

博士論文

低周波波動を印加した磁場反転配位  
プラズマに関するシミュレーション研究

浦野貴弘

群馬大学大学院理工学府  
電子情報・数理領域

# 目次

第1章 序論.....	1
第1節 磁場反転配位プラズマ.....	1
第2節 FRC に対する加熱研究.....	4
第3節 研究目的.....	7
第4節 本論文の構成.....	8
参考文献 1.....	9
第2章 シミュレーションモデル.....	11
第1節 計算パラメータ.....	11
第2節 平衡状態.....	12
第3節 3次元デカルト座標系へ変換.....	17
第4節 基礎方程式系.....	18
第5節 波動印加モデル.....	25
第6節 イオンの速度分布とエネルギー計算モデル.....	30
参考文献 2.....	31
第3章 波動伝播シミュレーション.....	32
第1節 アンテナ配置位置.....	32
第2節 トロイダル磁場とイオン密度.....	34
第3節 軸方向伝播速度.....	38
第4節 イオン密度変化.....	41
第5節 軸方向流速.....	43
第6節 径方向分布.....	45
第7節 トロイダル流速.....	49
第8節 径方向流速.....	52
第9節 波動伝播シミュレーション結果まとめと解析すべき内容.....	54
第10節 トロイダル磁場発生メカニズム.....	55

第 11 節 高密度領域の移動速度 .....	57
第 12 節 波動のカットオフ .....	62
第 13 節 まとめ .....	69
参考文献 3 .....	71
第 4 章 プラズマ応答と加熱効果解析 .....	72
第 1 節 アンテナモデル .....	72
第 2 節 イオン密度と磁束関数の変化 .....	76
第 3 節 波動印加直後に発生するプラズマ応答 .....	83
第 4 節 イオン温度と電子温度 .....	87
第 5 節 イオン温度の非等方性 .....	93
第 6 節 電子温度変化メカニズム .....	97
第 7 節 イオン加熱メカニズム .....	104
第 8 節 まとめ .....	112
参考文献 4 .....	114
第 5 章 総括 .....	115
謝辞 .....	117

# 第 1 章 序論

本章では、第 1 節において、研究対象である磁場反転配位プラズマについての特徴や問題点、近年の実験研究について述べる。第 2 節は、磁場反転配位プラズマにおける加熱研究について述べられる。第 3 節と第 4 節は、本研究の目的と本論文の構成について述べられる。

## 第 1 節 磁場反転配位プラズマ

磁場反転配位プラズマ(Field-Reversed Configuration:FRC)[1, 2] は、磁気閉じ込め方式の核融合炉の一つである。FRC は円筒状の装置であり、その磁場配位は Fig. 1 に示される。Figure 1 に示すように FRC は閉じた磁場領域と開いた磁場領域を有している。その閉じた磁場領域と開いた磁場領域の境目はセパトリクスと呼ばれている。この閉じた磁場領域にプラズマは閉じ込められる。FRC のプラズマ電流はトロイダル電流( $\theta$  方向)のみであり、その電流を担っているものは電子の反磁性電流である。そのため、FRC にはトロイダル磁場( $B_\theta$ ) は存在しないか他の 2 成分と比較して無視できるほど小さい。FRC の特徴として磁気中性点である、o-point (field-null circle), x-point を有していることやプラズマの閉じ込め効率の指標となる式(1-1)で示されるベータ値が高い( $\beta \sim 1$ ) ということがある。ベータ値が高いということは同じプラズマ圧を考えた場合、外部磁気圧が小さくて済むことになり、外部コイルに流す電流が少なくよく、経済的によいことになる。その他の特徴として、装置内部に構造物がないため、装置のメンテナンスが容易ということがあげられ、外部磁気圧差によって装置軸方向( $z$  方向)への移送が可能である。これらの利点から次世代の核融合炉として注目されている。

$$\beta = \frac{\text{プラズマ圧}}{\text{外部磁気圧}} \quad (1-1)$$

上記のような特徴がある一方で欠点として、配位維持時間が非常に短いことがあげられる。FRC の一般的な生成方法である FRTP 法[3] で生成された FRC は数十 $\mu\text{s}$ ~数百 $\mu\text{s}$  の配位維持時間である。FRC の配位維持時間が短い原因として回転による崩壊があげられる。FRC は生成直後からトロイダル方向( $\theta$  方向)への回転が起こる。そ

の回転によるトロイダルモード数  $n = 2$  の不安定性によって崩壊する. その回転の起源については大きく3つ提唱されている[4-6]が最も支配的な原因は解明されていない. 配位崩壊の原因究明とその改善が課題となっている.

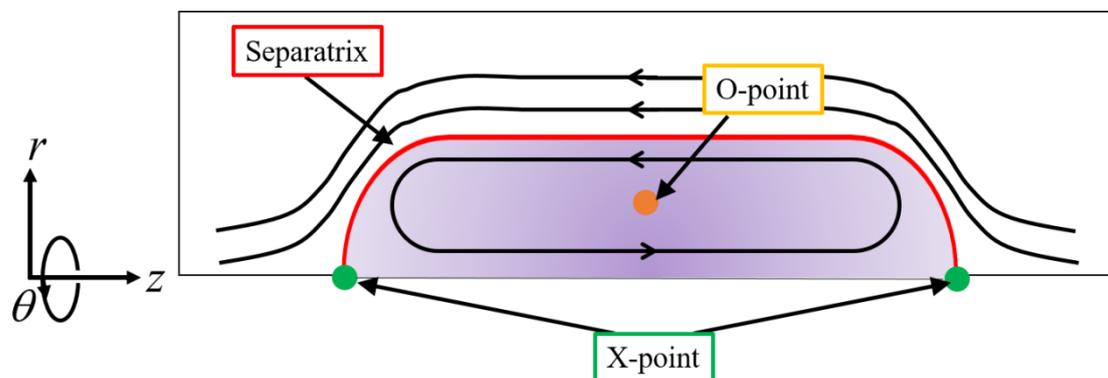


Fig. 1-1 FRC の磁力線構造

上述したように FRC の問題点として配位維持時間が短いことがあげられる. 次に, 近年の FRC 研究において配位維持時間の大幅な伸長に成功した実験結果について述べる. 以下では TAE Technologies 社の C-2 装置の発展について述べる. C-2 装置では装置両端において FRTP 法[3]によって生成した 2 つの FRC を装置中央へ移送し, それら 2 つの FRC を衝突合体させることで従来の FRC の寿命と比較して長い配位維持時間やプラズマ温度の上昇に成功した[7]. この実験での移送中の FRC の軸方向速度は約 250 km/s であり, 中央で 2 つの FRC が合体した際にその運動エネルギーの 60% 以上が熱エネルギーに変換されることが観測されている. 合体後の FRC のトータル温度は 0.5 keV 程度となっており, 合体前の 100 eV と比較して 5 倍になることが観測された[8]. また, 合体した FRC のイオン温度と電子温度の関係は  $T_i \sim 4.5 T_e$  となったことも示されている[8]. 先述の通り FRC は生成直後からトロイダル方向に回転し, その回転によって崩壊してしまう. その回転の抑制の一つとして四重極磁場による抑制[9]があるが M. Tuszewski 等は C-2 装置においてプラズマガンを入射することで, 回転を抑制したとの結果を示した[10, 11]. この実験では, プラズマガンを入射することによって径方向の電場を発生させ, その電場と FRC の軸方向磁場による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトを発生させる. このとき, そのドリフトの向きは FRC のトロイダル回転する向きとは逆になるような電場を発生させている. そのドリフトによってトロイダル回転による不安定性の抑制に成功している[10, 11]. また, プラズマガンによって安定化された FRC に対して, 中性粒子ビーム入射(Neutral Beam Injection : NBI) を行うことによって 4 ms までの配位維持時間の伸長にも成功した[10, 11]. H. Y. Guo 等は, NB 粒子は高エネル

ギーのため、separatrix の外側を動くことができ、separatrix 外の中性粒子と荷電交換してしまい NB 粒子のエネルギーが損失してしまうことが想定されることを述べている。そのため、NB 粒子と中性粒子との反応を抑えるために、separatrix 外の中性粒子密度を減らし、配位維持時間を 5 ms まで伸長した[12]。また、NIMROD コード[13] を用いて NBI による安定化についても検証しており、その結果は、イオン密度の 7%ほどの NB 粒子密度で安定化されることを示し、この結果は実験結果とよく一致したことについても述べている[12]。C-2 装置をさらにバージョンアップさせた装置として C-2U が存在する[14]。C-2U 装置の C-2 装置からの大きな改良点は NBI 装置であり、ビームエネルギーは 20 keV から 15 keV に減少したが、ビーム電流は 3 倍になったと示されている[14]。その結果、6 つのビームの合計ビーム出力は C-2 装置時の 2.5 倍である 10 MW 以上となったとされている[14]。この NBI の改良によって高速イオンが支配的な FRC での研究が可能になったとされている[14]。また、C-2U 装置での配位維持時間は 10 ms 以上となっており、NBI 装置等の周辺装置の電源が維持している間の配位維持に成功している[14]。C-2U をさらに改良した C-2W 装置での研究結果も H. Gota 等によって報告されている[15]。C-2W では NBI 装置等の周辺装置が向上し、また、生成時の電圧の増加、移送時の磁場の制御を最適化することで 2 つの FRC の相対速度を 1000 km/s まで上げることに成功した。移送される FRC の速度が上がったため、合体後の FRC のトータル温度は 1.5 keV になり、電子温度は 250 eV となった。C-2U の電子温度は 150 eV 程度であったことから 100 eV 程度上がったことを示している。

## 第 2 節 FRC に対する加熱研究

前節にて, FRC プラズマの特徴や問題点, 近年の性能向上実験について述べた. 本節では, FRC の性能が向上してきた中で今後, 核融合炉として機能させるために必要となってくる FRC における加熱研究について述べることにする. また, 過去に行われた FRC 研究について述べた後にまとめを述べることにする.

FRC で行われた加熱研究は大きく分けて下記の 3 つである.

1. 中性粒子ビーム入射加熱
2. 断熱加熱
3. 波動印加加熱

以下では, これら 3 つの加熱研究について述べるだけでなく, それぞれの外部入力から得られた加熱効果以外の結果についても述べる.

1 つ目の NBI 加熱について述べる. T. Asai 等は FIX 装置にて移送後の FRC に対して装置軸方向  $19.3^\circ$  傾けた位置から 14 keV, 23 A の NBI 実験を行った[16]. その結果は separatrix 体積の増加が確認され, NBI したことによる separatrix 体積の増加は装置のミラー磁場が強いほど大きくなることが示された. 加熱効果についても述べられており, トータル温度の増加がみられ, 実験開始 200  $\mu\text{s}$  でのトータル温度の増加分は 50 eV であることが示されている. 電子とビーム粒子とのエネルギー緩和時間からその時間は 170  $\mu\text{s}$  であることが示されており, イオンとビーム粒子とのエネルギー緩和時間は 4.2 ms であることから電子加熱が行ったことを述べている. また, トータル温度の増加分はビーム電流を  $I_b$  として  $0.08 I_b^2$  で近似できることも示している. M. Inomoto 等も FIX 装置を用いて FRC への NBI 実験を行った[17]. その NBI 実験結果は, NBI によって, 電子温度の増加がみられたことを示した. また, 電子温度の径方向分布を観測した結果も示されており, その結果は, 時間経過に伴って o-point で小さくなるくぼんだ形状になることを示している. 実験装置に合わせた NB 粒子軌道計算も行われ, その結果は NB パワーの 50% が separatrix 内の電子に吸収されたことを示している.

2 つ目の断熱加熱について述べる. D. J. Rej 等によって行われた圧縮実験では, 移送後の FRC に対して, 55  $\mu\text{s}$  で 1.8 T まで増加する圧縮磁場を印加した[18]. 圧縮実験の結果はプラズマのトータル温度が 4 倍になることを示している. また, 圧縮磁場

の変化と温度増加の変化は断熱スケーリング[19]と一致したことを示している。また、K. Kitano 等は、圧縮磁場によって FRC の形状変化を行う実験を行った[20]。その実験では移送後の FRC に対して軸方向に  $10 \mu\text{s}$  毎に圧縮磁場(最大値  $0.07 \text{ T}$ ) を印加し、FRC の軸方向圧縮を試みている。その結果、軸方向の圧縮がみられ、アスペクト比 (separatrix 長/separatrix 半径) は  $12.6$  から  $4.1$  まで変化し、separatrix 半径は圧縮しない場合と比べて  $56\%$  増加したとの結果を得ている。圧縮磁場によって FRC の形状変化できることを示している。実験だけではなくシミュレーションも行われている。T. Kanki 等は 2 次元の MHD (MagnetoHydroDynamic) モデルを用いた FRC の軸方向圧縮シミュレーションを行った[21]。そのシミュレーションでは、直径  $0.66 \text{ m}$  の圧縮用コイルを FRC の左側に配置し、最大  $0.05 \text{ T}$ ,  $0.1 \text{ T}$  となる圧縮磁場を印加している。その結果、separatrix 半径の増加、separatrix 長の減少、平均ベータ値の増加がみられ、圧縮磁場によって FRC の形状変化や径方向分布をコントロールできることを示している。X. Zhao 等は、一次元の MHD モデルを用いて、圧縮磁場による核融合生成物である  $\alpha$  粒子による FRC の自己加熱効果について研究した[22]。このシミュレーションでは、 $620 \text{ T}$  の圧縮磁場を印加することにより o-point 付近において  $\alpha$  粒子による加熱が発生することを述べている。J. Slough 等は、生成した 2 つの FRC を装置半径が小さく、強磁場の領域への移送、合体によって急激に温度を上げ核融合反応を起こすことを考えている[23]。示されている MHD シミュレーションモデルでは、生成時の装置半径は  $0.4 \text{ m}$  であるのに対して合体領域での装置半径は  $0.1 \text{ m}$  となっており、合体領域での圧縮磁場は  $10 \text{ T}$  である。シミュレーション結果は  $10 \text{ keV}$  まで温度上昇したことを示している。

3 つ目の波動印加加熱について述べる。通常のプラズマではサイクロトロン共鳴による加熱効果が期待されるが、FRC の場合は磁場の不均一性が非常に大きく、共鳴領域が限定的であるため、効果がないと考えられる。しかし、大阪大学の FIX 装置では行われた FRC に対する波動印加実験では加熱効果がみられている[24-26]。以下ではその波動印加実験による加熱効果や波動の伝播について述べる。K. Yamanaka 等は半径  $0.33 \text{ m}$  のループアンテナを  $z = -1.2 \text{ m}$ ,  $-0.6 \text{ m}$  の位置に 2 つ配置し、波動励起実験を行った[24, 25]。波動印加の結果、FRC 中において通常存在しないトロイダル磁場  $B_\theta$  の発生が観測され、そのトロイダル磁場の伝播速度を求めている。トロイダル磁場の軸方向伝播速度の径方向分布は separatrix 外ではシアアルフベン波に近く、separatrix 内部に近づくとイオン音波程度で伝わることを示している。また、加熱効果についても観測され、プラズマ温度  $20 \text{ eV}$  程度上昇したことが示されている。その加熱効果はイオンが主となっていることも観測されている。S. Okada 等は K. Yamanaka

等が使用したアンテナよりも小型の 70 x 250 mm の長方形アンテナを使用し、波動励起実験を行った[26]. その結果も separatrix 外ではシアアルフベン速度で伝播し、内部ではイオン音波程度で伝わることを示している. また, S. Okada 等は, アンテナによって励起された波は径方向に存在する共鳴点付近でシアアルフベン波から kinetic アルフベン波に変化すること, さらにプラズマ内部に伝播すると圧縮波に変化し, プラズマ内部に深く伝播できることを示唆している[27]. M. Inomoto 等はアンテナによって励起されたトロイダル磁場と軸方向磁場の径方向分布を観測している[28]. その時, アンテナの向きを変更することで印加した波の波数を変更している. その結果, 波数によって, 励起された磁場の減衰量が増加することを示している. 実験中で大きい波数の波は separatrix 内部で, 急激に減衰することを示し, 一方で, 小さい波数の波は小さい波数の波と比較して減衰しないことを示している. そのため, 適切な波数を選択することで波の減衰位置をコントロールできることを示唆している. 理論的な波動の研究として, N. Iwasawa 等は一次元の MHD モデルを用いて, FIX 装置における固有モードについて解析し, FIX 装置においてイオン加熱が起こった要因について述べている[29]. FIX 装置における代表的なイオン-イオン間のクーロン衝突時間はイオンのトランジットタイムの 3 倍ほど長い. そのため, クーロン衝突する前にイオンはトランジットタイム磁気減衰によって加速される. 結果として, イオンはトランジットタイム磁気減衰によって加速された後, クーロン衝突によって加熱されると示している. 一方で, J. Egedal 等は, 磁気ポンプによる加熱が起こることについて述べている[30]. FRC 中のイオン運動は通常のサイクロトロン運動の他に弱磁場領域における 8 の字を描く運動が存在する. イオンの運動はこれら 2 つの軌道を遷移することがあり, 非断熱的になることを示している. そのイオンの運動に含まれるピッチ角混合は磁気ポンプによる加熱に有益であると述べている. 通常のクーロン衝突による磁気ポンプ加熱より, この FRC 特有のピッチ角混合による加熱効果は大きいことが示唆されている.

上述したように FRC における加熱研究は過去に行われている. ここで, この節で述べた内容をまとめる. 最初に述べた NBI 加熱は, 従来の FRC ではビーム粒子との温度緩和時間の短さから FRC 中のイオンよりも FRC 中の電子のほうが加熱されやすいことが示された[16, 17]. イオンに関しては FRC の配位維持時間よりもビーム粒子と FRC イオンの緩和時間の方が長いため, 効果は薄いことが述べられている. 第 1 節に記述した C-2 装置で NBI によるイオン加熱が起こり始めるのではないかと考えられる. 2 つ目に述べた圧縮加熱は, 圧縮磁場印加によって急激に FRC を加熱することに非常に効果的であることが示されている[18, 22, 23]. 特に, J. Slough 等が考えている方法[23]は非常に興味深い内容である. 最後に述べた波動加熱は加熱効果の大部分がイ

オンになることが示された[24, 25]. その機構に関して, トランジットタイム磁気減衰による加熱[29]や FRC 特有の磁場構造による断熱不変性の破れからくる磁気ポンプの可能性[30]について述べられている. 波動印加加熱効果についてはイオンの粒子効果を考慮したシミュレーション研究が必要ということが考えられる.

### 第3節 研究目的

第2節で述べたように FRC の加熱に関する研究は実験やシミュレーションで行われている. シミュレーションに注目すると, MHD シミュレーションが多く存在していることがわかる. 一方で加熱検証について FRC 中のイオンの粒子効果を用いたシミュレーションは少ない. 第1節でも述べたように FRC には磁気中性点が存在するため, イオンの粒子効果を見逃すことができない. J. M. Finn 等が示しているように FRC には通常考えられる磁場に巻き付くような小さい回旋半径のものだけでなく, 8 の字を描く軌道や, separatrix 半径を回旋半径に持つようなイオンも存在する[31]. そのようなイオンの効果を考慮するにはイオンは粒子として取り扱われる必要がある. E. V. Belova 等はプラズマ中のイオンを粒子, 電子を流体とみなすハイブリッドシミュレーションモデルを用いて, FRC の粒子効果による安定性について述べている[32]. その結果, 粒子効果が大きいほうが安定化することを述べている. そのため, 本研究でも E. V. Belova 等が用いたモデルと同様にハイブリッドシミュレーションモデルを採用する. 本研究で注目する加熱方法は波動加熱である. 波動加熱の効果はイオン加熱のみが観測され, 電子加熱が観測されていない. つまり FRC 中のイオンの粒子効果によって加熱が起こっているのではないかと考えられる. 先述したように加熱メカニズムとして示唆されている理論[29, 30]はイオンと励起された波との相互効果とイオンの軌道変化による影響が示されている. そのため, 波動印加研究においてイオンを粒子として取り扱うことが重要である. 上述のことから, 本研究の目的は波動印加による諸現象について解析することである. 特に解析すべきは下記の2点である.

1. 励起される波の伝播
2. 励起された波による加熱効果

また, 本研究では通常想定される揺動的な波動を印加するのではなく FRC の形状を変化させるような波動を印加することにより, 圧縮膨張による FRC の形状変化についても検証する.

## 第4節 本論文の構成

本論文は5章で構成されている。

第1章は序論としてFRCプラズマの概要と加熱に関する先行研究, 本研究の目的について記述された。

第2章では本研究において使用したシミュレーションモデルについて述べる。

第3章は波動伝播シミュレーション結果について示され, ここではFRC中に励起された波の伝播速度やプラズマの挙動について述べられる。

第4章では波動印加によるプラズマの形状変化, 加熱効果とそのメカニズムについて述べられる。

第5章は本論文のまとめである。

## 参考文献 1

- [1] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).
- [2] L. C. Steinhauer, Phys. Plasmas **18**, 070501 (2011).
- [3] L. Hoffman *et al.*, Fusion Technol **9**, 48 (1986).
- [4] D. S. Harned *et al.*, Nucl. Fusion **24**, 201, (1984).
- [5] L. C. Steinhauer, Phys. Plasmas **9**, 3851 (2002).
- [6] T. Takahashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, 008 (2007).
- [7] M. W. Binderbauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 045003 (2010).
- [8] H. Y. Guo *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 056110 (2011).
- [9] S. Ohi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1042 (1983).
- [10] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 255008 (2012).
- [11] M. Tuszewski *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056108 (2012).
- [12] H. Guo *et al.*, Nat. Commun. **6**, 6897 (2015).
- [13] C.R. Sovinec *et al.*, J. Comp. Phys. **195**, 355, (2004).
- [14] M. W. Binderbauer *et al.*, AIP Conference Proceedings **1721**, 030003 (2016).
- [15] H. Gota *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 112009 (2019).
- [16] T. Asai *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **77**, 1230, (2001).
- [17] M. Inomoto *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 035013 (2008).
- [18] D. J. Rej *et al.*, Phys. Fluids B. **4**, 1909 (1992).
- [19] R. L. Spencer *et al.*, Phys. Fluids **26**, 1564 (1983).
- [20] K. Kitano *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 3630 (2001).
- [21] T. Kanki *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 4672 (1999).
- [22] X. Zhao *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 075015 (2019).
- [23] K. Yamanaka *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2755 (2000).
- [24] 山仲浩二. 磁場反転配位プラズマの波動励起法と加熱に関する研究.  
大阪大学, 2000, 博士論文.
- [25] S. Okada *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1140 (2003).
- [26] S. Okada *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 677, (2007).
- [27] M. Inomoto *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 102513 (2007).
- [28] N. Iwasawa *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 615 (2004).
- [29] J. Egedal *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 072510 (2018).

[30]. J. M. Finn *et al.*, Nucl. Fusion **22**, 1443 (1982).

[31]. E. V. Belova *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 2523 (2004).

## 第2章 シミュレーションモデル

本章では、本研究で用いたシミュレーションモデルについて述べる。

### 第1節 計算パラメータ

本研究では Table 2-1 に示す値を用いて行う。

Table 2-1. 計算パラメータ

装置半径 $r_w$	0.5	[m]
半装置長 $z_m$	1.0	[m]
外部磁場 $B_{ex}$	0.1	[T]
イオン温度 $T_i$	50	[eV]
電子温度 $T_e$	25	[eV]

計算体系については FRC プラズマが円筒状の装置であることを考慮すると、円筒座標系で行うことが想定される。しかし、円筒座標系は  $1/r$  の効果によって装置軸上( $r = 0$  m)でノイズが発生しやすい。そのため、本研究ではデカルト座標系を採用し、装置軸上で発生が予想されるノイズを避けることとした。計算領域は Fig. 2-1-1 に示され、空間格子間隔は $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = (2r_w/65, 2r_w/65, 2z_m/65)$  と設定した。

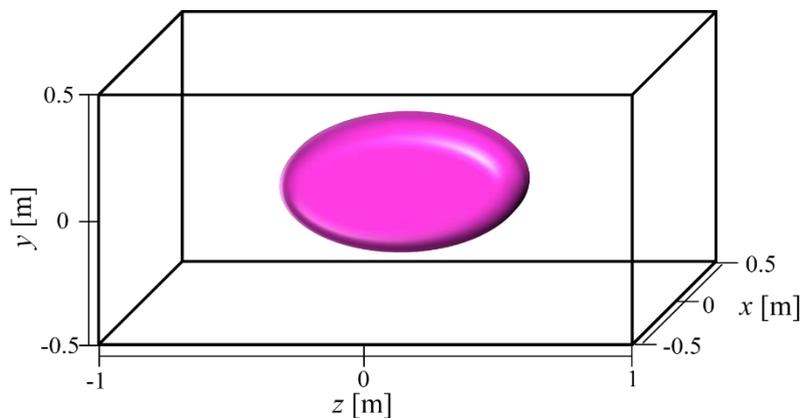


Fig. 2-1-1 計算領域

中央の紫色の楕円は想定される FRC の separatrix 形状である。

## 第2節 平衡状態

本シミュレーションでは FRC の平衡状態からスタートする. シミュレーション自体は 3 次元のデカルト座標系で行われるが, 平衡計算時は軸対称性を仮定した円筒座標系で行われる. シミュレーション開始時に, その結果を 3 次元デカルト座標系へ変換する. そのため, 今節では円筒座標系で議論を行う.

プラズマの平衡状態は Grad-Shafranov 方程式を用いて求められる. FRC はトロイダル電流(円筒座標系における  $\theta$  方向の電流)のみで形成されているため, FRC における Grad-Shafranov 方程式は式(2-1) で与えられる.

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -r^2 \mu_0 \frac{dp}{d\psi}. \quad (2-1)$$

ここで,  $\psi$  は磁束関数,  $\mu_0$  は真空透磁率,  $p$  は圧力関数である. 式(2-1)を解くためには, 任意の圧力関数と境界条件が必要である. 圧力関数は, T. Takahashi 等が行った方法[1] より,

$$p(\psi) = \begin{cases} p_s + \frac{\psi}{\psi_w} p_s \ln \left( \frac{p_w}{p_s} \right) + \frac{p_s}{2\psi_w^2} \left[ \ln \left( \frac{p_w}{p_s} \right) \right]^2 \psi^2 + c_1 \psi^3 & \psi \geq 0 \\ p_s \left( \frac{p_w}{p_s} \right)^{\frac{\psi}{\psi_w}} & \psi < 0 \end{cases}, \quad (2-2)$$

$$\frac{dp(\psi)}{d\psi} = \begin{cases} \frac{p_s}{\psi_w} \ln \left( \frac{p_w}{p_s} \right) + \frac{p_s}{\psi_w^2} \left[ \ln \left( \frac{p_w}{p_s} \right) \right]^2 \psi + 3c_1 \psi^2 & \psi \geq 0 \\ \frac{p_s}{\psi_w} \left( \frac{p_w}{p_s} \right)^{\frac{\psi}{\psi_w}} \ln \left( \frac{p_w}{p_s} \right) & \psi < 0 \end{cases}, \quad (2-3)$$

とした. ここで,  $p_s$  はセパトトリクスでの圧力,  $p_w$  は装置壁での圧力,  $\psi_w$  は装置壁で

の磁束関数,  $c_1$  は任意のパラメータである. これらは計算の際に任意に与える. また, 本研究では, セパトリティクス内部を  $\psi \geq 0$  と定義する.

計算の際に Grad-Shafranov 方程式や圧力関数は下記のパラメータを用いて規格化し, 規格化した方程式に後述する境界条件とパラメータより計算される.

$$\bar{\psi} = \frac{\psi}{|\psi_w|}, \quad (2-4)$$

$$\bar{r} = \frac{r}{r_w}, \quad (2-5)$$

$$\bar{z} = \frac{z}{z_m} = \frac{z}{E_0 r_w}, \quad (2-6)$$

$$E_0 = \frac{z_m}{r_w}, \quad (2-7)$$

$$\bar{p} = \frac{p}{\frac{|\psi_w|^2}{2\mu_0 r_w^4}}. \quad (2-8)$$

その結果, 規格化した Grad-Shafranov 方程式は,

$$\bar{r} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{E_0^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \bar{z}^2} = -\frac{1}{2} \bar{r}^2 \frac{d\bar{p}}{d\bar{\psi}}, \quad (2-9)$$

となる.

境界条件は, Fig. 2-2-1 に示す通り装置軸上で磁束関数が 0, 装置端( $z = z_m$ ) での  $z$  微分が 0 となるように設定し, 装置壁においては, Fig. 2-2-2 に示すシグモイド関数でおいた. また, 式(2-9) の空間差分には 2 次精度の中央差分を用いた. また, Grad-Shafranov 方程式を解く際には収束計算が必要になる. その計算手法はヤコビ法[2]を用いた. 今回, Grad-Shafranov 方程式を解く際に設定したパラメータは Table 2-2 に示される値である. この値は規格化値である.

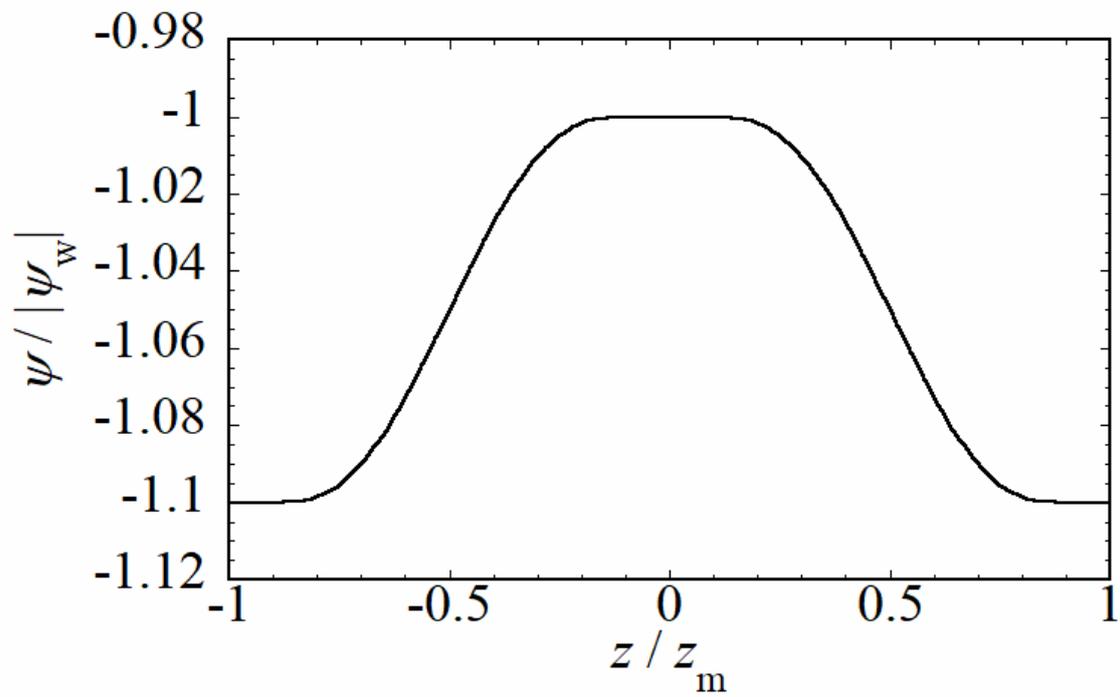


Fig. 2-2-1 装置壁における磁束関数

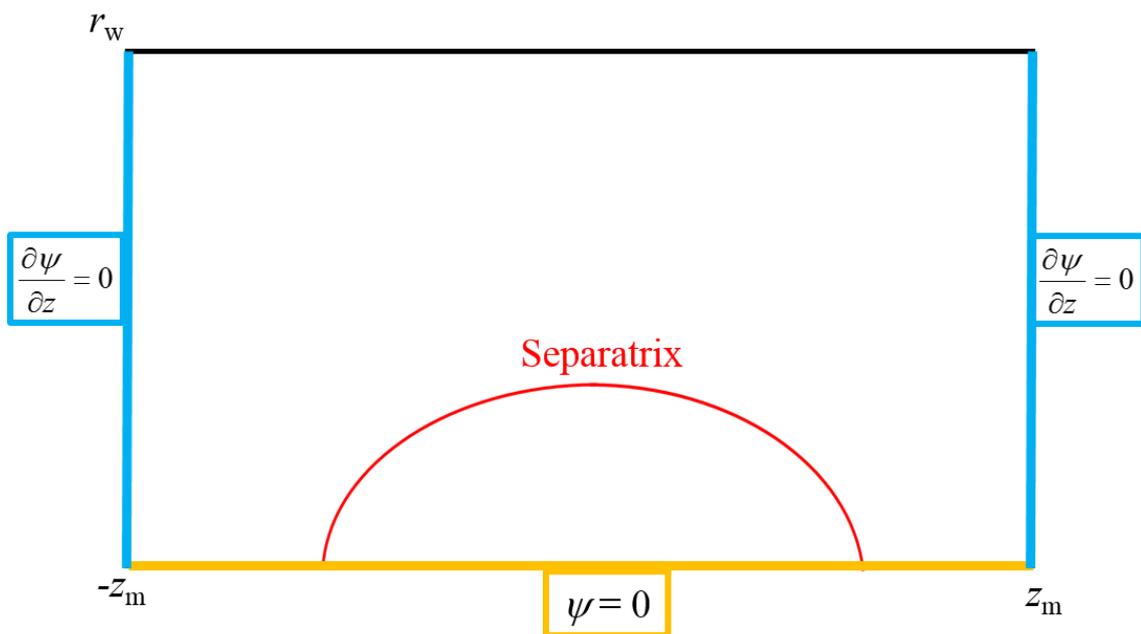


Fig. 2-2-2 平衡計算時の境界条件

Table 2-2. 設定したパラメータ.

$p_s$	5.17
$p_w$	$1.0 \times 10^{-7}$
$\psi_w$	-1.0
$c_1$	$-1.5 \times 10^5$

上記のように設定した結果, Fig. 2-2-3 に示す磁束関数が得られた. Figure 2-2-3 では separatrix 内部のみ表示している. 得られた平衡結果より, separatrix 半径  $r_s$  は 0.16 m, field-null までの距離  $r_{\text{null}}$  は 0.11 m, separatrix 長  $l_s$  は 1.14 m である.

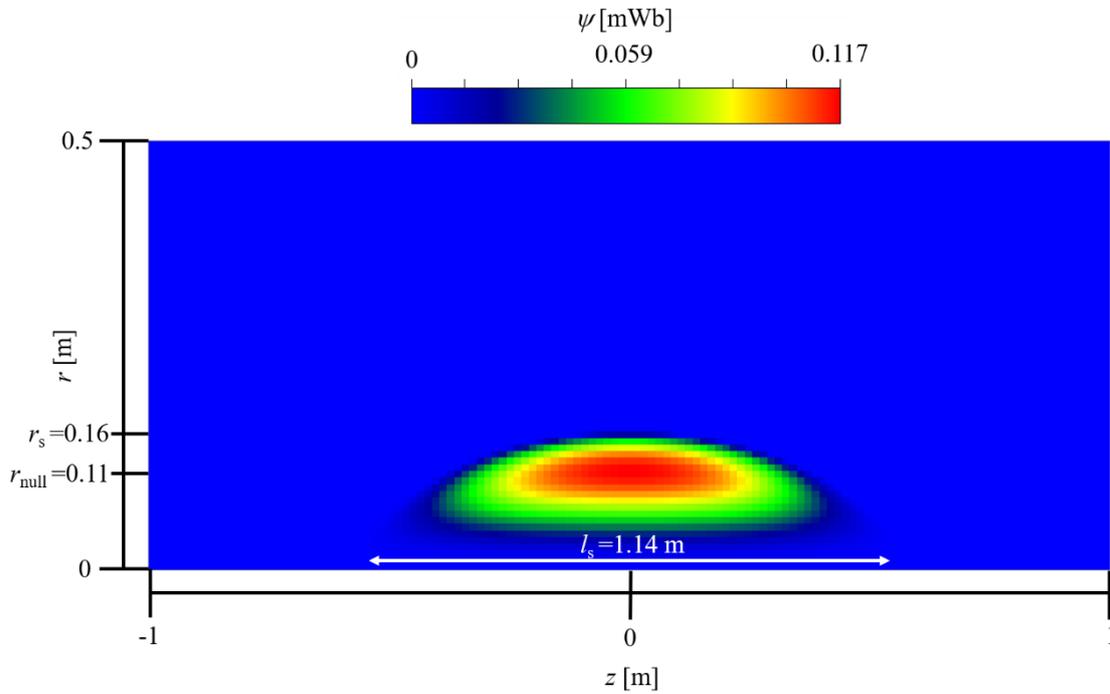


Fig. 2-2-3 平衡計算結果(磁束関数)

この得られた磁束関数から磁場は求められる. FRC プラズマのトロイダル磁場は存在しないか他成分に比べて無視できる程度であるため, 磁場の  $r, z$  成分のみ求める. それらは,

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (2-10)$$

$$B_\theta = 0, \quad (2-11)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (2-12)$$

より求められる. 中央面における磁場の  $z$  成分と平衡計算から求められたプラズマ圧力の径方向分布は Fig. 2-2-4 に示される.

