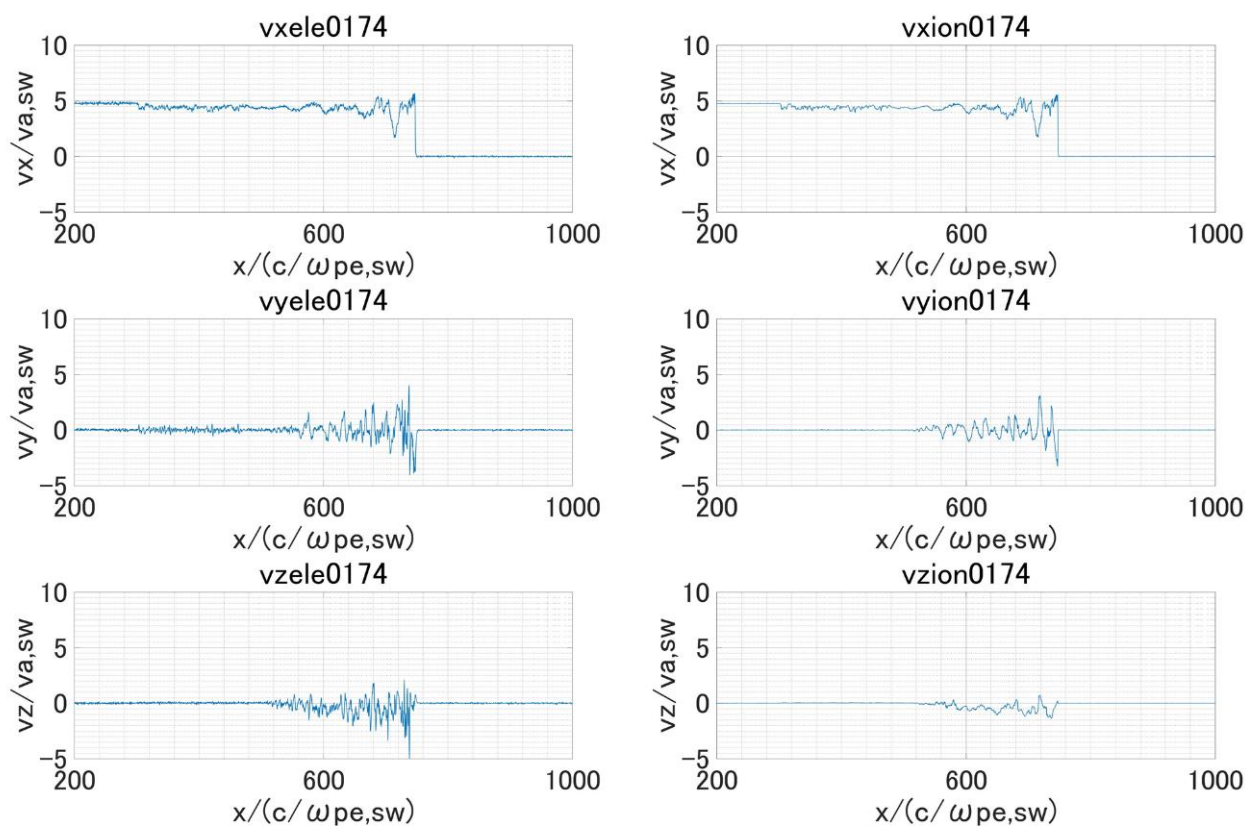


Fig.3.2.1.10 Run3 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における平均速度

(上から x 成分, y 成分, z 成分, 左: 電子, 右: イオン)

また、Run2、Run3 でも、Run1 と同様に、衝撃波面のリフォーメーションがみられた。

Fig.3.2.1.11 に Run2 の B_z の時空間発展の拡大図と $t=3237,3203\omega_{pe,sw}^{-1}$ での B_z 、Fig.3.2.1.12 に Run3 の B_z の時空間発展の拡大図と $t=3313,3210\omega_{pe,sw}^{-1}$ での B_z を示す。これらのリフォーメーションは Run1 と同様にその振動での磁場強度は、強い時には $B_z = 9B_{z0}$ 程度になっている。

しかし、Run2、Run3 では、Run1 では磁場に異なる挙動が見られる。Fig.3.2.1.11、Fig.3.2.1.12 の赤い点線の部分を見てみると、太陽風側の太陽圏界面付近に、大振幅でほぼ定常の波が発生している。Run2 は、この波は、だいたい振幅 $B_z = 6 B_{z0}$ 、波長 $30(c/\omega_{pe,sw})$ であり、Run3 では $B_z = 2.5 B_{z0}$ 、波長 $30(c/\omega_{pe,sw})$ であった。このように、外部磁場の角度を斜めにしたとき、太陽圏界面付近に Run1 では見られなかった波が発生し、Run3 と比較して、Run2 の方が大きな波が発生した。この波については、4 章で詳しく議論する。

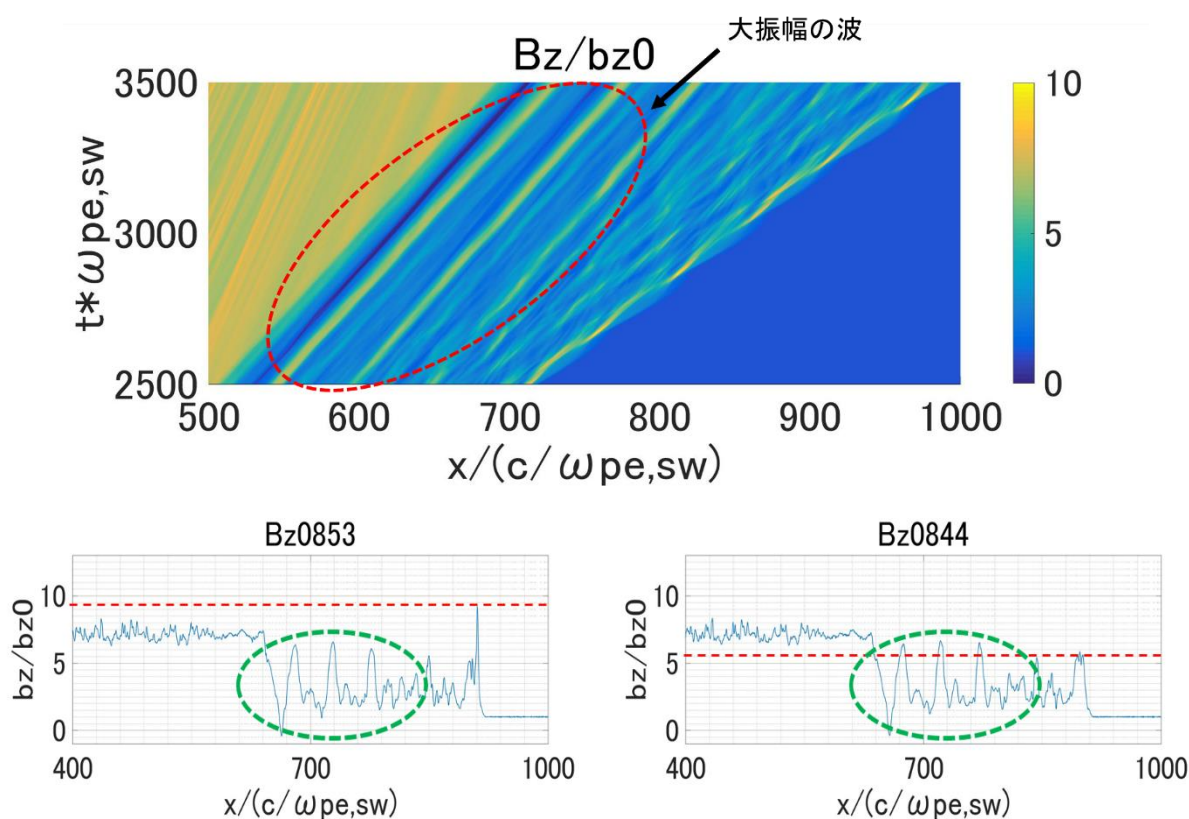


Fig.3.2.1.11 上：Run2 の B_z 時空間発展の拡大図

下：Run2 の B_z (左： $t=3237\omega_{pe,sw}^{-1}$ 右： $t=3203\omega_{pe,sw}^{-1}$)

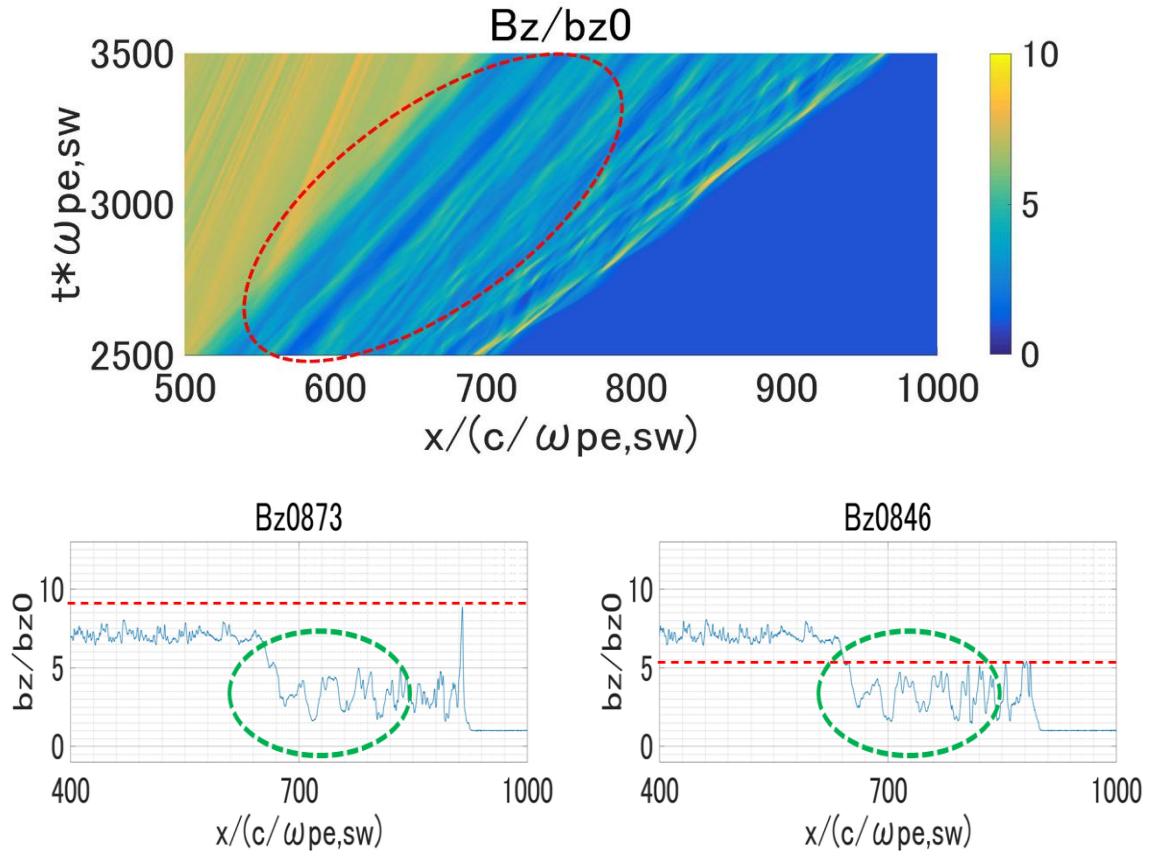


Fig.3.2.1.12 上 : Run3 の Bz 時空間発展の拡大図
 下 : Run2 の Bz (左 : $t=3313\omega_{pe,sw}^{-1}$ 右 : $t=3210\omega_{pe,sw}^{-1}$)

3.2.2 Run4、Run5 の計算結果

次に、Run4、Run5 の計算結果を示す。

Fig.3.2.2.1~Fig.3.2.2.4 より、3.2.1 と同様に、太陽風プラズマと、星間媒質が混ざっているのが見てとれる。プラズマの混合スケールは Run4 では、電子は $150(c/\omega_{pe,SW})$ 、イオンは $60(c/\omega_{pe,SW})$ 、Run5 では、電子は $170(c/\omega_{pe,SW})$ 、イオンは $70(c/\omega_{pe,SW})$ ほどであった。今回は、外部磁場の角度を Run4 では $\theta_{B,SW} = 51.7^\circ$ 、Run5 では $\theta_{B,SW} = 43.4^\circ$ で計算しており、 $B_x(\text{Run2})=0.78(B_z0)$ 、 $B_x(\text{Run3})=1.04(B_z0)$ である。これまでの結果から、 B_x の大きさに比例して混合スケールは大きくなっていることが分かる。ここで、今回の計算では、今までにない特徴が見られた。

Fig.3.2.2.1~Fig.3.2.2.4 の赤の点線に示したように、衝撃波面で、電子、イオンが反射され、波面を離れているのが分かる。Run4 では、電子衝撃波面を離れている粒子が多く存在しているが、イオンはこれまでの動きとあまり変わらない。Run5 では、電子、イオンともに、衝撃波面で反射され、波面を離れている粒子が多く存在する。今の場合、電子はラーマー半径が小さく、熱速度が大きいため、磁力線に沿って比較的簡単に上流に逃走することができる。一方、イオンはラーマー半径が大きいため、一旦反射されても大きなラーマー運動を経て衝撃波に戻ってくるので、簡単には上流に逃走できない。逃走が可能になるためには、ラーマー運動の 1 周期の間に磁力線に沿って衝撃波から十分遠ざかる必要がある。ここでは、磁場角度が十分小さくなったことで、上のような状況が実現されている。

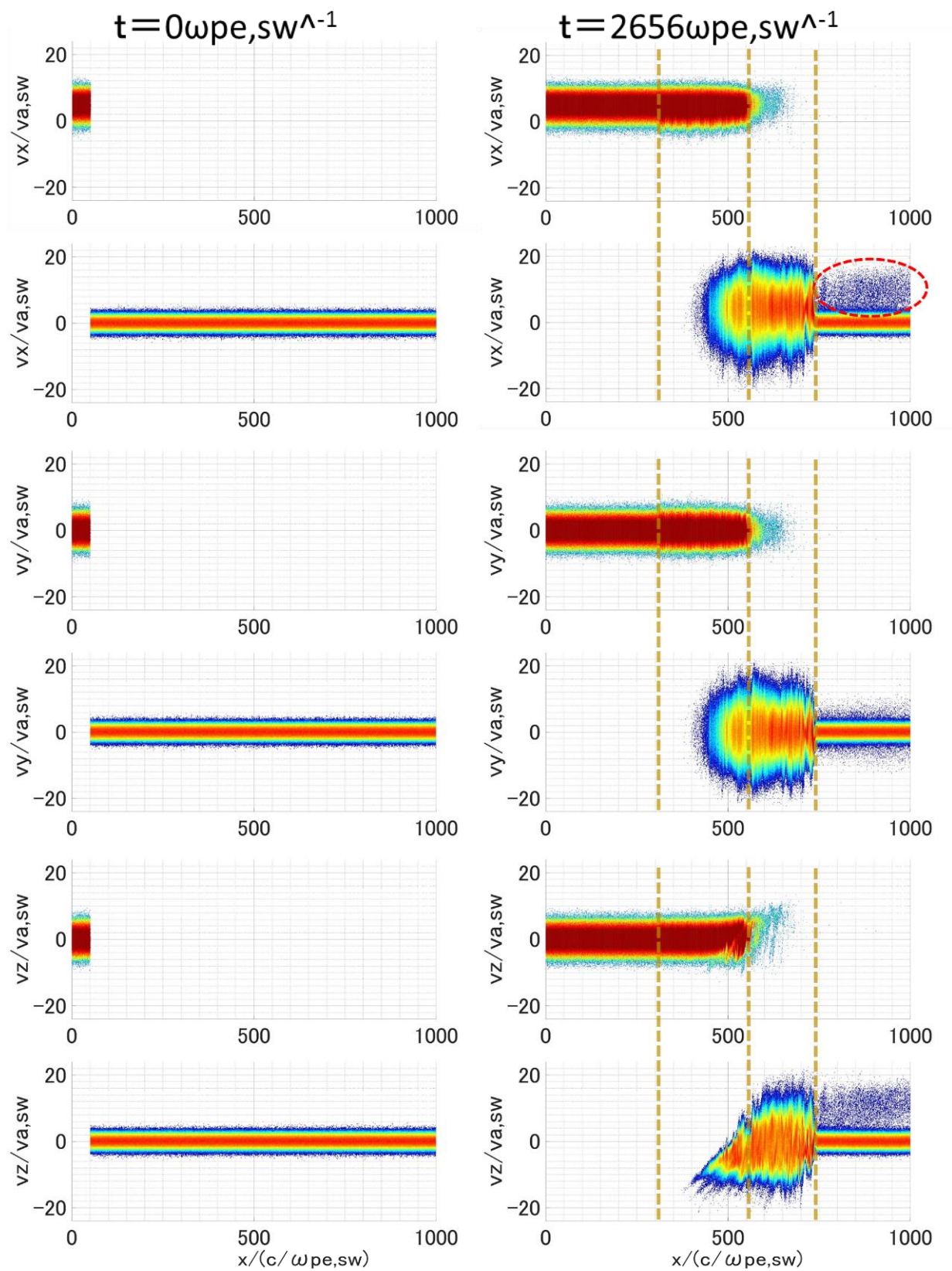


Fig.3.2.2.1 Run4 での電子の位相空間図（上から星間電子の速度の x 成分、太陽風電子の速度の x 成分、星間電子の速度の y 成分、太陽風電子の速度の y 成分、星間電子の速度の z 成分、太陽風電子の速度の z 成分）