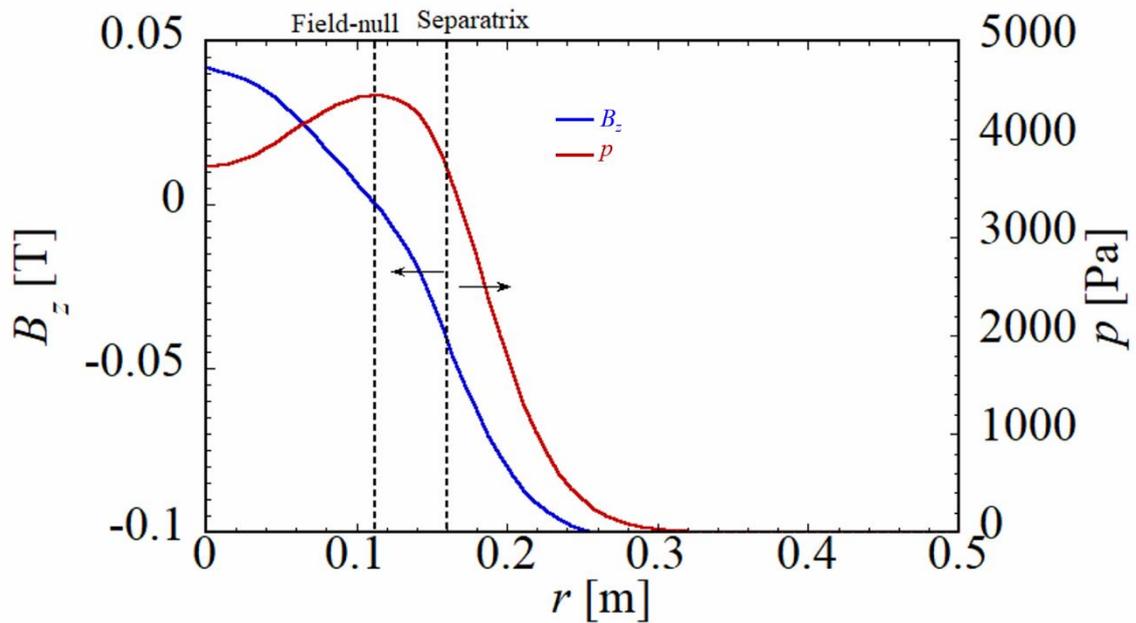


Fig. 2-2-4 中央面におけるプラズマ圧力と磁場の  $z$  成分の径方向分布

平衡状態におけるイオン温度と電子温度は, separatrix 内ではそれぞれ  $T_i$ ,  $T_e$  で一定値であり, separatrix 外では指数関数で減少するものと設定した. 上記の圧力と温度分布から初期密度は準中性条件  $n_i = n_e = n$  を仮定して,

$$n = \frac{p}{T_i + T_e}, \quad (2-13)$$

より求められる.

### 第3節 3次元デカルト座標系へ変換

本シミュレーションは3次元デカルト座標で行われるため、第2節にて述べた2次元円筒座標系で求めた平衡計算結果を座標変換する必要がある。3次元変換する物理量は、密度、温度、磁場である。その際に、Fig. 2-3-1 に示すように  $x$ - $y$  平面上において  $r = \sqrt{x^2 + y^2} > r_w$  となってしまう、情報のない領域がでてきてしまう。本計算ではこの領域も通常のプラズマの計算として取り扱うこととする。その領域での密度と温度に関しては装置壁での値を用いて指数関数で減少するようにした。磁場については  $B_z$  は装置壁付近では径方向にほぼ一定であるため、壁での値で設定した。  $B_r$  に関しては  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を満たすように設定した。その計算式は下記に示される。

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (2-14)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) = -\frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad (2-15)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (rB_r) = -r \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad (2-16)$$

$$B_r = -\frac{1}{r} \int r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr, \quad (2-17)$$

このようにして求められた  $B_r$  を  $B_x, B_y$  に変換した。

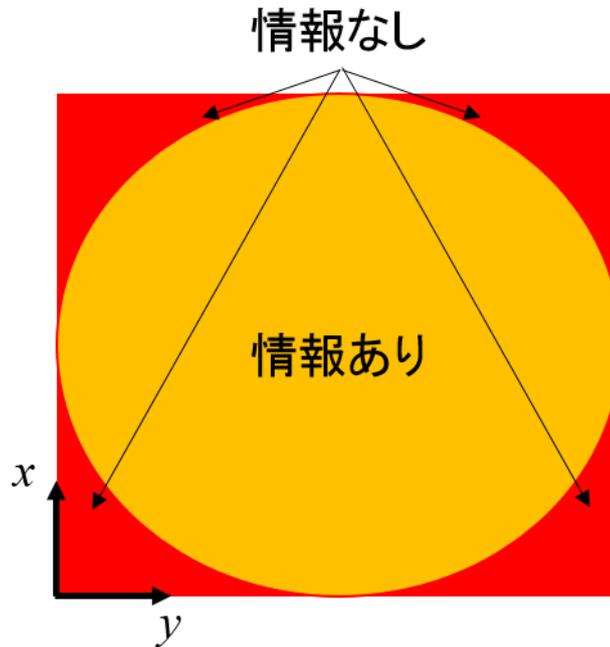


Fig. 2-3-1 円筒座表系からデカルト座標系への変換時の情報の有無

#### 第4節 基礎方程式系

本シミュレーションではプラズマ中のイオンを粒子，電子を流体として取り扱うシミュレーションモデル[3]を採用した. このモデルはイオンの粒子効果をシミュレーションに反映できるため FRC シミュレーションでは多く行われている[3-7]. シミュレーションは PIC(Particle-in-cell)法[8]を用いて行われる. PIC 法[8]は電磁場を空間格子点上に定義し，プラズマ中の粒子はセル内を自由に動き回り，その粒子に対して線形補間等を用いて格子点上の情報を与え，格子点に粒子情報を振り分ける方法である. 使用する方程式系は下記に示される.

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e}, \quad (2-18)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2-19)$$

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} = -\gamma p_e (\nabla \cdot \mathbf{u}_e) - \mathbf{u}_e \cdot \nabla p_e + (\gamma - 1) \mathbf{R}_{ei} \cdot \frac{\mathbf{j}}{en_e} - (\gamma - 1) Q_i, \quad (2-20)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (2-21)$$

$$\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_i - \frac{\mathbf{j}}{en_e}, \quad (2-22)$$

$\mathbf{E}$  は電場,  $\mathbf{u}_e$  は電子流速,  $\mathbf{B}$  は磁場,  $p_e$  は電子圧力,  $e$  は電気素量,  $n_e$  は電子密度,  $\mathbf{R}_{ei}$  は衝突項で電子とイオンの衝突を表し,  $t$  は時間,  $\gamma$  は比熱比で 5/3,  $\mathbf{j}$  は電流密度,  $\mu_0$  は真空の透磁率,  $Q_i$  は熱生成項,  $\mathbf{u}_i$  はイオン流速である.

粒子として扱うイオンの動きは運動方程式を解くことで求める.

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (2-23)$$

$m_i$  はイオン質量(重水素),  $\mathbf{v}_i$  はイオン速度,  $q$  は電荷量である. イオン軌道計算時, 粒子位置における電磁場等の物理量を求める必要があり, それら物理量は格子点上に定義されている. そのため, 線形補間を使用し, 個々の粒子位置における物理量を求めた. 式(2-19), (2-20), (2-23) の時間積分はルンゲクッタ法[2]を用いて行った. 空間微分は 4 次精度の中央差分を用いた. 準中性を想定したため,  $n_e = n_i$  となる. この時, 式(2-18), (2-20), (2-22) に  $1/n_e$  の項があり, 低密度の領域では発散してしまうことが想定される. その対策として, 計算領域全体に最大密度の 10% の冷たい粒子が背景粒子として存在するもの想定し, 計算で求めた密度に足しこむことで発散を防ぐこととした. イオンの軌道計算結果であるイオン密度, イオン流速, 衝突項, 熱生成項は線形補間を用いて格子点に振り分けられる. また, 本シミュレーションモデルでは, 粒子を扱うため, 粒子情報を格子点に振り分けた際に高周波のノイズが発生してしまう. そのノイズを除去するために平滑化を実行する. 平滑化は参考文献[8]に記載されている方法を参考に, 三次元的に行われる. その時の各格子点での重みと計算式は Fig. 2-4-1, 式(2-24)に示される.

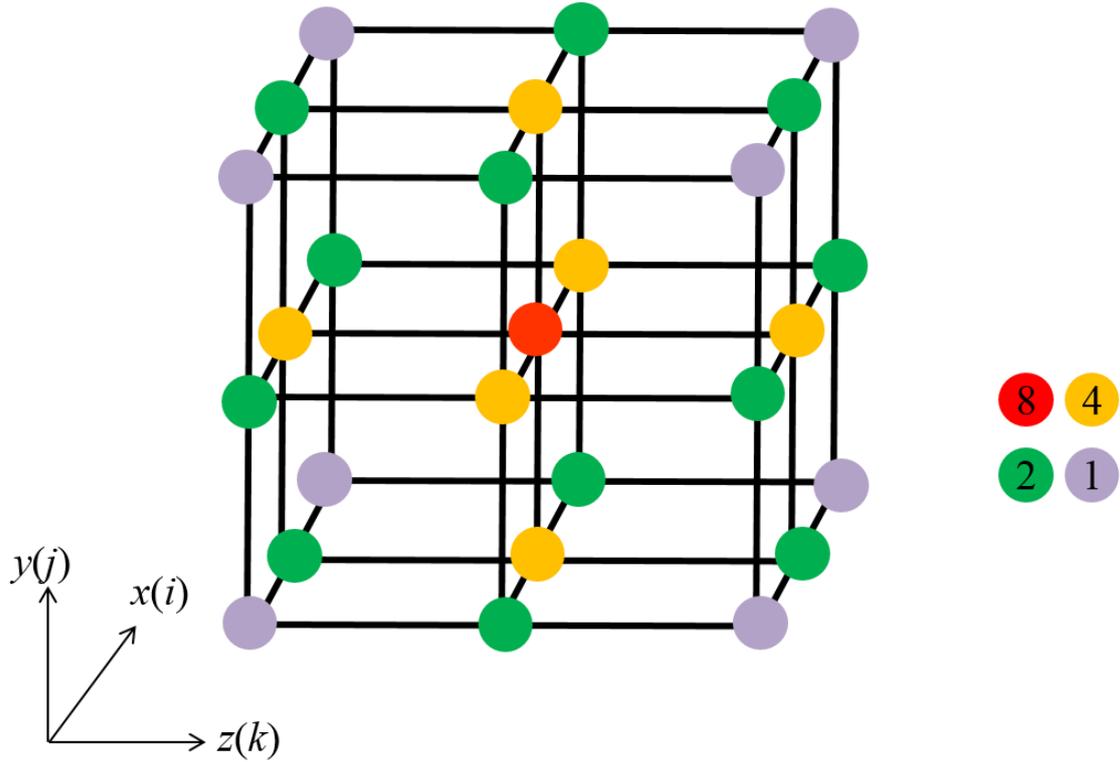


Fig. 2-4-1 平滑化時の各格子点の重み

$$f_{i,j,k}^{new} = \frac{1}{64} \left( \begin{array}{l} f_{i+1,j-1,k+1} + 2f_{i+1,j,k+1} + f_{i+1,j+1,k+1} + 2f_{i+1,j-1,k} + 4f_{i+1,j,k} + 2f_{i+1,j+1,k} \\ + f_{i+1,j-1,k-1} + 2f_{i+1,j,k-1} + f_{i+1,j+1,k-1} + 2f_{i,j-1,k+1} + 4f_{i,j,k+1} + 2f_{i,j+1,k+1} \\ + 4f_{i,j,k-1} + 8f_{i,j,k} + 4f_{i,j+1,k} + 2f_{i,j-1,k-1} + 4f_{i,j,k-1} + 2f_{i,j+1,k-1} \\ + f_{i-1,j-1,k+1} + 2f_{i-1,j,k+1} + f_{i-1,j+1,k+1} + 2f_{i-1,j-1,k} + 4f_{i-1,j,k} + 2f_{i-1,j+1,k} \\ + f_{i-1,j-1,k-1} + 2f_{i-1,j,k-1} + f_{i-1,j+1,k-1} \end{array} \right), \quad (2-24)$$

この操作を線形補間により空間格子点へ集計した物理量, 電流密度, 電場,  $\nabla \times \mathbf{E}$ , 式(2-20)の右辺にそれぞれ一回行う。

次に, クーロン衝突モデルについて説明する. 今回, イオンと電子との衝突には M. E. Jones 等が用いた Grid-based Coulomb collision モデル[9]を採用した. これは運動方程式(2-23)に,

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\alpha\beta} = & v_{\alpha\beta} m_{\alpha\beta} (\langle \mathbf{v}_\beta \rangle - \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle) - v_{\alpha\beta} \frac{m_{\alpha\beta}^2 (\langle \mathbf{v}_\beta \rangle - \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle)^2}{m_\alpha (\langle \mathbf{v}_\alpha^2 \rangle - \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle^2)} (\langle \mathbf{v}_\alpha \rangle - \mathbf{v}_\alpha) \\ & + v_{\alpha\beta}^\varepsilon \frac{(T_\alpha - T_\beta)}{\langle \mathbf{v}_\alpha^2 \rangle - \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle^2} (\langle \mathbf{v}_\alpha \rangle - \mathbf{v}_\alpha) \end{aligned}, \quad (2-25)$$

を追加するモデルである. ここで  $\alpha, \beta$  は粒子種を表し, 本シミュレーションでは  $\alpha$  はイオン,  $\beta$  は電子となる.  $m_{\alpha\beta}$  は換算質量であり,

$$m_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}, \quad (2-26)$$

となる.  $\langle \rangle$  は平均量であり, それぞれの粒子種の流速である.  $T_\alpha, T_\beta$  はそれぞれの温度である. 電子温度は式(2-20) で求めた電子圧力を電子密度で割ることで求められる. イオン温度に関しては, イオン圧力をテンソルとして考え,

$$P_{ij} = \int m_i (v_i - u_i)(v_j - u_j) f \, d\mathbf{v}, \quad (2-27)$$

を線形補間を用いて集計することで求める. ここで  $m_i$  はイオン質量であり,  $v_i, u_i$  はイオン速度, イオン流速の添え字付き表記であり,  $f$  は分布関数である. この圧力を密度で割ることでイオン温度を求めた. また, テンソルとして計算されたイオン温度は, 対角成分を算術平均

$$T_i = \frac{T_{ixx} + T_{iyy} + T_{izz}}{3}, \quad (2-28)$$

することで, シミュレーション中では使用される.

式(2-25) で使用する衝突周波数  $\nu_{\alpha\beta}$  は slowing-down collision 周波数[10]とし,

$$v_{ie} = \sum \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_i^2 v^3} \left(1 + \frac{m_i}{m_e}\right) \eta(X), \quad (2-29)$$

$$\eta(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-s} \sqrt{s} ds, X \equiv \frac{m_e v^2}{2T_e}, \quad (2-30)$$

$v_{\alpha\beta}^{\epsilon}$  はエネルギー緩和の衝突周波数であり, 参考文献 [11] より,

$$v_{\alpha\beta}^{\epsilon} = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda (2(1 + m_i/m_e)(v/v_{th,e})^2 G(v/v_{th,e}) - \Phi(v/v_{th,e}))}{2\pi\epsilon_0^2 m_i^2 v^3}, \quad (2-31)$$

$$\Phi(g) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^g \exp(-s^2) ds, \quad (2-32)$$

$$G(g) = \frac{\Phi(g) - g\Phi'(g)}{2g^2}, \quad (2-33)$$

を採用した.  $v$  は衝突する粒子の速度,  $v_{th,e}$  は衝突相手の熱速度,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率,  $\ln \Lambda$  はクーロン対数,  $g = v/v_{th,e}$  である. (2-25) の第一項を線形補間により集計することで衝突項  $\mathbf{R}_{ei}$  は求められ, 第 2 項, 第 3 項を線形補間により集計することで  $\mathbf{Q}_i$  は求められる.

イオン-イオンコリジョンは参考文献 [9,12,13] より下記のように導入した. 軌道計算後に, 式(2-34)の処理を行うことでイオン-イオンコリジョンを導入した.

$$\frac{\mathbf{F}}{m_i} = -\nu(\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i) + \mathbf{A}, \quad (2-34)$$

$$\nu = \nu_s + \nu_D, \quad (2-35)$$

$$\nu_D = -\frac{T_i}{m_i v} \frac{\partial \nu_s}{\partial v}, \quad (2-36)$$

$$v_s = \frac{n_i e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_i^2 v^3} \eta(h), \quad (2-37)$$

$$\eta(h) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^h \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi \quad h = \sqrt{\frac{m_i v^2}{2T_i}}, \quad (2-38)$$

$$\mathbf{A} = \frac{\zeta}{\Delta t} \sqrt{\frac{2v_s \Delta t T_i}{m_i}}. \quad (2-39)$$

$\zeta$  はボックスミュラー法で発生された乱数を成分とするベクトルである。  $\Delta t$  はコリジョンを実行する時間間隔である。  $v$  はイオン流速と各イオンとの相対速度の大きさである。

プラズマ中の粒子は非常に多く、核融合プラズマでは  $1\text{m}^3$  あたり  $10^{19} \sim 10^{21}$  個程度存在する。 それら粒子をすべて計算することは不可能である。 そのため、計算する粒子を超粒子として扱う。 これは計算する粒子に対して、電荷質量比を一定としたまま、質量や電荷をまとめて扱うことである。 そのため、一つの超粒子に対して何個分の情報があるかという情報として重みを付けることとする。 その重みのつけ方は T. Watanabe 等が使用した方法[14] を用いた。 粒子の速度分布は、

$$f = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{m_i (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2T_i} \right), \quad (2-40)$$

で表される。 この速度分布と密度  $n_i$  には、

$$n_i = \int f d\mathbf{v}, \quad (2-41)$$

の関係がある。 この関係を満たすように重みを決定する。 重み  $w$  は、

$$w = f d\mathbf{v} dV, \quad (2-42)$$

で求められる。 ここで、  $dV$  は微小体積である。 この微小体積はイオンを配置した際に決める値である。 今回、イオンは Fig. 2-4-2 に示すように空間格子の中央に等間隔に配

置される。そのため、微小体積は空間格子の体積となる。各粒子に割り当てられる速度はマクスウェル分布に従うように決定される。その際、マクスウェル分布を7分割し与え、その後、一様乱数を用いてランダム性を持たせている。その様子は Fig. 2-4-3 に示される。Figure 2-4-3 の破線が速度分割の数であり、今回は7とした。その破線を基準として長方形の内部の範囲で乱数的に速度を与えている。これを  $x$ ,  $y$ ,  $z$  の各速度に行っている。そのため、各配置位置に  $7^3=343$  個のイオンを置いている。計算領域は各方向に65分割しており、その中央に配置しているため、粒子の置かれている点は  $64^3$  点である。そのため、超粒子として配置したイオンの数は  $64^3 \times 7^3 \approx 9 \times 10^7$  個である。

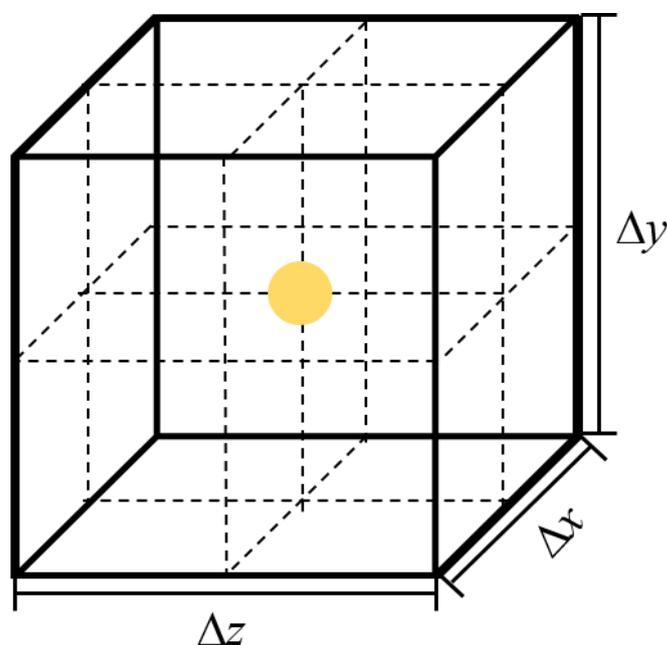


Fig. 2-4-2 一つのセル内における粒子配置位置

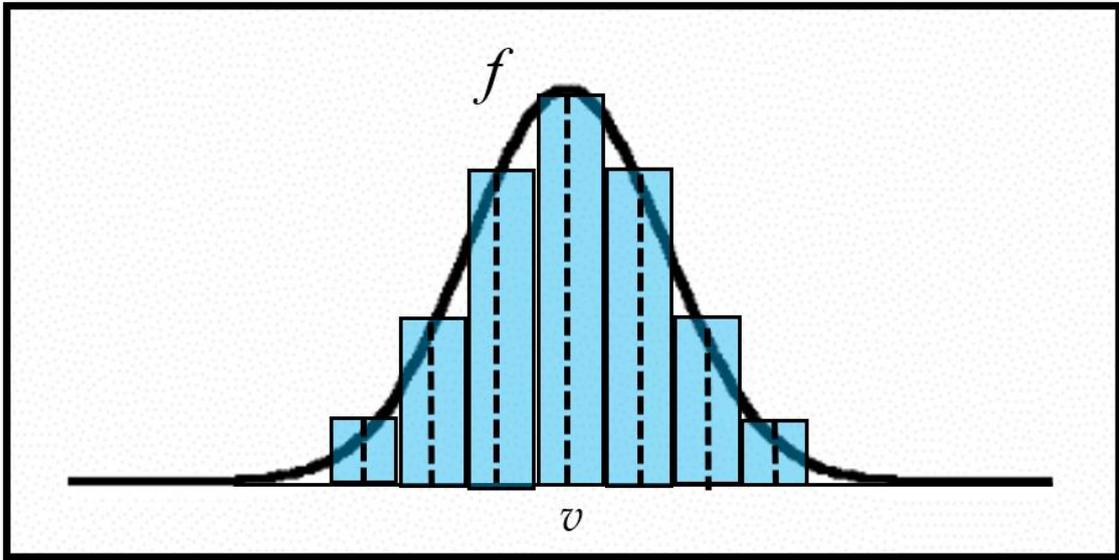


Fig. 2-4-3 速度の与え方

## 第5節 波動印加モデル

本シミュレーションでは separatrix 外部に配置されたアンテナが作り出す電磁場から励起される波動とプラズマの応答についての解析を目的としている。そのため、アンテナからの影響を考慮する必要がある。ここでは、アンテナ電流を考慮したシミュレーションモデルについて説明する。アンテナ配置位置は対象とする解析事項によって変更したため、詳細については第3章、第4章において記載する。ここでは、本シミュレーションモデルにどのようにアンテナの効果を導入したかについて述べることとする。

第4節で述べた方程式系に対してアンテナ分とプラズマ分の物理量について定義する。下記にアンテナを導入したことにより発生する、アンテナ磁場や誘導電場を考慮した方程式系を導く。まず、プラズマ分やアンテナ分の物理量の定義を行う。磁場と電場は下記のように示される。

$$\mathbf{B}_{\text{eq}} = \mathbf{B}_{\text{p}} + \mathbf{B}_{\text{ex}}, \quad (2-43)$$

$$\mathbf{B}_{\text{t}} = \mathbf{B}_{\text{eq}} + \mathbf{B}_{\text{ANT}}, \quad (2-44)$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{eq} + \mathbf{E}_{ANT}, \quad (2-45)$$

添え字の  $p$  はプラズマ分を表し,  $ex$  は装置に巻き付けられている外部コイル分,  $eq$  は外部コイル分とプラズマ分を合わせたものである.  $ANT$  は今回導入するアンテナ分である. 外部コイルは計算領域内において磁場のみを形成しているため, 電場には外部 ( $ex$ )からの寄与はない. まず, 電場について考える. 本シミュレーションで扱う電場は電子流体の運動方程式において質量  $0$  であることを仮定した結果から求められる. その考えから電場は,

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{eq} + \mathbf{E}_{ANT} = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e}, \quad (2-46)$$

となることが想定される. そのため, アンテナ分を除いた電場は,

$$\mathbf{E}_{eq} = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e} - \mathbf{E}_{ANT}, \quad (2-47)$$

となる. 磁場  $\mathbf{B}_{eq}$  は式(2-47) を用いて,

$$\frac{\partial \mathbf{B}_{eq}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}_{eq} = \nabla \times \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t + \nabla \times \frac{\nabla p_e}{en_e} - \nabla \times \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e} + \nabla \times \mathbf{E}_{ANT}, \quad (2-48)$$

となる. ここで  $\mathbf{E}_{ANT}$  はアンテナから発生する誘導電場であることから,

$$\nabla \times \mathbf{E}_{ANT} = -\frac{\partial \mathbf{B}_{ANT}}{\partial t}, \quad (2-49)$$

である. それを式(2-48) に代入し, 整理すると,

$$\frac{\partial \mathbf{B}_{eq}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t + \nabla \times \frac{\nabla p_e}{en_e} - \nabla \times \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e} - \frac{\partial \mathbf{B}_{ANT}}{\partial t}, \quad (2-50)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_{\text{eq}}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{B}_{\text{ANT}}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t + \nabla \times \frac{\nabla p_e}{en_e} - \nabla \times \frac{\mathbf{R}_{\text{ei}}}{en_e}, \quad (2-51)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t + \nabla \times \frac{\nabla p_e}{en_e} - \nabla \times \frac{\mathbf{R}_{\text{ei}}}{en_e}, \quad (2-52)$$

となる. 次に, 式(2-52) より求められる磁場から決まる電流密度はトータル分であり,

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_t &= \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_{\text{ex}} + \mathbf{j}_{\text{ANT}} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_t \\ &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_p + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_{\text{ex}} + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_{\text{ANT}}, \end{aligned} \quad (2-53)$$

と書き表せる. ここで, 外部コイルは計算領域外にあるため, 外部磁場が作る電流密度は 0 である. そのため, ここではプラズマ分とアンテナ分のみ考慮すればよい. (2-53) からプラズマ分の電流密度は,

$$\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_t - \mathbf{j}_{\text{ANT}} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_t - \mathbf{j}_{\text{ANT}}, \quad (2-54)$$

と表せる. つまり, 電磁場をアンテナ分の含んだトータルとみなし計算し, プラズマ分の電流密度計算時にアンテナ分の電流密度を引くことでアンテナ分を考慮した方程式系となる. このモデルの解釈として, アンテナが作る磁場を電子が完全に打ち消すように瞬時的に反応するモデルだと考えることができる. アンテナ分を考慮した方程式系について整理した結果を下記に示す.

$$\mathbf{E}_t = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}_t - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{\mathbf{R}_{\text{ei}}}{en_e}, \quad (2-55)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{B}_t}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E}_t, \quad (2-56)$$

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} = -\gamma p_e (\nabla \cdot \mathbf{u}_e) - \mathbf{u}_e \cdot \nabla p_e + (\gamma - 1) \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e} \cdot \mathbf{j}_p - (\gamma - 1) Q_1, \quad (2-57)$$

$$\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_t - \mathbf{j}_{\text{ANT}} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_t - \mathbf{j}_{\text{ANT}}, \quad (2-58)$$

$$\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_i - \frac{\mathbf{j}_p}{en_e}, \quad (2-59)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q(\mathbf{E}_t + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_t), \quad (2-60)$$

本節冒頭に述べたように解析する内容によってアンテナ配置位置は変更されるが、今回想定したアンテナで共通の部分についてここで述べておく。アンテナはループアンテナを想定し、アンテナ電流は最大値 30 kA、周波数 160 kHz の正弦波とした。アンテナ周波数の選定方法は、Fig. 2-5-1 に示す FRC プラズマの中央面磁場におけるイオンサイクロトロン周波数から決定した。今回の 160 kHz は separatrix 内側で共鳴点を持つ値である。

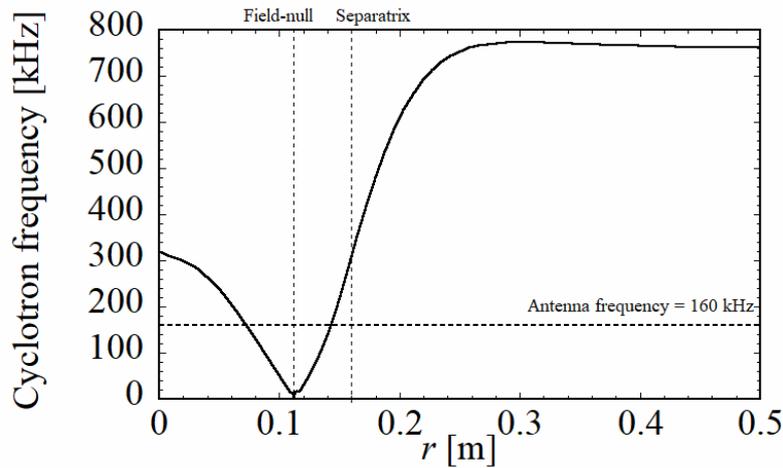


Fig. 2-5-1 中央面平衡磁場におけるイオンサイクロトロン周波数

本シミュレーションではアンテナ配置位置もプラズマ領域と一緒に計算される。その際に数値ノイズが発生する可能性があるため、それを軽減する必要がある。Figure 2-5-2 に示すように  $r, z$  方向にガウス分布に従うように電流密度分布を与えた。形状を決定する式は、

$$j_{\theta\text{ANT}} = \frac{I_{\theta\text{ANT}}}{2\pi\sigma_r\sigma_z} \exp\left(-\frac{(r-r_c)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(z-z_c)^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (2-61)$$

であり、ここで、 $\sigma_r, \sigma_z$  は  $r, z$  方向の広がりであり、 $r_c, z_c$  はアンテナの中心である。

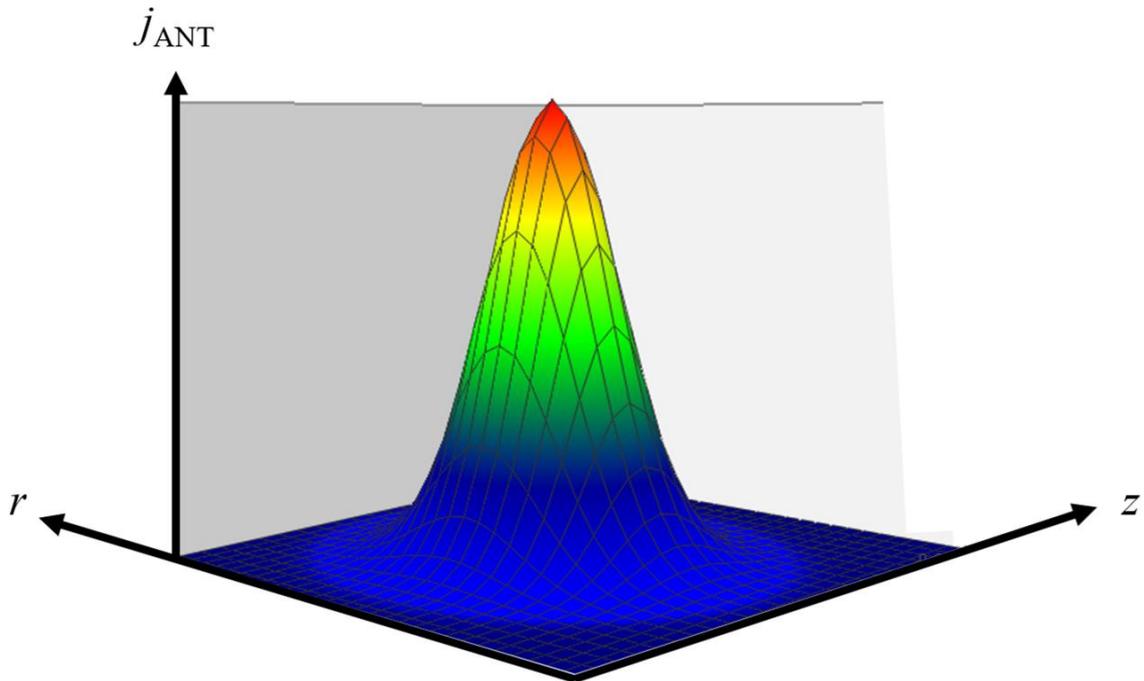


Fig. 2-5-2 アンテナ電流密度形状

## 第6節 イオンの速度分布とエネルギー計算モデル

シミュレーション結果を詳細に解析するためにシミュレーションとは別にイオンの粒子軌道計算のみを行った。この計算を行うことでイオンの速度分布や局所的なエネルギー等を解析できる。

計算方法は、Fig. 2-6-1 に示すようにイオンを $\theta = 0$  の領域にのみ配置し、毎計算 step シミュレーション結果の物理量を読み込み軌道計算する。イオンは空間をくまなく移動するが、場の変化がほぼ $\theta$  方向に対称であることを仮定して、イオンはすべて初期配置位置に存在するものとして粒子情報を出力する。粒子配置は $\theta = 0$  の面に等間隔である。シミュレーションでは各方向 64 点に配置していたが、この場合は、 $x$  方向 ( $0 - 0.5$  m) を 64 分割して配置した。 $z$  方向は 128 分割とした。上述したように $\theta = 0$  の面に配置するため、 $y$  方向には配置していない。速度分割数は 11 とした。そのため、1セル内の粒子数は、 $4 \times 11^3 = 5324$  個となる。その結果、計算領域内の総粒子数は  $64 \times 128 \times 11^3 = 1.09 \times 10^7$  個 となる。このようにイオンの軌道計算をシミュレーションと同計算 step 行うことで詳細な結果を得ることになる。

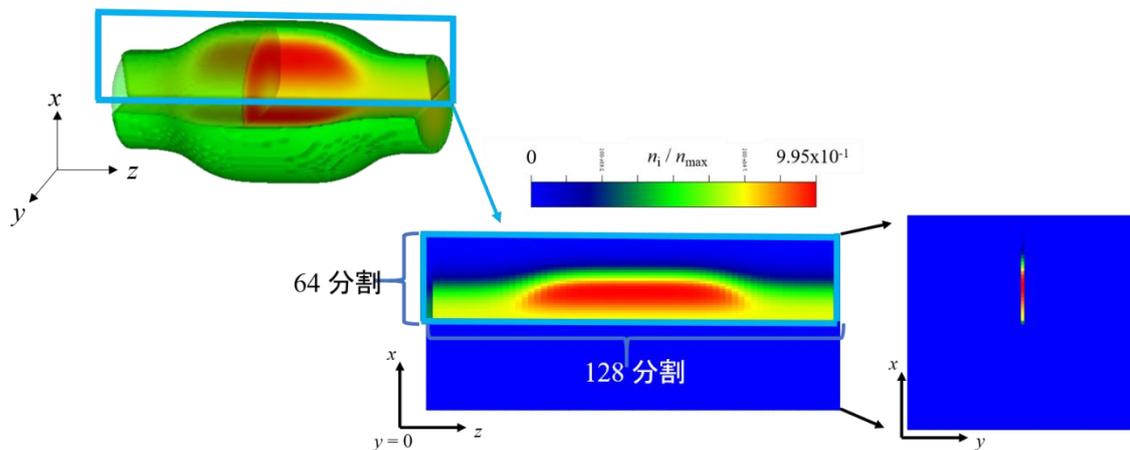


Fig. 2-6-1 イオンの軌道計算のみを行う場合の初期配置領域

## 参考文献 2

- [1] T. Takahashi *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 3131 (2004).
- [2] 越塚誠一:インテリジェント・エンジニアリング・シリーズ 数値流体力学 (培風館, 1997).
- [3] E. J. Horowitz *et al.*, *J. Comp. Phys.* **84**, 279 (1989).
- [4] Yu. A. Omelchenko, *Phys. Plasmas* **7**, 1443 (2000).
- [5] E. V. Belova *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 4996, (2000).
- [6] E. V. Belova *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, 162 (2006).
- [7] Y. A. Omelchenko, *Phys. Rev. E.* **92**. 023105 (2015).
- [8] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, (Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, 1991).
- [9] M. E. Jones *et al.*, *J. Comp. Phys.* **123**, 169 (1996).
- [10] 高村秀一:プラズマ加熱基礎論 (名古屋大学出版会, 1986).
- [11] B. A. Trubnikov, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau Enterprises, New York, 1965), Vol. 1.
- [12] T. Taguchi *et al.*, *Opt. Expr.* **18**, 2389 (2010).
- [13] H. Sakagami *et al.*, *Laser Part. Beams* **30**, 243 (2012).
- [14] T. Watanabe *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **7**, 2405042 (2012).

## 第3章 波動伝播シミュレーション

本章では1つのループアンテナを配置した場合の波動伝播シミュレーションの結果と考察を述べる。第1節では本章で用いたアンテナパラメータについて述べ、第2節から第8節まではシミュレーション結果を述べる。また、第3節にてシミュレーション結果と過去に行われた実験との比較を行う。第9節では、それまでに得られた結果の簡単なまとめと生じた疑問点について列挙する。第10節以降では疑問点に対する考察を行う。

### 第1節 アンテナ配置位置

本節では、配置したアンテナについて述べる。本章におけるアンテナは Fig. 3-1-1 に示すように  $(r, z) = (0.3\text{m}, -0.5\text{m})$  の位置に1つ配置される。

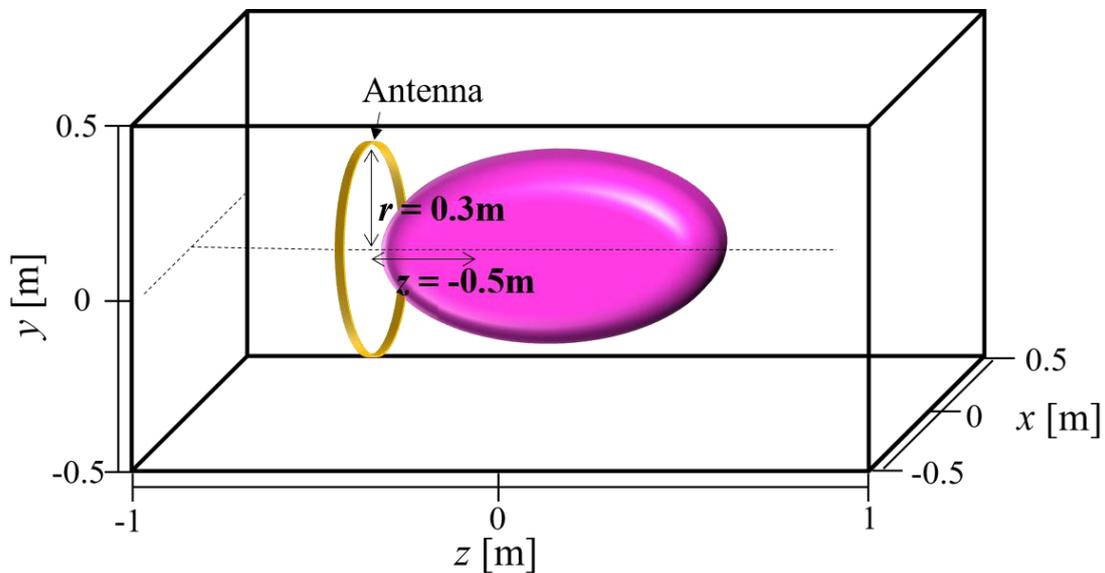


Fig. 3-1-1 アンテナ位置

アンテナ電流は最大値 30 kA, 周波数 160 kHz の正弦波とした。その電流波形は Fig. 3-1-2 に示される。

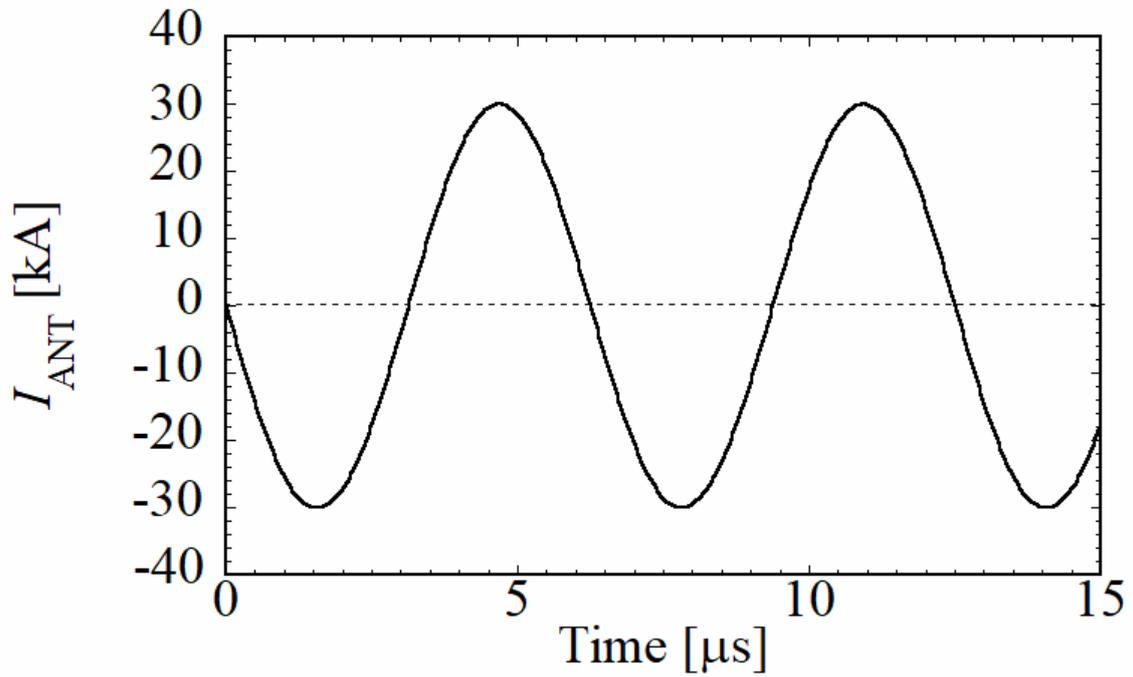


Fig. 3-1-2 アンテナ電流波形

最大値 30 kA, 周波数 160 kHz の正弦波を想定

今回, 設定したアンテナパラメータにおいて発生する最大磁場を求める. ループアンテナであり軸対称性を考慮した場合,

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{\text{ANT}}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi_{\text{ANT}}}{\partial z^2} = -r \mu_0 j_{\theta \text{ANT}}, \quad (3-1)$$

$$B_{r \text{ANT}} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{\text{ANT}}}{\partial z}, B_{z \text{ANT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_{\text{ANT}}}{\partial r}, \quad (3-2)$$

より, 求められる. その結果, 発生する磁場強度は, Fig. 3-1-3 に示される.

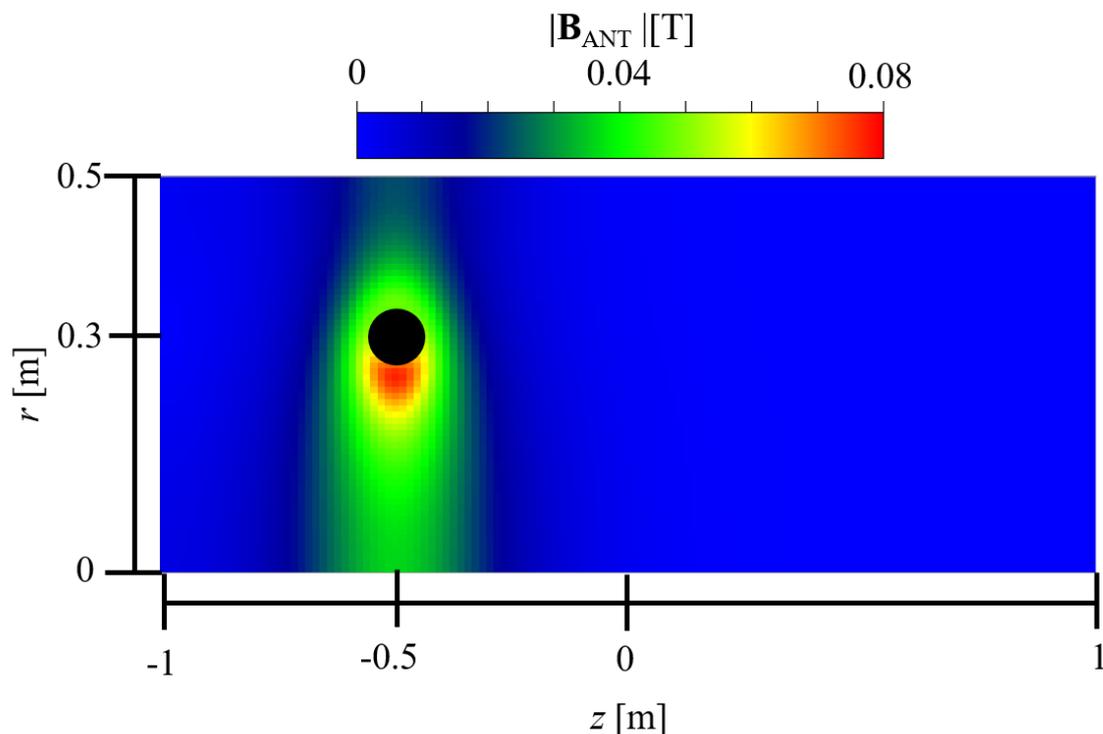


Fig. 3-1-3 アンテナ磁場の強度分布  
黒丸はアンテナの中心位置を示す.

Figure 3-1-3 よりアンテナ付近において 0.08 T 程度の磁場が発生した. Separatrix 付近では 0.04 T 程度の磁場が発生することが予想される. この値は外部磁場(0.1 T) に対して, 40% の磁場である.

## 第2節 トロイダル磁場とイオン密度

アンテナを一つ配置した場合のシミュレーション結果を検証していく. 実験[1-3]より, 本来 FRC プラズマにはないトロイダル磁場( $B_\theta$ ) が励起され, 伝播することがわかっている. シミュレーションでも同様にトロイダル磁場の観測を行った. この際, シミュレーションはデカルト座標であるため,  $x$ - $z$  平面( $y = 0$ )における  $B_y$  が  $B_\theta$  に相当する. その  $B_y$  の時間変化を Fig. 3-2-1 に示す. Figure 3-2-1 は波動印加後 1.58  $\mu\text{s}$  から 6.26  $\mu\text{s}$  まで示している. 今回採用したアンテナ周波数は 160 kHz であるため, この観測時間間隔 1.58  $\mu\text{s}$  は約 1/4 周期に対応し, 6.26  $\mu\text{s}$  は 1 周期に対応するタイミングでの表示になる. アンテナ付近から発生した  $B_y$  が径方向, 軸方向に伝播していくことがわかる. 発生直後の  $B_y$  をみるとわかりやすいが, アンテナの左右で磁場の向きが反転して

いる。伝播している  $B_y$  は約 0.04 T の値であることがわかる。これは今回設定した外部磁場(0.1 T) の 40% 程度である。  $B_y$  の発生起源については後述する。発生した  $B_y$  は FRC プラズマの高圧力部分には伝播せずに、ある地点からカットオフされていることも確認できる。

次に、波動印加によるイオン密度の変化を確認する。イオン密度の変化は Fig. 3-2-2 に示される。この時の観測断面や記載時間は  $B_y$  と同様である。 Figure 3-2-2 より、1.58  $\mu\text{s}$  では大きな変化が起こっていないことを示している。同時刻における Fig. 3-2-1 の  $B_y$  の結果を見てわかるように、このタイミングではアンテナ付近のみ影響がでている。そのため、イオン密度においては 1.58  $\mu\text{s}$  では大きな影響がでていない。 3.15  $\mu\text{s}$  ではアンテナから装置軸にかけて高密度になっていることがわかる。このシミュレーションにて設定したアンテナ電流位相では波動印加直後にプラズマを圧縮する向きに磁場が発生するため、アンテナから発生した磁場によってプラズマが圧縮されたことが予想される。 4.73  $\mu\text{s}$ , 6.26  $\mu\text{s}$  では 3.15  $\mu\text{s}$  時に装置軸付近にあった粒子が  $z$  方向に動いているようにみえることがわかる。そのため、 3.15  $\mu\text{s}$  で密度の高かった領域では密度が低くなっているようにみえる。

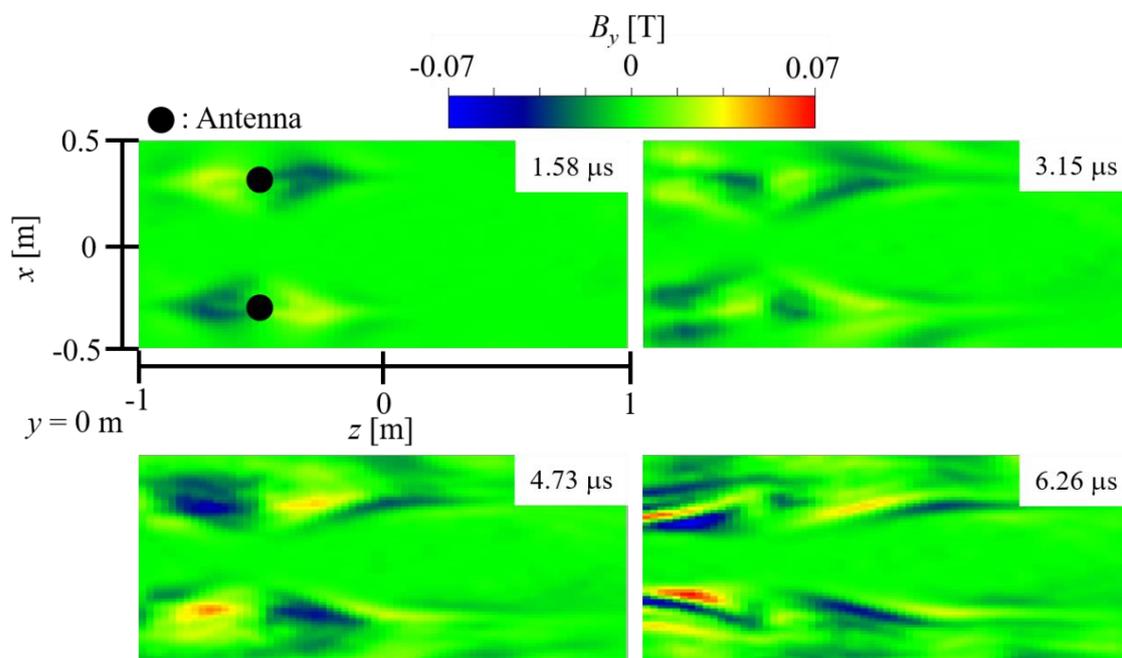


Fig. 3-2-1  $x$ - $z$  平面( $y = 0$  m) における  $B_y$  の時間変化

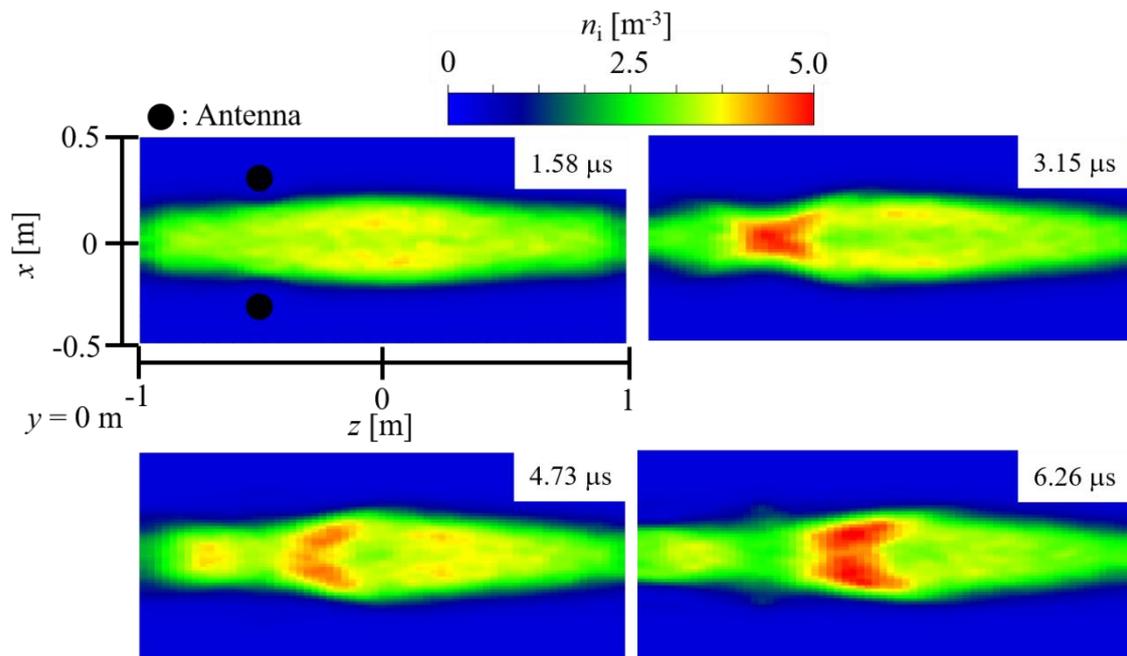


Fig. 3-2-2  $x$ - $z$  平面( $y = 0$  m) におけるイオン密度の時間変化

ここで、今後の議論を単純化するために $\theta$  方向の対称性について考える. FRC は生成直後 $\theta$  方向に対称であるが、生成後その対称性が崩れることがある. 対称性を確認するために、 $x$ - $y$  平面を $z$  軸を回転軸として $\theta$  方向に $\pi/4$ ずつ回転した4平面を作り、それぞれの平面における磁場強度( $|\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ ) の径方向分布を確認した. 1平面に対して2つの径方向分布が得られるため、合計8つの分布を確認できる.  $z$  位置は-0.25 m, 0 m, 0.25 m の3箇所とした. その結果を Fig. 3-2-3 示す.

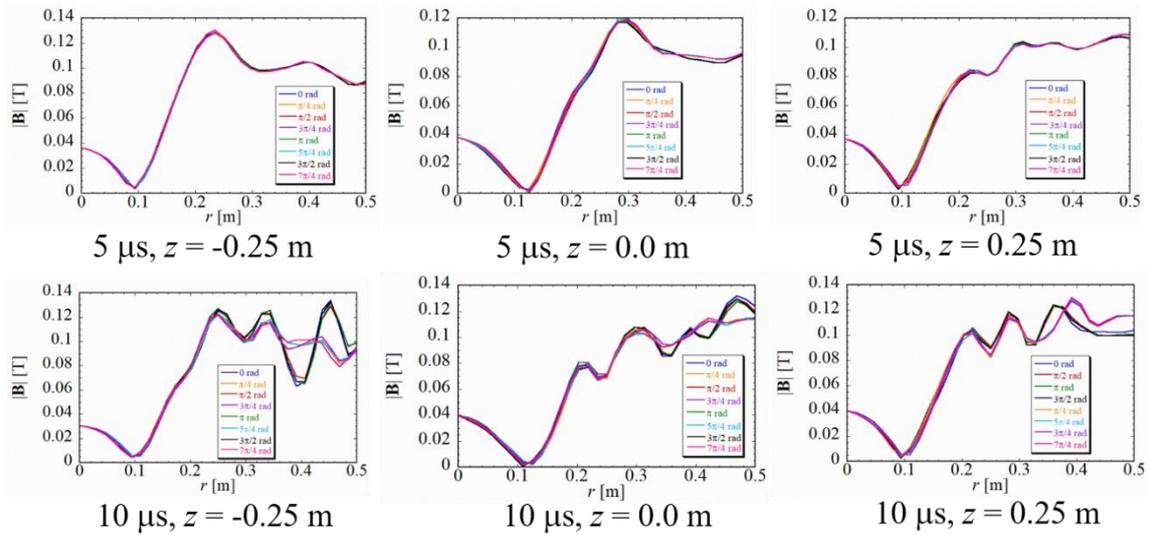


Fig. 3-2-3 磁場強度の $\theta$  方向に違い  
 アンテナ位置  $r = 0.3 \text{ m}$   
 中央におけるセパトリクス位置  $r = 0.16 \text{ m}$

Figure 3-2-3 は  $5 \mu\text{s}$  まで  $\theta$  方向に対称であることを示している。一方、 $10 \mu\text{s}$  では装置壁からずれが生じていることがわかる。そのずれはアンテナ付近( $r = 0.3 \text{ m}$ ) まで発生している。この付近では軸対称性が崩れている。しかし、アンテナよりも内側では対称性を保っている。本シミュレーションでは  $10 \mu\text{s}$  程度までに発生する現象を取り扱うため、本シミュレーションにおいては  $\theta$  方向に対称とみなして議論していく。

### 第3節 軸方向伝播速度

次に、励起された磁場の伝播速度を求める。観測位置は Fig. 3-3-1 に示した±0.1875 m の間を伝わる速度とした。この領域は平衡状態の FRC プラズマにおいて、磁場が比較的直線状の位置であるため、磁力線に沿った波の影響がみやすいと考えたためである。観測位置ごとの  $B_y$  の時間変化を Fig. 3-3-2 に示す。

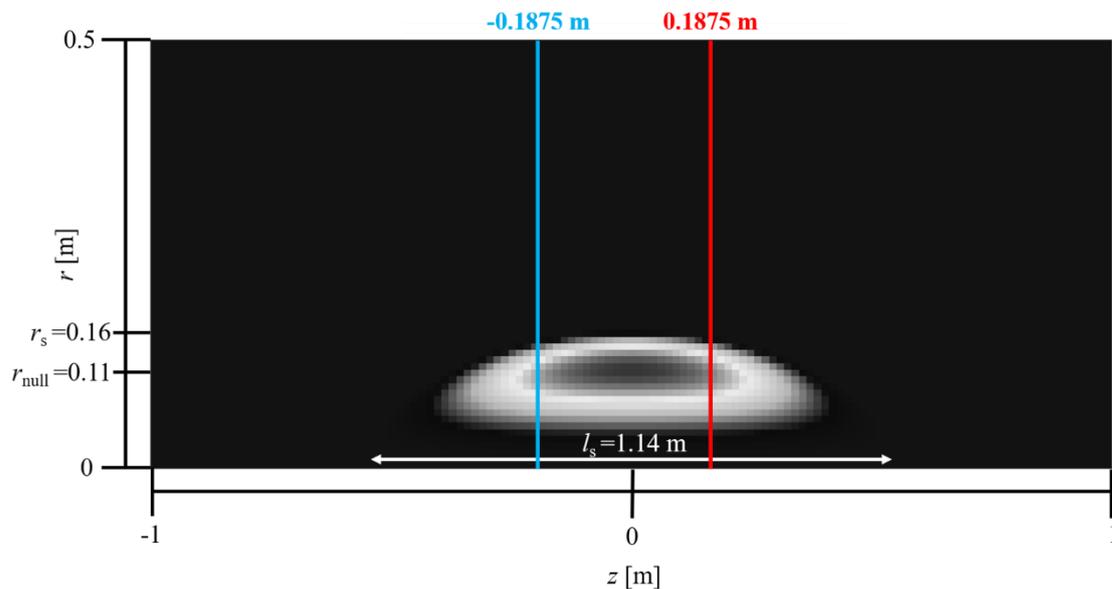


Fig. 3-3-1 波動伝播観測位置

Figure 3-3-2 より、アンテナによって励起された  $B_y$  はアンテナ位置に近い  $z = -0.1875$  m 地点に先に到達し、遅れて  $z = 0.1875$  m 地点に到達することがわかる。Figure 3-3-1 では図(a)-(d) は同じ縦軸の値であるが、図(e), (f) は異なっている。第1節でも述べたように励起された  $B_y$  は高圧力領域にはほとんど伝播しないためであり、separatrix 外で観測した波は約 0.04 T であるのに対して、separatrix 内で観測した波は非常に小さいため、縦軸を変えざるを得なかった。伝播速度は各観測位置において  $B_y$  の最初のピークを観測した時間から算出される速度で決定される。

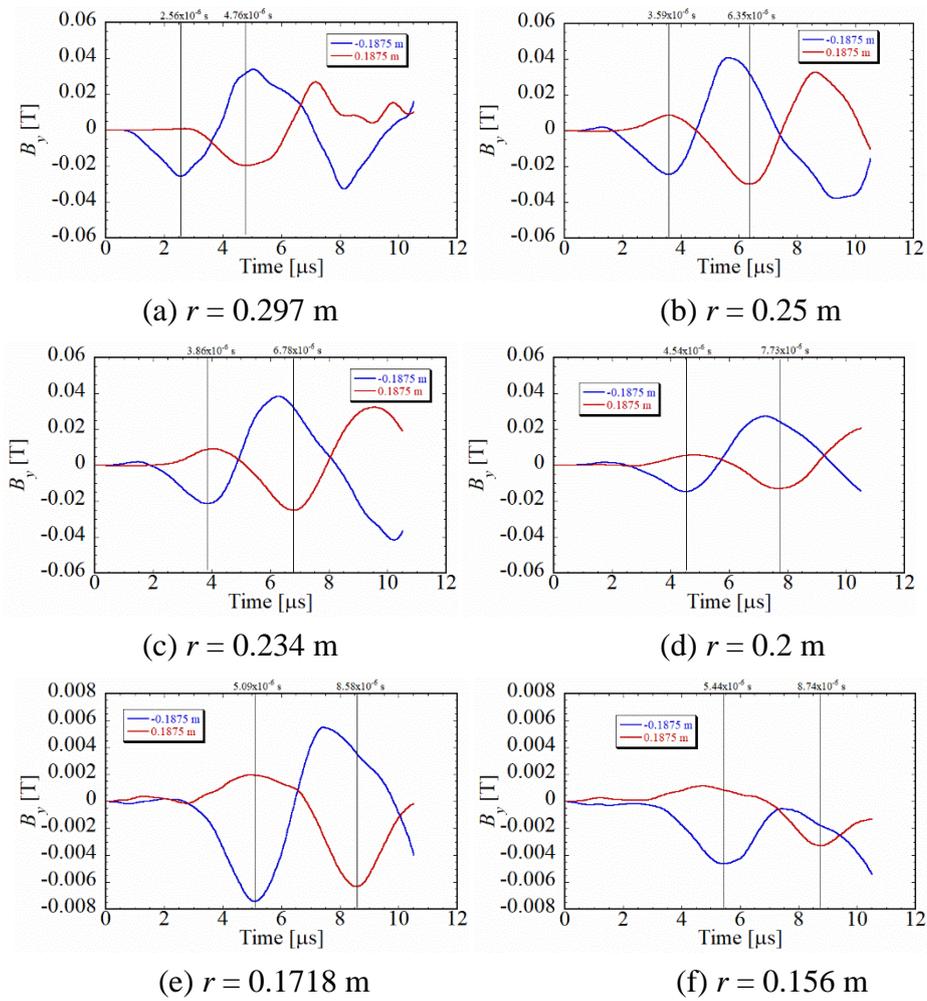


Fig. 3-3-2 各観測位置における  $B_y$  の時間変化

アンテナ位置は  $r = 0.3$  m, 中央面 separatrix 半径は  $x = 0.16$  m

(e), (f) の図の縦軸は他よりも小さい値となっている。

伝播速度の径方向分布と実験より予想されている伝播速度[2, 3]を Fig. 3-3-3 に示す. 実験から予想されている伝播速度は separatrix 外ではシアアルフベン波  $V_A$ , separatrix 内ではイオン音波  $V_s$  である. それらの式は,

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3-3)$$

$$V_s = \left[ \frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (3-4)$$

である。ここで、 $B$  は磁場強度、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $m_i$  はイオン質量、 $n_i$  はイオン密度、 $\omega$  はアンテナ周波数、 $\omega_{ci}$  はイオンサイクロトロン周波数、 $T_{e,i}$  はそれぞれ電子とイオンの温度、 $\gamma_{e,i}$  はそれぞれ電子とイオンの比熱比であり、どちらも  $5/3$  である。Figure 3-3-3 に示されている青線、赤線はそれぞれ、中央面( $z = 0$  m)で平衡状態における各物理量から求めたシアアルフベン波、イオン音波が示されている。また、図中の黒丸はシミュレーション結果から算出した伝播速度である。シミュレーションの結果はアンテナ位置で速く separatrix 付近に近づくにつれて遅くなるのがわかった。また、シアアルフベン波、イオン音波と比較して、それらの値に近いことがわかる。実験で観測されている伝播速度[2, 3] もほぼこの結果と同じ傾向であるため、本シミュレーションでは FRC への波動印加実験をよく再現できることが示された。

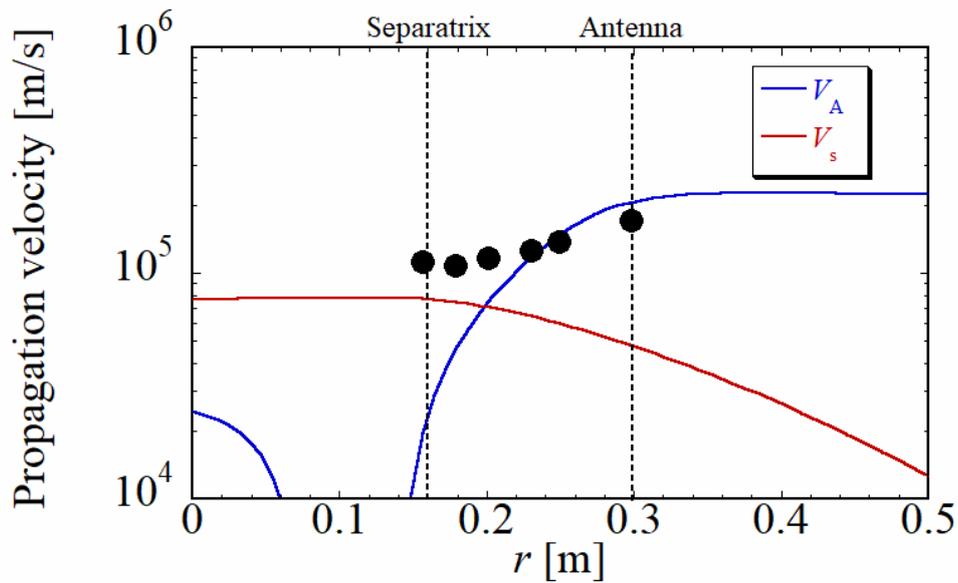


Fig. 3-3-3 伝播速度の径方向分布

黒丸はシミュレーション結果、青線はシアアルフベン波、赤線はイオン音波、縦軸は対数表示となっている。ここでの separatrix 位置は平衡状態における値である。

## 第4節 イオン密度変化

前節ではシミュレーション結果の検証として実験結果[2, 3] から示唆されている伝播速度とシミュレーション結果の比較を行った. 今節では, separatrix 内部におけるイオン密度の変化から, 高密度領域の移動速度を求める. 観測位置は  $B_y$  と同様とした. 径方向観測点は 4 点とった. その結果は Fig. 3-4-1 に示される.

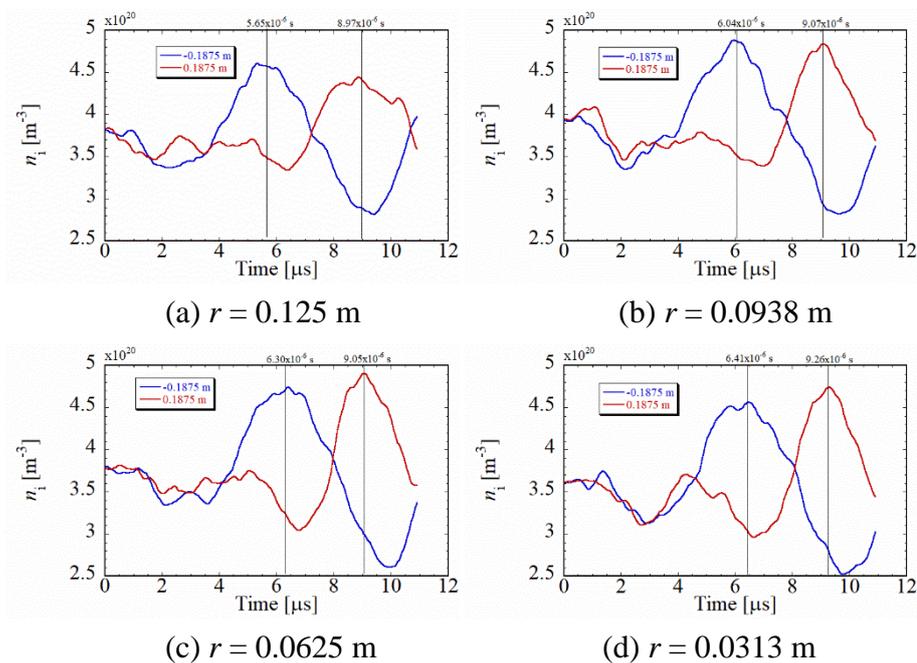


Fig. 3-4-1 イオン密度の軸方向の伝わり

Figure 3-4-1 より, どの径方向位置においても  $B_y$  と同様にアンテナに近い位置である  $z = -0.1875$  m (青線) から密度増加が発生した. その後,  $z = -0.1875$  m (青線) では時間経過で密度が下がることがわかる. その密度のピークはアンテナから離れた  $z = 0.1875$  m (赤線) に移動したことがわかる. 初期からの変化率として約  $\pm 25\%$  であることがわかる.

Figure 3-4-1 より求めた高密度領域の移動速度の径方向分布は Fig. 3-4-2 の白塗りの四角記号で示される. Figure 3-4-2 では, Fig. 3-3-3 に示した  $B_y$  の伝播速度径方向分布を黒丸で表し, シアアルフベン波とイオン音波の径方向分布も同時に示している. この時, シアアルフベン波とイオン音波計算時に使用した磁場, 密度, 温度は平衡状態における値を使用している. 目安として記載した separatrix 位置も平衡状態にお

けるものである. Figure 3-4-2 より, 高密度領域の移動速度はおおよそ一定であり, 120 km/s 程度であることがわかる. この値はこの位置におけるイオン音波やシアアルフベン波よりも速い. イオン音波はセパトロクス内において一定であり, その値は 78 km/s であるため, 今回観測された高密度領域の移動速度はセパトロクス内のイオン音波の値に対して 40 km/s 近く大きい値となっている. 高密度領域の移動速度はイオン音波の速度よりも  $r = 0.25$  m 付近におけるシアアルフベン波の値程度である.

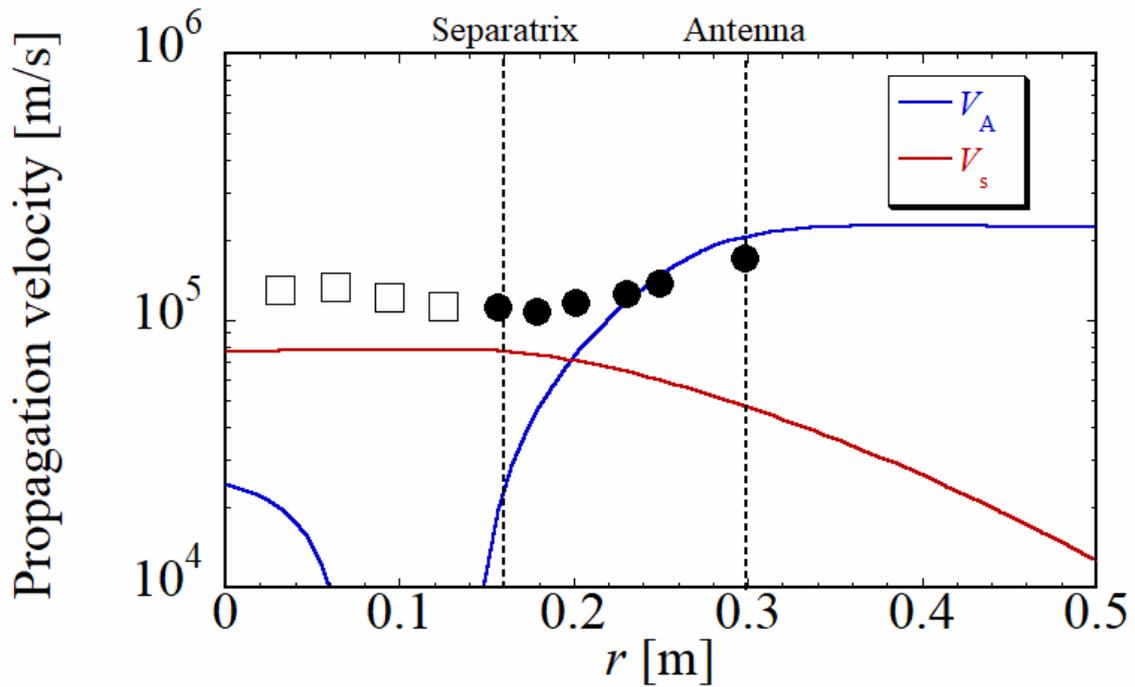


Fig. 3-4-2 高密度領域の移動速度の径方向分布

白四角は高密度領域の移動速度, 黒丸は  $B_y$  の伝播速度, 青線はシアアルフベン波, 赤線はイオン音波, 縦軸は対数表示となっている.