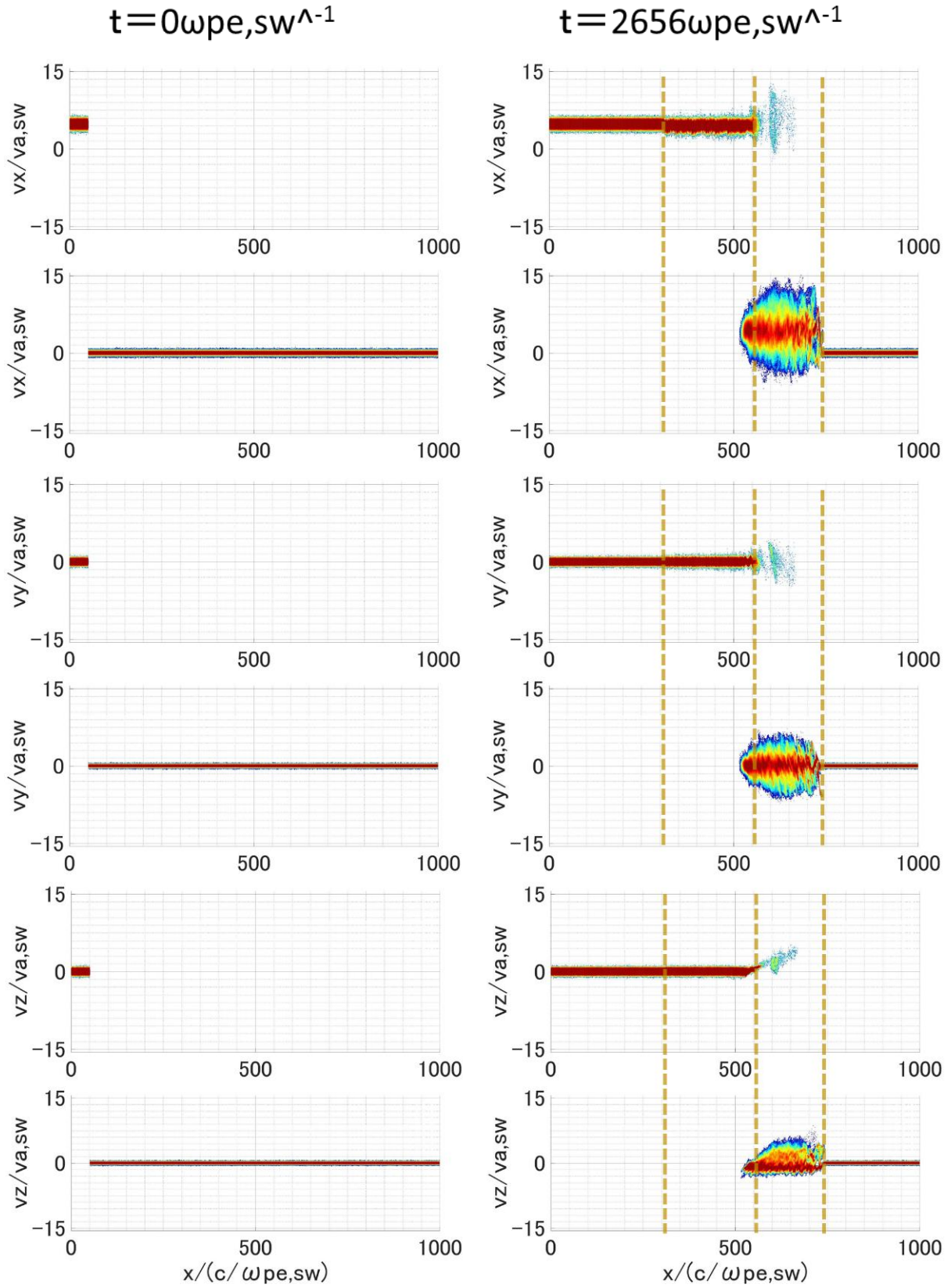


Fig.3.2.2.2 Run4 でのイオンの位相空間図（上から星間イオンの速度の x 成分、太陽風イオンの速度の x 成分、星間イオンの速度の y 成分、太陽風イオンの速度の y 成分、星間イオンの速度の z 成分、太陽風イオンの速度の z 成分）

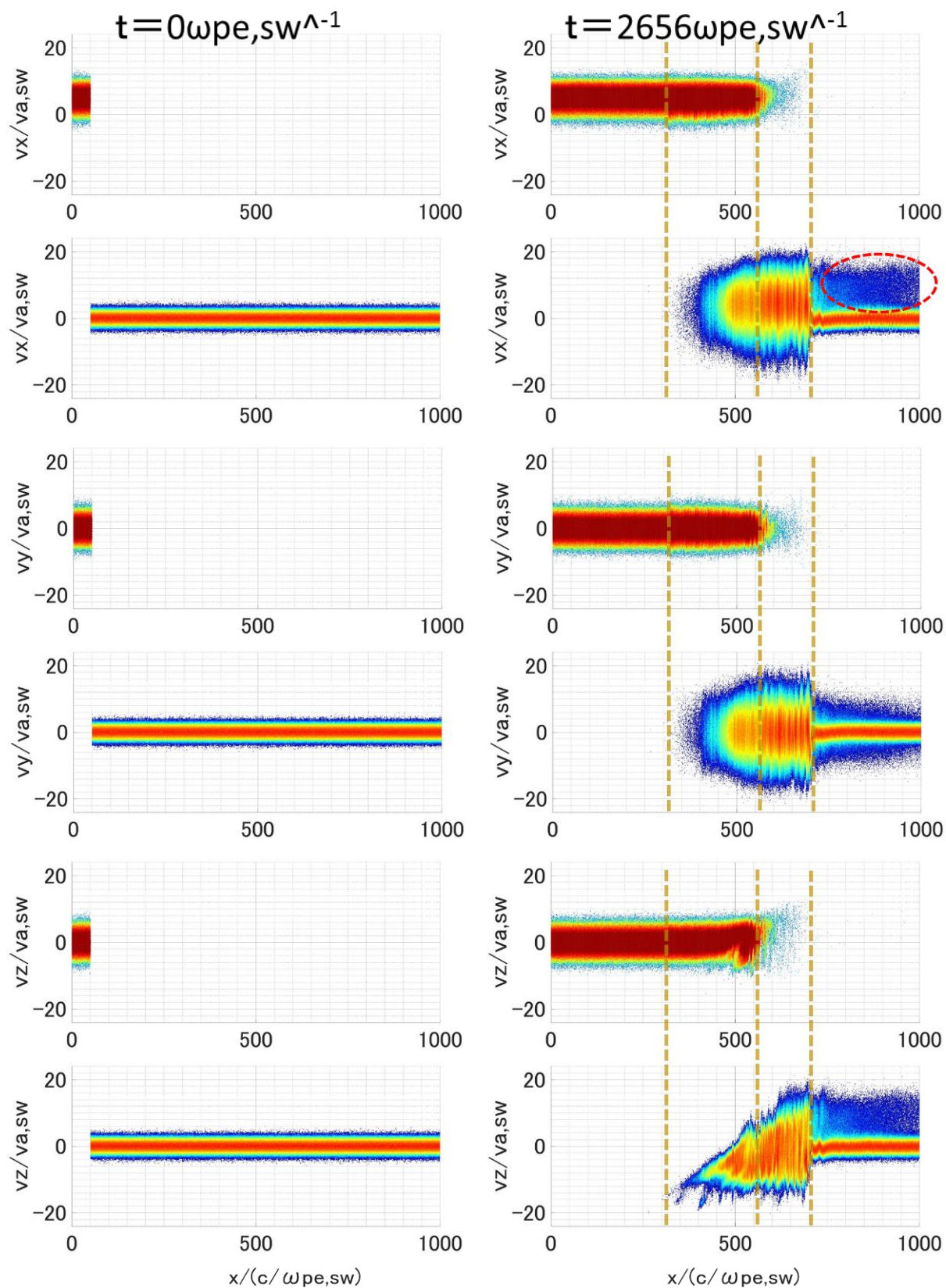


Fig.3.2.2.3 Run5 での電子の位相空間図（上から星間電子の速度の x 成分、太陽風電子の速度の x 成分、星間電子の速度の y 成分、太陽風電子の速度の y 成分、星間電子の速度の z 成分、太陽風電子の速度の z 成分）

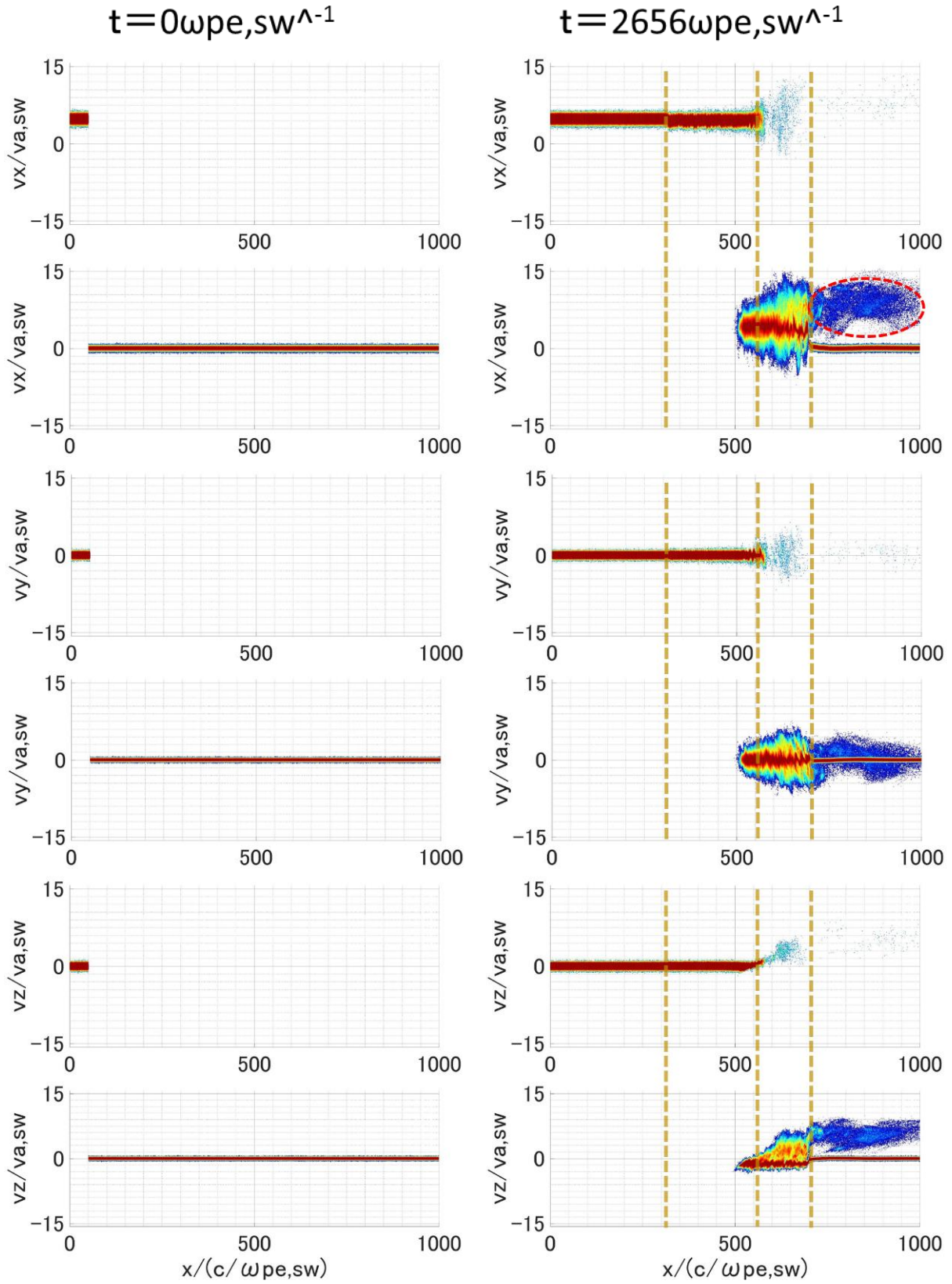


Fig.3.2.2.4 Run5 でのイオンの位相空間図（上から星間イオンの速度の x 成分、太陽風イオンの速度の x 成分、星間イオンの速度の y 成分、太陽風イオンの速度の y 成分、星間イオンの速度の z 成分、太陽風イオンの速度の z 成分）