ここでの separatrix 位置は平衡状態における値である.

## 第5節 軸方向流速

波動印加によってトロイダル磁場が励起され軸方向へ伝播していくことや、イオン密度の変動が発生したことがわかった。そのときのプラズマの流速について確認する。Figure 3-5-1 および Fig. 3-5-2 にイオン流速と電子流速の  $z$  成分を示す。図中に記載されている黒破線はフローの発生位置をわかりやすくするためにアンテナの径方向位置を  $z$  方向に延長したものである。各時刻において注目する位置がわかりにくいいため、その部分を補助するために赤丸で注目する部分を示している。

Figure 3-5-1 よりイオン流速は  $1.58 \mu\text{s}$  では装置端において装置外に向かうフローが発生している。これは、開いた磁力線に沿って損失する粒子によって発生しているフローである。T. Takahashi 等のシミュレーション結果[4]では、FRC の装置端部において急激に密度低下が発生し、コンパクトな形状になることが示されている。本結果でもその現象が起こっていることが示唆されている。Figure 3-2-2 の密度結果でも述べたようにこの時刻では波動印加による影響は小さい。そのため、イオン流速の  $z$  成分に関しても同様にこの時刻では波動印加による影響は見えていない。 $3.15 \mu\text{s}$  では赤丸で示したアンテナから装置軸の間に右側へ向かう流れと左側へ向かう流れが発生していることがわかる。波動印加によって装置軸方向へ圧縮されたイオンが軸方向へ動き始めたことが考えられる。その値は数  $\text{km/s}$  程度である。 $4.73 \mu\text{s}$  では流速のピーク的位置が  $3.15 \mu\text{s}$  の位置から軸方向へ移動していることがわかり、また、その値は増加しており、約  $10 \text{ km/s}$  である。その後の  $6.26 \mu\text{s}$  では右向きに向かうフローが中央付近に移動していることがわかる。また、アンテナから装置軸にかけて装置左側へ向かうフローが発生していることがわかる。この時刻での波動印加によって発生したフローは約  $15 \text{ km/s}$  である。これらの結果から、イオン流速はセパトリクス内部において  $10 \text{ km/s}$  オーダーであることがわかった。Figure 3-5-1 より、イオン流速の  $z$  成分はおよそ  $10 \text{ km/s}$  オーダーであることがわかった。しかし、Fig. 3-4-2 で示した高密度領域の移動速度は約  $120 \text{ km/s}$  であり、発生したフローより 1 オーダー大きい。このことから、高密度領域の移動速度とイオン流速の  $z$  成分は一致していないことがわかった。また、すべての時刻において黒線で示したアンテナ位置から径方向外側の領域ではイオン流速の  $z$  成分はアンテナより内側の領域と比較して小さいことがわかる。

次に、Fig. 3-5-2 に示す電流流速の  $z$  成分を確認する。Figure 3-5-2 はイオン流速のカラーコンターの 2 倍になっていることに注意していただきたい。 $1.58 \mu\text{s}$  の電子流速はアンテナ付近で発生している。その発生した流速は図中に矢印で示したようにア

アンテナから離れる方向と、アンテナに近づく方向に発生している。その後の、 $3.15 \mu\text{s}$  秒では軸方向に広くフローが発生していることがわかり、 $1.58 \mu\text{s}$  時に発生したフローは  $z = 0.5 \text{ m}$  付近まで到達している。その時にアンテナ付近では  $1.58 \mu\text{s}$  時とは逆向きの流速が発生している。その後の2つの時刻においてはアンテナより径方向外側全域にフローが広く存在していることがわかる。すべての時刻において高圧力領域では低圧力領域よりフローが小さいことがわかる。しかしながら、高圧力領域にも電子のフローが生じており、電子流速はイオン流速の値とほぼ同じあることがわかる。この低圧力領域で電子流速が大きく高圧力領域で小さいという傾向は Fig. 3-2-1 に示した  $B_y$  の結果と同じである。

これらの結果から、低圧力領域に発生するイオンと電子の軸方向流れの様子は、それぞれ異なることがわかった。

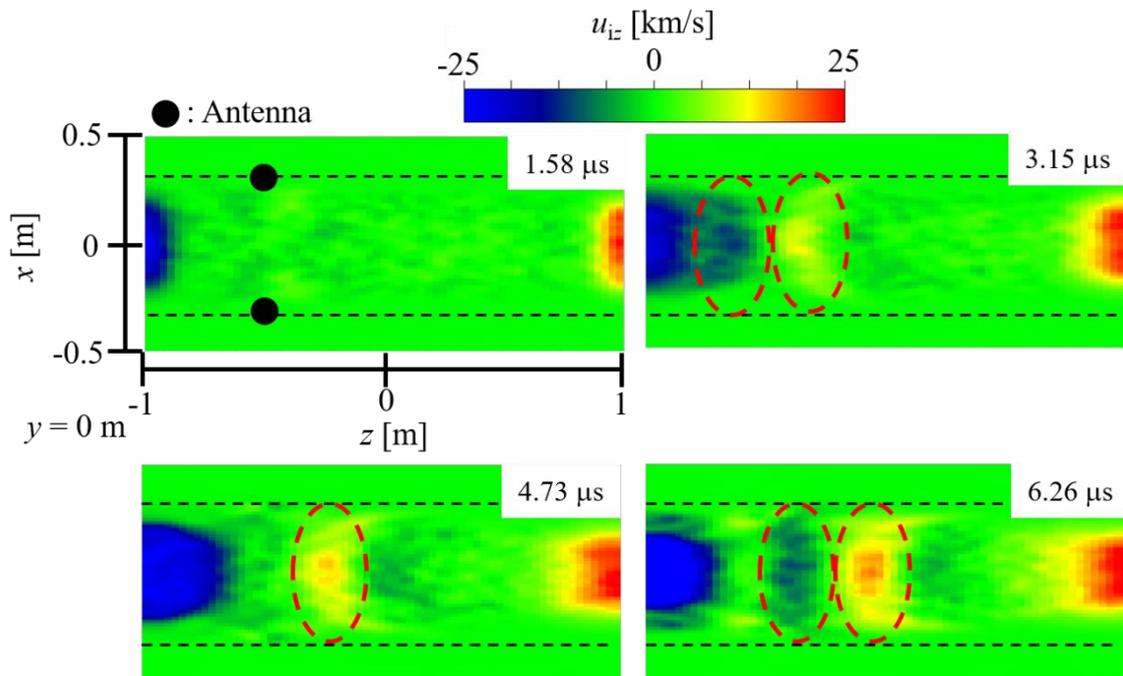


Fig. 3-5-1 イオン流速の  $z$  成分

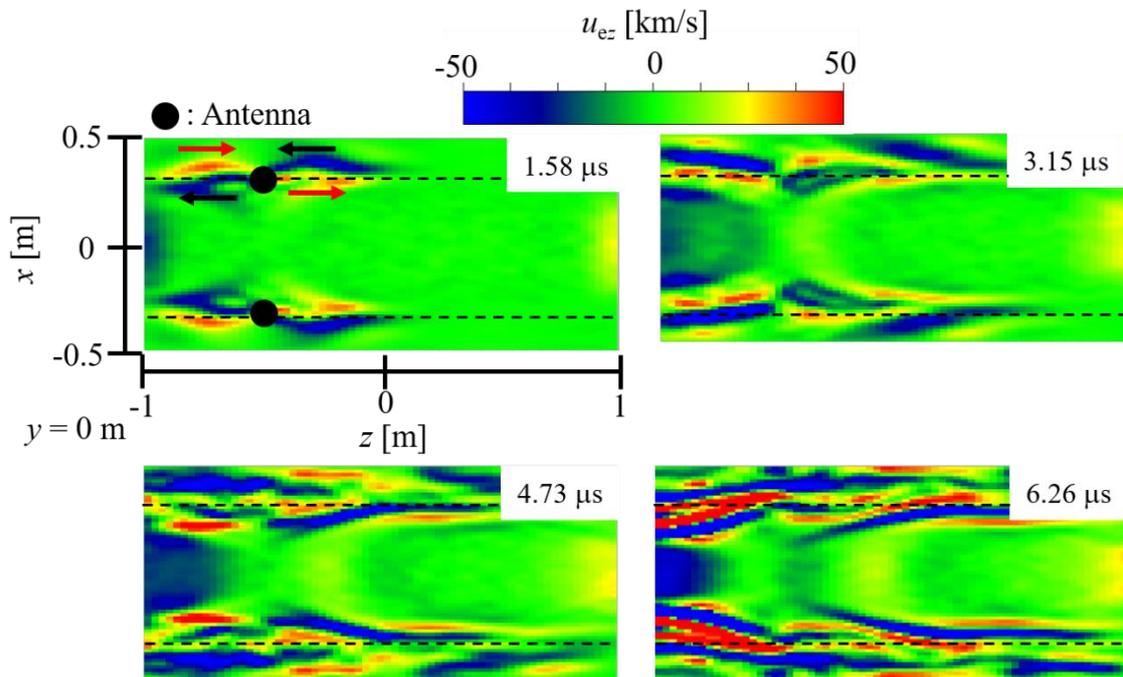


Fig. 3-5-2 電子流速の  $z$  成分

## 第 6 節 径方向分布

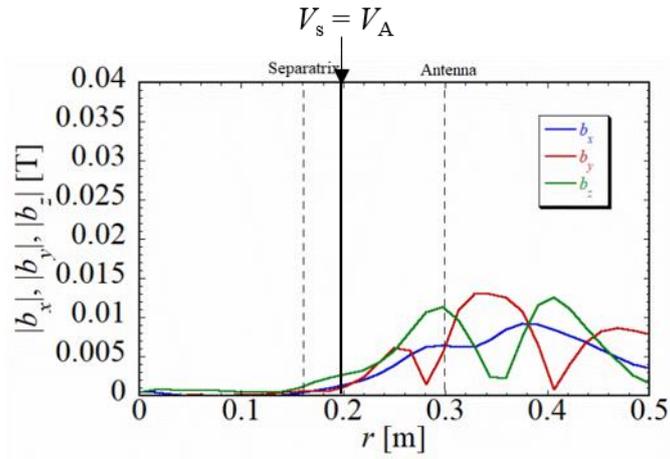
中央面( $z = 0$  m)における波動印加による電磁場の変化を確認した. 磁場の結果は Fig. 3-6-1 に示され, 電場は Fig. 3-6-2 に示される. このとき, 波動印加シミュレーションとは別に波動印加をしないシミュレーションも別途行い, その結果との差分をとることで波動印加による揺動分を出力することとした. その際, 揺動分の絶対値を示している. 記載した時刻は  $2.5 \mu\text{s}$ ,  $5 \mu\text{s}$ ,  $7.5 \mu\text{s}$  とした. また, 図中に記載されている separatrix 位置は平衡状態における位置であり,  $V_s = V_A$  ポジションは伝播速度の際に使用したイオン音波とシアアルフベン波が等しくなる位置である. この位置も平衡状態における値から算出した結果を用いて記載している. また, 揺動分の物理量は小文字を用いて表すこととする.

Figure 3-6-1 より,  $2.5 \mu\text{s}$  ではアンテナ位置と同じ径方向位置から外側で内側と比較して大きな値をとっていることがわかる. 振幅の最大値は  $b_y$  と  $b_z$  は同じであり  $b_x$  はそれらに比べて小さくなっている.  $5 \mu\text{s}$  では  $2.5 \mu\text{s}$  よりも separatrix 付近に値をもったことがわかる.  $b_x$  はアンテナ位置付近で大きな値を持っており, その位置から離れるにつれて小さくなっていることがわかる.  $b_y$  は  $V_s = V_A$  位置とアンテナ位置との間でピー

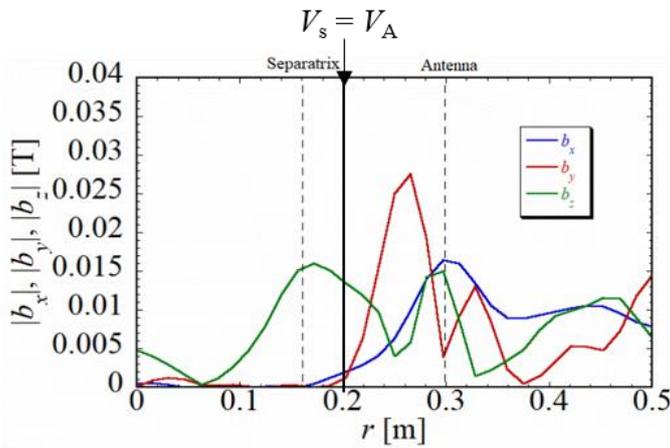
クを持っている。また  $b_y$  は  $V_s = V_A$  より内側へは伝播していないことがわかる。 $b_z$  はピーク値を separatrix 位置で持っているが、そこから内側では減衰している。 $7.5 \mu\text{s}$  では  $5 \mu\text{s}$  と傾向としては似ているが、 $b_y, b_z$  は大きな振幅を持っていることがわかる。

次に、Fig. 3-6-2 より、電場の変化は  $2.5 \mu\text{s}$  では  $e_x$  の値が他の成分と比較して非常に大きい。二番目に大きい  $e_y$  は  $e_x$  の半分程度である。 $e_z$  はそれ以上に小さく無視していい値である。 $e_x$  のピーク位置は  $r = 0.35 \text{ m}$  であり同時刻における  $e_y$  のピーク位置と一致する。 $5.0 \mu\text{s}$  では  $e_x$  は  $e_y$  と同様に二つのピークを持っている。その位置も  $e_y$  と一致する。その値と他の 2 成分との大小関係は  $2.5 \mu\text{s}$  時と同様である。 $7.5 \mu\text{s}$  では、 $5 \mu\text{s}$  と比較してピーク値は上がったものの特別な変化は見られなかった。また、すべての時刻に共通して separatrix 内部における値は非常に小さいことがわかる。

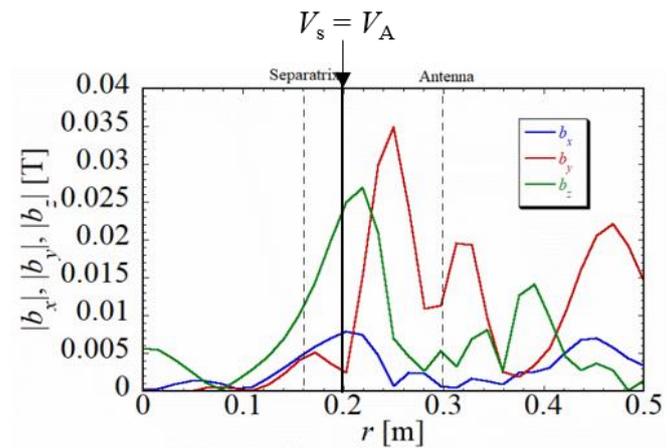
これらの結果から、 $b_z$  以外の物理量が separatrix 内部には伝播していないことがわかり、 $V_s = V_A$  を境界に内側と外側で異なる波になることがわかった。



$2.5 \mu\text{s}$

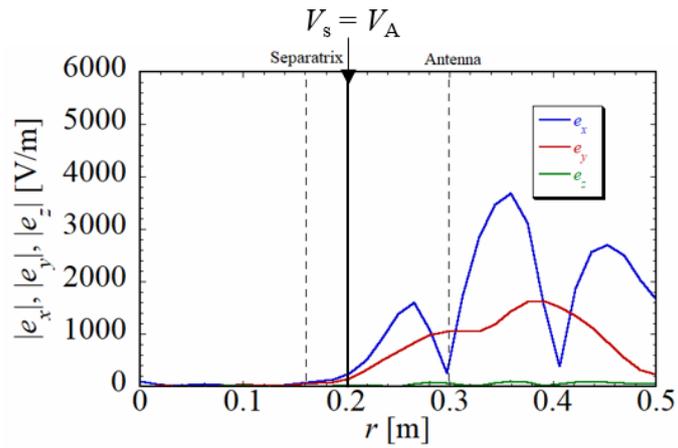


$5.0 \mu\text{s}$

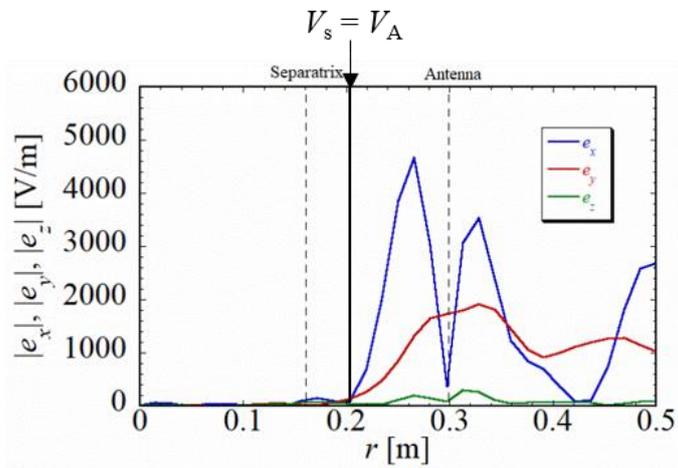


$7.5 \mu\text{s}$

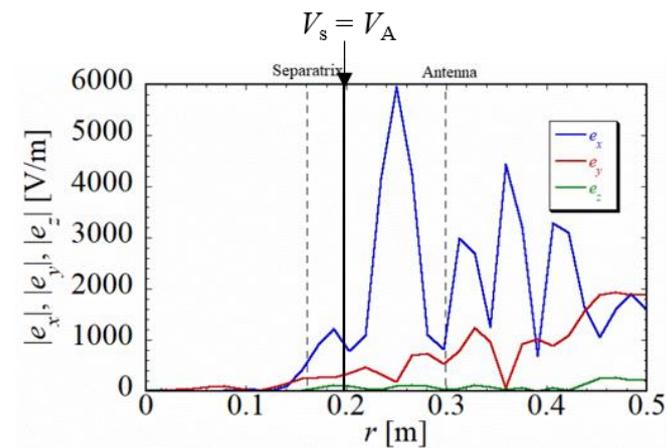
Fig. 3-6-1 中央面における磁場の径方向分布



2.5  $\mu$ s



5.0  $\mu$ s



7.5  $\mu$ s

Fig. 3-6-2 中央面における電場の径方向分布

## 第7節 トロイダル流速

中央面( $z = 0$  m)におけるトロイダルイオン流速  $u_{i\theta}$  の  $x$ - $y$  断面における結果を Fig. 3-7-1 に示す. シミュレーションはデカルト座標系であるが, ここでは  $x$ - $y$  平面におけるイオン流速の動きをみるために結果を円筒座標系へ変換した. 図中に示される黒線は平衡状態における separatrix 位置である. Figure 3-7-1 より,  $2.5 \mu\text{s}$  では separatrix 外においてプラスのトロイダルフローが発生していることがわかる. プラスはイオンの反磁性方向であり, その値はおよそ  $10 \text{ km/s}$  である. その後,  $5 \mu\text{s}$  では  $2.5 \mu\text{s}$  とほぼ同じ位置でマイナスのトロイダルフローが発生している. マイナスはイオンの常磁性方向である.  $7.5 \mu\text{s}$  ではこれまでと同じ位置にプラスのフローが発生している. その値は約  $20 \text{ km/s}$  である.  $10 \mu\text{s}$  では separatrix 付近にプラスのフローが発生し, その周りにマイナス, さらに外側にプラスのフローが発生している. この結果から separatrix 外においてトロイダルフローの正負が変化していることがわかる. また, 電磁場の結果でも示したようにトロイダルフローも separatrix 内では発生しないことがわかった.

FRC は自発的にトロイダル方向に回転することが実験からわかっている[5, 6]. その場合, separatrix 内部においてプラス方向にトロイダルフローが発生する. 今回は時間的に正負が反転するため, 一般的な FRC の回転が発生しているわけではないことがわかる. そのため, このフローは波動印加によって発生したものである.

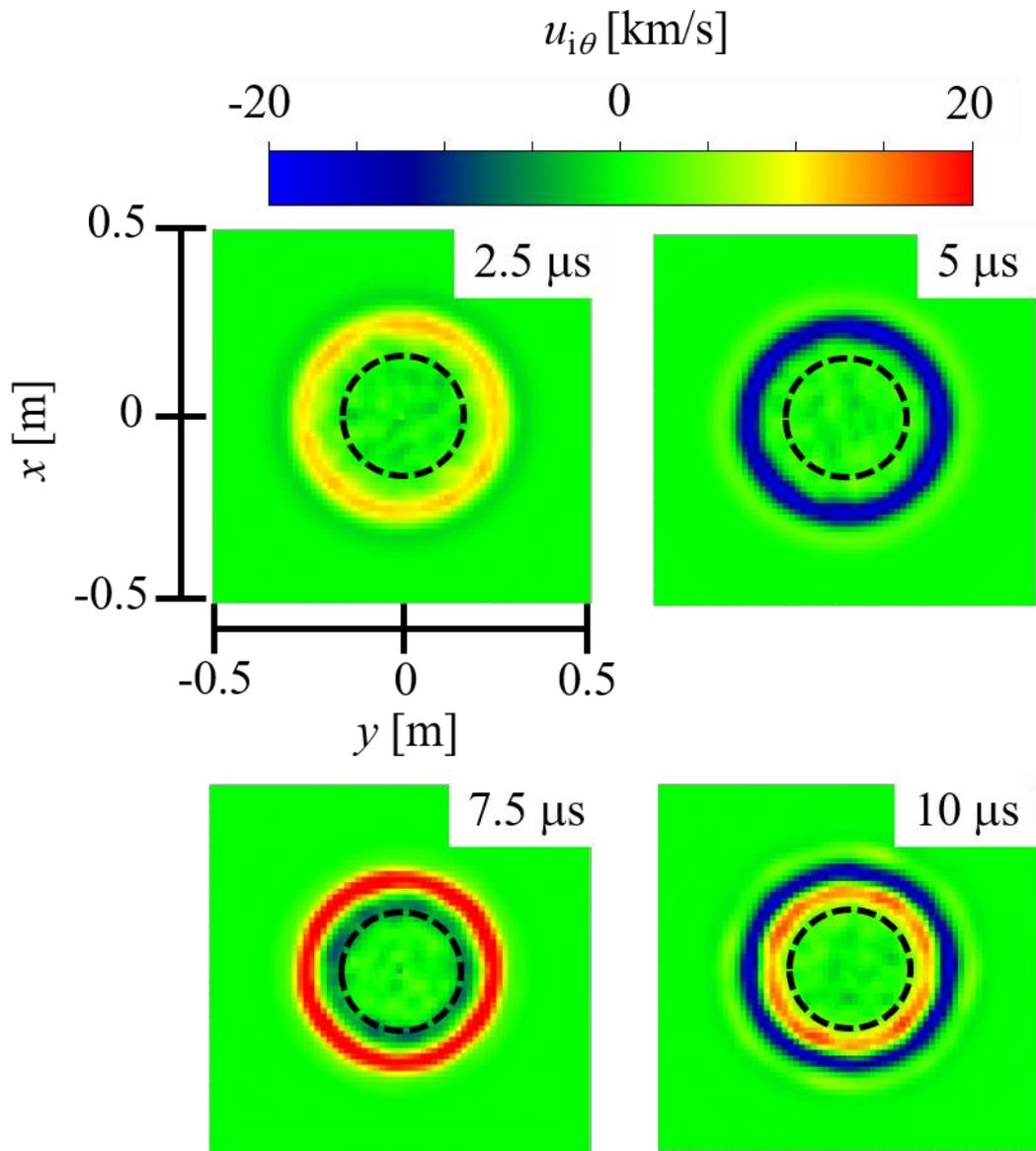


Fig. 3-7-1 中央面におけるトロイダル流速  $u_{i\theta}$  の x-y 断面

次に、観測位置を固定してトロイダル流速の時間変化を確認した。その結果は Fig. 3-7-2 に示される。観測位置は $\theta = 0$  の面における  $r = 0.16$  m と separatrix 外である  $r = 0.2, 0.25$  m とした。この結果は波動印加による影響のみを確認するために波動印加無しの結果との差分をとり、揺動分のみを出力している。その結果は separatrix 内では多少の振動はあるもののほぼ 0 であることがわかる。一方で  $r = 0.2, 0.25$  m では振動していることがわかる。 $r = 0.25$  m における振動周期は約  $5.88 \mu\text{s}$  であり、170 kHz 程度であることがわかる。アンテナ周波数は 160 kHz であるため、その周波数とほぼ同じであることがわかる。この結果から、トロイダルフローはアンテナ周波数とほぼ同じ周波数で正負が反転していることがわかった。

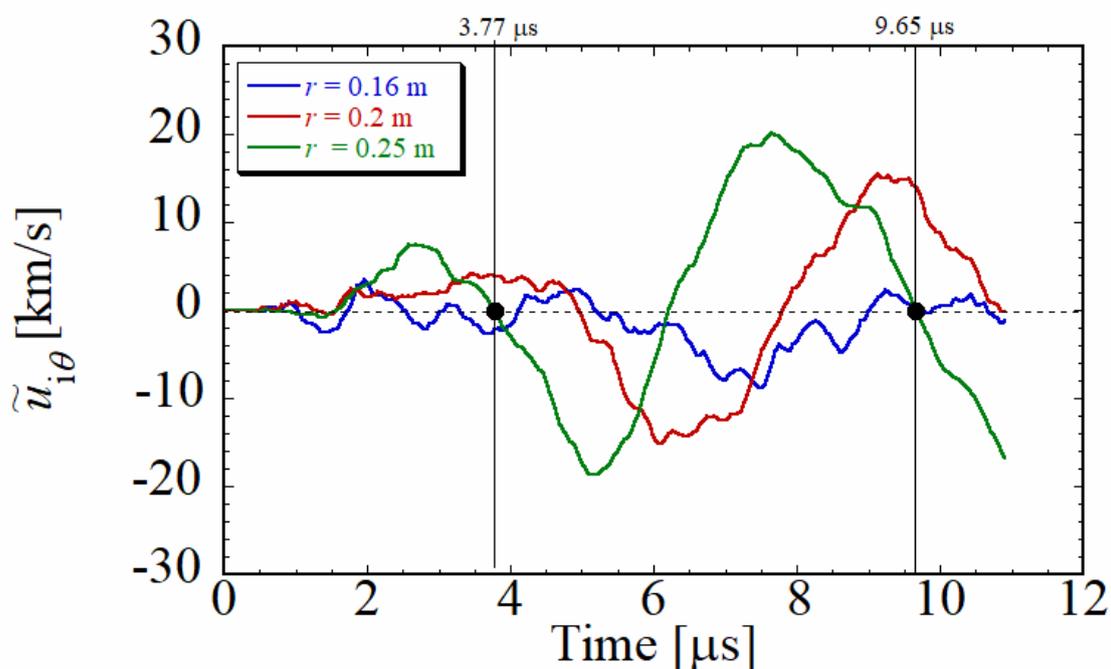


Fig. 3-7-2  $u_{i\theta}$  の時間変化

## 第 8 節 径方向流速

径方向イオン流速について確認する. トロイダル流速の場合と同様に中央面における径方向流速の  $x$ - $y$  断面分布を Fig. 3-8-1 に示す. 図中の黒線は平衡状態における separatrix 位置である. Figure 3-8-1 より,  $2.5 \mu\text{s}$  時では separatrix 外側において装置壁方向に向かうフローが発生している. その後の  $5 \mu\text{s}$  では反対に内側へ向かう方向にフローが発生している.  $7.5 \mu\text{s}$  の時刻の結果は separatrix 外側で外向きのフローが発生し, 内部では中心に向かうフローが発生している.  $10 \mu\text{s}$  は今までの径方向流速の結果やトロイダル流速の結果と異なり separatrix 内部で大きな値をとっている. その時の流速の値は  $13 \text{ km/s}$  程度であり, その向きは装置壁方向に向かうものである.

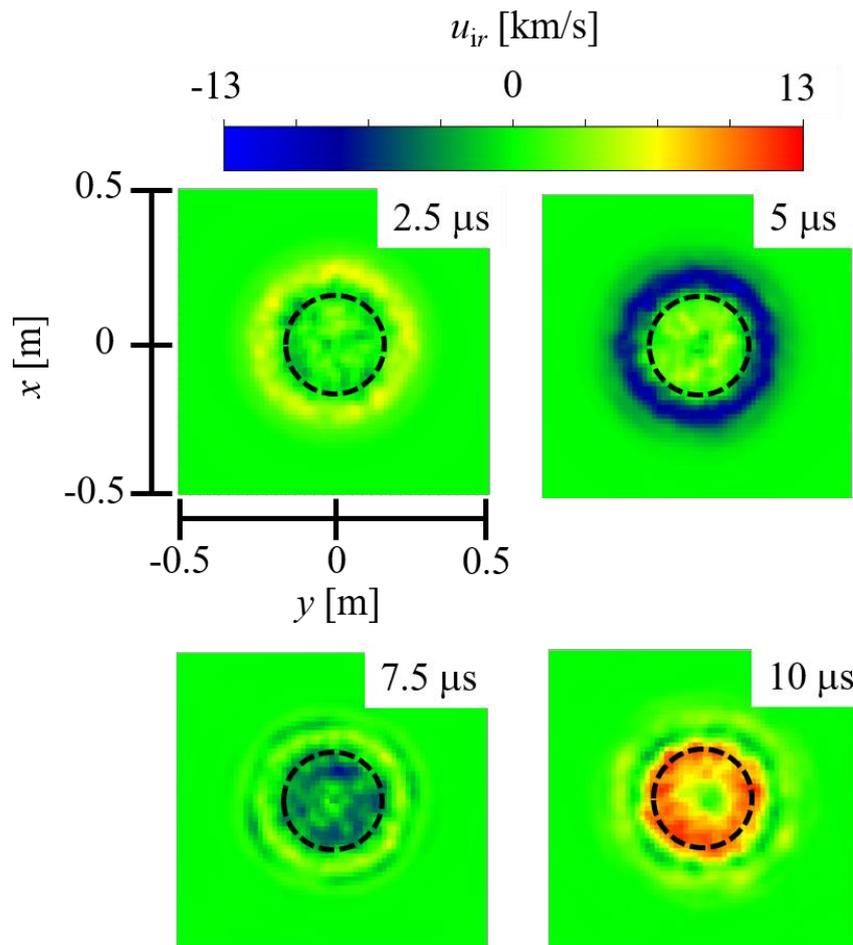


Fig. 3-8-1 中央面における径方向流速  $u_{ir}$  の  $x$ - $y$  断面

次に、 $x$ - $z$  平面における径方向イオン流速の時間変化を確認した。その結果は Fig. 3-8-2 に示される。この時の時間間隔は Fig. 3-8-1 とは異なっていることに注意してほしい。この時間間隔は Figs. 3-2-1, 2 に示したトロイダル磁場やイオン密度と同じ時間間隔である。その結果より、 $1.58 \mu\text{s}$  時はアンテナ付近から装置軸に向かってフローが発生していることがわかる。その後、 $3.15 \mu\text{s}$  時の径方向流速結果は  $1.58 \mu\text{s}$  時に発生していた径方向のフローが装置軸に達したことを示している。 $4.73 \mu\text{s}$  ではアンテナ付近では装置壁方向に向かう流速、すなわち広がる方向にフローが発生している。その右側では装置軸方向に向かうフローが発生していることがわかる。この位置において圧縮されたことを示している。 $6.26 \mu\text{s}$  では、アンテナ付近で新たに装置軸方向に向かうフローが発生していることがわかる。また、その右側で存在していた圧縮するフローはさらに範囲を広げていることがわかる。この結果から、separatrix 内でも径方向フローが発生したことがわかった。

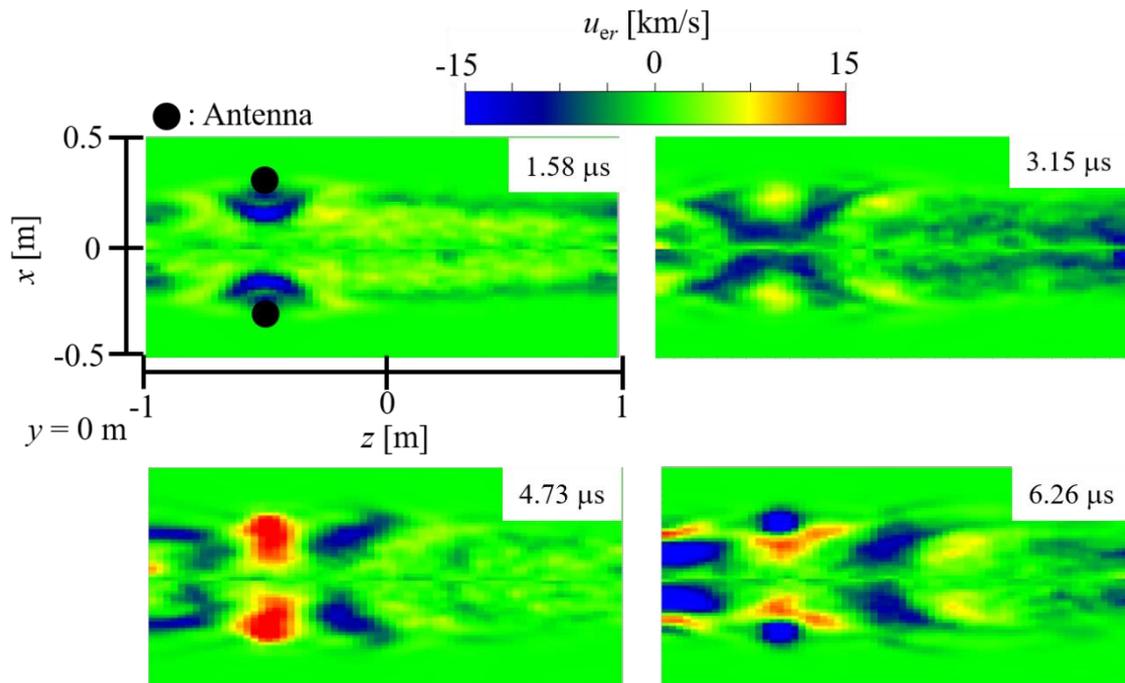


Fig. 3-8-2 径方向流速  $u_{ir}$  の  $x$ - $z$  平面

## 第 9 節 波動伝播シミュレーション結果まとめと解析すべき内容

アンテナを一つ配置した場合の波動印加シミュレーションにおける結果を示した。それらの結果より、過去の実験結果[1-3]と同様にトロイダル磁場の発生を確認した。その軸方向伝播速度は separatrix 外ではシアアルフベン波程度で伝わり、separatrix 内ではイオン音波に近づくことがわかった。このことは過去の実験結果[2, 3]で示されている結果と同様の傾向である。このことからコードは FRC への波動印加実験をよく再現できることが明らかにされた。また、イオン密度は波動印加によって separatrix 内に粗密が発生したことがわかった。高密度領域の移動速度は、120 km/s 程度であった。その速度はイオン音波とは異なっていた。また、イオン流速の軸方向成分とも異なっていた。

各物理量の径方向分布は separatrix 内には波動印加の影響は小さいことを示していた。中央面  $x$ - $y$  断面におけるトロイダル流速結果や径方向流速の結果は周期的に振動していることがわかった。トロイダル流速に関しては separatrix 内では小さいが、径方向流速は separatrix 内で比較的大きな値をとったことがわかった。

上記の結果から、得られた疑問点について下記にまとめる。

1. なぜ、トロイダル磁場は発生したのか (第 10 節)
2. 高密度領域の移動速度とイオン流速の  $z$  成分はなぜ異なるのか (第 11 節)
3. 波動励起によって発生した電磁場は separatrix 内に伝播しないのか (第 12 節)

これらの疑問点について次節以降、考察する。

## 第 10 節 トロイダル磁場発生メカニズム

アンテナの影響によってトロイダル磁場が発生したことについて考える. アンテナに電流を流すことで, アンテナ周辺に磁場が発生する. 本シミュレーションモデルでは, トータル電流密度からアンテナ電流密度を引くことでプラズマ電流密度を求めている. そのため, シミュレーション開始直後にアンテナ付近でアンテナ電流密度と同じ値で向きが逆の電子電流が発生する. その電子電流(= 電子流速) は,

$$E_r = -u_{e\theta} B_z, \quad (3-5)$$

$$E_z = u_{e\theta} B_r, \quad (3-6)$$

より, 径方向, 軸方向の電場を生み出す. ここで, 議論を簡略化するために円筒座標系における記述を行った. また, 電子圧力の変化と衝突項の影響は小さいため, 無視した. この理由として, アンテナ付近の領域では低圧力であることによって電子圧力は無視し, 低密度であることから衝突項も小さいとみなせるからである. この生成された電場はファラデーの法則より,

$$\frac{\partial B_{i\theta}}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_r}{\partial z} = \frac{\partial(u_{e\theta} B_r)}{\partial x} + \frac{\partial(u_{e\theta} B_z)}{\partial z}, \quad (3-7)$$

となり, トロイダル磁場を生成する. また, このトロイダル磁場はアンペールの法則より,

$$j_r = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_{i\theta}}{\partial z}, \quad (3-8)$$

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r B_{i\theta}), \quad (3-9)$$

ポロイダル方向の電流密度を生成する. ここで, 軸対称性を仮定して $\theta$  方向の微分は無視した. そのポロイダル方向の電流密度は, 電流の定義式より,

$$u_{er} = u_{ir} - \frac{j_r}{en_e}, \quad (3-10)$$

$$u_{ez} = u_{iz} - \frac{j_z}{en_e}, \quad (3-11)$$

となり, ポロイダル方向の電子フローを生み出す. これによって, Fig. 3-5-2 に示したような電子流速の  $z$  成分が低圧力領域で大きく発生したことが考えられる. 式(3-10), (3-11) にはイオン流速の項も存在するが, 上記までの議論でイオンの運動はこのメカニズムに入っていない. そのため, Fig. 3-5-1 に示したように低圧力領域ではイオンのフローは発生しなかったことが考えられる. アンテナ付近から電子フローが励起され, 伝播していくことがわかった.

## 第 11 節 高密度領域の移動速度

第 5 節にて波動印加によって separatrix 内に生じた軸方向イオン流速を観測した。そこで、その速度は 10 km/s 程度であることを述べた。その速度と高密度領域の移動速度が異なっていることも述べた。本節ではその部分について解析する。

この軸方向イオン流速の値と高密度領域の移動速度が異なっていた結果について、励起された波動によってエネルギーを得たイオンが separatrix 内を伝わっていると考えた。そのイメージ図を Fig. 3-11-1 に示す。Figure 3-11-1 ではある観測領域における速度分布変化のイメージを示している。縦軸は分布関数であり、粒子個数となる。横軸は速度である。今回、確認したいことは速度分布において、120 km/s 程度のイオンが増加したのかということである。そのため、今回の結果において 120 km/s のイオンが増加した場合どのような形になるかをイメージしやすいために 120 km/s がどのあたりに位置するかを示している。左図から高エネルギーイオン進入前、進入中、進入後となっている。速度分布と密度は、

$$n = \int f \, dv, \quad (3-12)$$

の関係があるため、高エネルギーイオンが Fig. 3-11-1 のようにある領域内を出入りすることで密度の増減が発生すると考えた。

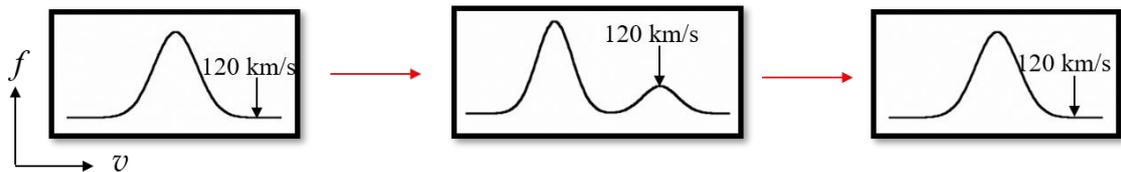


Fig. 3-11-1 密度増加のイメージを速度分布で表した図  
左図:イオン進入前, 中央図:イオン進入中, 右図:イオン進入後

ある領域内における高エネルギーイオンの出入りを確認するために、速度分布について解析した。速度分布取得領域は、Fig. 3-11-2 に示される。今回設定した速度分布取得領域は  $0 \leq x \leq 0.1\text{m}$ ,  $-0.1\text{m} \leq z \leq 0.1\text{m}$  である。

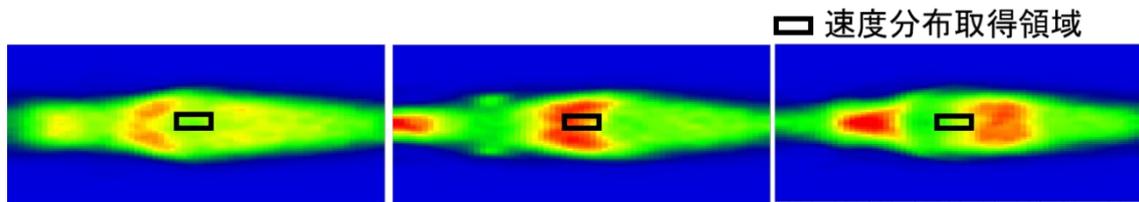


Fig. 3-11-2 速度分布取得領域と観測した密度の時間変化  
 黒枠の速度分布観測領域は  $0 \leq x \leq 0.1\text{m}$ ,  $-0.1\text{m} \leq z \leq 0.1\text{m}$  である。

左図:  $4.78 \mu\text{s}$ , 中央図:  $7.17 \mu\text{s}$ , 右図:  $9.56 \mu\text{s}$

速度分布出力結果を Fig. 3-11-3 に示す. ここでは軸方向の動きについての解析であるため, 速度の  $z$  成分の速度分布を出力している. 中央の破線は速度 0 の位置を示している. Figure 3-11-3 より, 青線の  $4.78 \mu\text{s}$  時は速度 0 を中心としたマクスウェル分布になっていることがわかる. この領域での軸方向イオン流速は Fig. 3-5-1 より, 数  $\text{km/s}$  であるため, 速度分布の結果は妥当であるといえる. その後の  $7.17 \mu\text{s}$  ではプラスの速度のイオンが増加したことを示している.  $4.78 \mu\text{s}$  よりも速度分布が大きくなっているため, 密度が増加したことがわかる. その中央値は  $15 \text{ km/s}$  程度である. プラスの速度のイオンが増加した一方で, マイナスの速度の粒子は  $4.78 \mu\text{s}$  より少し減少している. これはマイナス方向に速度を持っているイオンが速度分布取得領域から離れたことによるものだと考えられる. このような変化がある中, 期待していた  $120 \text{ km/s}$  の速度を持ったイオンはほぼ増加していない. その後の  $9.56 \mu\text{s}$  では青線の  $4.78 \mu\text{s}$  の分布に近づいていることがわかる.  $7.17 \mu\text{s}$  時に進入した比較的高速のイオンがこの領域から流出したことがわかる. これらのことから, 高速の粒子の出入りによって密度が増加したことが示唆されているが, その速度は高密度領域の移動速度として観測された値とは異なっている. 高速のイオンの動きだけで高密度領域の移動がみられているわけではないことがわかった.

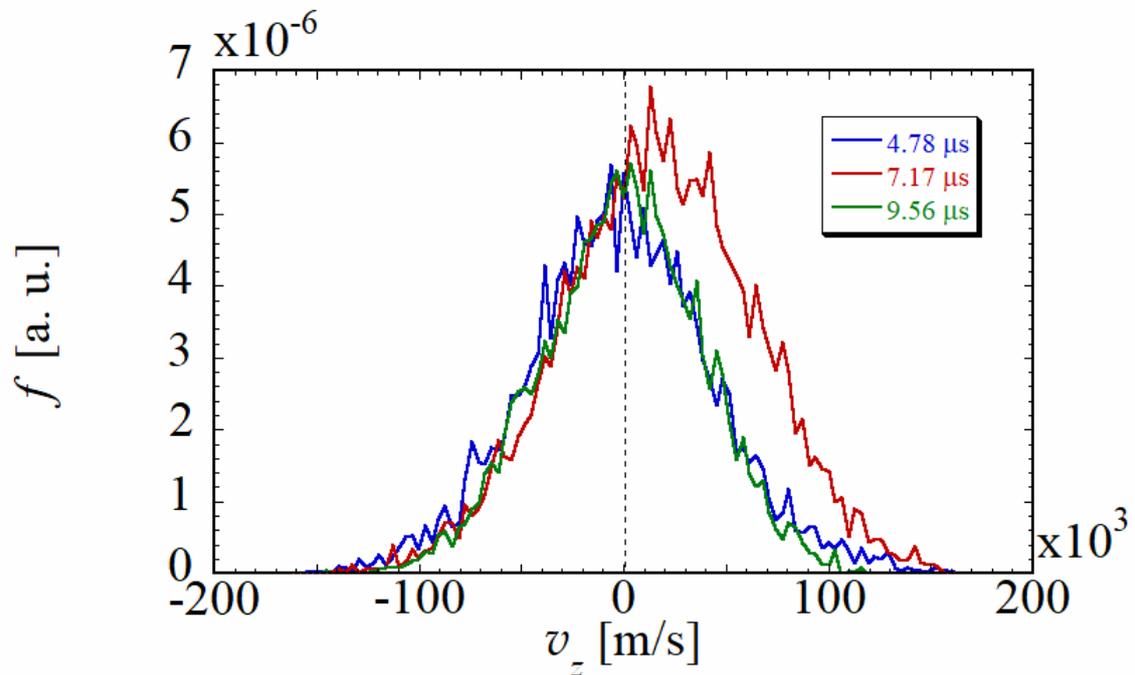


Fig. 3-11-3 観測領域における速度分布の変化

次に、高密度領域の移動速度が separatrix 外における  $B_y$  の伝播速度と近いことから、波動が伝播することでプラズマが圧縮され、それによって密度の粗密が発生しているのではないかと考えた。Figure 3-8-2 で示した径方向流速はイオン密度の変化と近い動きをしていた。そこで、磁気強度、イオン密度とイオン流速の速度ベクトル ( $u_{ix}$  と  $u_{iz}$  によるベクトル) を確認した。その結果は Fig. 3-11-4 に磁場強度と速度ベクトル、Fig. 3-11-5 にイオン密度と速度ベクトルをそれぞれ示される。Figure 3-11-4 および Fig. 3-11-5 は  $r$ - $z$  平面での結果として示している。図中の白破線はアンテナの径方向位置を示している。黒矢印は速度ベクトルを表している。ここではベクトルの向きだけに注目する。背景として存在する分布は磁場強度とイオン密度である。青色の領域は値が小さく、赤色に近づくにつれて大きくなる。

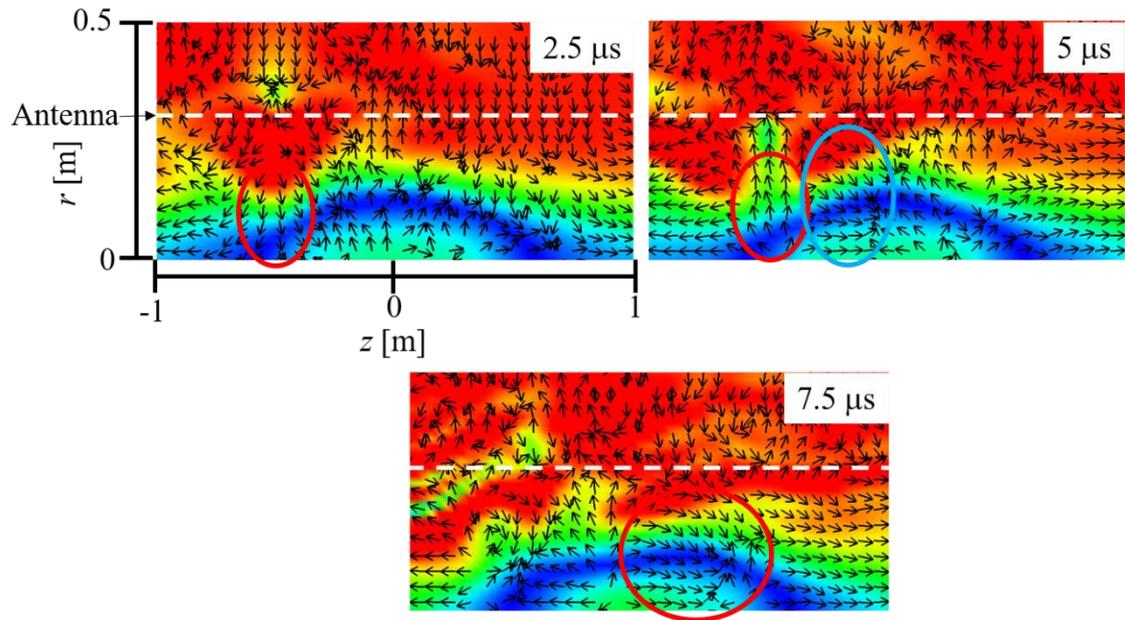


Fig. 3-11-4 磁場強度と速度ベクトル  
白破線はアンテナ径方向位置を示している.

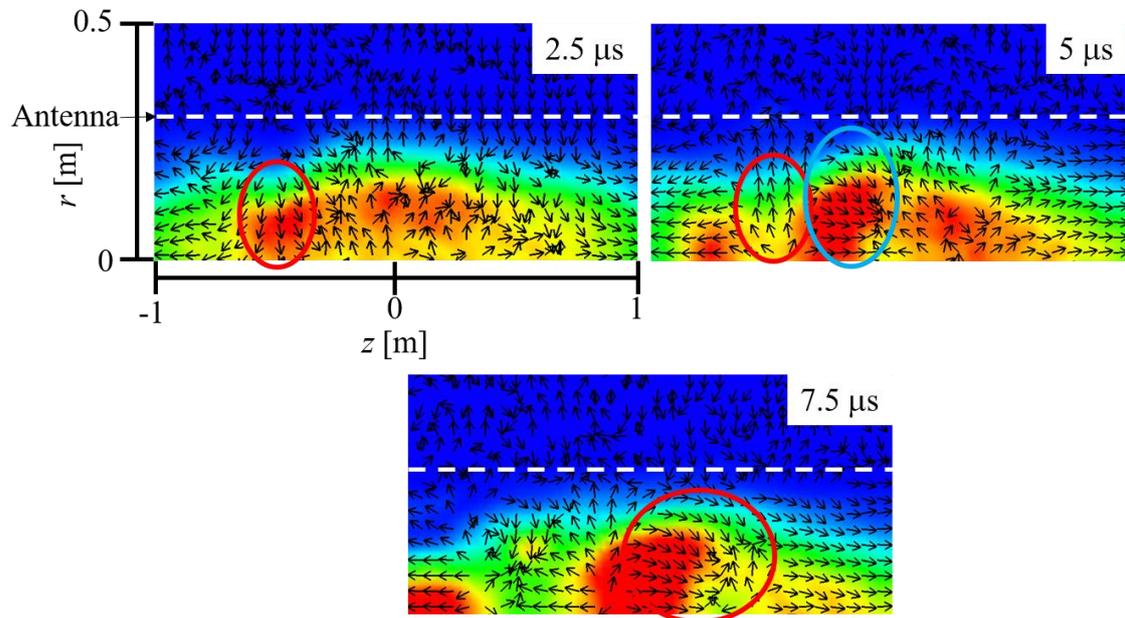


Fig. 3-11-5 イオン密度と速度ベクトル  
白破線はアンテナ径方向位置を示している.

ここでは、Figs. 3-11-4, 5 の 赤丸または青丸に示した領域に注目して考えていく。  
2.5  $\mu\text{s}$  の赤丸の領域では赤くなっているため磁場強度が強くなっている。そこでの  
速度ベクトルは装置軸方向になっていることがわかる。また、対応する密度分布を確認

するとその位置での密度増加が確認できる. アンテナから発生した磁場によってプラズマが圧縮されたことを示している. 次に  $5 \mu\text{s}$  の磁場強度分布の赤丸では磁場強度が弱くなっている. そのため, そこでの速度ベクトルは装置壁方向を向いている. 磁場強度が減少したことによってプラズマが膨張していることがわかる. そのため, 密度減少していることがわかる. 同時刻の青丸の領域に注目すると左上の部分で磁場強度が増加していることがわかる. そのため, そこでの速度ベクトルが右下を向いている. 同時刻の密度分布もやはり増加しているため, 磁場強度の増加によって密度が増加したことがわかる.  $7.5 \mu\text{s}$  でもそれまでと同じ傾向を示していることがわかる. これらの結果から, 励起された磁場によって磁場強度が増減し, それによって密度分布が応答していることがわかった. そのため, 高密度領域の移動速度は separatrix 外における  $B_y$  の伝播速度と同じになったと考える.

## 第 12 節 波動のカットオフ

第 6 節にて波動印加によって励起された電磁場は  $V_S = V_A$  となる位置より内側へは伝播しないことを述べた. 本節ではそのことから出発して励起された電磁場のカットオフ現象について議論していく.

まず, 第 2 節で示した  $B_y$  の分布に  $V_S = V_A$  となる位置に線を引いた結果を Fig. 3-12-1 に示す. 図中に示した黒線が  $V_S = V_A$  となる位置である. このときの  $V_S, V_A$  にはその瞬間における磁場, 密度, 温度から算出した結果を示している. その結果, どの時刻においても黒線より内側への波の伝播は見られない. また, 伝播している波によって  $V_S = V_A$  となる位置が変化していることがわかり, この結果からも  $V_S = V_A$  の位置において波がカットオフされていることがわかる.

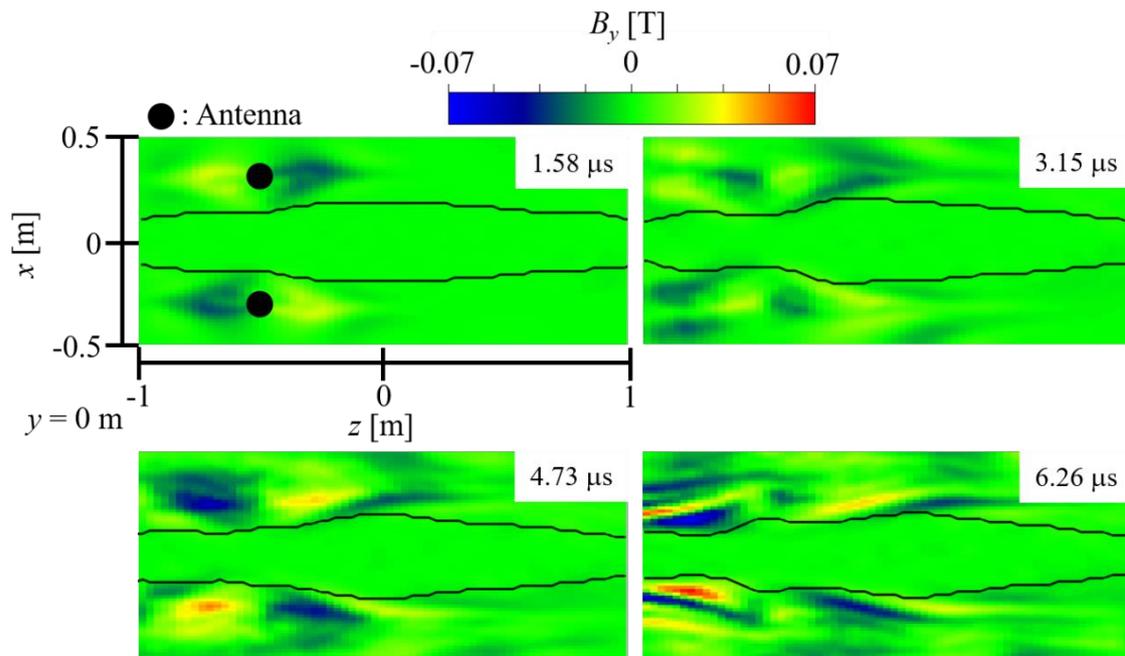


Fig. 3-12-1  $x$ - $z$  平面における  $B_y$  の結果と  $V_S = V_A$  となる位置  
黒線:  $V_S = V_A$  となる位置

次にこの  $V_S = V_A$  となる位置は何を示しているかを考える.  $V_S = V_A$  は式(3-3), 式(3-4), 式(3-13), 式(3-14), 準中性条件より式(3-15) ように変形できる.

$$p = n_e T_e + n_i T_i, \quad (3-13)$$

$$\beta = \frac{P}{B^2/2\mu_0}, \quad (3-14)$$

$$\beta = \frac{6}{5} \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right), \quad (3-15)$$

式(3-15)の $\omega$  にアンテナ周波数である 160 kHz,  $\omega_{ci}$  に初期磁場から求めた  $V_S = V_A$  における値 600 kHz を代入すると,

$$\beta = \frac{6}{5} \left( 1 - \frac{160 \times 10^3}{600 \times 10^3} \right) = 0.88, \quad (3-16)$$

となる。つまり局所ベータ値が 0.88 より大きいベータの領域へは波は伝播しないことがわかった。FRC は高ベータであることから、外部磁気エネルギーの変化に対してプラズマが圧縮または膨張することによって、外部磁気エネルギーと釣り合うように形状変化することが考えられる。特に、前節にて述べたように高密度領域の移動速度はアンテナによって励起された磁気エネルギーの変化に応じて密度変化が発生していた。そのことから、外部磁気エネルギーの変化にプラズマが応答し、磁気エネルギー(磁気圧)とプラズマ圧が釣り合った径方向位置から内部への波の伝播は起こらないことが考えられる。アンテナから励起された波の伝播は起こらないが、高ベータ領域ではアンテナによって励起された磁気エネルギーの変化に応じたプラズマエネルギーの増減が発生したことが考えられる。

ここから、エネルギーの変化について述べる。電磁場のエネルギーも含めたトータルエネルギー密度  $E_t$  は式(3-17)より求められる。

$$E_t = p_i + \frac{1}{2} n_i m_i u_i^2 + p_e + \frac{1}{2} n_e m_e u_e^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2. \quad (3-17)$$

Figure 3-12-2 にトータルエネルギーの変化を示す。この時、波動印加有りから波動印加無しの場合を引くことによって波動印加によるエネルギーの変化分のみを表して

いる。また、ここでは  $r$ - $z$  平面におけるエネルギーの分布である。この図では、エネルギー分布と同時に、黒線として  $V_s = V_A$  となる境界も示している。Figure 3-12-2 より、 $1.43 \mu\text{s}$  時の結果ではアンテナ付近からエネルギーの変化が発生していることがわかる。 $2.87 \mu\text{s}$  では境界線の内側でエネルギーの増加がみられる。上述しているように境界線より内側では電磁場は発生していない。そのことを考慮すると境界線の内側でのエネルギーの増加はプラズマエネルギーの増加を示している。また、中央付近では境界外側でエネルギーが減っており、それと同じ分だけ境界内部でもエネルギーの減少がみられる。エネルギーの径方向分布は後述する。その後の、 $4.3 \mu\text{s}$ 、 $5.74 \mu\text{s}$  でも同様に境界線の外側と内側でのエネルギー変化は対応していることがわかる。

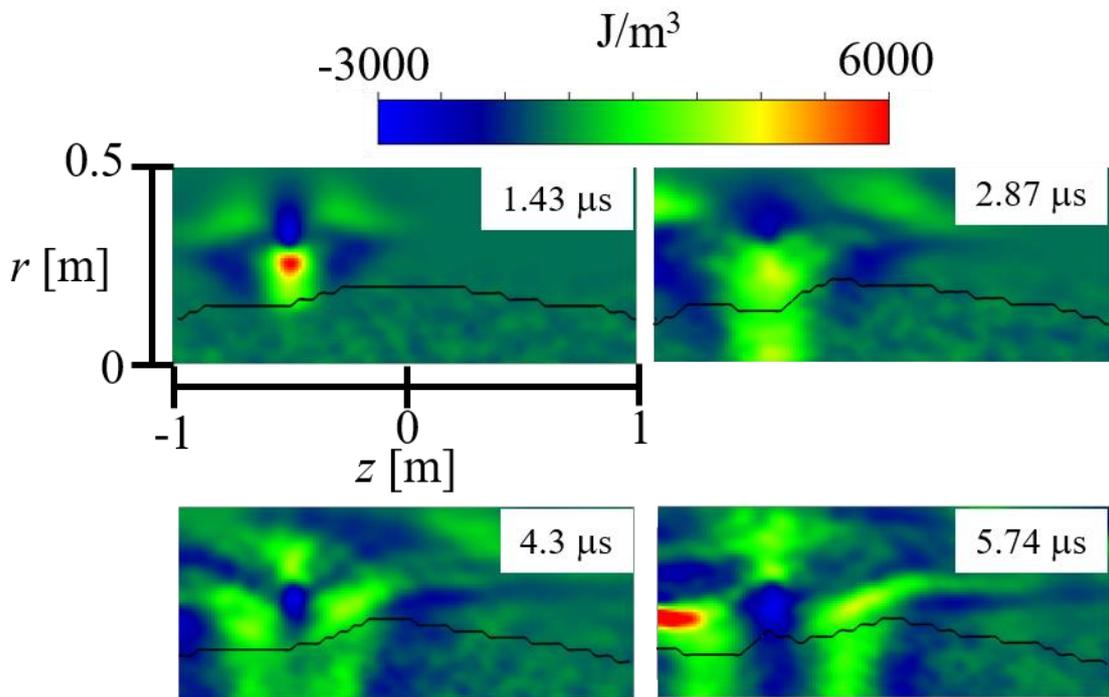


Fig. 3-12-2 トータルエネルギー密度の揺動分の変化

次に、式(3-17) の項ごとに分けてエネルギー分布を表した結果を Fig. 3-12-3 に示す。ここで、電場エネルギーは小さいため記載は省略した。第 5 節に記載した電場の揺動分から電場エネルギーを試算してみると、

$$E_E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} 8.854 \times 10^{-12} \times 3.6 \times 10^7 \approx 1.6 \times 10^{-4} \text{ J/m}^3,$$

となる。一方、磁気エネルギーは、

$$E_B = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{0.0015}{2 \times 4\pi \times 10^{-7}} \approx 7.4 \times 10^2 \text{ J/m}^3,$$

である。そのため、磁気エネルギーと比較して電場エネルギーは非常に小さく、プラズマに吸収されたとしても効果はないことがわかる。Figure 3-12-3 において、上段は磁気エネルギー、中段はイオンエネルギー、下段は電子エネルギーを示している。左から 1.43  $\mu\text{s}$ , 2.87  $\mu\text{s}$ , 4.3  $\mu\text{s}$ , 5.74  $\mu\text{s}$  となっている。各段でカラーコンターの値が異なることに注意していただきたい。Figure 3-12-3 より、磁気エネルギーは境界線の外側で大きな値となっており、その磁気エネルギーが増減した領域より装置軸付近では、それに対応したイオンエネルギーと電子エネルギーの変化がみられる。また、イオンと電子エネルギーの変化は全く同じであることがわかる。しかし、表示しているカラーコンターの値がイオンの方が 2.5 倍大きくなっている。この結果から、アンテナによって励起された磁気エネルギーの増減による影響は電子よりもイオンに起こることがわかった。

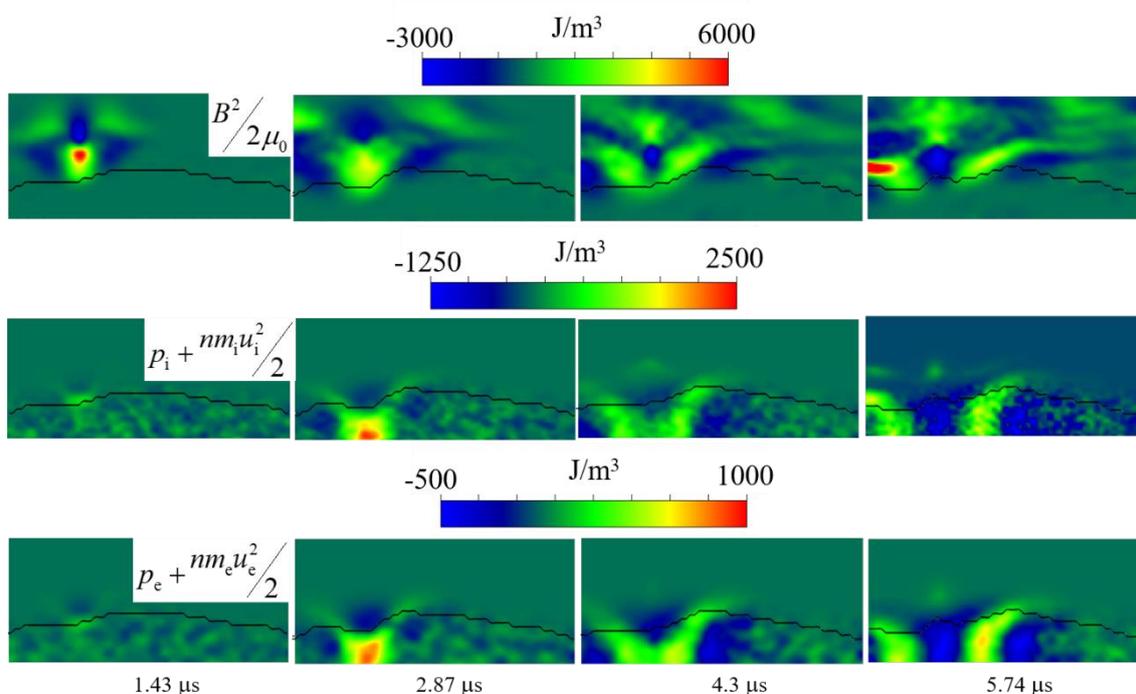


Fig. 3-12-3 エネルギーの揺動分の変化

上段:磁気エネルギー, 中段:イオンエネルギー, 下段:電子エネルギー

次に、各時刻における径方向分布を Fig. 3-12-4 に示す。Figure 3-12-4 では径方向分布を確認する際の  $z$  位置が(a), (b) とその他 2 つの図で異なることに注意していただきたい。Figure 3-12-4 より、イオンエネルギーと電子エネルギーに注目すると、イオンエネルギーの方が電子エネルギーの 2 倍程度になっていることがわかる。このイオンと電子とのエネルギー増減の比は 2:1 であり、その比は初期温度の比である。

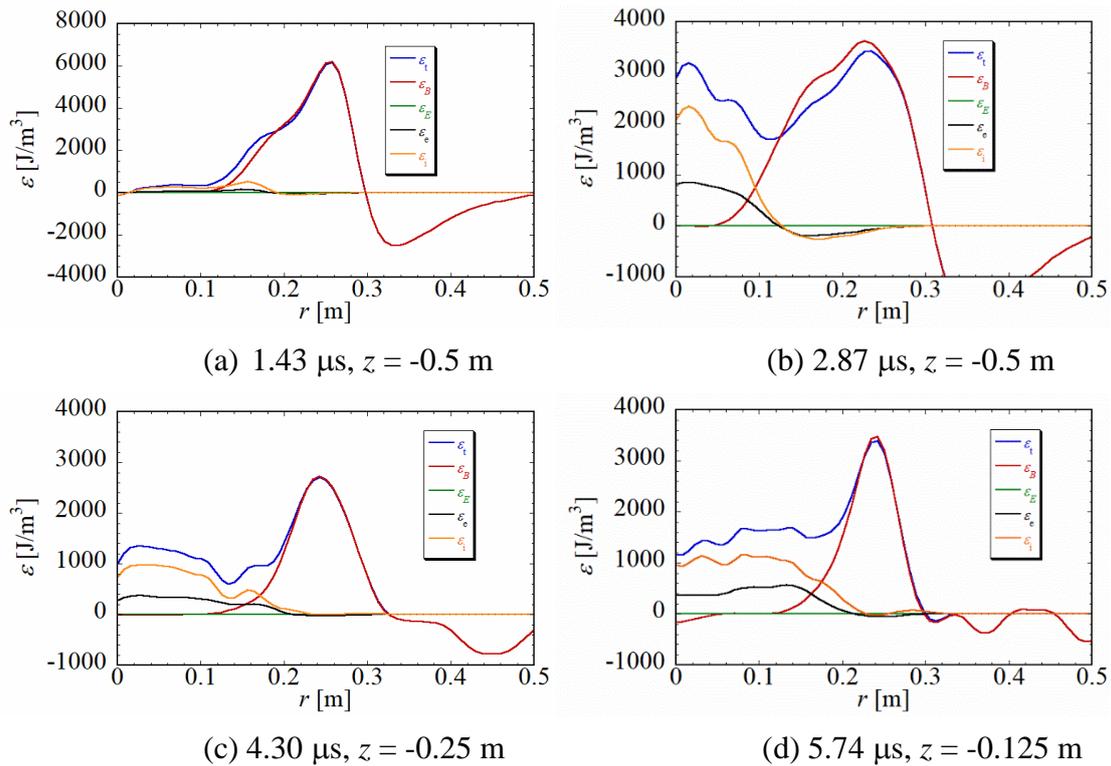


Fig. 3-12-4 エネルギーの揺動分の径方向分布

$\varepsilon_i$  (青線) はトータルエネルギーの揺動分,  $\varepsilon_B$  (赤線) は磁気エネルギーの揺動分,  
 $\varepsilon_E$  (緑線) は電場エネルギーの揺動分,  $\varepsilon_e$  (黒線) は電子エネルギーの揺動分,  
 $\varepsilon_+$  (橙線) はイオンエネルギーの揺動分

アンテナによって励起された磁気エネルギーから得たプラズマエネルギーの比が初期温度の比と同様であったことから、初期のイオン温度と電子温度を等温とした場合と電子温度をイオン温度の 2 倍とした場合の 2 パターンのシミュレーションを行った。その結果として、Fig. 3-12-4 と同じ時刻、同じ位置での結果を Figs. 3-12-5, 6 に示す。Figure 3-12-5 は初期温度を等温として場合の結果である。その結果から、イオンエネルギーと電子エネルギーの揺動分はほぼ同じ値をとっていることがわかる。Figure

3-12-6 は電子温度をイオン温度の 2 倍とした場合の結果を示している. Figure 3-12-6 (b), (d) の結果は明らかに電子エネルギーの揺動分がイオンエネルギーの揺動分より 2 倍程度大きいことを示している. これらの結果から, 磁気エネルギーから得るプラズマエネルギーの比は初期温度に依存していることが示された.