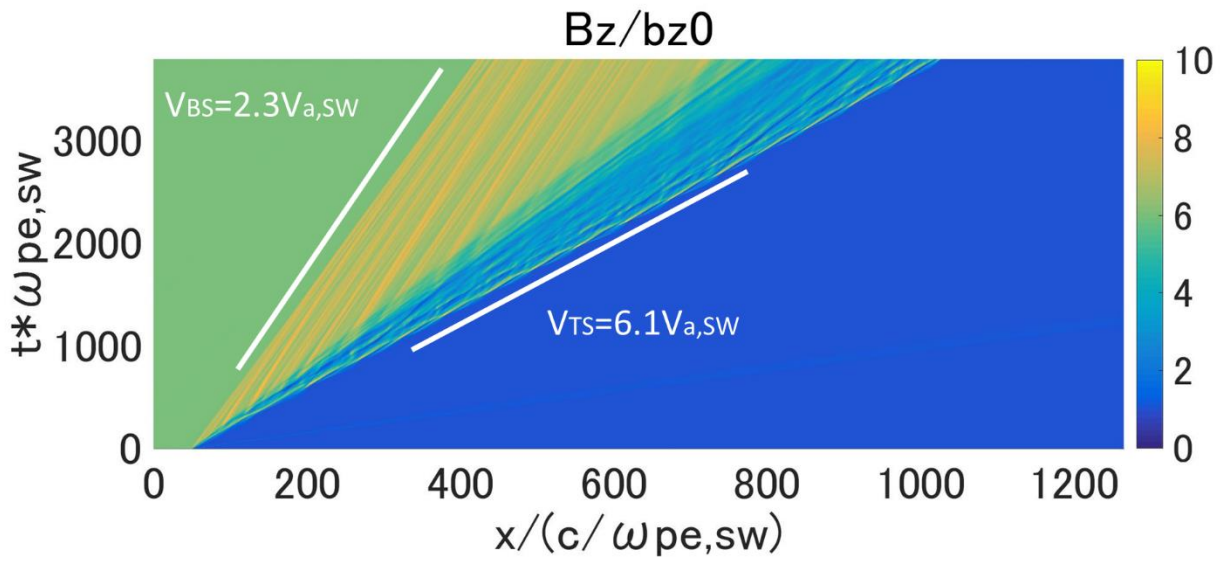


Fig.3.2.2.5 Run4 での磁場 B_z の時空間発展

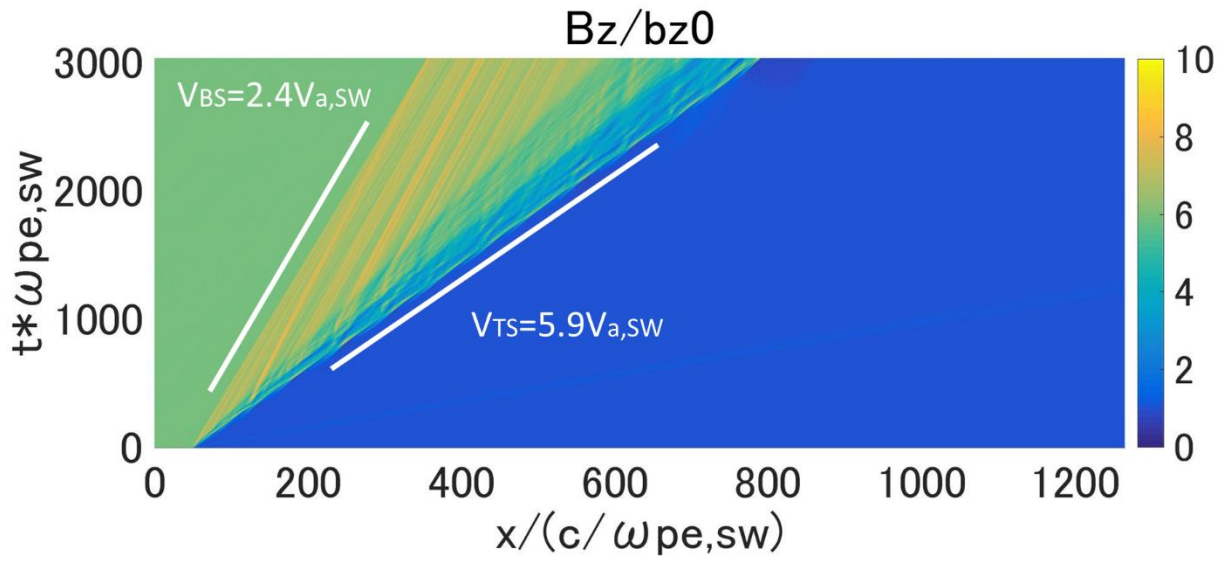


Fig.3.2.2.6 Run5 での磁場 B_z の時空間発展

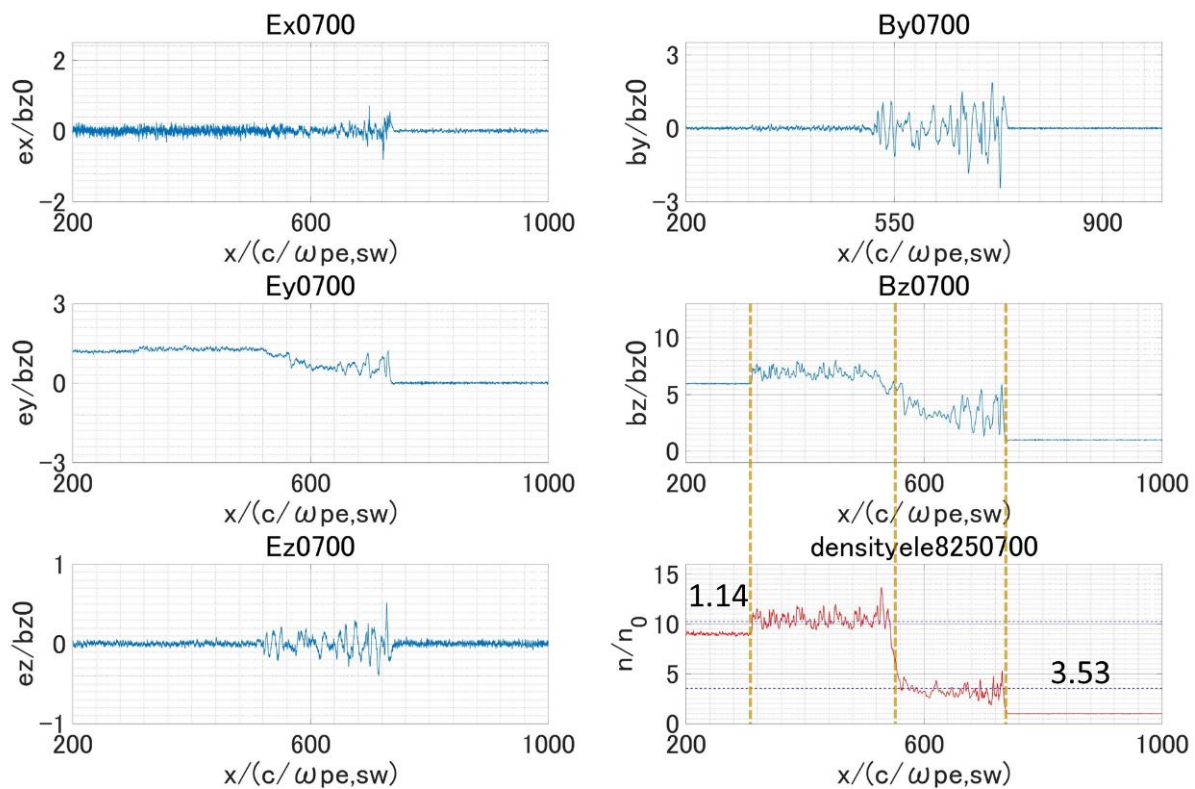


Fig.3.2.2.7 Run4 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における密度、電磁場

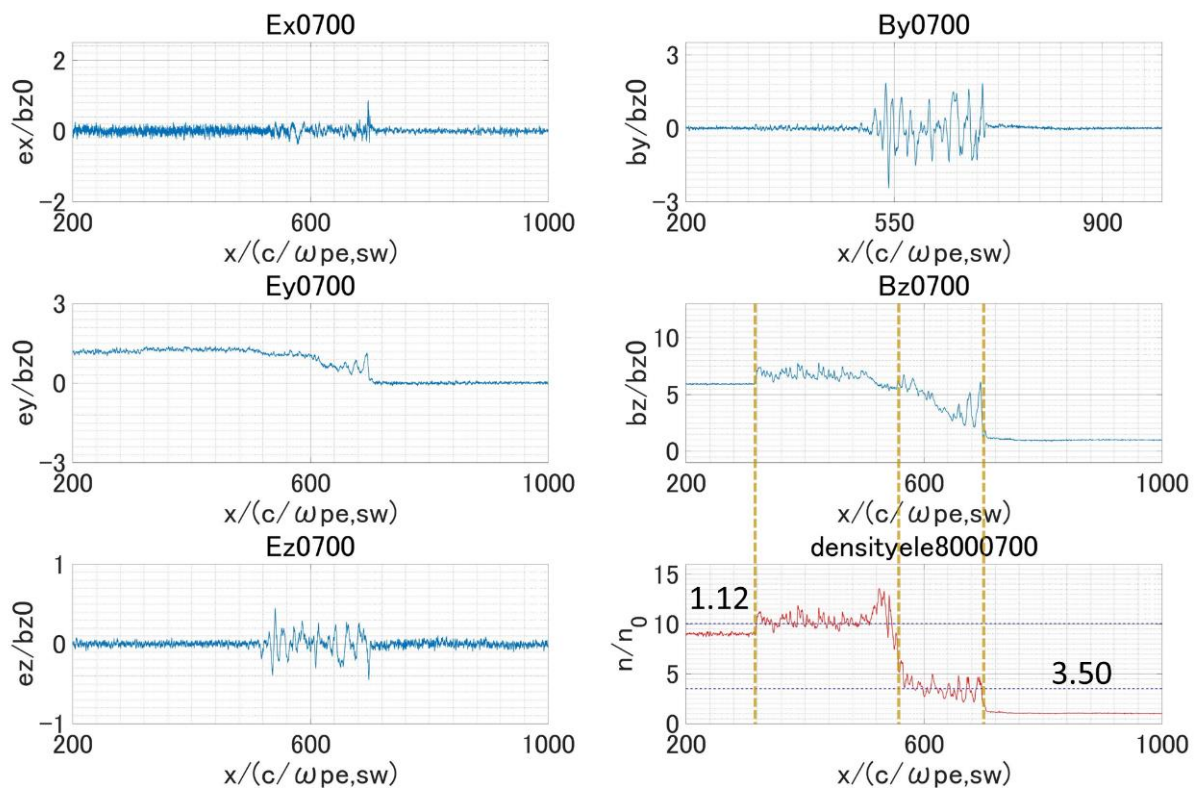


Fig.3.2.2.8 Run5 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における密度、電磁場

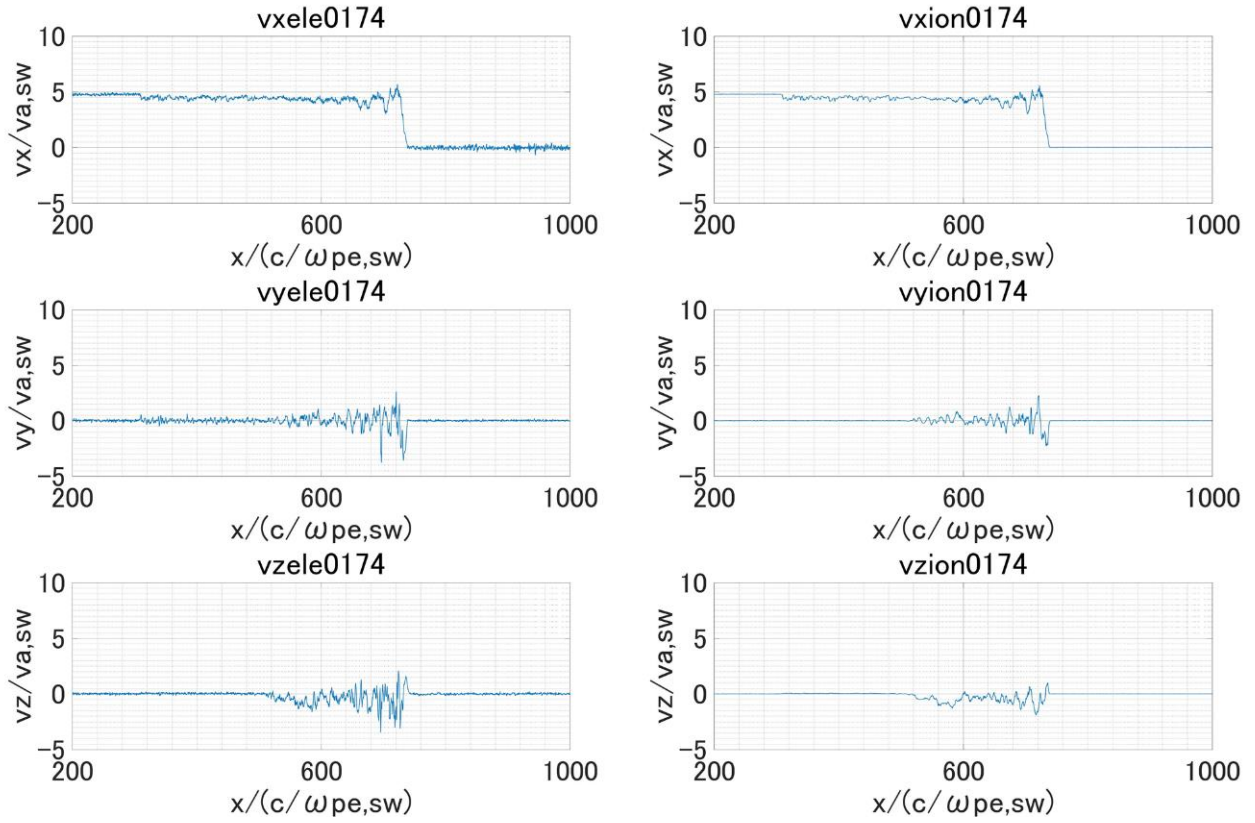


Fig.3.2.2.9 Run4 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における平均速度
(上から x 成分, y 成分, z 成分, 左 : 電子, 右 : イオン)

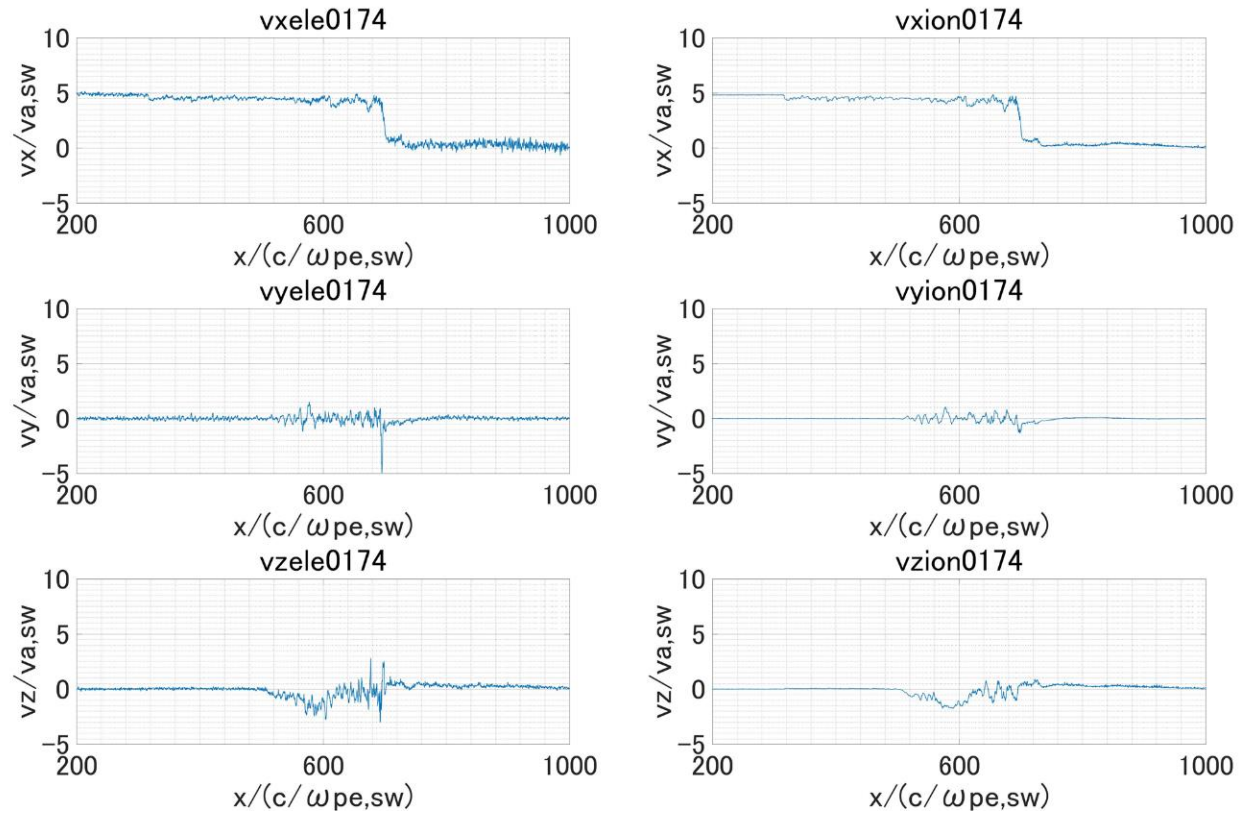


Fig.3.2.2.10 Run5 での $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における平均速度
(上から x 成分, y 成分, z 成分, 左 : 電子, 右 : イオン)