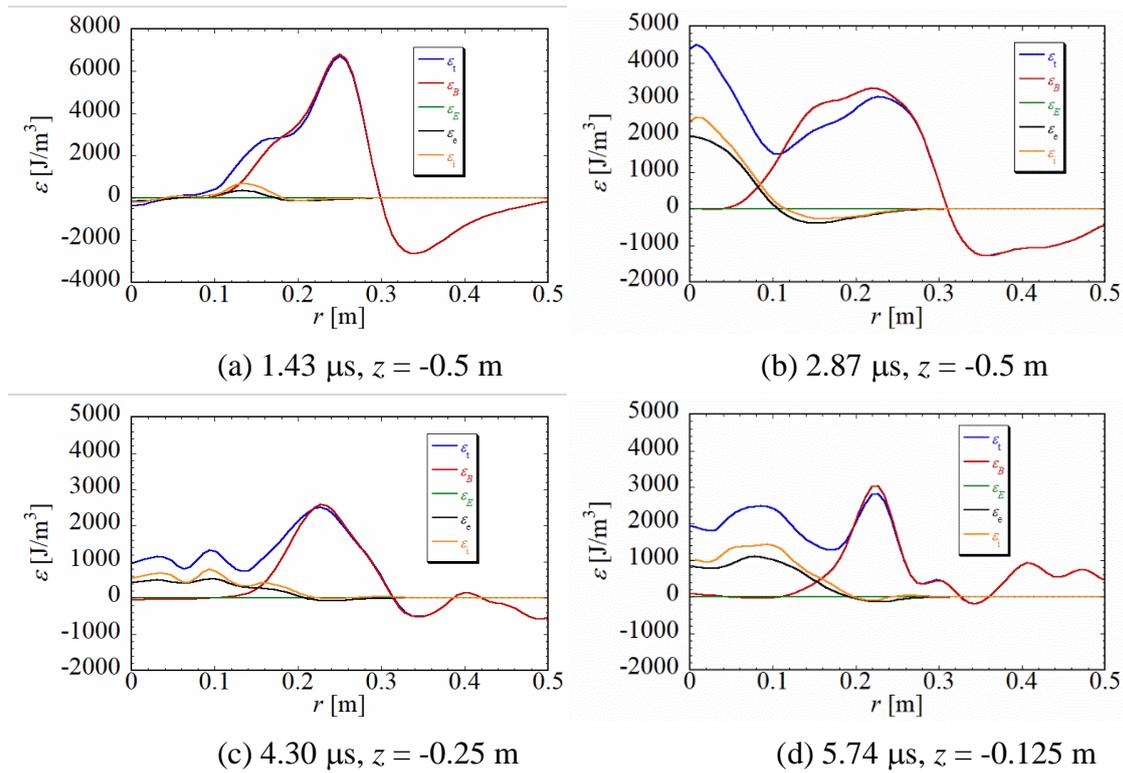


Fig. 3-12-5 初期温度を同じにした場合のエネルギーの揺動分の径方向分布  $\epsilon_t$ (青線) はトータルエネルギーの揺動分,  $\epsilon_B$ (赤線) は磁気エネルギーの揺動分,  $\epsilon_E$ (緑線) は電場エネルギーの揺動分,  $\epsilon_e$ (黒線) は電子エネルギーの揺動分,  $\epsilon_i$ (橙線) はイオンエネルギーの揺動分

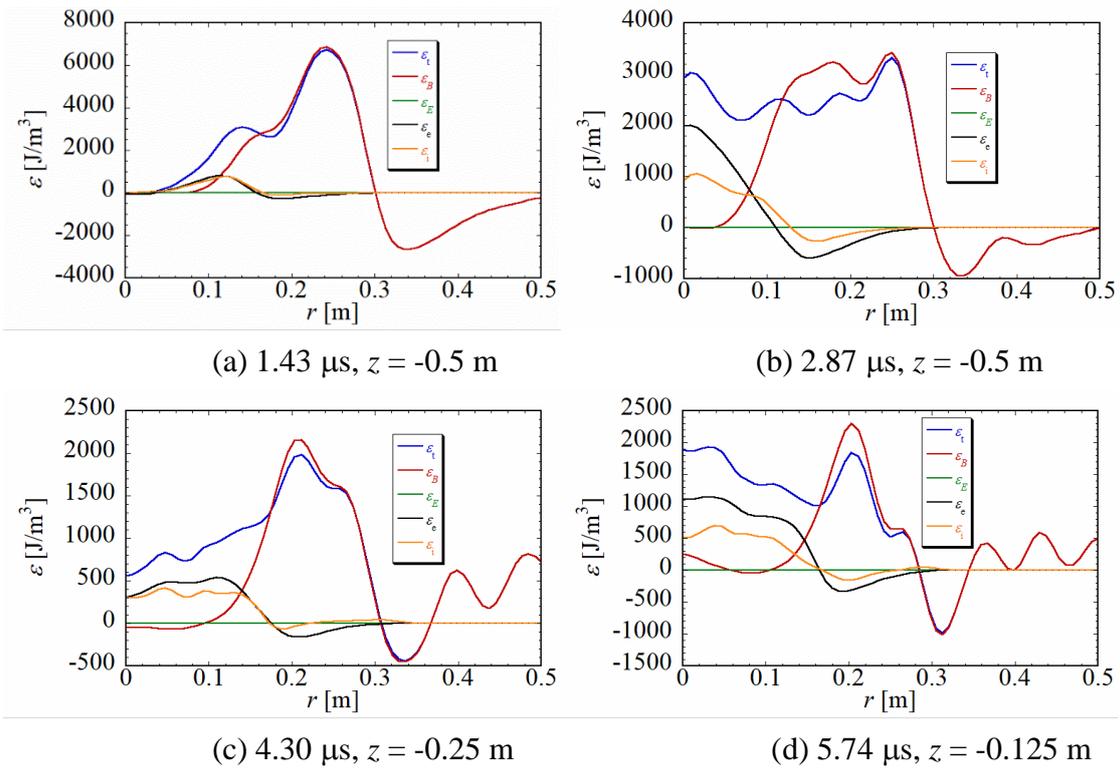


Fig. 3-12-6 初期温度を  $T_e = 2T_i$  とした場合のエネルギーの揺動分の径方向分布  $\varepsilon_t$  (青線) はトータルエネルギーの揺動分,  $\varepsilon_B$  (赤線) は磁気エネルギーの揺動分,  $\varepsilon_E$  (緑線) は電場エネルギーの揺動分,  $\varepsilon_e$  (黒線) は電子エネルギーの揺動分,  $\varepsilon_i$  (橙線) はイオンエネルギーの揺動分

## 第 13 節 まとめ

本章では、一つのアンテナを配置し、波動印加した場合の波動伝播とそれによるプラズマの反応について述べた。

第 1 節では本章で設定したアンテナモデルについて述べた。

第 2 節から第 9 節まではシミュレーションの結果について述べた。

第 2 節から第 4 節では励起されたトロイダル磁場や波動の影響によるイオン密度の変化を観測した。また、議論を単純化するために軸対称性の確認を行った。励起されたトロイダル磁場の伝播速度と実験から示唆されている伝播速度の比較を行い、それが比較的よい一致を示していることを確認した。Separatrix 内における高密度領域の移動速度を調べ、その速度は約 120 km/s であった。

第 5 節ではイオンと電子の軸方向流速を確認した。電子は低密度領域で大きな値をもっていることがわかった。一方でイオンは低密度領域では小さく、高密度領域で大きな値をとっていた。その領域では電子流速もイオン流速もほぼ同じ値であった。高密度領域ではイオンと電子は一緒に動くことがわかった。Separatrix 内でのイオン流速の値は 10km/s 程度であったため、イオン密度の伝播速度とは異なっていた。

第 6 節では中央面( $z = 0$  m)における電磁場の径方向分布を確認し、波動印加によって励起される電磁場は separatrix 内部では外部と比較して非常に小さいことがわかった。

第 7 節はトロイダル方向のイオン流速について述べられた。FRC は生成直後から自発的にトロイダル方向に回転しだすのだが、自発的回転で発生するフローは一方向に発生し、増加するのに対して、波動印加によって発生したフローはアンテナ電流周波数に依存して正負が反転していた。そのため、自発的回転とは異なるトロイダルフローが観測された。また、その発生したフローは、separatrix 内では発生しなかった。

第 8 節ではイオン流速の径方向成分について述べた。中央面の分布は separatrix 外では小さく、内部で大きいことを示した。この結果はトロイダル流速とは異なるものであった。その径方向流速も周期的に変化する結果であった。

第 9 節はこれら結果を簡易的にまとめ、そこから生じた疑問について整理した。

第 10 節はトロイダル磁場発生メカニズムについて考察した。そのメカニズムについて、アンテナから発せられた電磁場を遮蔽するためにプラズマ中の電子が反応しトロイダル電子電流を作り、その結果発生する径方向、軸方向の電場によってトロイダル磁場が発生することがわかった。

第 11 節では、高密度領域の移動速度と軸方向流速の値が一致しなかった点について考えた。その結果、励起された波動によって増加した磁気圧によってプラズマが圧縮されることによって密度増加が発生していることがわかった。その圧縮している磁場が軸方向へ移動することによってイオンが波動伝播速度と同じ速度で圧縮されるために発生したものとわかった。

第 12 節では、励起された電磁場のカットオフ現象について考察した。励起された電磁場は  $V_s = V_A$  となる位置でカットオフされることがわかった。電磁場エネルギーとプラズマエネルギーを確認した結果、磁気エネルギーの増減によってプラズマエネルギーの変化が起こることがわかった。FRC は高ベータであることからアンテナによって励起された磁気エネルギーに釣り合うようにプラズマ圧が増減し、その位置より内部へは電磁場として伝播しないことがわかった。また、イオンと電子のエネルギー変化を比較すると、イオンの方が 2 倍以上大きくなっていた。イオン温度と電子温度の比を変更してシミュレーションした結果、イオンエネルギーと電子エネルギー増減は初期温度に依存して変化していた。これらの結果から、磁気エネルギーから得るプラズマエネルギーの比は初期温度に依存していることが示された。

### 参考文献 3

- [1] K. Yamanaka *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2755 (2000).
- [2] 山仲浩二. 磁場反転配位プラズマの波動励起法と加熱に関する研究.  
大阪大学, 2000, 博士論文.
- [3] S. Okada *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1140 (2003).
- [4] T. Takahashi *et al.*, IEEJ Trans. Fundam. Mater. **135**, 517 (2014).
- [5] T. Asai *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 072508 (2006).
- [6] H. Itagaki *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 030703 (2014).

## 第4章 プラズマ応答と加熱効果解析

前章では、1つのアンテナを配置したシミュレーションを行い、励起された電磁場の伝播について解析した。本章では、separatrixをはさむ形でアンテナを配置した場合のプラズマ応答と加熱効果について解析する。2つのアンテナによる波動印加の効果として、

1. FRCの巨視的な形状変化を解析すること
2. FRCの形状変化を伴う加熱現象を解析すること

が挙げられる。前章で示した通り、波動印加によって高密度領域の移動が観測されたことから、通常の波動加熱のような揺動的な波動を印加していることとは異なる。

本章の構成として、第1節で配置したアンテナについて述べ、第2節と第3節では波動印加によるプラズマの形状変化を記述する。第4,5節にイオン温度、電子温度の結果について述べ、第6節以降は加熱効果について考察する。

### 第1節 アンテナモデル

本章で設定したアンテナモデルについて述べる。アンテナは Fig. 4-1-1 に示されるように separatrix を挟み込むように配置される。その位置は  $(r, z) = (0.3 \text{ m}, \pm 0.5 \text{ m})$  である。シミュレーションはアンテナ電流の位相を反転させた2つのパターンについて行われた。アンテナ電流波形は式(4-1)に示す正弦波である。

$$I_{\text{ANT}} = I_{\text{max}} \sin(2\pi f_{\text{ANT}} t + \phi). \quad (4-1)$$

ここで、 $I_{\text{max}}$  はアンテナ電流の最大値であり、今回は 30 kA と設定し、 $f_{\text{ANT}}$  はアンテナ周波数であり 160 kHz と設定した。 $\phi$  は位相であり、今回は位相の反転したアンテナ電流によるプラズマの応答や加熱効果の違いを確認する。そのため、位相は  $\phi = 0, \pi$  の2パターン設定された。アンテナ電流波形は Fig. 4-1-2 に示される。今後、Fig.

4-1-2 に示した青線の電流波形における結果を「 $\phi = 0$ 」の結果, 赤線の電流波形における結果を「 $\phi = \pi$ 」の結果として記載する. Figure 4-1-2 で  $\phi = \pi$  と記載されている波形は第 3 章で設定したものと同様である. シミュレーションの際に, 配置したアンテナ 2 つに対して同位相の電流を流すこととした. 最大電流値における磁場強度を Fig. 4-1-3 に示す. 本節でのアンテナ電流値は第 3 章と変わらないため, 磁場強度も第 3 章と変わらない. 2 か所にアンテナを配置している部分のみが異なる. また, 電流位相が反転するため, シミュレーション開始直後にアンテナから発生する磁場も反転する. シミュレーション開始から最初のアンテナ電流のピーク値で発生するアンテナ磁場の  $z$  成分の径方向分布は Fig. 4-1-4 に示される. Figure 4-1-4 での  $z$  位置はアンテナ配置位置である  $z = -0.5 \text{ m}$  としている. アンテナ付近の領域での FRC の磁場の  $z$  成分はマイナスと定義しているため,  $\phi = 0$  の場合, シミュレーション開始直後に FRC の磁場を弱めることが予想され,  $\phi = \pi$  の場合は強めることが予想される. つまり,  $\phi = 0$  の場合はシミュレーション開始直後にプラズマを膨張させ,  $\phi = \pi$  の場合は圧縮することが予想される. 想定されるプラズマの応答は Fig. 4-1-5 に示される.

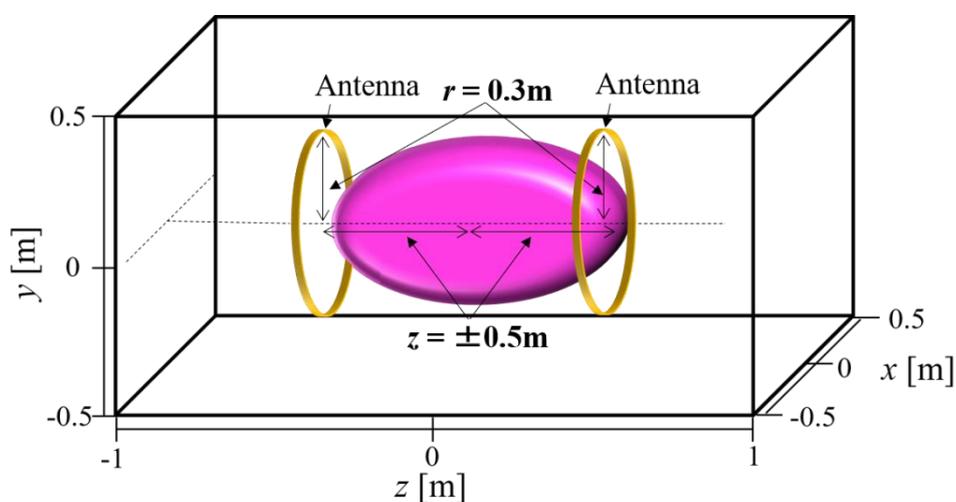


Fig. 4-1-1 アンテナ配置位置

$(r, z) = (0.3 \text{ m}, \pm 0.5 \text{ m})$  の位置に配置

黄色の輪はアンテナを示している.

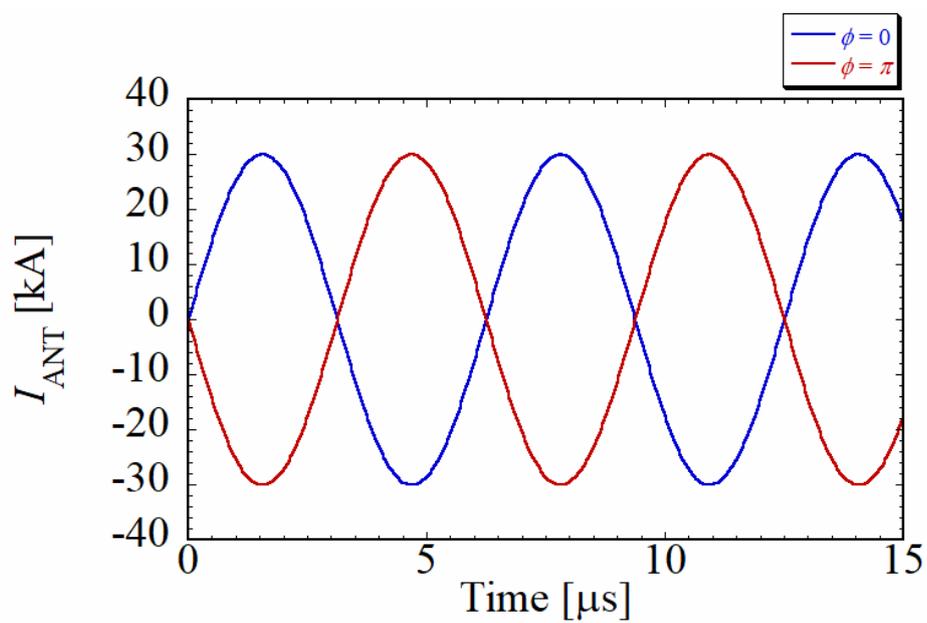


Fig. 4-1-2 アンテナ電流波形

最大値は 30 kA, 周波数 160 kHz の正弦波

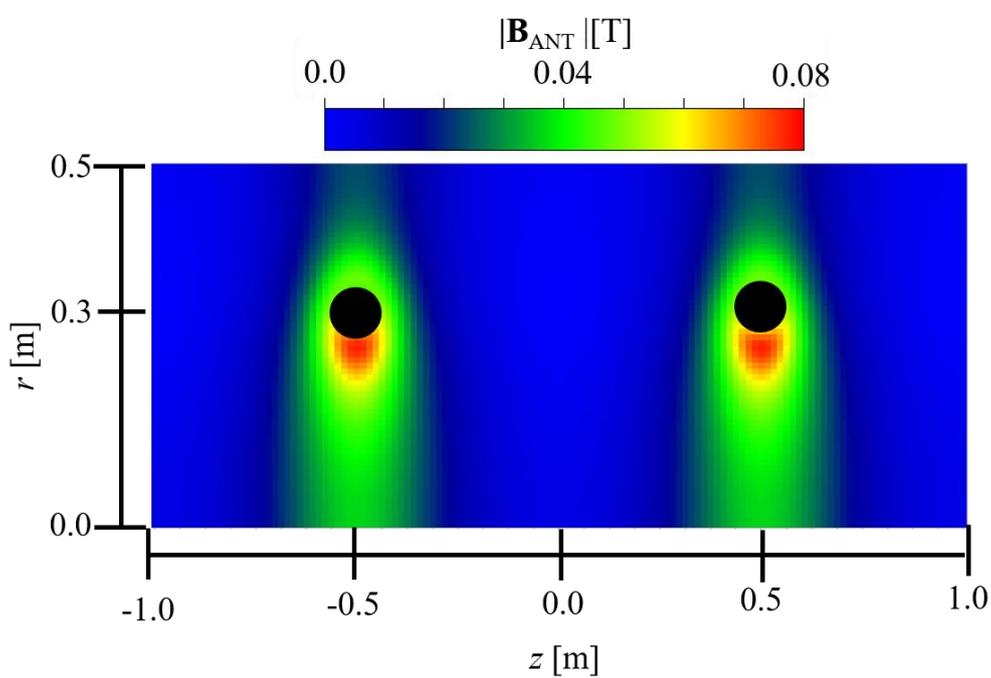


Fig. 4-1-3 アンテナ電流が作る磁場強度

黒丸はアンテナ位置を示す.

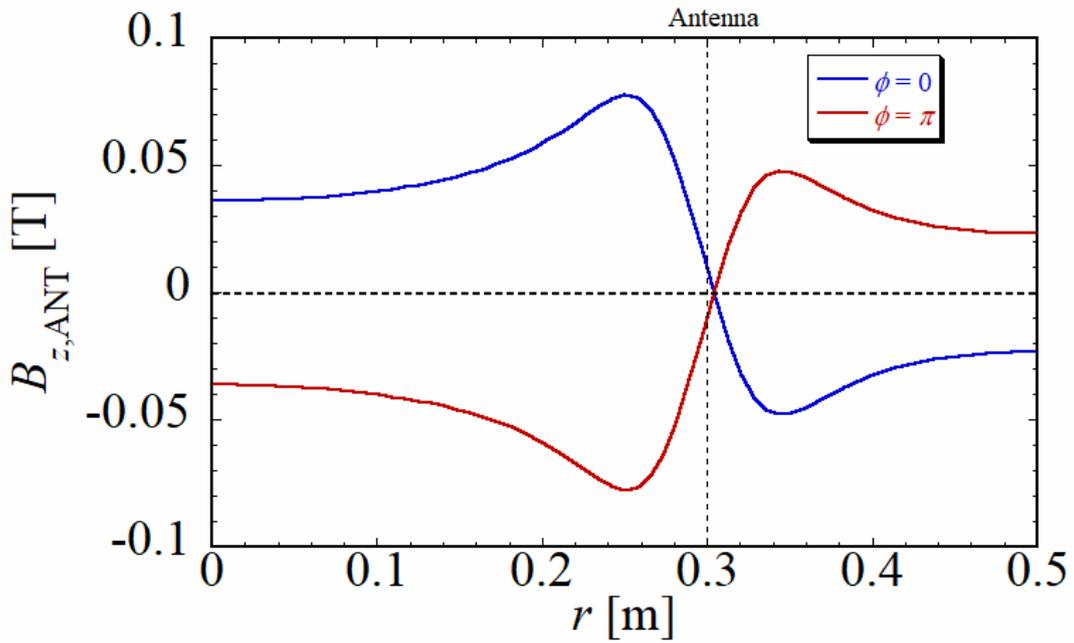


Fig. 4-1-4 アンテナ電流が作る磁場の  $z$  成分の径方向分布( $z = -0.5$  m)

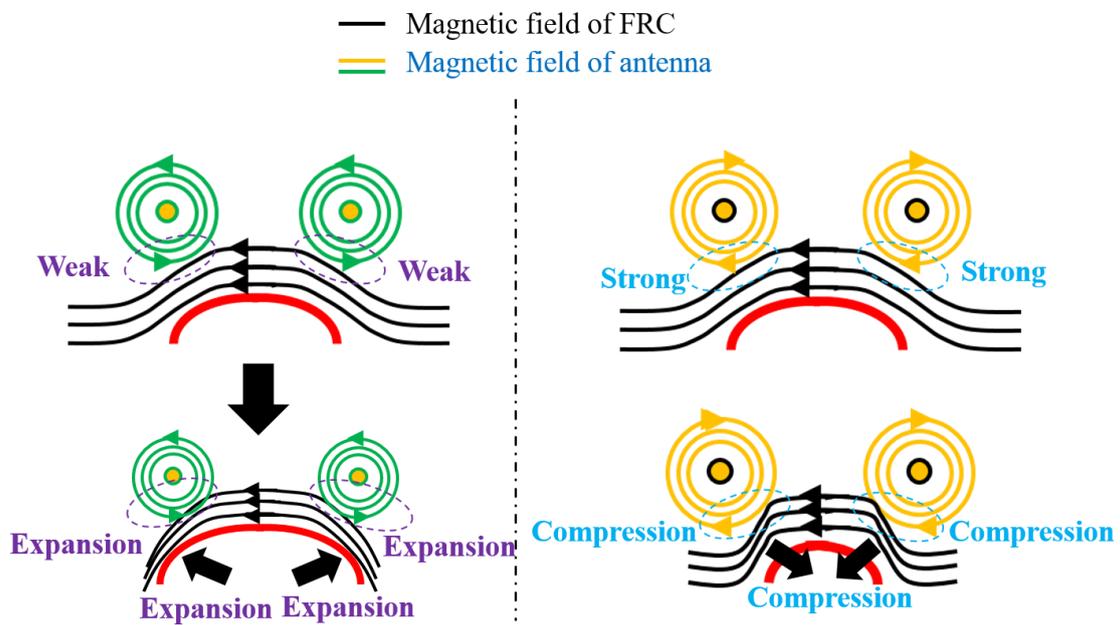


Fig. 4-1-5 アンテナ電流が作る磁場による FRC 磁場の変化とプラズマ応答の予想図

左図:  $\phi = 0$  の場合, 右図:  $\phi = \pi$  の場合

## 第2節 イオン密度と磁束関数の変化

前節で述べた 2 つのアンテナを使用した低周波波動印加のシミュレーション結果について述べる. アンテナ電流位相は 2 種類あるため, 位相の違いによるプラズマ応答の差異を明らかにできるように結果は示される. イオン密度の変化は Fig. 4-2-1 に示される. Figure 4-2-1 では左に $\phi = 0$  の場合であり, 右が $\phi = \pi$  の場合である. 結果は  $10 \mu\text{s}$  の間で  $2.5 \mu\text{s}$  毎に示されている.

Figure 4-2-1 左図より, 波動印加開始後  $2.5 \mu\text{s}$  時に中央付近に密度増加が発生していることがわかり, アンテナから装置軸にかけては密度が減少していることがわかる. 同時刻における右図の $\phi = \pi$  の結果ではアンテナ配置位置から装置軸付近で密度が増加していることがわかる.  $5 \mu\text{s}$  において左図の $\phi = 0$  では中央で高密度になっている. アンテナから装置軸の領域についても密度の増加がみられる. 一方で右図の $\phi = \pi$  では中央面の両側で密度増加がみられている.  $7.5 \mu\text{s}$  時には左図の $\phi = 0$  は中央における密度が減少し, 両側で高くなっていることがわかる. この形状は  $5 \mu\text{s}$  における $\phi = \pi$  の結果と類似している. 右図の $\phi = \pi$  では, 中央で密度が高くなっている. この形は  $5 \mu\text{s}$  時の $\phi = 0$  の結果と同じである.  $10 \mu\text{s}$  時は  $5 \mu\text{s}$  時の結果と近い形状になっていることがわかる. アンテナ位相が逆であるため, 変化が入れ違いになっていることがわかる.

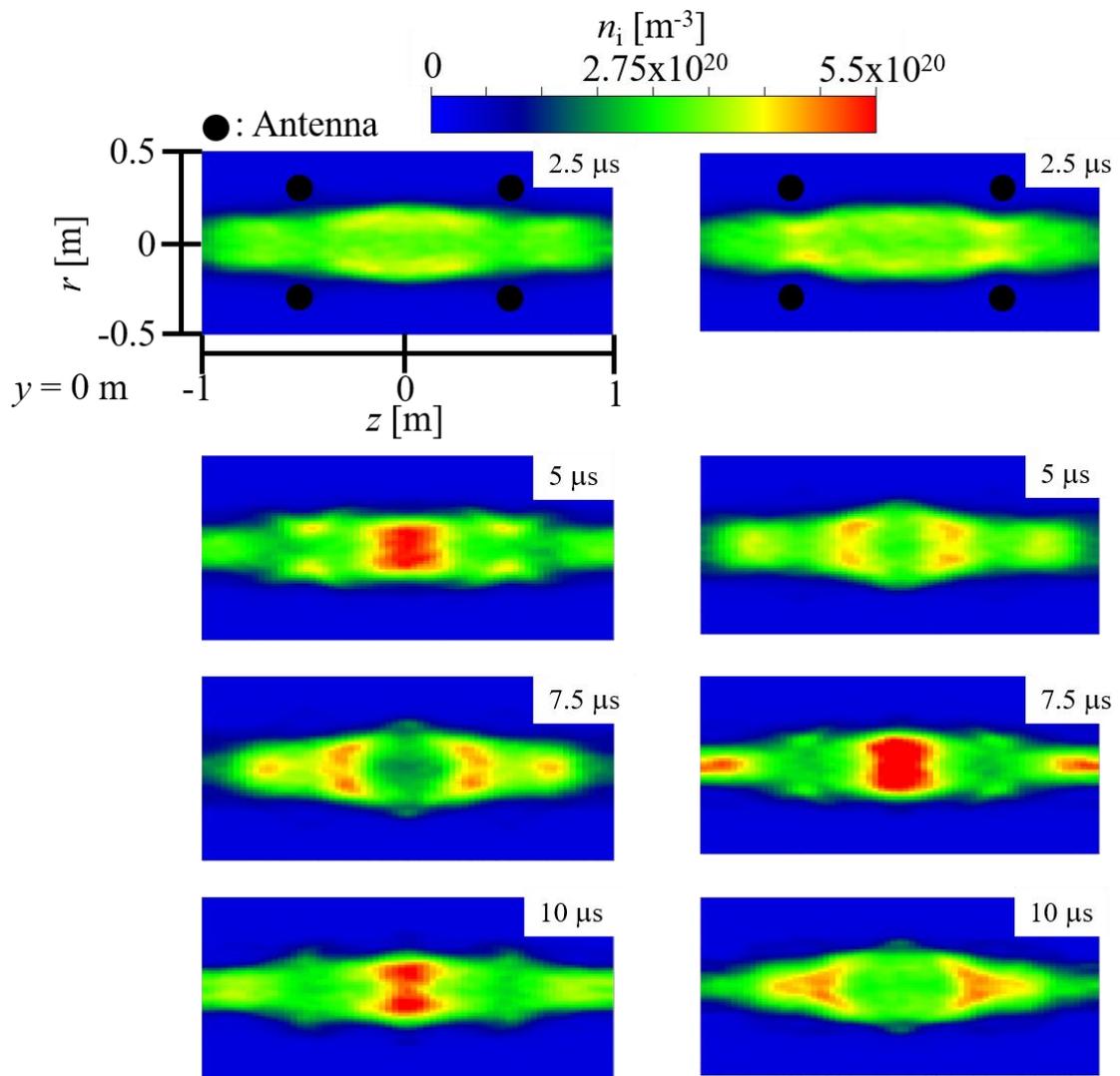


Fig. 4-2-1 イオン密度の時間変化  
 左図:  $\phi = 0$ , 右図:  $\phi = \pi$

次に、ポロイダル磁束関数の変化を確認した。本シミュレーションモデルはデカルト座標系であるため、軸対称性が保たれているとは限らず、ポロイダル磁束関数は定義されないが、第3章で述べたように本シミュレーション時間においては軸対称性を仮定できるため、軸対称性を仮定しポロイダル磁束関数を求めた。そのため、示される結果は  $r$ - $z$  平面における結果である。ポロイダル磁束関数(以下、磁束関数とだけ記載)の結果は Fig. 4-2-2 に示される。

Figure 4-2-2 より、 $2.5 \mu\text{s}$  時の  $\phi = 0$  では少しだが、中央に圧縮されているようにみえる。一方で、 $\phi = \pi$  の場合では大きな変化は見られない。その後の  $5 \mu\text{s}$  では  $\phi = 0$  の場合は中央のアンテナに近い部分で膨張している。 $\phi = \pi$  では対照的にアンテナに近い部分で圧縮され三角形のような形状になっている。 $7.5 \mu\text{s}$  の  $\phi = 0$  では三角形形状になっていることがわかる。この形状は  $5 \mu\text{s}$  における  $\phi = \pi$  の場合と同じである。一方の  $\phi = \pi$  ではアンテナに近い領域で膨張している。これも  $5 \mu\text{s}$  時の  $\phi = 0$  と似たような形状になっている。 $10 \mu\text{s}$  は密度の場合と同様に  $5 \mu\text{s}$  と同様な形状になっていることがわかる。全体として密度の変化と同様に磁束関数の変化もアンテナ電流位相の違いからくるずれが生じていることがわかる。

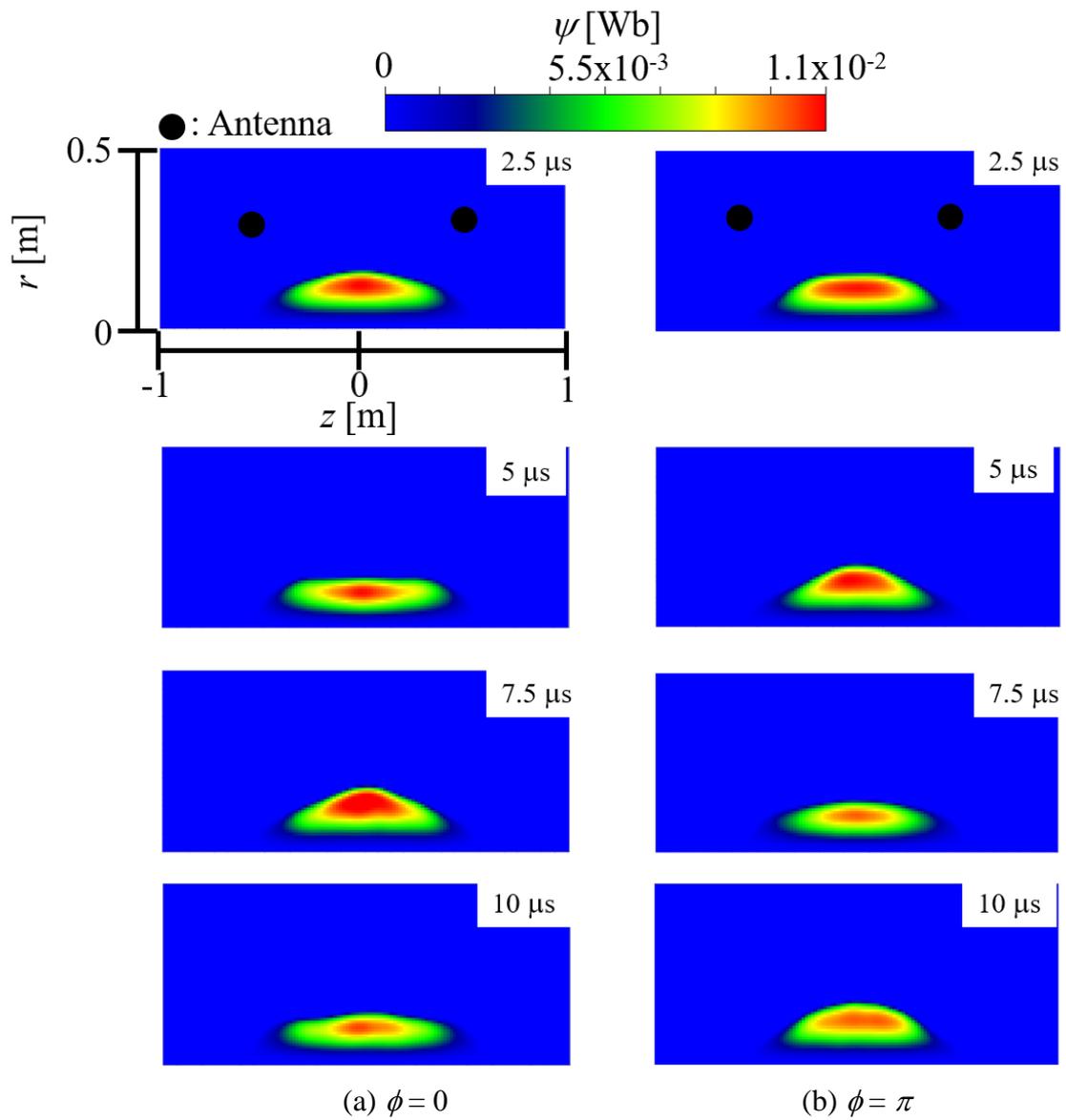
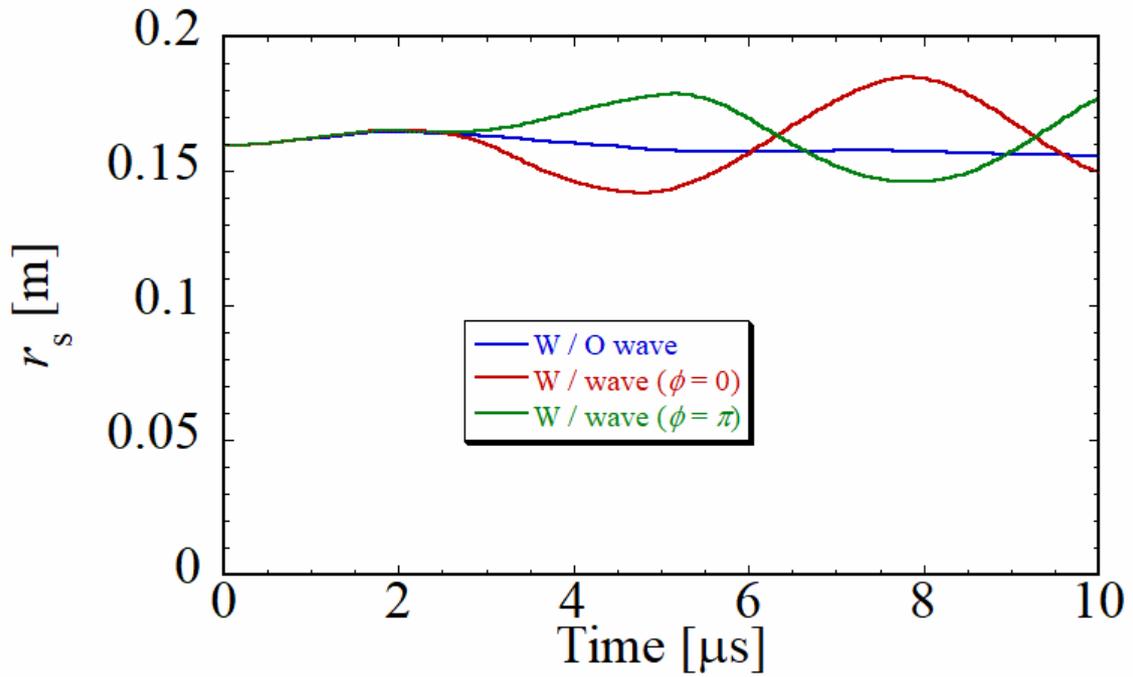
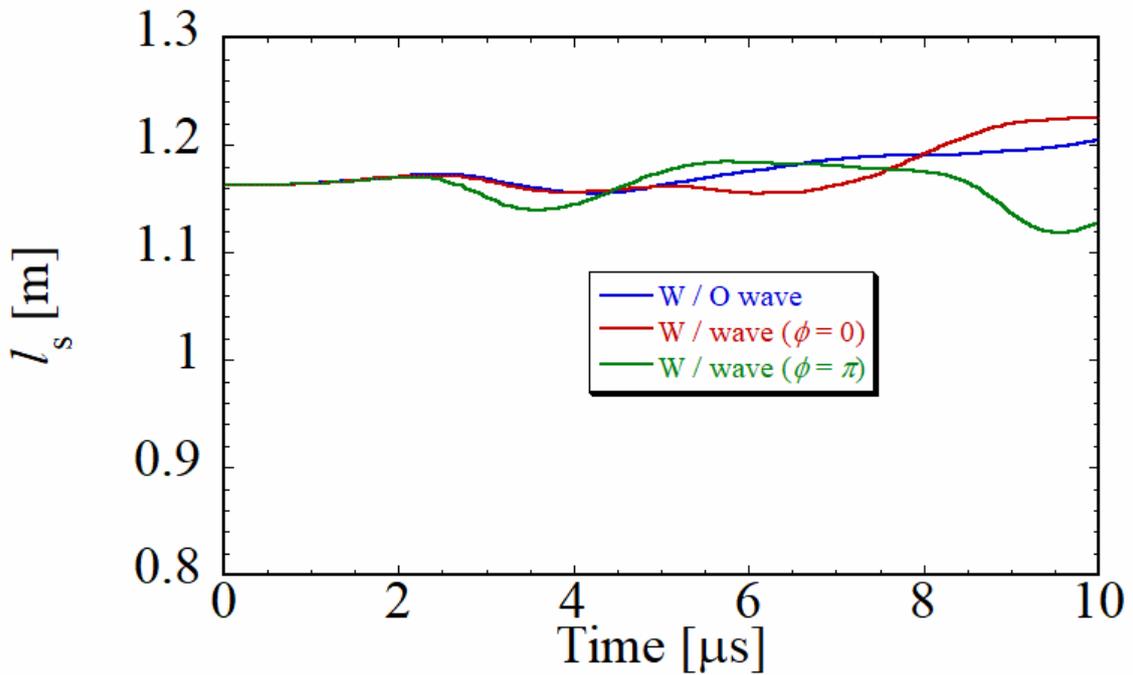


Fig. 4-2-2 磁束関数の変化

磁束関数の結果から separatrix 半径と separatrix 長の変化を求めた. その結果は Fig. 4-2-3 に示される. Figure 4-2-3 には波動印加無しの場合も同時に示されている. Figure 4-2-3 より, 青線の波動印加無しでは separatrix 半径は大きな変化をせず緩やかに減少していることがわかる. それに対して波動印加をした結果は, 赤線で示した  $\phi = 0$  の場合は  $2.5 \mu\text{s}$  から振動し始め, 青線で示した  $\phi = \pi$  では  $\phi = 0$  とは逆の位相で振動している. それらの変化はおおよそ波動印加無しの結果を中心に振動している. この振動周期はほぼアンテナ周期( $6.25 \mu\text{s}$ ) と一致する. (b) に示された separatrix 長の結果も波動がある場合は振動していることがわかる. その変化は  $\phi = 0, \pi$  で逆の位相になっている. また, separatrix 半径の場合は  $\phi = 0$  でも  $\phi = \pi$  でもほぼ同じタイミングから変化が起こっていたが, separatrix 長の場合は  $\phi = \pi$  の方が速く変化していることがわかる. これは, Fig. 4-2-1 密度分布の  $2.5 \mu\text{s}$  の結果からもわかるように  $\phi = \pi$  の場合はアンテナの内側である x-point 付近で密度変動が大きいため起こっていることだと考えられる.



(a)Separatrix 半径



(b)Separatrix 長

Fig. 4-2-3 Separatrix 半径と separatrix 長の変化

上記においてイオン密度の時間変化と磁束関数の時間変化の結果を示した. その結果からアンテナ電流位相が反転しているためにプラズマの応答もそれに合わせて

ずれていることがわかった。この結果から発生した疑問点として、圧縮場所の違いはあるにしてもシミュレーション開始直後にプラズマの圧縮が起こっている点である。アンテナ電流が作る磁場による FRC 磁場の変化とプラズマ形状の変化の予想図は Fig. 4-1-5 に示した通りである。第 1 節でも述べたが、 $\phi=0$  が作る磁場は FRC の開いた磁場と逆向きに発生することが予想されたため、アンテナ付近から FRC 磁場が弱まり、プラズマが膨張することを予想していた。しかし、密度分布の結果では、アンテナの内側では磁場が弱まったことによる密度減少が起こっていることが示唆されるが、中央付近で密度増加が起こっている。一方で  $\phi=\pi$  では FRC 磁場とアンテナ磁場の向きは同方向であるため、圧縮されることが予想された。密度の結果から、それは予想と一致している。

次節ではこの予想に反したことに解析していく。

### 第3節 波動印加直後に発生するプラズマ応答

前節にて波動印加によるプラズマの応答について述べた。そこから議論する内容として、アンテナ電流が作る磁場は FRC の磁場を弱めプラズマを膨張させるにも関わらず圧縮される領域ができたことであった。本節ではその件について議論していく。

プラズマが圧縮されたことから磁気圧  $\frac{B^2}{2\mu_0}$  の変化を観測した。その結果は Fig. 4-3-1 に示される。ここでは、シミュレーション開始直後におけるプラズマ形状の変化を確認するため、0, 1.57, 3.11  $\mu\text{s}$  における磁気圧の結果を示している。この時間まで確認する理由として、アンテナ周波数 160 kHz であり、その半周期は 3.13  $\mu\text{s}$  だからである。Figure 4-3-1 より、1.57  $\mu\text{s}$  時にアンテナの内側で磁気圧が弱まっており外側で強くなっていることがわかる。この時刻におけるアンテナ電流が作る磁場はこの位置における FRC の磁場とは反対であるため、この結果は納得できる。ここで、注目する部分はその両側における磁気圧である。その両側で 6 kPa 程度(黄色領域)の値を持っている。0  $\mu\text{s}$  時ではここは 4 kPa 程度(緑色領域) であることから磁気圧が増加したことがわかる。その後の 3.11  $\mu\text{s}$  では増加した領域は中央に移動していることがわかる。励起された波の伝播によって磁気圧が増加していることがわかる。この磁気圧の増加によりアンテナの内側以外の領域でプラズマの圧縮が起こったことが考えられる。

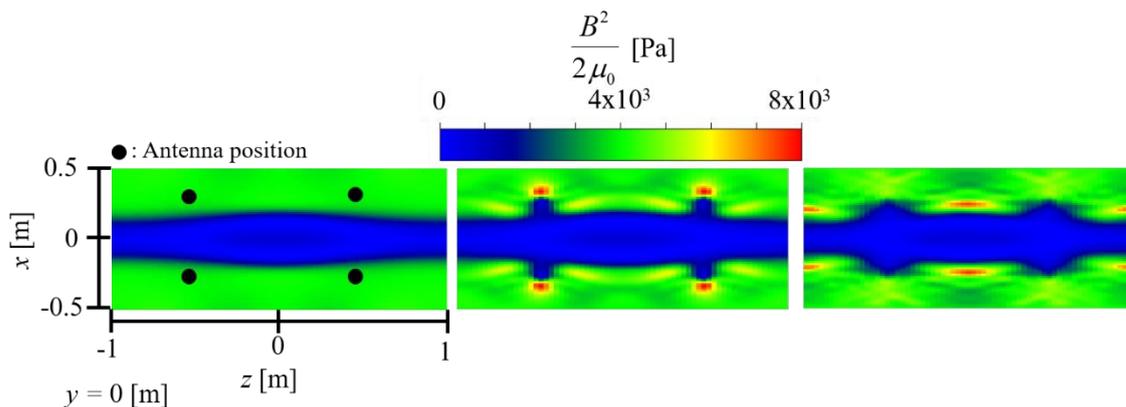


Fig. 4-3-1 磁気圧の変化  
左図:0  $\mu\text{s}$ , 中央図:1.57  $\mu\text{s}$ , 右図:3.11  $\mu\text{s}$

次に、上記の磁気圧がどの磁場成分によって引き起こされているのか確認する。1.57  $\mu\text{s}$  時の  $z = -0.25 \text{ m}$  における磁場径方向分布を Fig. 4-3-2 に示す。ここでは、磁気圧とそれを構成している各成分も示しており、それらの合計が Total として示されている。また、0  $\mu\text{s}$  時からどれだけ磁気圧が変化したか確認できるように 0  $\mu\text{s}$  における磁気圧(Initial と記載)も同時に示している。図中に記載されている separatrix はその時刻、その  $z$  位置における位置である。Figure 4-3-2 より、separatrix からアンテナの間において赤線で示した磁気圧は青破線で示した初期の磁気圧より大きくなっていることがわかる。各成分について確認すると  $B_x$  による磁気圧は非常に小さいことがわかり、ここでは無視できることがわかる。 $B_y$  についても  $B_x$  よりは大いだが合計の磁気圧を構成している要素として支配的ではない。主に磁気圧を構成しているものは  $B_z$  であることがわかる。このことから、磁気圧増加の要因として  $B_z$  が増加したことであることがわかった。

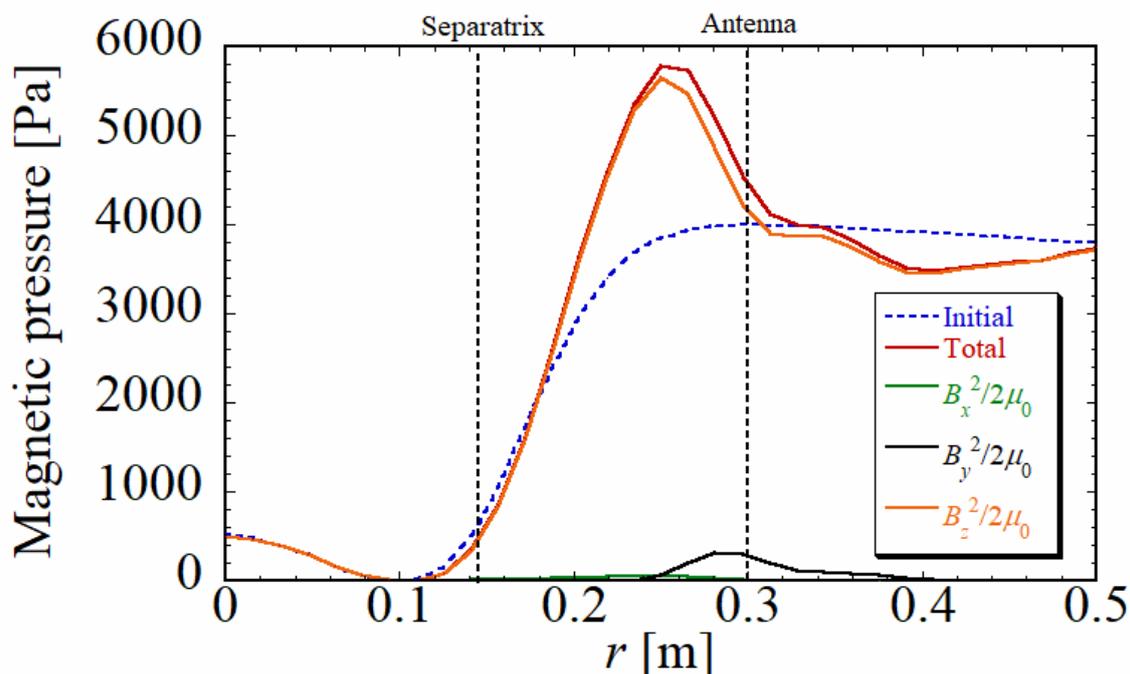


Fig. 4-3-2 1.57  $\mu\text{s}$ ,  $z = -0.25 \text{ m}$  における磁気圧の径方向分布  
Separatrix 位置はその時刻、位置における値である。

上記に示した磁気圧の変化がなぜ発生したのか考える。磁場の  $z$  成分は、ファラデーの法則より、

$$-\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (4-2)$$

として求められる。ここで、軸対称性を仮定すると、右辺第二項が無視できる。そのため、ここでは、右辺第一項について考える。ここで重要なのは  $E_y$  であるため、 $E_y$  について確認する。 $E_y$  は、

$$E_y = u_{ex} B_z - u_{ez} B_x - \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial y} + \frac{R_{ey}}{en_e}, \quad (4-3)$$

より、求められる。右辺第三項は軸対称性より、無視でき、第四項の衝突項も衝突が小さいと仮定し、無視することとする。1.57  $\mu\text{s}$  における  $E_y$  の径方向分布と式(4-3)の右辺第一項、第二項の径方向分布を Fig. 4-3-3 に示す。 $z$  位置は Fig. 4-3-2 と同じである。ここでも、separatrix 位置はその時刻、位置における値である。Figure 4-3-3 より、 $E_y$  を構成している要素は  $u_{ex} B_z$  の項であることがわかる。 $B_z$  は Fig. 4-3-2 に記載したように増加することがわかっている。ここで注目する部分は  $u_{ex}$  である。 $u_{ex}$  が増加したことにより、 $E_y$  に変化が生まれその結果、 $B_z$  の増加につながったことが考えられる。

$u_{ex}$  は、イオン流速と電流密度の  $x$  成分から求められる。第 3 章で示したようにアンテナのすぐ内側の領域以外、separatrix 外の領域では、イオン流速の  $x$  成分は小さいことがわかっている。そのため、 $u_{ex}$  は  $j_x$  から形成されていることが予想される。 $j_x$  は  $B_y$  から生成される。これらのことから、アンテナによって  $B_y$  が励起され、軸方向に伝播し、 $j_x$ ,  $u_{ex}$  が発生し、その結果アンテナから離れた今回観測した領域において  $E_y$  が  $B_z$  を強めるように発生し、プラズマの圧縮に至ったことが考えられる。

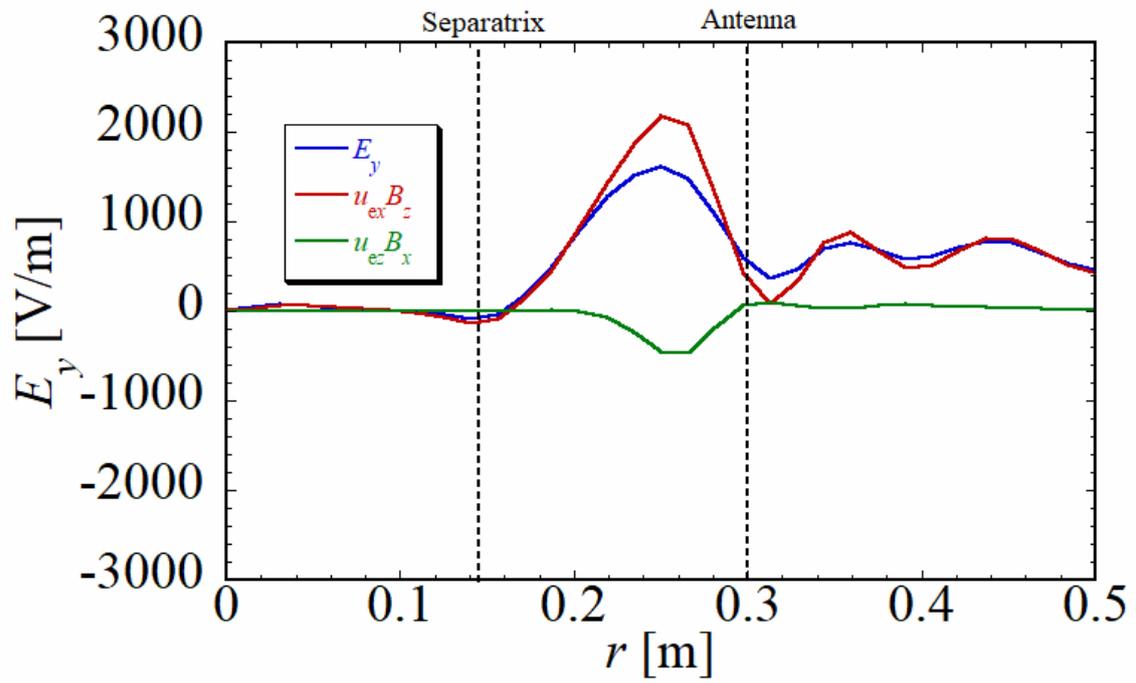


Fig. 4-3-3 1.57  $\mu$ s,  $z = -0.25$  m における  $E_y$  の径方向分布  
 Separatrix 位置はその時刻, 位置における値である.

## 第4節 イオン温度と電子温度

前節までは密度変化や磁束関数の変化を調べた。そこからの疑問点としてアンテナ電流が作る磁場が FRC の磁場を弱めるのにも関わらず、中央付近で圧縮が起こったことについて考察した。ここからは波動印加によるプラズマ温度の変化について議論する。

イオン温度の時間変化は Fig. 4-4-1 に示される。時間間隔は  $10\ \mu\text{s}$  まで  $2.5\ \mu\text{s}$  毎に記載している。Separatrix 内の加熱効果を検証したいため separatrix 内のみ記載する。また、軸対称性を仮定し、separatrix を定義したために、2次元円筒座標系での記載となっている。Figure 4-4-1 のカラーコンターは  $2.5\ \mu\text{s}$ ,  $5\ \mu\text{s}$  と  $7.5\ \mu\text{s}$ ,  $10\ \mu\text{s}$  で異なっている。左から波動無,  $\phi = 0$ ,  $\phi = \pi$  となっている。

Figure 4-4-1 より、 $2.5\ \mu\text{s}$  において  $\phi = 0$  は  $z = 0\ \text{m}$  における separatrix 付近で温度が上昇している。一方で、 $\phi = \pi$  では x-point 付近で加熱が起きていることがわかる。 $5.0\ \mu\text{s}$  の結果では  $\phi = 0$  のイオン温度は中央で加熱されている。 $\phi = \pi$  では、 $z = \pm 0.25\ \text{m}$  で加熱されていることがわかる。その後の  $7.5\ \mu\text{s}$  では  $5\ \mu\text{s}$  とは反対の加熱位置になっている。 $\phi = 0$  では  $z = 0.25\ \text{m}$  付近で加熱され、 $\phi = \pi$  では中央で加熱されている。また、 $\phi = 0$  において加熱箇所ではない中央の領域では温度の比較的低い領域が発生している。この位置での温度は波動印加しない場合よりも下がっている。 $10\ \mu\text{s}$  では  $2.5\ \mu\text{s}$  時の結果と似ているが、加熱範囲が  $2.5\ \mu\text{s}$  時よりも局所的になっている。また、すべての時間帯に共通することだが、第2節で示したイオン密度の時間変化において高密度になった部分と加熱箇所が同じであることがわかった。

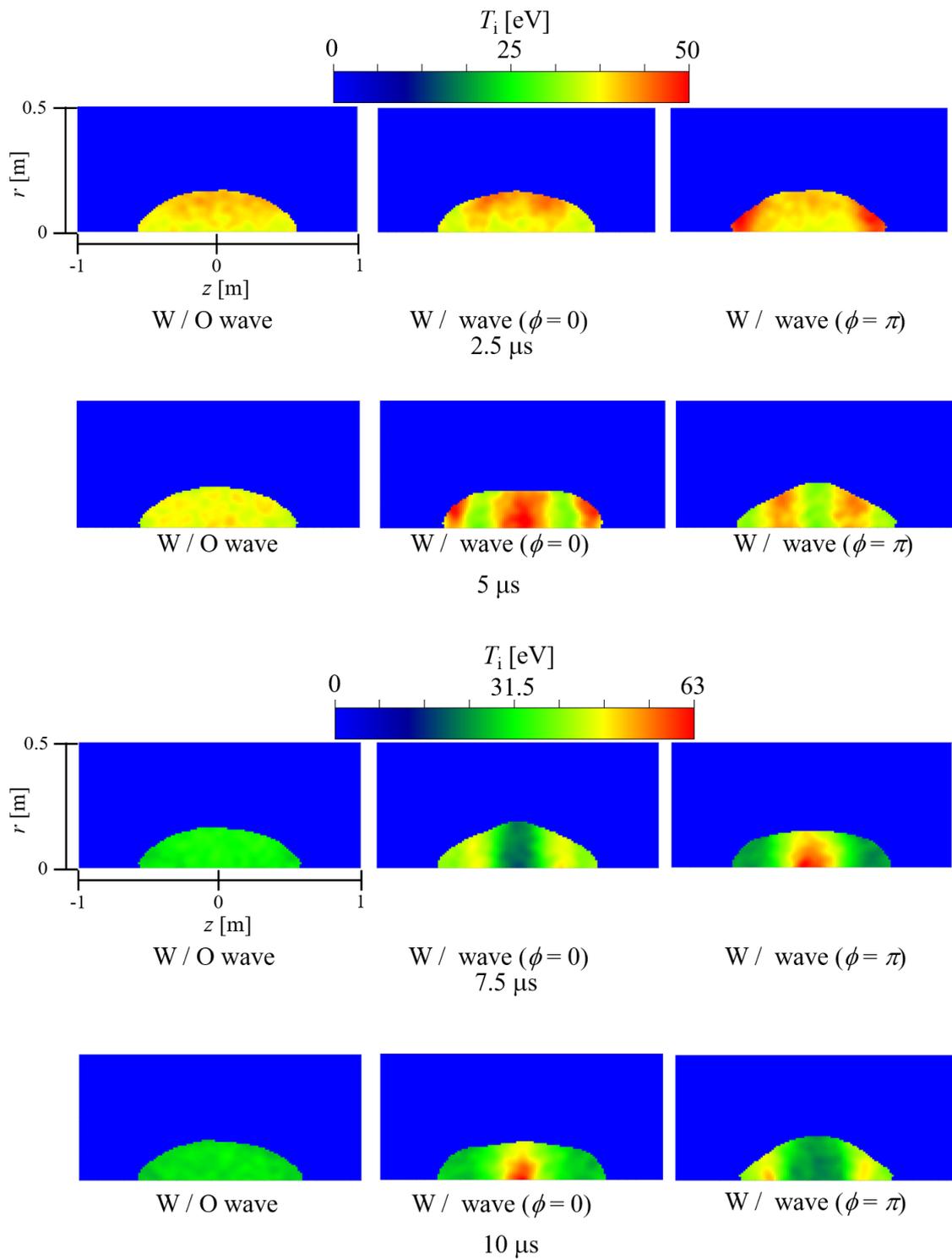


Fig. 4-4-1 イオン温度  
 左:波動なし, 中: $\phi = 0$ , 右: $\phi = \pi$

次に電子温度について確認する。電子温度の結果は Fig. 4-4-2 に示される。電子温度の記載形式もイオン温度と同様である。電子温度の変化はイオン温度の変化とほぼ同じであることがわかる。

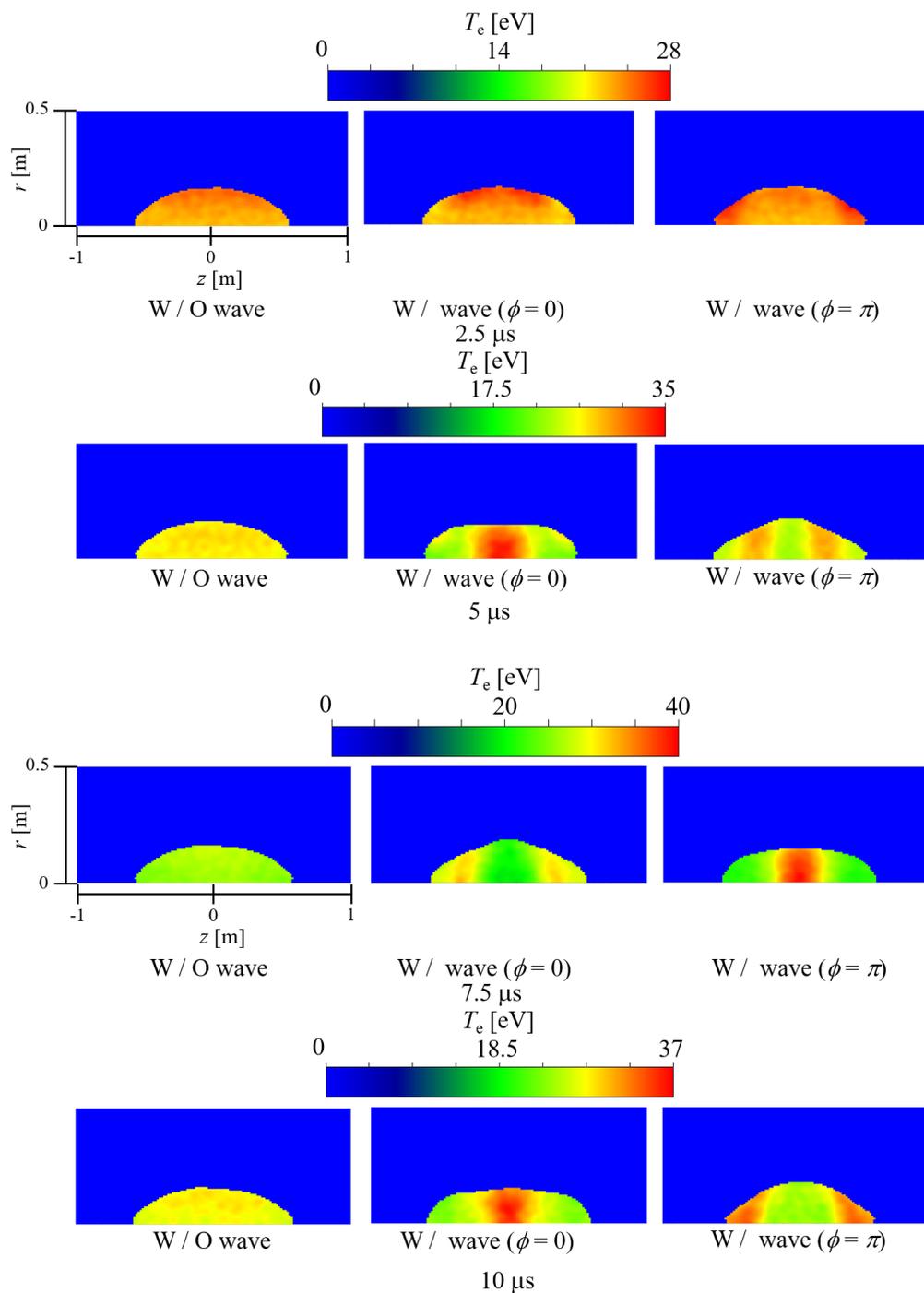


Fig. 4-4-2 電子温度  
左:波動なし, 中: $\phi=0$ , 右: $\phi=\pi$

先ほどまでの結果で2次元分布において、どの位置で加熱が起きたかを確認した。次に separatrix 内のトータルとしてどの程度加熱されたか確認するために、separatrix 体積で平均をした体積平均温度の時間変化を求めた。体積平均計算方法は、

$$\langle T \rangle = \frac{\int_V T dV}{\int_V dV}, \quad (4-4)$$

である。ここで  $V$  は separatrix 体積である。

イオン温度の体積平均結果は Fig. 4-4-3 に示され、電子温度の体積平均結果は Fig. 4-4-4 に示される。また、separatrix 体積の変化は Fig. 4-4-5 に示される。

Figure 4-4-3 の結果より、青線の波動印加無しの場合には時間経過によって温度が単調に下がることを示している。それに対して波動印加した場合の2つの結果は波動印加無しと比較して緩やかに減少している。イオン温度の最大の増加量を見積もると7 eV程度であることがわかった。また、 $\phi = 0$  と  $\phi = \pi$  で温度変化が現れるタイミングが異なっている。 $\phi = 0$  は約2  $\mu\text{s}$  経過から温度が上がりはじめるのに対して  $\phi = \pi$  では約5.5  $\mu\text{s}$  から温度が上がりはじめる。

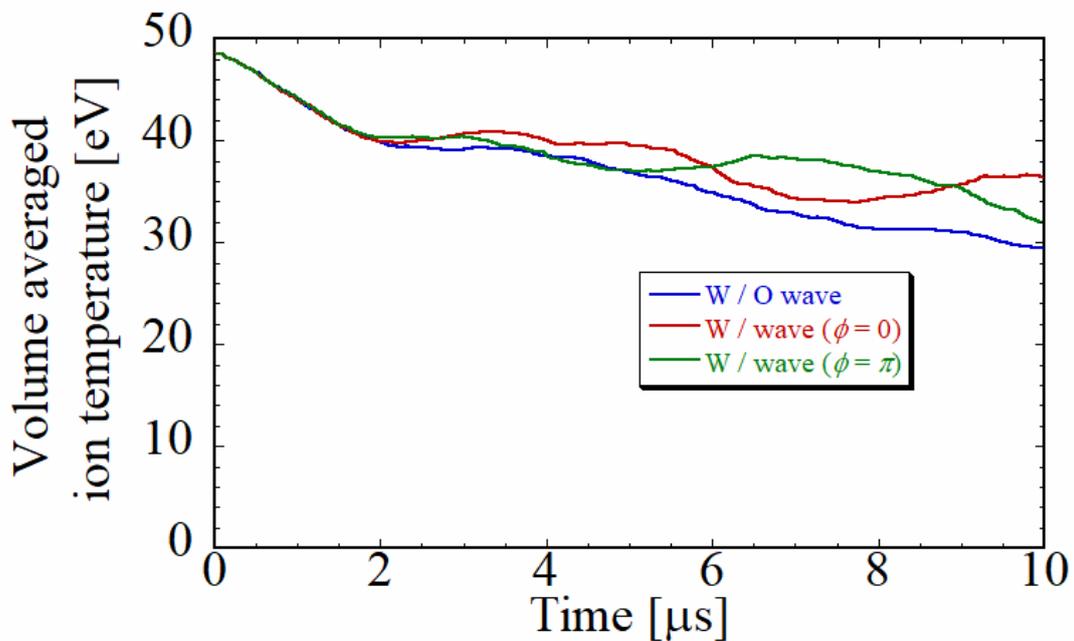


Fig. 4-4-3 イオン温度の体積平均結果

Figure 4-4-4 の電子温度の結果において波動印加無しの場合には緩やかに増加していることがわかる. その時の  $10 \mu\text{s}$  における温度は約  $28 \text{ eV}$  である. 初期と比較して  $5 \text{ eV}$  程増加している. 一方で, 波動印加した2つの結果は波動印加無しの青線を中心として振動していることがわかる. その振動の位相は反転している. また, 電子温度の結果はイオン温度の結果とは異なっており, 増減している.

上記の結果からイオン温度にのみ波動印加による加熱が起こっていることがわかった. このように波動印加による加熱の影響がイオンのみに顕著にでるという結果は K. Yamanaka 等の実験[1, 2] でもみられていることである.

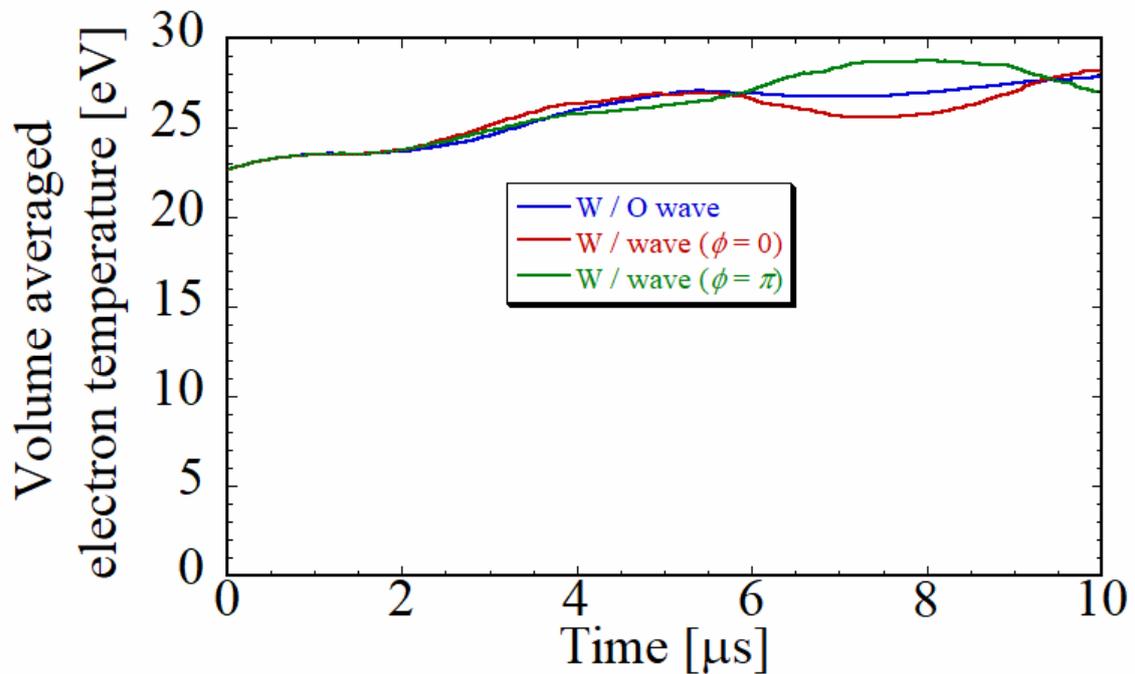


Fig. 4-4-4 電子温度の体積平均結果

Figure 4-4-5 には separatrix 体積の時間変化が示されている. その結果より, 波動印加無しの場合, separatrix 体積はほぼ横ばいで体積が変化していないことを示している. 波動印加有りでは, 体積が振動していることがわかる. 体積の振動は電子温度の結果と同様に波動印加無しの場合中心に振動している. また,  $\phi = 0$ ,  $\phi = \pi$  では逆の位相で振動している. また, 電子温度が増加している時刻では separatrix 体積が減少しており, 逆に電子温度が減少した場合は separatrix 体積は増加していることがわかる. これらの結果に相関があることが考えられる.