ここで、Fig 3.2.2.11 に横軸を $\theta_{B,ISM}$ 、縦軸を太陽圏界面の遷移層スケールでプロットした図を示す。

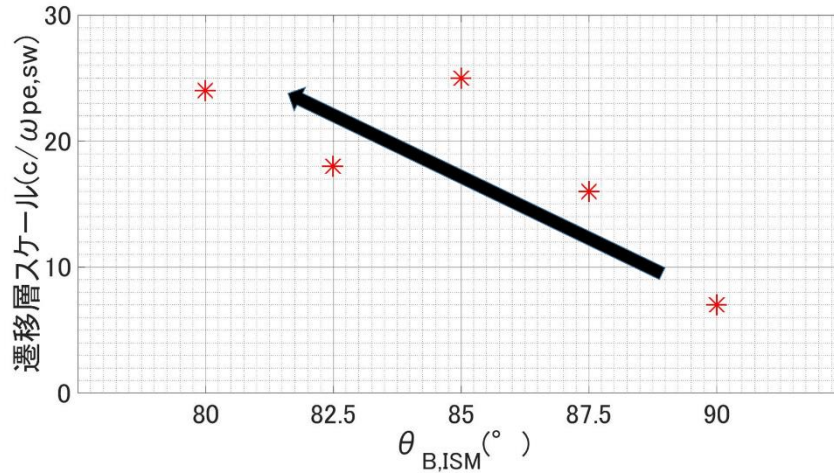


Fig 3.2.2.11 各 Run での太陽圏界面の遷移層スケール比較

Fig 3.2.2.13 より、 $\theta_{B,ISM}$ が小さくなるにつれ、遷移層スケールも大きくなる傾向にある。太陽風プラズマと星間媒質の混合スケールと太陽圏界面の遷移層スケールは比例しており、これらは、外部磁場の角度に非常に依存していることが分かる。 B_x により x 軸方向の粒子の移動が容易になり、Run1 のような、接触不連続面がはっきりと形成されにくくなっているのだと考えられる。

Run4、Run5 では、リフォーメーションや、太陽圏界面の様子が今までと少し異なる。Fig.3.1.2.12、Run4 の B_z の時空間発展の拡大図と $t=3127,3100\omega_{pe,sw}^{-1}$ での B_z 、Fig.3.1.2.13 に Run5 の B_z の時空間発展の拡大図と $t=2694,2561\omega_{pe,sw}^{-1}$ での B_z を示す。Run4、Run5 でのリフォーメーションによる磁場強度の大きさはそれぞれ、 $B_z=8.5B_{z0}$ 、 $B_z=7.5B_{z0}$ だった。衝撃波面の磁場強度の最大値が、Run1~Run3 と比較して、小さくなった。この原因としては、衝撃波面に反射したイオン、電子が、波面を離れことが原因であると考えられる。リフォーメーションは、3.1 で説明したように、衝撃波面で反射された粒子が、磁場により波面に巻きつき、磁場、密度が上昇する事で発生する。Run1~Run3 では、衝撃波に衝突した粒子のほとんどが衝撃波面の磁場に巻き付けられ、波面の密度、磁場強度の上昇に貢献してきた。一方で、Run4、Run5 では、衝撃波面に反射した電子、イオンの一部が波面から離れることで、波面の密度や磁場が、今までのように上昇しなかったのである。

Run4、Run5 での終端衝撃波のすぐ下流の領域を見ると、Run2、Run3 と比べてあまり波が立っていないように見える。このことから、太陽圏における磁場の波はリフォーメーションによって発生した振動が、プラズマを通じて太陽圏界面へ伝わっていると考えられる。

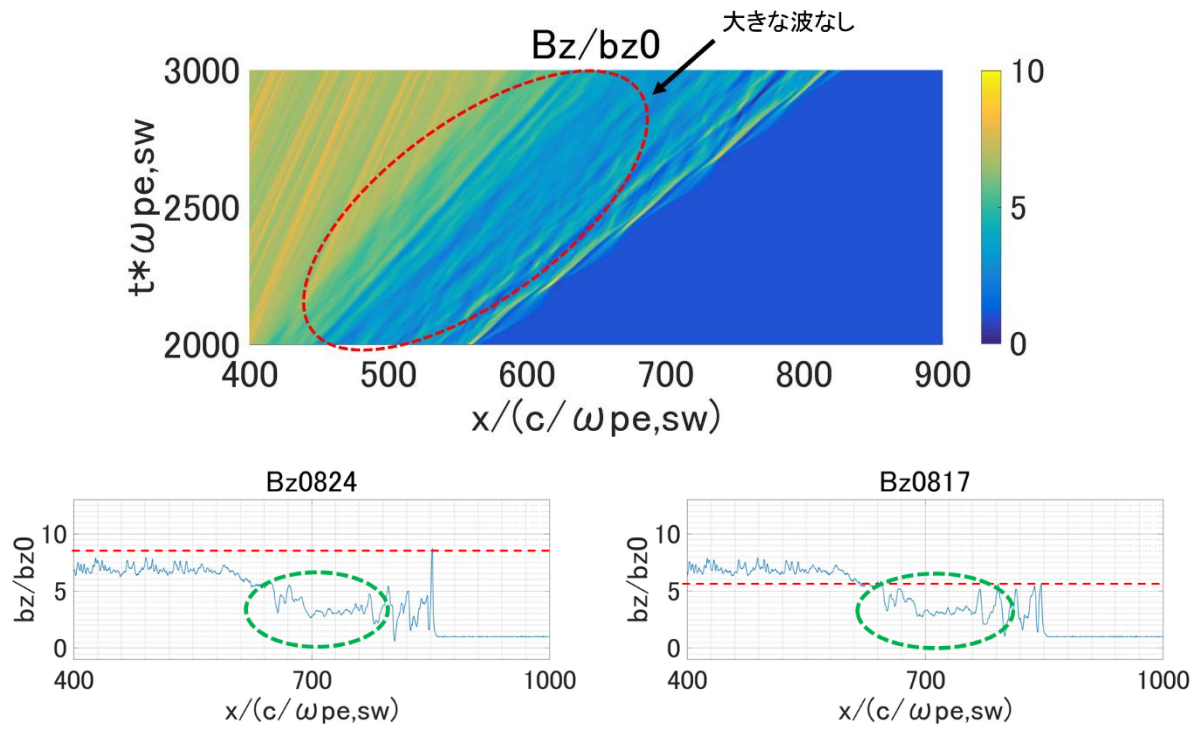


Fig.3.2.2.12 上 : Run4 の B_z 時空間発展の拡大図
 下 : Run4 の B_z (左 : $t=3127\omega_{pe,sw}^{-1}$ 、右 : $t=3100\omega_{pe,sw}^{-1}$)

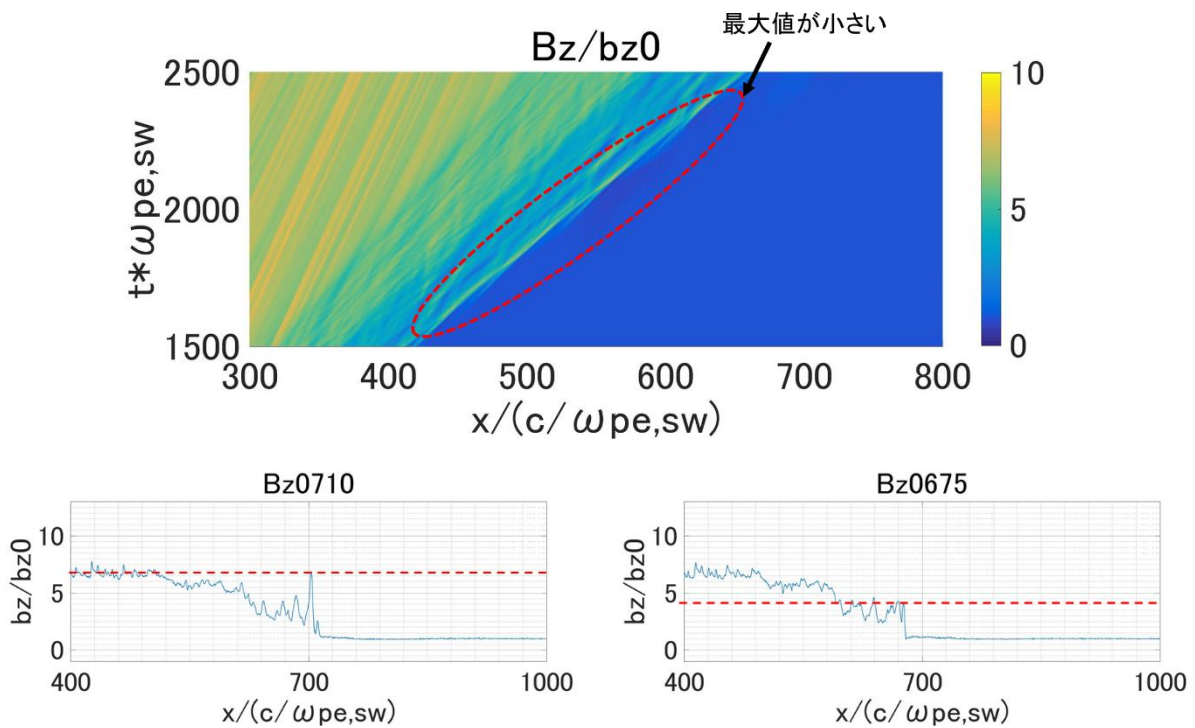


Fig.3.2.2.13 上 : Run5 の B_z 時空間発展の拡大図
 下 : Run4 の B_z (左 : $t=2694\omega_{pe,sw}^{-1}$ 、右 : $t=2561\omega_{pe,sw}^{-1}$)

3.3 反転磁場での計算結果

太陽は、約 11 年周期で、磁場が反転することは、広く知られている。よって、今回の研究においても、この磁場が反転する効果を取り入れる。今までのすべての Run に対して、太陽風プラズマにかかる磁場を反転させて計算を行った。Run1～Run5 に対応する Run をそれぞれ Run6～Run10 とした。ここでは、太陽風領域における外部磁場の値を反転させた計算結果を示す。磁場以外のパラメータにおいては、今までと同じものを用いた。

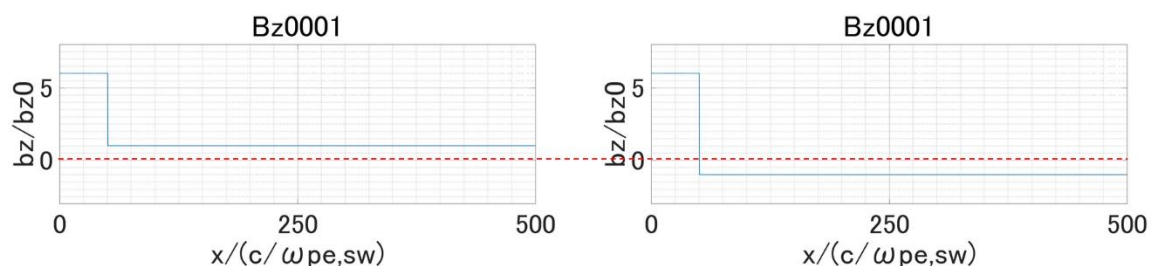


Fig3.3.1 Run1 と Run6 の $t=0\omega_{pe,sw}^{-1}$ の Bz

結果として、太陽圏界面と終端衝撃波のだいたいの位置はそれぞれ

	終端衝撃波($c/\omega_{pe,sw}$)	バウショック($c/\omega_{pe,sw}$)
Run6	298	762
Run7	300	743
Run8	304	725
Run9	307	705
Run10	310	675

また、終端衝撃波、バウショックの速度はそれぞれ

	$V_{s,TS}(v_{a,sw})$	$V_{s,BS}(v_{a,sw})$
Run6	6.4	2.2
Run7	6.2	2.2
Run8	6.0	2.3
Run9	5.9	2.3
Run10	5.7	2.4

これらの条件により Rankine-Hugoniot 関係式で求められる終端衝撃波、バウショックの圧縮比は、

	圧縮比(TS)	圧縮比(BS)
Run1	3.57	1.19
Run2	3.56	1.18
Run3	3.54	1.16
Run4	3.53	1.14
Run5	3.50	1.12

となった。

Run1~Run5 と Run6~Run10 の結果を比較すると、終端衝撃波の速度は、全体的に遅くなった。その結果、太陽圏界面と終端衝撃波の間の領域が小さくなった。Fig 3.3.2、Fig 3.3.3 で示したように、 B_z が反転しているので、 y 方向、 z 方向のジャイロ運動が逆になっていた。反射イオンも、速度が反転していた。その他の結果に関しては、反転したことによる大きな違いは見られなかった。以下に電磁場、密度の結果を示す。

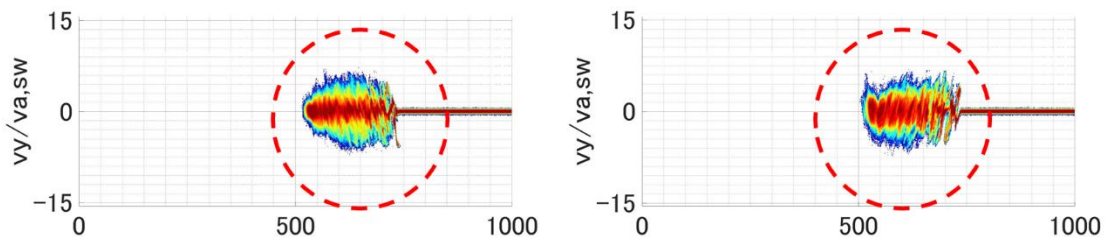


Fig 3.3.2 太陽風電子の V_y の位相空間図 (左 : Run3、右 : Run8)

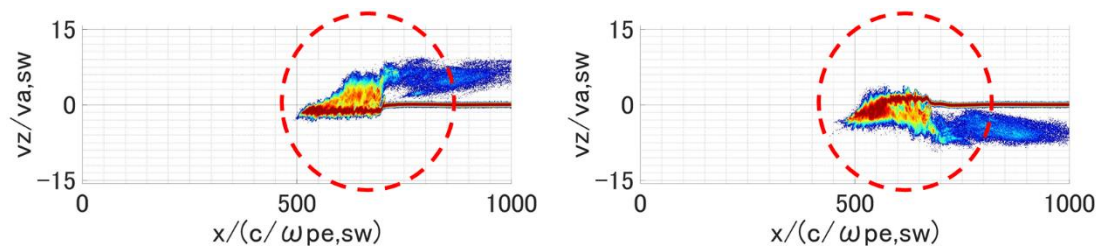


Fig 3.3.3 太陽風イオンの V_z の位相空間図 (左 : Run5、右 : Run6)

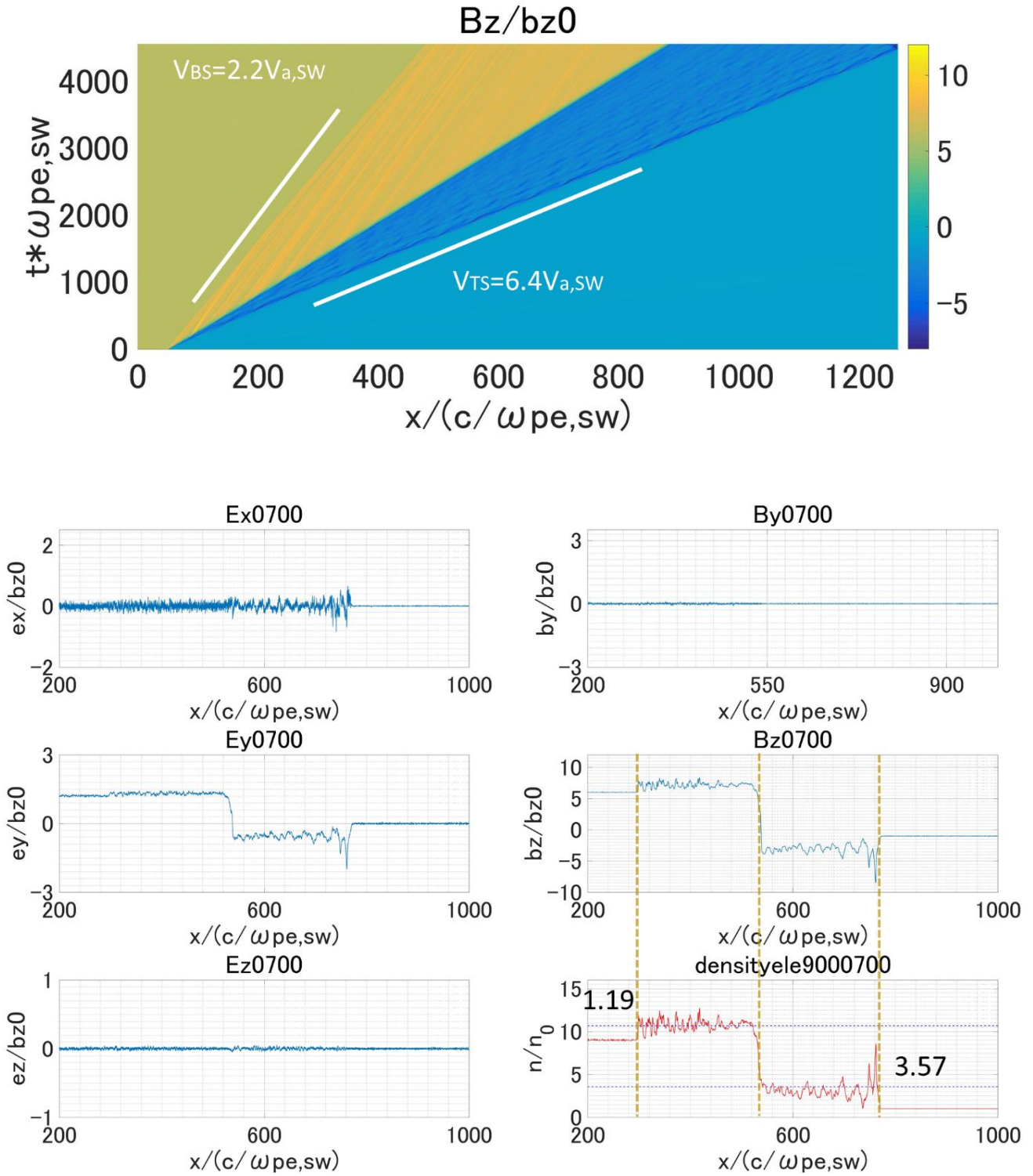


Fig.3.3.4 Run6 の磁場 B_z の時空間発展 (上) ,
 $t=2656\omega_{pe,sw}$ における電磁場、密度 (下)

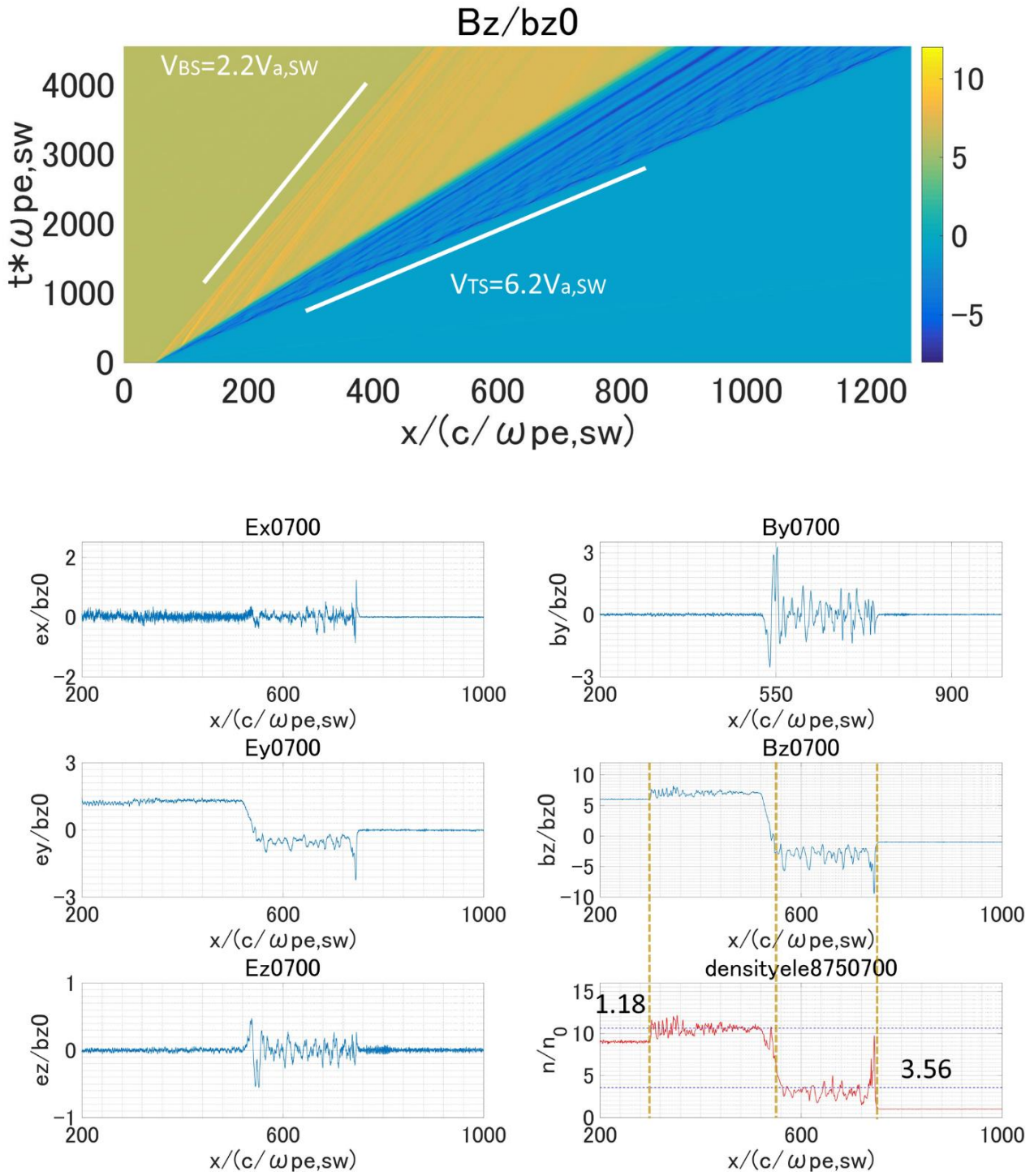


Fig.3.3.5 Run7 の磁場 B_z の時空間発展（上） ,
 $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における電磁場、密度（下）

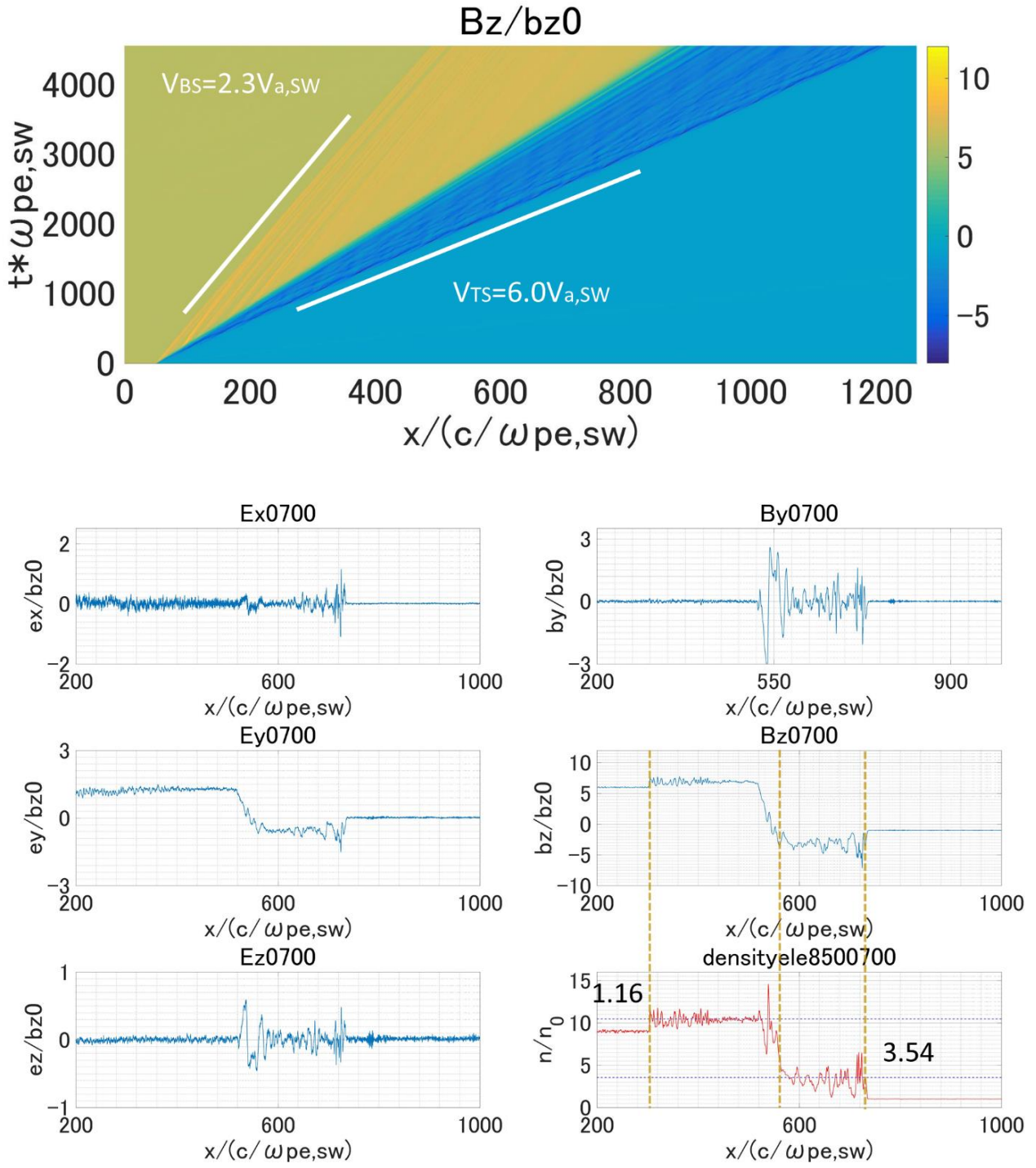


Fig.3.3.6 Run8 の磁場 B_z の時空間発展（上），
 $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における電磁場、密度（下）

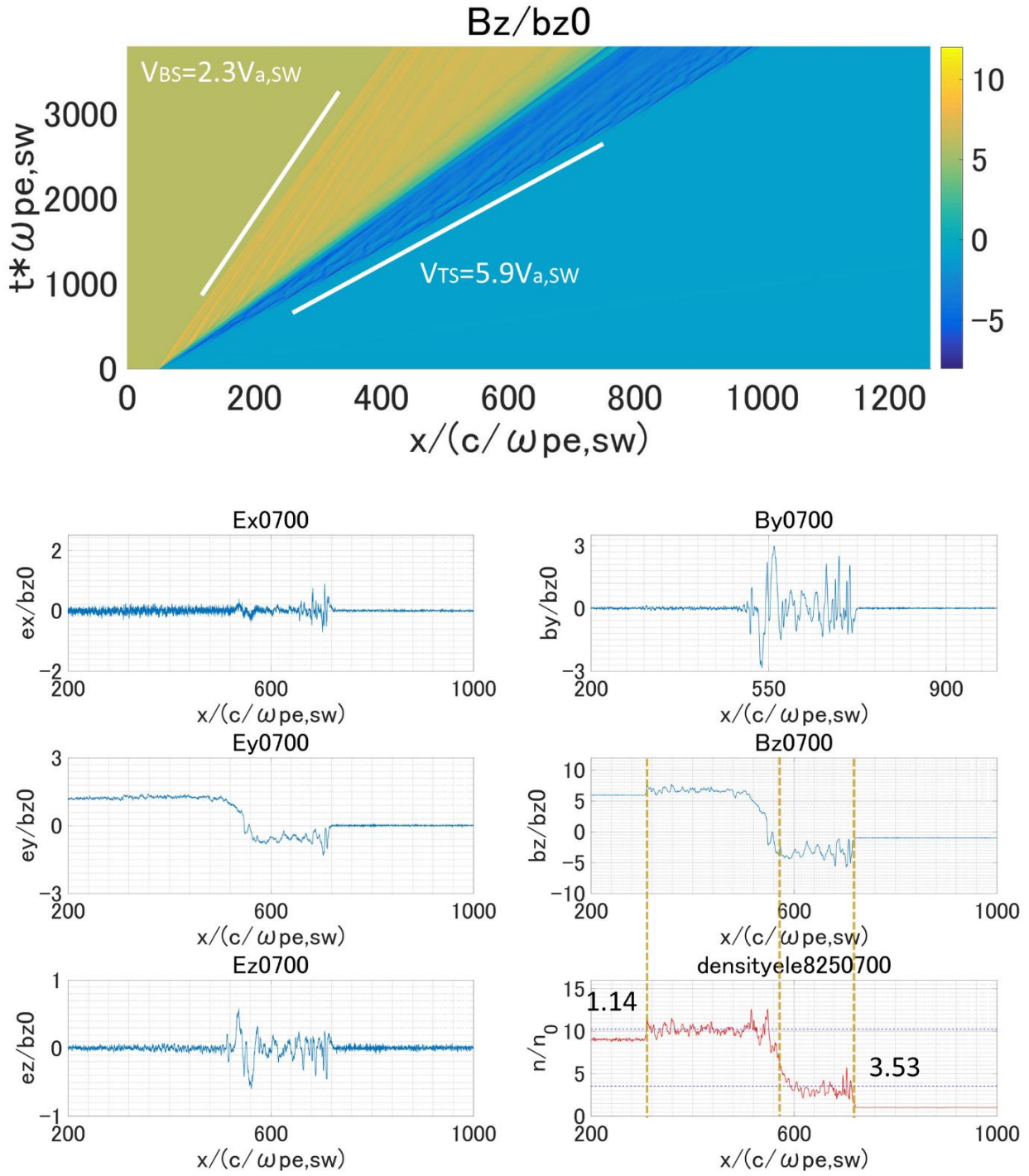


Fig.3.3.7 Run9 の磁場 B_z の時空間発展（上），
 $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における電磁場、密度（下）

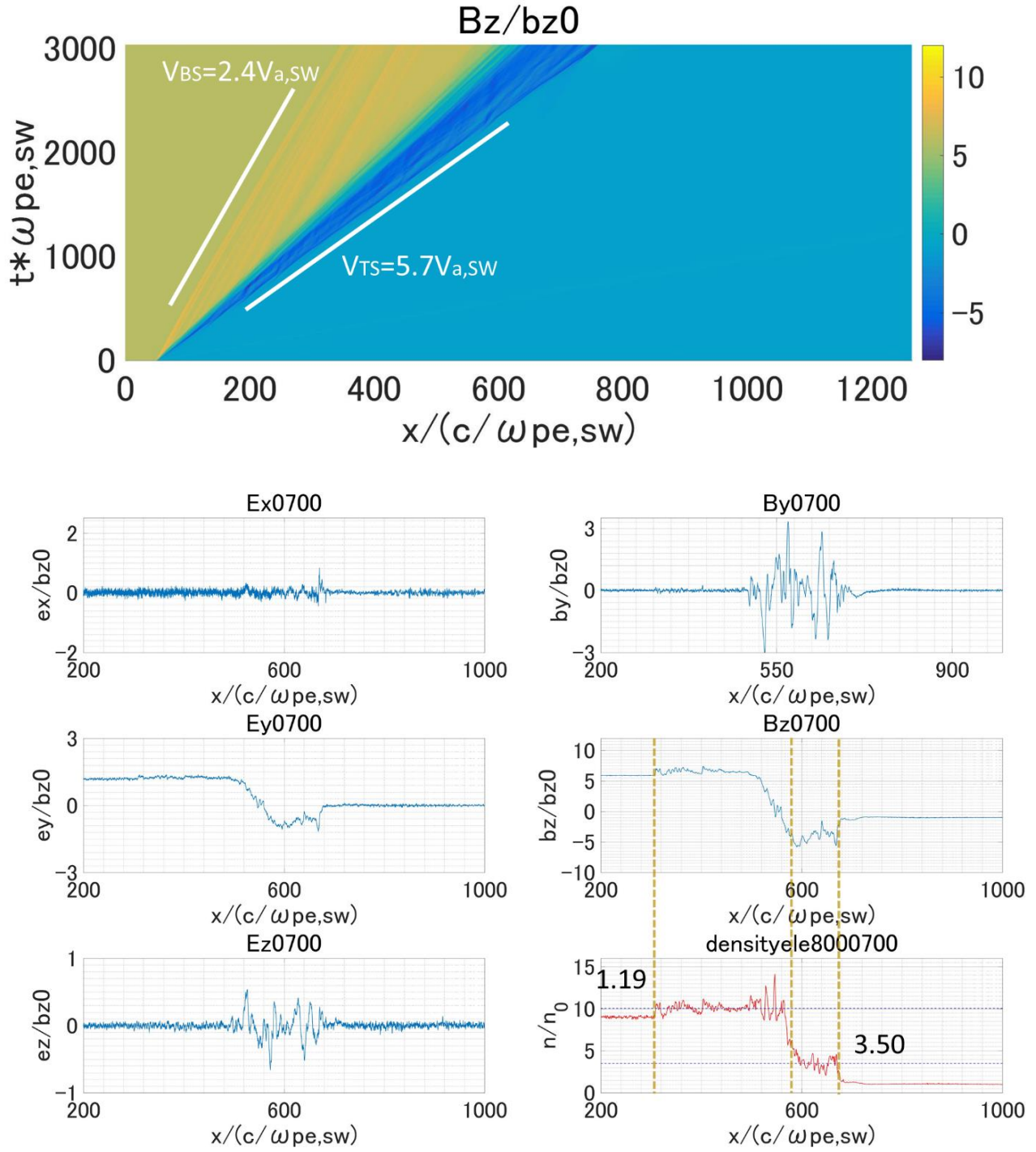


Fig.3.3.8 Run10 の磁場 B_z の時空間発展（上），
 $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における電磁場、密度（下）

第4章 考察

4.1 速進波 (fast mode wave)、遅進波 (slow mode wave)

3章で書いた、磁場の振動について議論する前に、磁気流体力学 (MHD) 方程式での、3つの線形波について説明する。MHD 方程式では、線形波として、アルフベン波と2つの圧縮波、速進波 (fast mode wave) と遅進波 (slow mode wave) が存在する。速進波と遅進波の違いは、磁気圧(p_m)とプラズマ圧(p)の変動の位相の違いである。速進波は、磁気圧とプラズマ圧の変動の位相が同位相であり、遅進波は逆位相になる (Fig 4.1)。遅進波は、プラズマが局所的な圧力平衡を保とうとすることで生じる振動で、一方(例えば磁気圧)による圧力変動を他方(例えばプラズマ圧)が補おうとする。このため振動の復元力は弱く、波の伝搬速度は遅い。これに対して速進波では、同位相で変動する磁気圧とプラズマ圧が復元力を強め合うため、波の伝搬速度は遅進波よりも常に速い。また、アルフベンモードは、2つの圧縮波の中間の位相速度を持つ。

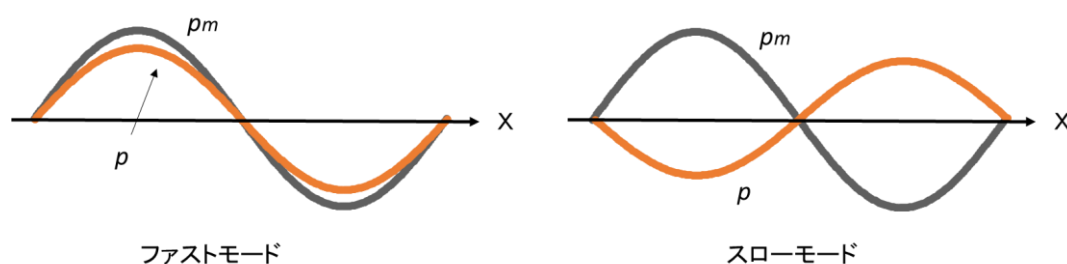


Fig 4.1 磁気圧とプラズマ圧の位相の模式図

4.2 星間空間に伝達する圧縮性波動

Zank, (2017) [4]により、接線不連続面(tangential discontinuity:TD)、すなわちここでの太陽圏界面を超えて伝達する圧縮性波動に関する研究が行われている。太陽圏界面での波の屈折に対して、

$$\frac{V_{f/s1}(\theta_1)}{\cos(\theta_1)} = \frac{V_{f/s2}(\theta_{f/s2})}{\cos(\theta_{f/s2})} \quad (4.2.1)$$

で表されるスネルの式が成り立つ[4]。ここで、 V, θ はそれぞれ、波動の位相速度、波数ベクトルとTDの法線ベクトルとがなす角度である。また、添え字の f, s は速進波、遅進波を、1, 2 は、TDの太陽風側と星間空間側の領域を意味する。

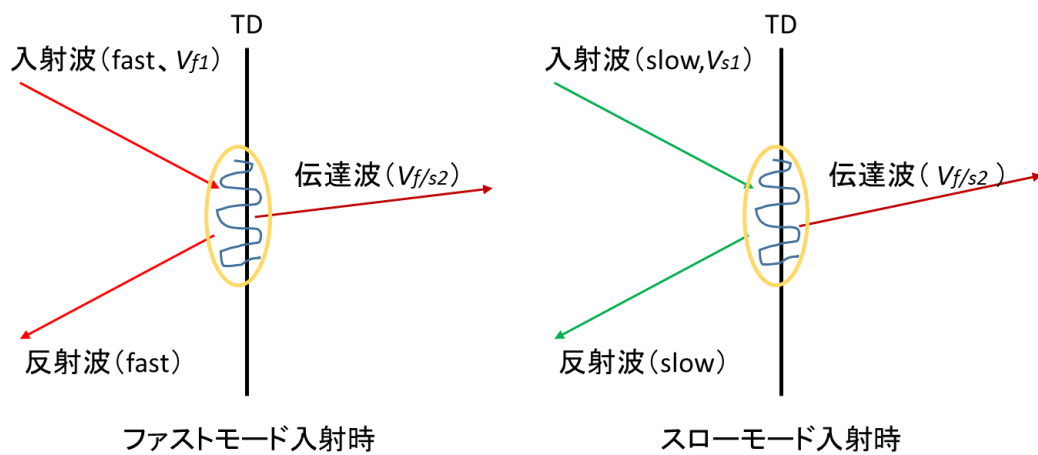


Fig. 4.2.1 波動伝達の模式図

Zank(2017)[4]は、比熱比 $\gamma=5/3$ 、TD での圧縮比 $r = \rho_2/\rho_1 = 100$ 、領域 1 および 2 におけるベータ値 $\beta_{p1} = 14, \beta_{p2} = 0.4$ の場合について、式(4.2.1)の左辺、右辺を速進波、遅進波のそれぞれに対してプロットした (Fig.4.2.2)。

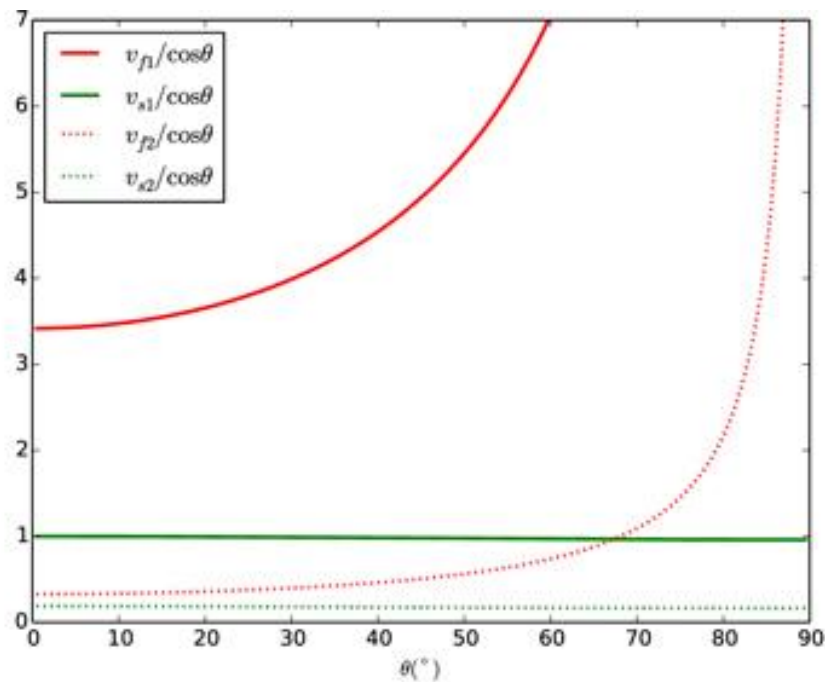


Fig 4.2.2 式(4.2.1)の右辺と左辺のプロット

(赤：速進波、緑：遅進波、実線：入射波、点線：伝達波) (Zank (2017), Figure 3)

この図は、実線が領域 1 を伝搬する波（左辺）、波線が領域 2 を伝搬する波（右辺）を表し、赤線が速進波 (f)、緑線が遅進波(s)を表している。例えば、領域 1 から、 $\theta_1=40^\circ$ の速進波を入射した場合、式(4.2.1)を満たして領域 2 に伝搬できる波は、 $\theta_2=85^\circ$ の速進波になる。また、領域 1 から遅進波を入射した場合、領域 2 には $\theta_2\sim 68^\circ$ の速進波にモード変換されて伝搬することになる。この図より、領域 1 から入射された速進波や遅進波は、領域 2 ではいずれも速進波となって伝搬することが分かる。

ここでのパラメータ ($\gamma=5/3, r = \rho_2/\rho_1 = 3, \beta_{p1} = 0.61, \beta_{p2} = 0.21$) を使って、式(4.2.1)の両辺を表した図を Fig 4.2.3 に示す。この図では、y 軸を log スケールで表している。

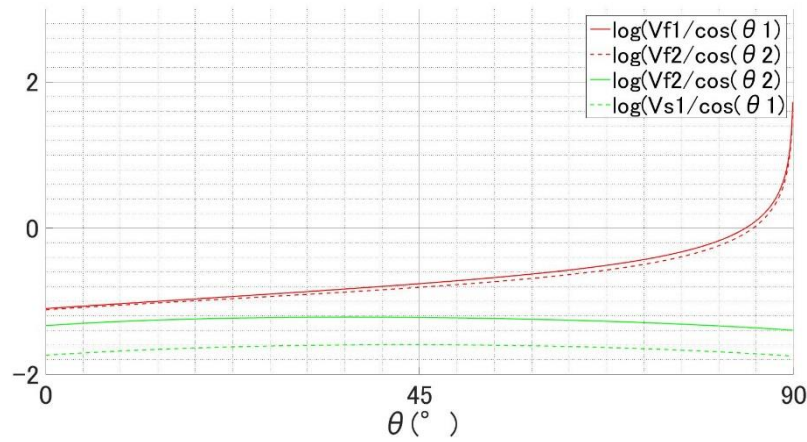


Fig 4.2.3 本計算での式(4.2.1)の右辺と左辺のプロット(赤：速進波、緑：遅進波、実線：入射波、点線：伝達波)

Fig4.2.3 より、領域 1（終端衝撃波下流）から速進波を入射した際には、領域 2（星間空間）に速進波が伝搬することが分かる。しかし、遅進波を入射した際には、式(4.2.1)を満たす領域 2 の解が存在しないことが分かる。つまり、速進波を入射した際には、速進波が透過するが、遅進波を入射した際には、星間空間側へ波は伝達することなく、太陽圏界面で反射され、太陽圏に留まるということになる。

4.3 計算結果でのモード

今回の計算結果において、太陽風と星間空間に、どのような波が存在しているのかを調べる。

4.3.1 Run1 での波動

速進波と遅進波の違いは、4.1 で述べたように、磁気圧とプラズマ圧の位相により判断できる。磁気圧(p_m)とプラズマ圧(p)は、それぞれ、 B^2 と、 n に比例する。よって、密度と磁場の位相を比較してみることにする。Fig. 4.3.1.1 に示したように、比較する領域を、3 つに分ける。1 は星間空間（バウショック下流）である。終端衝撃波下流（太陽圏界面～終端衝撃波）を 2 つに分け、左側を 2、右側を 3 とした。Fig. 4.3.1.2 に Run1 の $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$ での密度 n （横軸）と磁場 B_z （縦軸）の相関を散布図で示す。密度、磁場共に揺らぎ成分のみ考慮しているため、この図での第 1 象限、第 3 象限にあれば、磁場と密度が同位相、第 2 象限、第 4 象限にあれば逆位相であることを意味する。Run1 では、すべての領域で密度と磁場の波の位相が一致していることが分かる。この結果より、Run1 の衝撃波間に存在する波は、速進波が支配的であることがわかる。今の場合、この速進波の起源は衝撃波リフォーメーション（衝撃波面の揺らぎ）である。Fig.3.1.3 から明らかなように、星間空間の磁場揺らぎは太陽圏界面からバウショックに向かって伝搬している。これはつまり、終端衝撃波下流の磁場揺らぎが太陽圏界面を透過して星間空間に伝搬していることを示唆する。

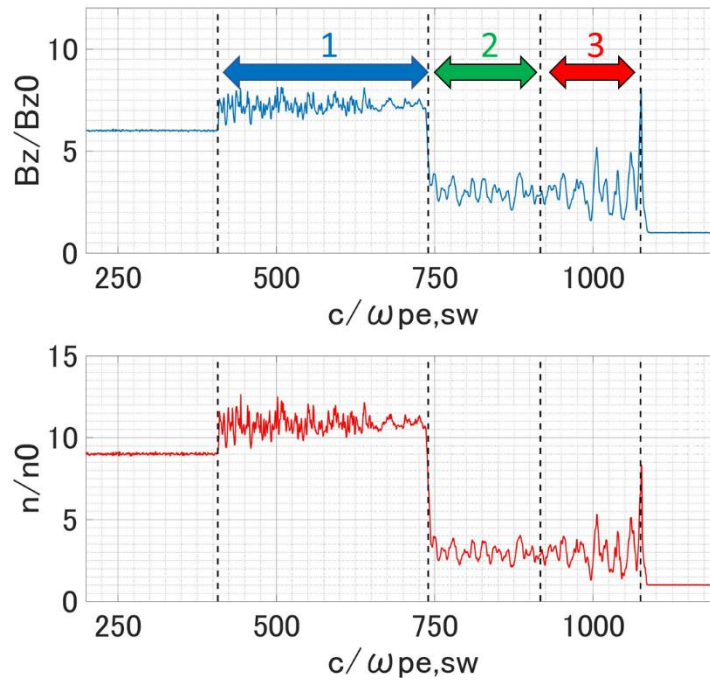


Fig. 4.3.1.1 領域の定義（上：Run1 での磁場 B_z 下：Run1 での密度）

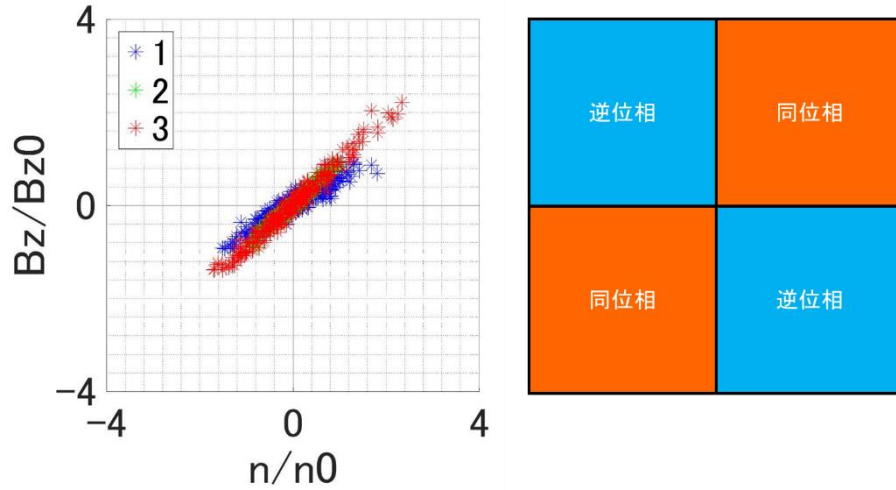


Fig. 4.3.1.2 Run1 の $t=3795\omega_{pe,SW}^{-1}$ での横軸密度 n/n_0 、縦軸磁場 B_z/B_{z0} の散布図

4.3.2 Run2~5 のモード判別

次に、Run2~Run5 の密度と磁場の位相を比較する。Fig. 4.3.2.1~Fig. 4.3.2.4 に、Run2~Run5 での横軸を密度 n 、縦軸を磁場 B_z として、Fig.4.3.1.2 と同様の散布図を示す。

Fig. 4.3.2.1 より、Run2 では、領域 1 は、すべて第 1、3 象限にプロットされており、磁場と密度は同位相であると言える。領域 2 での値は、ほとんどが第 2、4 象限にあり、領域 3 での値は、比較的、第 1、3 象限の値が多いが、第 2、4 象限にも多数存在する。磁場と密度の図を照らし合わせると、終端衝撃波直下では同位相の波が支配的、下流に至るにつれて位相がずれていき、太陽圏界面周辺では逆位相の波が支配的になっている。このことから、終端衝撃波下流では、同位相の波と逆位相の波が混在し、逆位相の波は下流に近づくにつれて増幅されていると考えられる。一方、星間空間では同位相の波が支配的である。また、星間空間での波の伝搬方向は、太陽圏界面からバウショックに向かう方向である (Fig.3.2.1.5)。これらの結果は、4.2 での理論と矛盾しない。

Fig. 4.3.2.2 より、Run3 では、Run2 と同じように、領域 1 は、すべて磁場と密度は同位相、領域 2 での値は、ほとんどが第 2、4 象限にあり、領域 3 での値は、比較的、第 1、3 象限の値が多いが、第 2、4 象限にも多数存在している。しかし、Run2 と比較して、全体的に B_z 、 n の値が小さくなっていた。これは、磁場角度が小さくなったことで、Run2 に比べて粒子の x 方向への移動が容易になり、密度や磁場が大きくなりにくくなったのだと考えられる。星間空間への波の透過については、Run3 でも Run2 と同様に、太陽圏内に存在する波は、速進波のみが伝わっている結果になった。

Fig. 4.3.2.3 より、Run4 では、領域 1 での値は、今までと同じように、第 1、3 象限に存在している。一方で、領域 2 での値は、中心付近にランダムにプロットされている。これは、星間媒質と太陽風プラズマの混合し、星間媒質の影響で、波が不規則になってしまったのだと考えられる。領域 3 での値は、Run2、Run3 と同じように、同位相と逆位相が混在した結果になっている。領域 3 は、太陽圏界面から距離があるため、星間媒質の影響をあまり受けず、終端衝撃波の影響だけをうけた波があるからだと考えられる。この場合も、星間空間に、遅進波は伝わっていない。

Fig. 4.3.2.4 より、Run5 では、さらに終端衝撃波下流にある波の振幅が小さくなっている。 B_x が大きくなったことに加えて、反射イオンの終端衝撃波周辺からの離脱の影響により、終端衝撃波面で励起される波が弱くなっているのだと考えられる。終端衝撃波付近である領域 3 では、同位相と思われる波があるが、領域 2 では、磁場と密度の相関は見られなかった。しかし、領域 1 では、同位相の波のみが存在している。

以上のことから、今回の計算結果では、星間空間では太陽圏界面からバウショックに向かって波が伝搬し、理論上と同じように、太陽圏内に存在する波の中で、星間空間に透過することができるのは、速進波の波だけであることが確認できた。

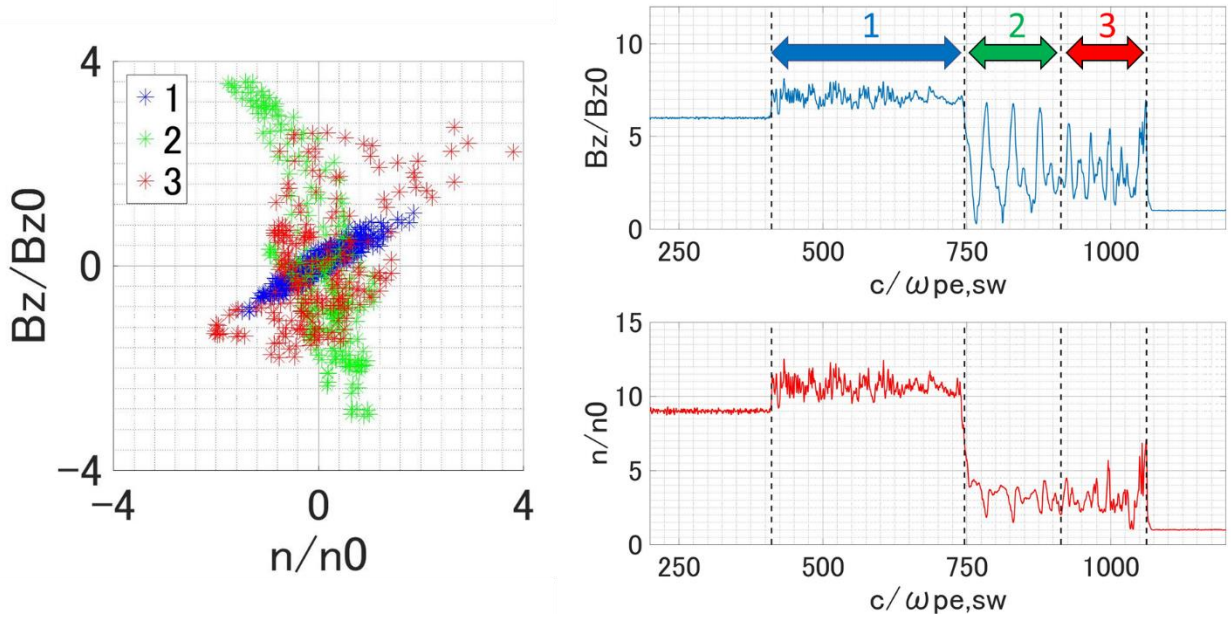


Fig. 4.3.2.1 左 : Run2 の $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$ での横軸密度 n/n_0 、縦軸磁場 B_z/B_{z0} の散布図
 右 : Run2 の $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$ での磁場 (上)、密度 (下)

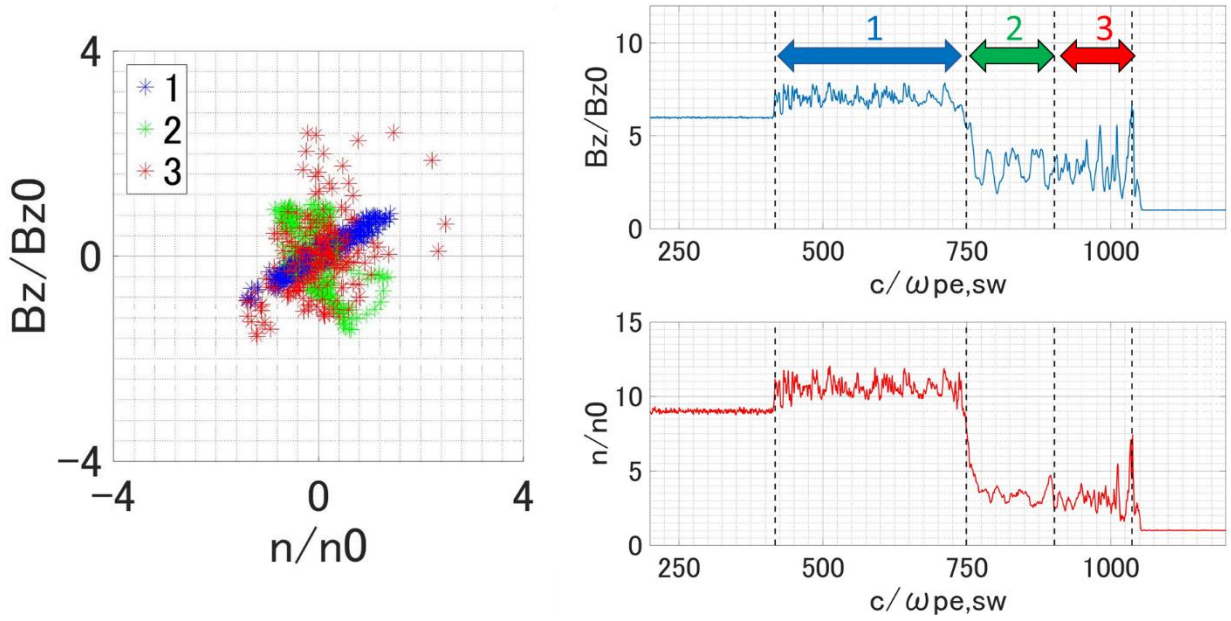


Fig. 4.3.2.2 左 : Run3 の $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$ での横軸密度 n/n_0 、縦軸磁場 B_z/B_{z0} の散布図
 右 : Run3 の $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$ での磁場 (上)、密度 (下)

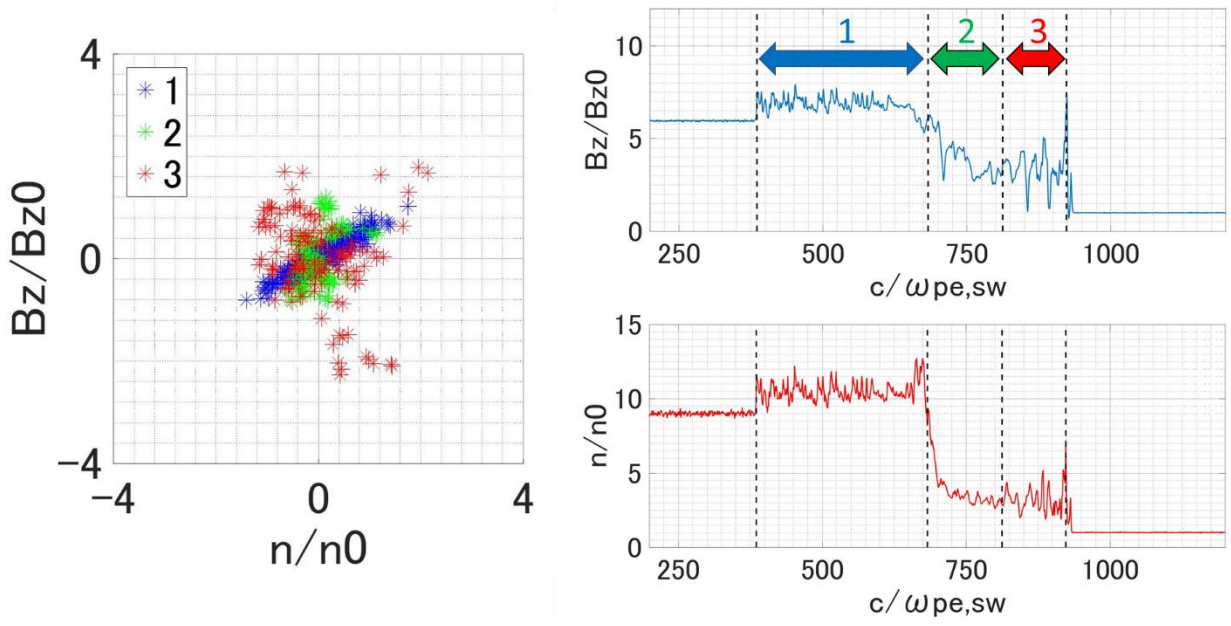


Fig. 4.3.2.3 左 : Run4 の $t=3415\omega_{pe,sw}^{-1}$ での横軸密度 n/n_0 、縦軸磁場 B_z/B_{z0} の散布図
 右 : Run4 の $t=3415\omega_{pe,sw}^{-1}$ での磁場 (上)、密度 (下)

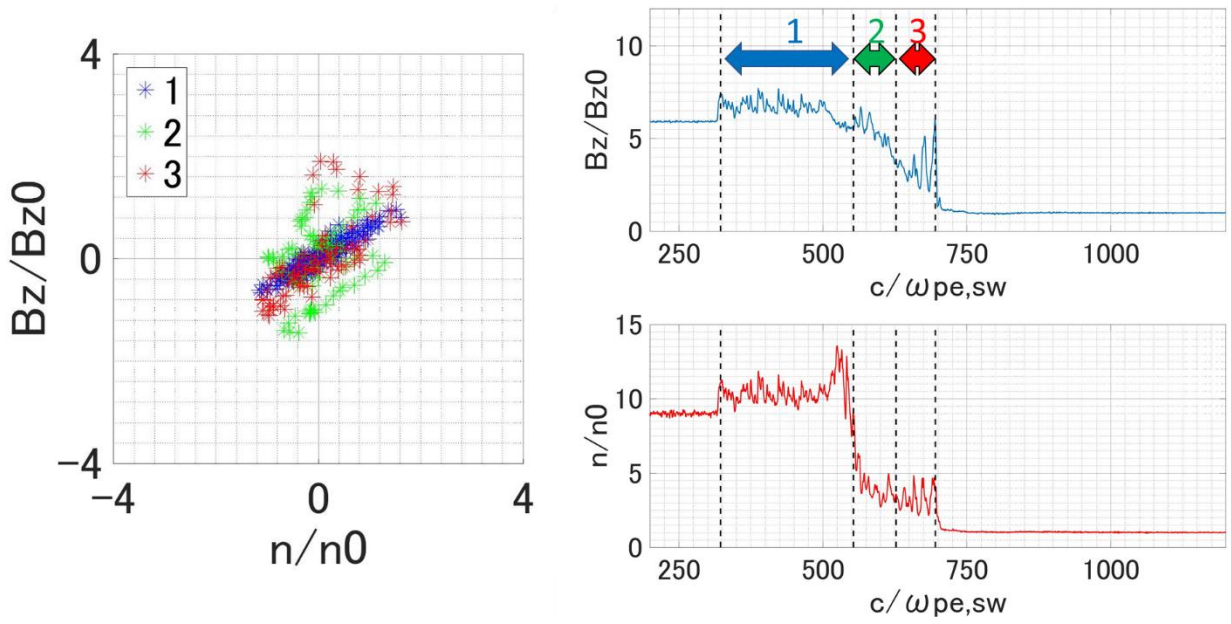


Fig. 4.3.2.4 左 : Run5 の $t=2732\omega_{pe,sw}^{-1}$ での横軸密度 n/n_0 、縦軸磁場 B_z/B_{z0} の散布図
 右 : Run5 の $t=2732\omega_{pe,sw}^{-1}$ での磁場 (上)、密度 (下)

4.4 不安定性

4.4.1 終端衝撃波下流の温度異方性

終端衝撃波下流の速進波の起源は衝撃波リフォーメーションであると考えられる。ここでは、遅進波の起源について議論する。まず、Run1 での磁場に垂直方向と平行方向のイオンの温度比 $T_{\text{perp}}/T_{\text{para}}$ を Fig. 4.3.1.2 に示す。図では、y 軸を log スケールで表している。

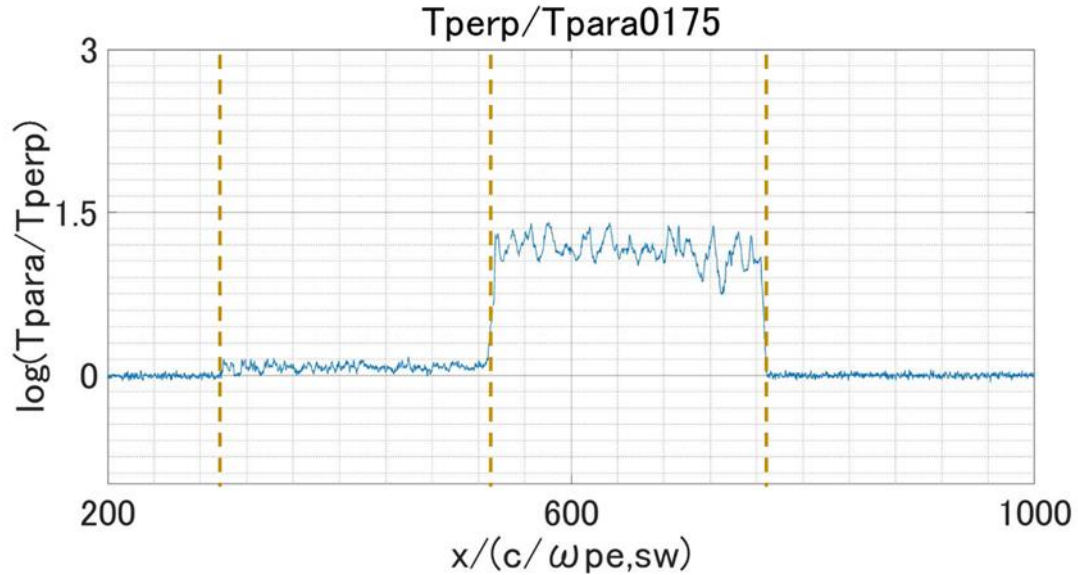


Fig. 4.4.1.1 Run1 での温度比 ($T_{\text{para}}/T_{\text{perp}}$, $t=3795\omega_{pe,sw}^{-1}$)

図より、 $T_{\text{perp}}/T_{\text{para}}$ は、終端衝撃波の下流で約 20 になっており、強い圧力非等方が生じていることが分かる。このような圧力非等方プラズマでは、ミラー不安定性が励起されることが知られている。ミラー不安定性で励起される波動はミラーモードと呼ばれ、磁気圧とプラズマ圧が逆位相の振動を伴う。つまり、ミラーモードは振動のタイプが遅進波的といえる。

4.4.2 終端衝撃波下流の分散関係

先に求めた温度異方性 ($T_{\text{perp}}/T_{\text{para}}=20$) をもとに、ミラー不安定性の線形分散関係を求める。解析には、ホットプラズマの分散関係ソルバー `emdisp[**]` を用いる。終端衝撃波下流のパラメータは、 $B=3B_0$ 、 $\omega_{pe}^2/\Omega_e^2=8.74$ とし、電子の平行熱速度、垂直熱速度は $v_{\perp te} = v_{\parallel te} = 0.15(c \times (\omega_{pe}/\Omega_e))$ 、イオンの平行熱速度は、 $v_{\parallel ti} = 3.0 \times 10^{-2}(c \times (\omega_{pe}/\Omega_e))$ 、垂直熱速度を $v_{\perp ti} = 0.13(c \times (\omega_{pe}/\Omega_e))$ とした。また、電子、イオンともにドリフト速度はないものとした。²

終端衝撃波の下流の磁場角度は、それぞれ、

	$\theta_{B,DS} (^{\circ})$
Run2	85
Run3	80
Run4	75
Run5	70

となる。それぞれの角度での分散関係を、Fig 4.4.2.1 に示す。

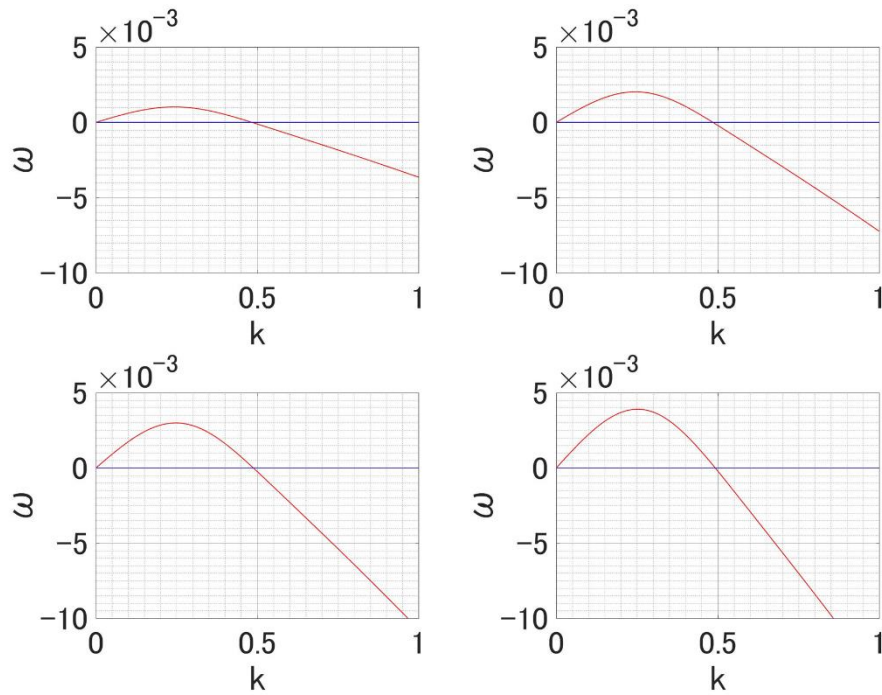


Fig 4.4.2.1 分散関係 (左上 : $\theta_{B,DS} = 85^{\circ}$ 、右上 : $\theta_{B,DS} = 80^{\circ}$ 、
左下 : $\theta_{B,DS} = 75^{\circ}$ 、右下 : $\theta_{B,DS} = 70^{\circ}$)

Fig4.4.2.1 では、青は周波数の実数部、赤は虚数部を表している。不安定解は生の虚数解に対応する。Fig4.4.2.1 では、どの角度でも正の虚数解が存在し、圧力が非等方であるとき、プラズマの波は不安定になることが分かる。解のうち、虚数部が最大になるのは、波数 $k=0.25$ ($\omega_{pe,sw}/c$) 付近である。よって、大きな不安定を引き起こす波の波長は、

$$\lambda = 2\pi/k \cong 24 \text{ (} c/\omega_{pe,sw} \text{)} \text{ となる。}$$

ここで、衝撃波面によって反射されたイオンのラーマー半径（イオンのサイクロトロン運動するときの半径）を求める。

反射イオンの速度は、終端衝撃波の速度の 2 倍になるので、 $v_{\perp}=2 \times 6.423(v_{a,sw})$ となる。よって、反射イオンのラーマー半径 $\rho_r \cong 21$ となる。

また、Run2 のときの磁場 B_z での大振幅の波を見てみる。

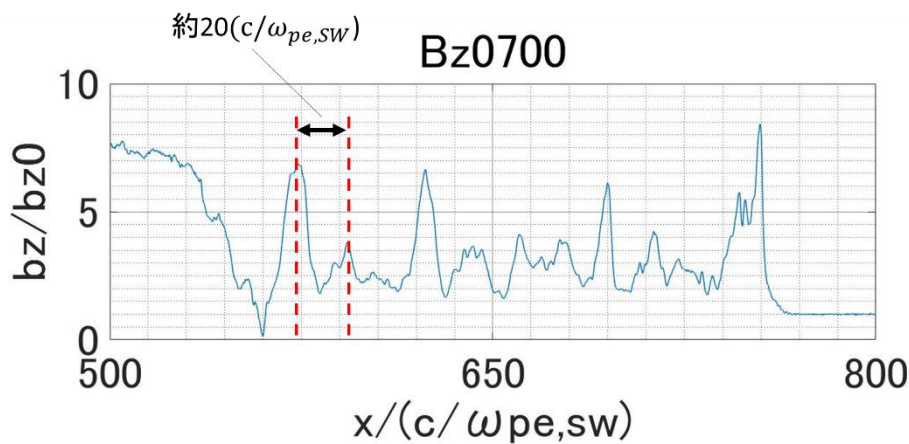


Fig 4.4.2.2 Run2 の $t=2656\omega_{pe,sw}^{-1}$ における B_z の拡大図

Fig 4.4.2.2 より、磁場でみられた波の波長は $20 \text{ (} c/\omega_{pe,sw} \text{)}$ になっている。

以上のことから、温度異方性から求められた理論的な不安定波動の波長と、実際にシミュレーション結果に出てきた磁場の大振幅波動の波長、ラーマー半径は、ほぼ同じになった。

このことから、太陽圏界面付近に存在する圧縮性の波は、終端衝撃波によって加速され、圧力が非等方な粒子によって引き起こされているものであると考えられる。このプロセスで発生した不安定波動は、太陽圏界面を超えることができていないと考えられる。Fig.4.2.2.1 に見られるように、不安定波動（ミラーモード）の位相速度はゼロである。まとめると、終端衝撃波面で発生した速進波は下流へと伝達し、太陽圏界面を超えて星間空間に透過し、終端衝撃波下流で励起されたミラーモードは太陽圏にとどまるということが分かった。

Burlaga, (2015) [1]での、実際にボイジャー1 によって、星間空間において観測された圧縮性の磁気乱流は、終端衝撃波で発生した圧縮波のうち、速進波のみが、星間空間に伝達したものであると考えることができる。

第5章 まとめ・今後の展望

本論文では、1次元 PIC シミュレーションによって太陽圏境界の内部構造を調べた。これまでは、磁気流体 (MHD) シミュレーションによる研究が精力的に行われてきたが、流体的アプローチでは、不連続面の内部構造の解明は不可能である。また、ボイジャーにより星間空間で予想以上に圧縮性の高い磁気乱流が観測されている。そのため、2つの不連続面を1つの系で再現し、太陽圏境界のダイナミックな振る舞いが、不連続面の内部構造や、近傍の星間空間に与える影響を研究した。

まず、Run1として進行方向と外部磁場のなす角を垂直にして計算した。この計算によって、今回のPIC計算によって複数の不連続面が1つの系に再現される事を確認した。また、無衝突衝撃波の特徴の1つであるリフォーメーションが起こっていた。Run1においては、 $B_x=0$ であるため、太陽風プラズマと星間媒質が混ざることなく運動を続け、太陽圏界面もはっきりと判別する事ができた。また、磁場と密度の比較により、Run1では速進波が支配的であると分かった。

次に、外部磁場の角度を $\theta_{B,ISM} = 87.5^\circ, 85^\circ, 82.5^\circ, 80^\circ$ とし、Run2, Run3, Run4, Run5として計算を行った。 $\theta_{B,ISM}$ が小さくなるにつれ B_x が大きくなるため、太陽圏界面を超えて、星間空間に侵入する粒子がふえた。これにより、太陽圏界面の遷移層スケールが大きくなった。Run4, Run5では、 B_x が大きく、反射イオンが衝撃波面から離れていった。また、終端衝撃波の下流にRun1では見られなかった大振幅の波が発生しており、不安定性解析により、この波はミラーモードであると分かった。このような大振幅の波は星間空間には伝達していなかった。Zank (2017) [4]に基づいて、太陽圏界面を超え、星間空間に伝達できるのは、速進波のみであり、遅進波は太陽圏界面に反射され、太陽圏に残るということを確認した。

このような、2つの圧縮波のうち、速進波は、終端衝撃波のリフォーメーションによって発生すると考えられる。終端衝撃波下流のイオンに強い圧力非等方が生じており、これによって理論的に発生する不安定波の波長と、計算で見られる波の波長、終端衝撃波下流にある反射イオンのラーマー半径がほぼ一致していたことから、磁場と密度が逆位相の波は、終端衝撃波によって加速され、圧力非等方になった粒子によって引き起こされているミラーモードであることが分かった。Burlaga (2017) [1]のボイジャーが実際に観測した星間空間における圧縮性の高い磁気乱流は、終端衝撃波によって発生した圧縮波のうち、速進波のみが太陽圏界面を超えて伝達したものであると考えられる。

このように、太陽圏の境界構造は、外部磁場の角度に大変依存しており、また終端衝撃波によって引き起こされる波は太陽圏界面や、周囲の星間空間の構造に大きな影響を与えていることが分かった。

長期的課題としては、まずPUI (pickup-ion) や、境界条件に太陽の周期運動を取り入れることで、より実際の宇宙環境に近い設定の下でPUI計算を行い、それらが不連続面や、電磁場に与える影響を調べることが挙げられる。また、機械的な制約があるが、より大きな領域、長い時間で計算することで、今回発生した様々な波の成長過程を追うことや、2次元、3次元と次元を増やすことで、より現実に近い計算をすることも挙げられる。

謝辞

本研究を遂行するに当たり、多くのことを指導していただき、かつ多大な労力を費やしてくださった羽田教授、松清准教授に深く感謝いたします。就職活動において多大な労力を費やしてくださった松永教授に深く感謝いたします。また、羽田研究室の皆様や鷺見先生には、多くのアドバイスをしていただきありがとうございました。そして、これまで経済面、精神面を支えていただいた家族のみなさま、ありがとうございました。

参考文献

- [1]L.F.Burlaga, VFlorinski, and N.F.Ness : IN SITU OBSERBATIONS OF MAGNETIC TURBULENCE IN THE LOCAL INTERSTELLAR MEDIUM,2015
- [2]松清修一：無衝突衝撃波とプラズマの局所相互作用：波動，多スケール物理，粒子加速・加熱 (J.plasma Fusion Res. Vol92,No2(.2016)87-92)
- [3] Donald A.Gurnett and Amitava Bhattacharjee: Introduction to Plasma Physics With Space and Laboratory Applications,2005
- [4]G. P. Zank,et al.: The Origin of Compressible Magnetic Turbulence in the Very Local Interstellar Medium,2017