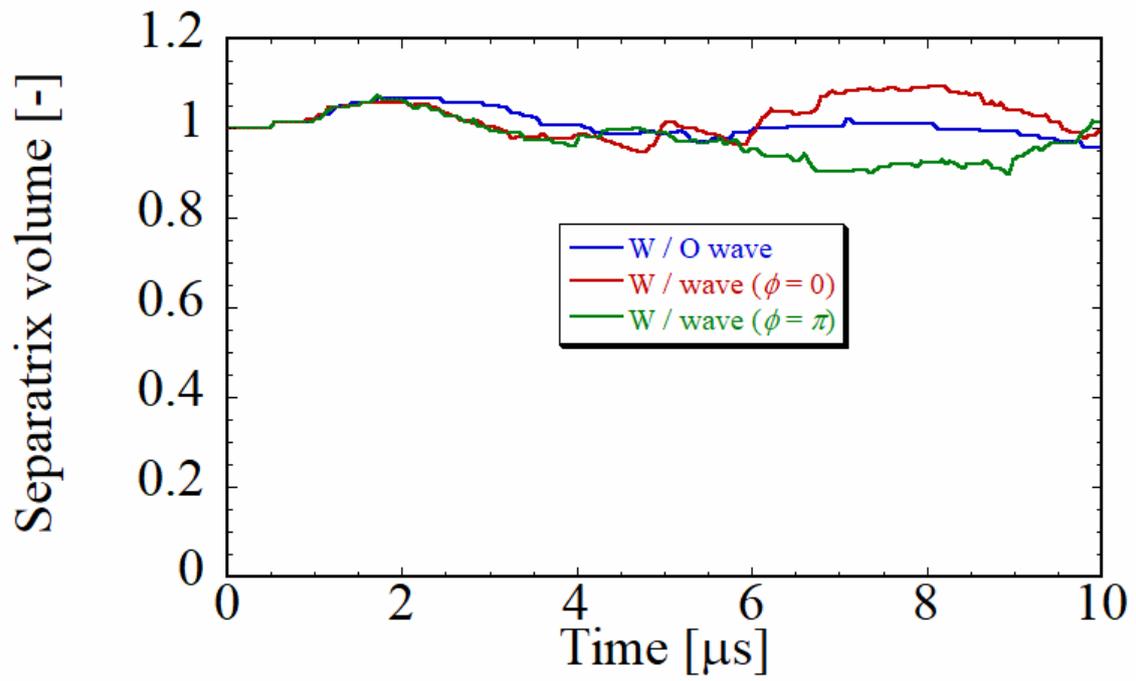


Fig. 4-4-5 Separatrix 体積の時間変化

## 第5節 イオン温度の非等方性

本節では温度増加のメカニズムを解析する前に、イオン温度に対する非等方性について解析する。本シミュレーションでは第2章で述べたようにイオン圧力をテンソルとして考え、その結果をイオン密度で割ることで各方向におけるイオン温度をテンソルとして求めている。

Separatrix 体積で平均したイオン温度の各成分は Fig. 4-5-1 に示される。ここでは左上図に波動印加無し、右上図に $\phi = 0$ 、下図に $\phi = \pi$ の結果が示されている。図中青線で示されている Average は、第4節で示したイオン温度である。第2章でも述べたようにシミュレーションで使用されているイオン温度は対角成分を算術平均した結果を用いているため、ここでの表記は Average とした。また、FRCの磁場はz成分が支配的であるため、 $T_{izz}$ 成分はおおよそ磁力線方向の成分であると考えてよく、他の2成分は磁力線に対して垂直な成分とみなすことができる。Figure 4-5-1 より、波動印加無しの結果は各成分ほぼ線形的に温度が減少している。次に(b) に示した $\phi = 0$  の場合は  $xx, yy$  成分と  $zz$  成分は明らかな違いを見せていることがわかる。 $xx, yy$  成分はほぼ同じ変化を示していることがわかり、その変化が Average 温度に影響していることを示している。 $zz$  成分は  $7.5 \mu\text{s}$  程度から緩やかに上がっている。(c) の $\phi = \pi$ の結果では $\phi = 0$  の場合程顕著な違いはないが、やはり、 $zz$  成分は異なる変化を示していることがわかる。また、 $4 \mu\text{s}$ - $6 \mu\text{s}$  では  $zz$  成分が他の成分より大きくなっていることがわかる。 $zz$  成分が他の成分よりも先に加熱されたことを示唆している。

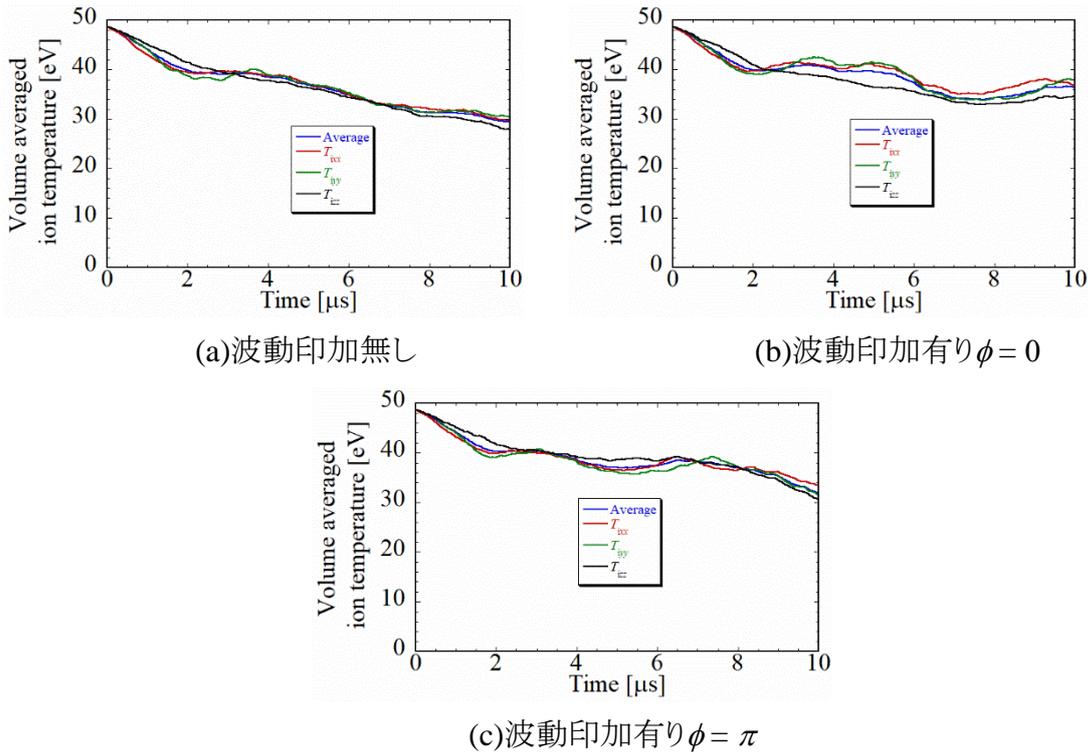


Fig. 4-5-1 体積平均したイオン温度の各成分  
 青線の Average は3成分の算術平均結果である.

次に、 $r$ - $z$  平面におけるイオン温度の非等方性について確認する。その結果は Fig. 4-5-2 に  $\phi = 0$  の場合、Fig. 4-5-3 に  $\phi = \pi$  の場合が示される。また、ここでの結果は非等方性が顕著に表れた時刻を示しているため、Figs 4-5-2, 4-5-3 では示している時刻が異なることに注意ほしい。Figure 4-5-2 より、 $T_{ixx}$ 、 $T_{iyy}$  と  $T_{izz}$  は明らかに異なる分布であることがわかる。 $xx$ 、 $yy$  成分は中央で温度が増加しており、両端では温度が下がっている。一方の  $zz$  成分は全体的に同じ温度であることがわかる。Figure 4-5-3 では Fig. 4-5-2 と同様で  $xx$ 、 $yy$  成分はほぼ同じであるが  $zz$  成分のみ異なっている。 $xx$ 、 $yy$  成分は中央で温度が下がっており、その両側で増加している。一方の  $zz$  成分の温度は中央で増加している。このようにイオン温度に非等方性があることがわかった。

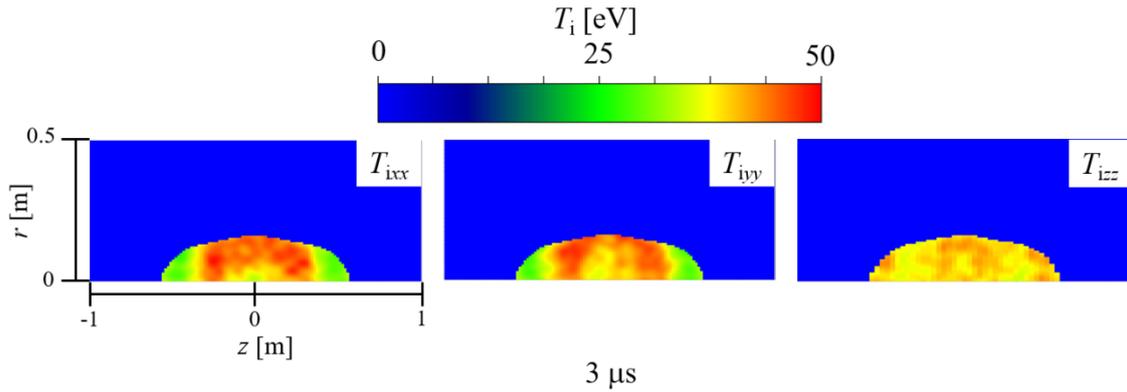


Fig. 4-5-2  $\phi = 0$  の場合の温度の各成分

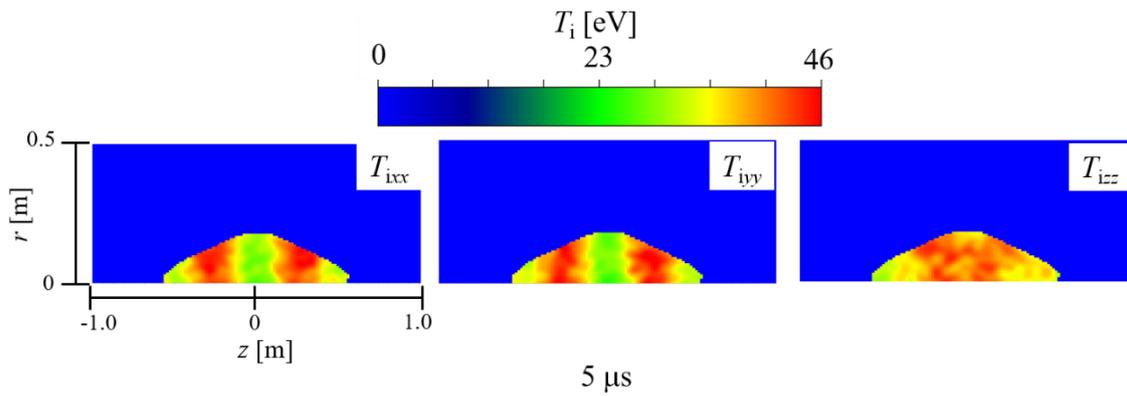


Fig. 4-5-3  $\phi = \pi$  の場合の温度の各成分

次に、観測位置を固定してイオン温度の各成分の時間変化を観測した。観測位置は平衡状態における o-point と x-point ( $z = 0.57$  m) とした。実際には磁場変化によって o-point と x-point の位置は変化するが、ここでは平衡時の位置で固定して観測した。このとき、議論を簡略化するために、 $xx, yy$  成分は磁力線に垂直な成分と仮定して  $T_{i\perp}$  とし、

$$T_{i\perp} = \frac{T_{ixx} + T_{iyy}}{2}, \quad (4-5)$$

で求める。 $zz$  成分は磁力線に平行な成分として  $T_{i\parallel}$  とした。イオン温度の各成分の時間変化結果は Fig. 4-5-4 に示される。

Figure 4-5-4 より、図(a)の  $\phi = 0$  では最初に o-point 付近でどちらの成分も上昇し始

めることがわかる。それらの増加開始から約  $2 \mu\text{s}$  遅れて x-point における  $T_{i\perp}$  が増加し始めることがわかる。その増加は非常に大きく  $20 \text{ eV}$  から  $70 \text{ eV}$  付近まで急激に上がっていることがわかる。一方で, (b) の  $\phi = \pi$  では約  $2.0 \mu\text{s}$  時に x-point における  $T_{i\perp}$  が増加していることがわかる。それから約  $3.0 \mu\text{s}$  経過して o-point における  $T_{i\parallel}$  と  $T_{i\perp}$  が増加していることがわかる。X-point における  $T_{i\parallel}$  は他の成分と比較して非常に遅れて増加している。これらの結果から x-point における波動印加による  $T_{i\parallel}$  への影響は小さいことがわかった。

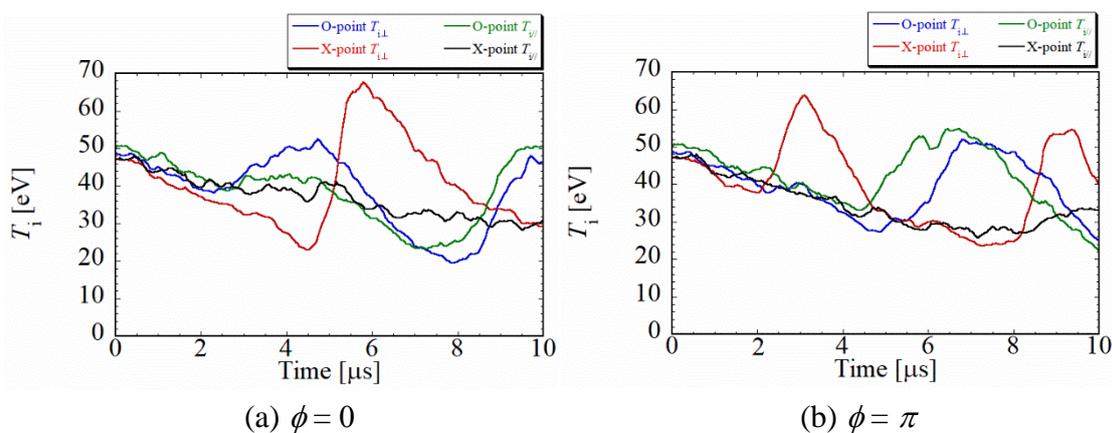


Fig. 4-5-4 観測位置ごとのイオン温度の各成分の時間変化  
 $T_{i\perp}$  は  $xx, yy$  成分の算術平均を表し,  $T_{i\parallel}$  は  $zz$  成分を表す。

第4節, 第5節にて波動印加した場合の温度変化についての結果を示した。それらの結果から, 下記の点を中心に議論することとする。

1. 電子温度変化のメカニズム
2. イオン温度増加のメカニズム

次節以降ではこれら2点について考察する。

## 第6節 電子温度変化メカニズム

第4節にて電子温度と separatrix 体積との間には相関がありそうということがわかった。体積の圧縮膨張によって温度が変わるということは断熱過程における温度変化の可能性が考えられる。そのため、本節では、電子温度の断熱過程における温度変化の可能性について議論する。

プラズマにおける断熱過程が成立する条件は、式(4-6)を満たす必要があり、また、断熱不変量が保存する断熱近似が成り立つ条件として式(4-7), (4-8) を満たす必要がある[3]。

$$\tau_c \ll \tau_{\text{comp}} \ll \tau_E. \quad (4-6)$$

$$|\nabla \ln B|^{-1} \gg \rho. \quad (4-7)$$

$$\left| \frac{d}{dt} \ln B \right|^{-1} \gg \omega_c^{-1}. \quad (4-8)$$

ここで、 $\tau_E$  はエネルギー閉じ込め時間、 $\tau_{\text{comp}}$  は圧縮時間、 $\tau_c$  は代表的な衝突時間、 $\rho$  はラーマー半径、 $\omega_c$  はサイクロトロン周波数である。

本節では電子についてのみこの条件を満たすか確認する。イオンに関しては次節に議論する。

まず、式(4-6) について確認する。波動印加無しの場合のトータル温度( $T_i+T_e$ )の時間変化からエネルギー閉じ込め時間を算出する。体積平均トータル温度の時間変化は Fig. 4-6-1 に示される。この図において青線はシミュレーション結果であり、赤線は青線を指数関数 で近似した結果である。その結果から、エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  は 45.7  $\mu\text{s}$  と見積もることができた。次に、圧縮時間  $\tau_{\text{comp}}$  について考える。今回設定したアンテナ周波数は 160 kHz であり、その周期は 6.25  $\mu\text{s}$  である。その周期のうち半周期で同じ位置が圧縮または膨張され続けると想定すると圧縮時間  $\tau_{\text{comp}}$  は 3.125  $\mu\text{s}$  となる。そのため、エネルギー閉じ込め時間の 1/10 程度であることがわかる。

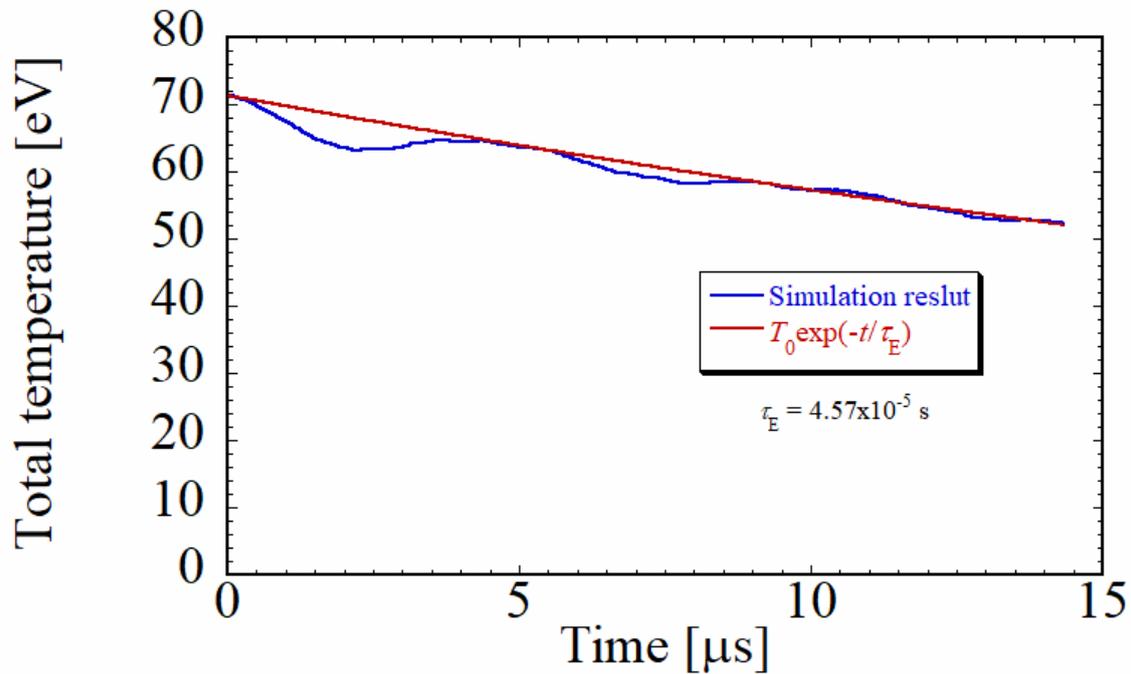


Fig. 4-6-1 トータル温度の変化  
赤線は、指数関数で近似した線である。

次に、衝突時間について考える。電子-電子衝突時間は式(4-9)より求められる[3, 4]。衝突時間を計算する際に使用した値は平衡時における値としている。その結果から  $\tau_{ee} = 1.51 \times 10^{-8}$  s であることがわかった。この結果と圧縮時間を比較すると電子の衝突時間は2オーダー程度小さいことがわかった。

$$\tau_{ee} = \frac{12\pi\sqrt{\pi}\epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{n_e e^4 \ln \Lambda} \approx 1.51 \times 10^{-8} \text{ s.} \quad (4-9)$$

次に、式(4-7), (4-8)を満たすか確認した。式(4-7), (4-8)のそれぞれを右辺で割ることで条件を満たしているか確認した。各アンテナ位相による式(4-7), (4-8)の中央面とx-pointの位置における結果を Figs. 4-6-2, 4-6-3, 4-6-4, 4-6-5 に示す。

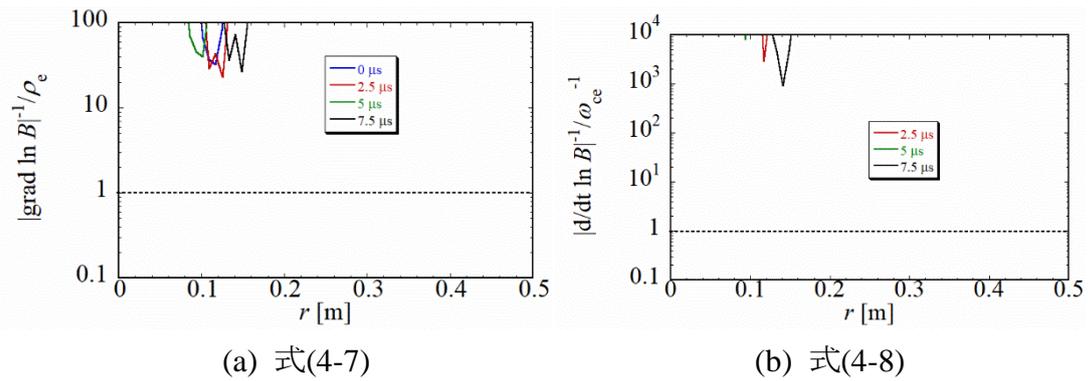


Fig. 4-6-2  $\phi = 0$  の場合における断熱条件の確認結果(中央面  $z = 0$  m)  
 縦軸は対数表示になっており, (a)と(b) では縦軸の値は異なっている.  
 (b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化はないため記載していない.

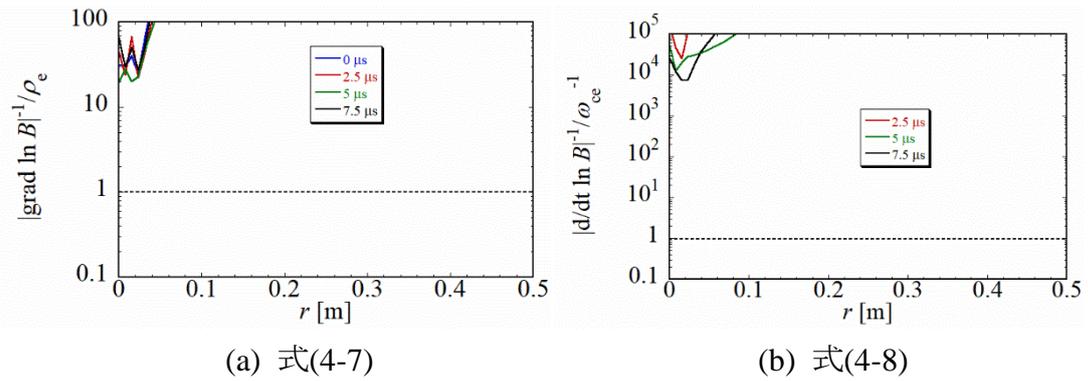


Fig. 4-6-3  $\phi = 0$  の場合における断熱条件の確認結果(x-point,  $z = -0.57$  m)  
 縦軸は対数表示になっており, (a)と(b) では縦軸の値は異なっている.  
 (b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化はないため記載していない.

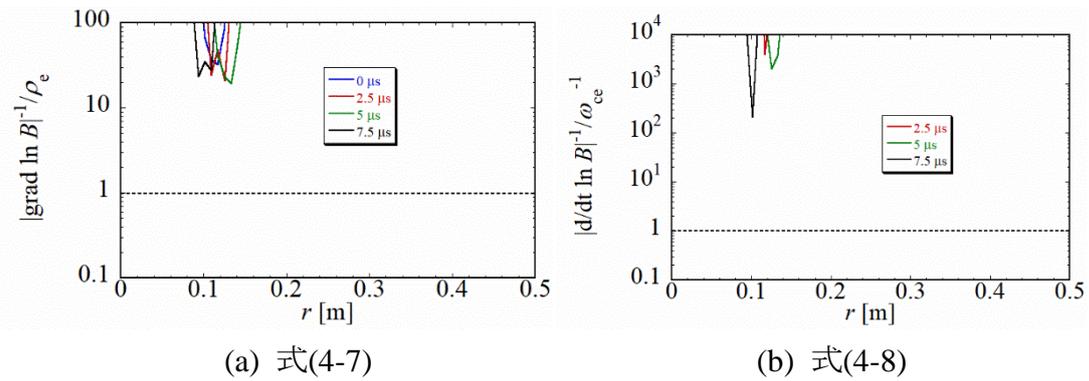


Fig. 4-6-4  $\phi = \pi$  の場合における断熱条件の確認結果(中央面  $z = 0$  m)  
縦軸は対数表示になっており, (a)と(b) では縦軸の値は異なっている.  
(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化はないため記載していない.

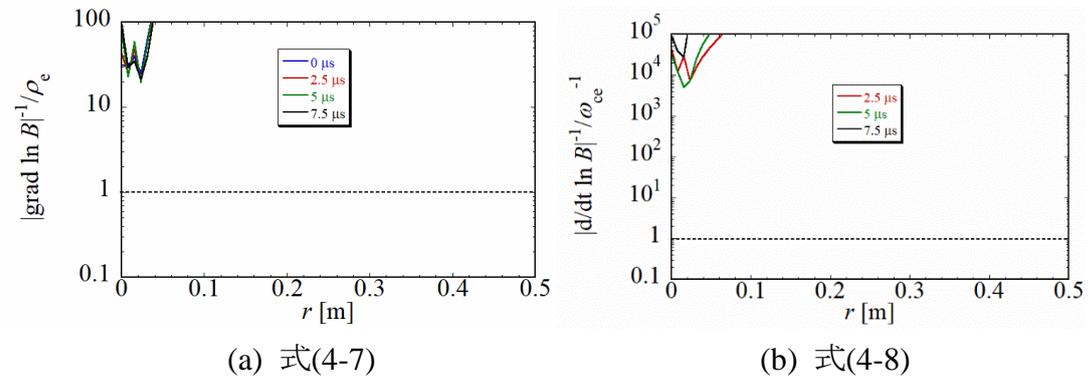


Fig. 4-6-5  $\phi = \pi$  の場合における断熱条件の確認結果(x-point,  $z = -0.57$  m)  
縦軸は対数表示になっており, (a)と(b) では縦軸の値は異なっている.  
(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化はないため記載していない.

式(4-7), (4-8) を計算する際にサイクロトロン周波数とラーマー半径は,

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}, \quad (4-10)$$

$$\rho_e = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}}, \quad (4-11)$$

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}, \quad (4-12)$$

を用いた. ここで使用した電子温度や磁場は平衡時ではなく各時刻おける値を使用した. Figures 4-6-2, 4-6-3, 4-6-4, 4-6-5 より, 式(4-7), (4-8) で示される断熱条件を満たしていることがわかる. 実際には FRC には磁気中性点(o-point, x-point) が存在するため, 式(4-7) は局所的には満たさないことが想定される. ここでの結果は, メッシュ点において断熱条件を確認しているため, これを満たさない領域の幅はメッシュ間隔よりも狭くなる. 加熱を議論するにあたり, この狭い領域で仮に断熱条件が破れて等方化がすすんだとしてもその影響は十分に無視できる. 上記のことから, 電子に関して断熱条件を満たしていることがわかった. そのため, 下記で断熱の式から電子における断熱過程における温度変化の可能性について議論する.

体積平均した電子圧力と separatrix 体積の時間変化は Fig. 4-6-6 に示される. この結果から, 電子圧力が増加または減少した時刻において, separatrix 体積が減少または増加していることがわかる. 次に, 電子について断熱の式である,

$$p_e V^\gamma = \text{const.}, \quad (4-13)$$

が成り立つか確認した. ここで  $p_e$  は電子圧力であり,  $V$  は separatrix 体積,  $\gamma$  は比熱比で 5/3 である. 今回の計算では  $p_e$  は体積平均した電子圧力を使用した. その結果は Fig. 4-6-7 に示される. Figure 4-6-7 では, 初期の  $p_e V^\gamma$  で割ることで規格化している. そのため, 時間変化がなく一定であれば 1 となる. 結果は波動印加有無にかかわらず増加していることがわかる. その増加は 10  $\mu\text{s}$  時においておおよそ 15~20% 増加していることがわかる. 式(4-13)は完全には一定でない. しかし, 波動印加無しの場合でも約 15% 増加していることや 10  $\mu\text{s}$  までの時刻において波動印加有無の結果はほぼ一致していることから, 増加の原因としては波動印加による変化ではなく, そのほかの要因があることが考えられる. この要因として, クーロン衝突による加熱の可能性があげられる. Figure 4-4-4 の電子温度の結果で波動印加無しの場合でも電子温度が上がっていたことから, 今回のシミュレーションではイオンとのクーロン衝突の効果による加熱が 5 eV 発生しており, その増加率は初期温度から 22% である. Figure 4-6-6 で発生した増加はおおよそ 15~20% であるため, これはコリジョンによる加熱を示していると考えられる. 本シミュレーションではイオン-電子衝突が考慮されており, イオン温度のほうが電子温度より高いため, 電子はイオンからエネルギーをもらい温度上昇することが考えられる. 式(4-13)は, クーロン衝突を考慮しない場合に成り立つ式である. そこでクーロン衝突による電子温度の上昇効果を排除するためにクーロン衝突を考慮しな

い場合のシミュレーションを行った。この時、イオン-電子衝突だけではなく、イオン-イオン衝突も考慮していない。その条件の時のイオン温度の結果は次節にて示す。クーロン衝突を考慮しない場合の式(4-13)を確認した結果は Fig. 4-6-8 に示される。この結果から、波動印加無しの場合に式(4-13) は一定であることがわかる。波動印加有りの場合でも 10% 以内の変動であり、全体的に一定値であることを示している。これらのことから、低周波波動を印加した FRC の電子温度は主に断熱過程に従うことが明らかになった。

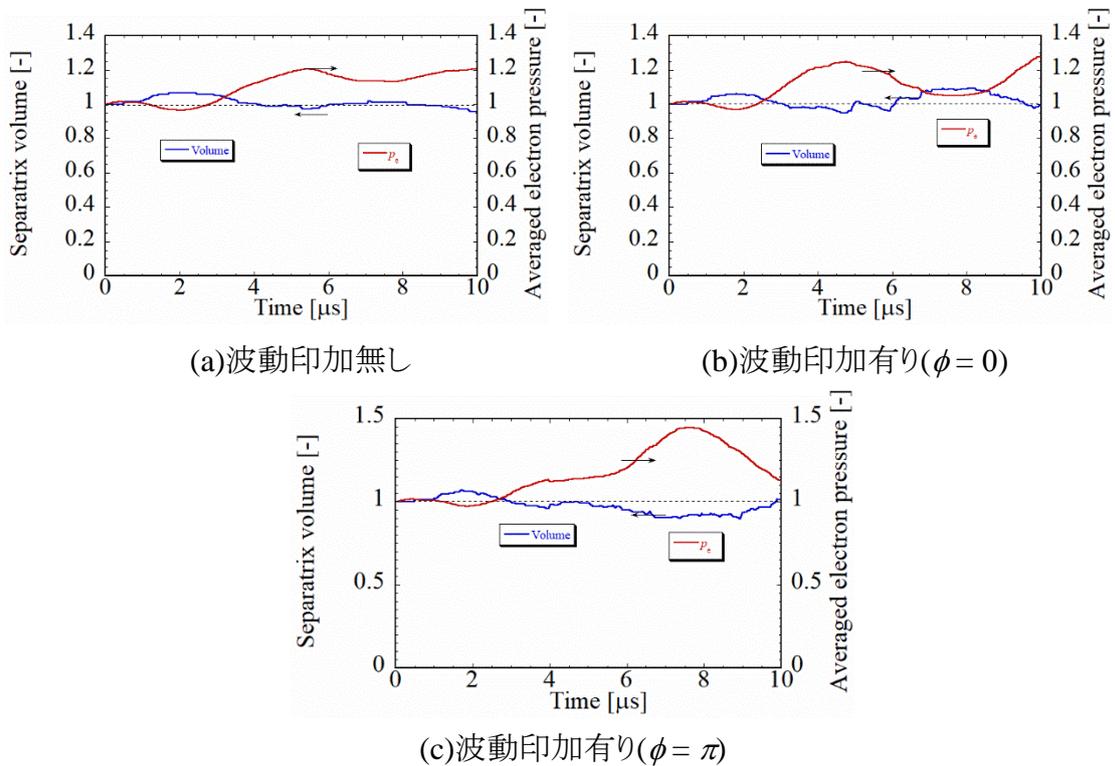


Fig. 4-6-6 体積平均した電子圧力  $p_e$  と separatrix 体積の時間変化

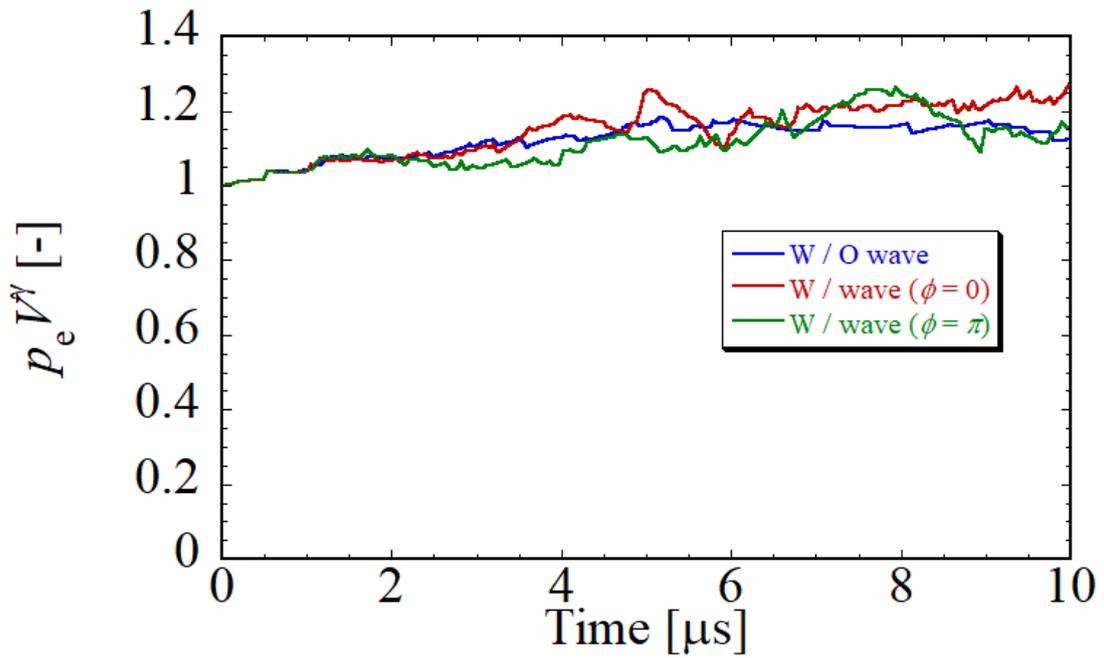


Fig. 4-6-7  $p_e V_e$  の時間変化

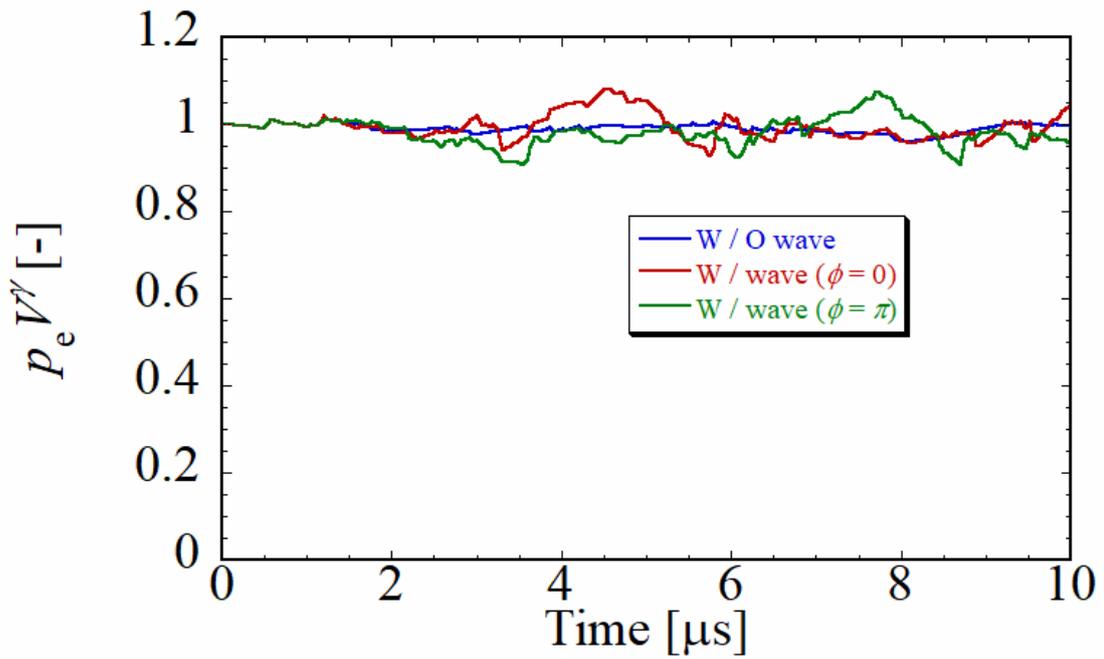


Fig. 4-6-8 クーロン衝突を考慮しないにした場合の  $p_e V_e$  の時間変化

## 第7節 イオン加熱メカニズム

前節では電子温度の変化について考察した。ここでは、断熱過程による温度変化が発生していることが示された。

本節では、イオンの加熱メカニズムについて議論する。第4節で示したように体積平均イオン温度は電子温度の変化とは異なり、波動印加無しの場合よりも数 eV 程度増加していた。ここではその増加について考察する。

まず、加熱メカニズムについて議論する前に、第5節にて述べたイオン温度の非等方性について議論することとする。このことは後に議論する加熱メカニズム考察時にも関係してくるため、最初に非等方性について議論する必要がある。

まず、イオンの軌道計算結果から、磁力線方向の速度  $v_{\parallel}$  と磁力線垂直方向の速度  $v_{\perp}$  を求め、磁力線に対する各方向のエネルギーを計算する。そのエネルギーの違いから非等方性について議論する。

磁力線と各イオンの速度ベクトルのなす角(ピッチ角) $\theta_p$  は、

$$\cos \theta_p = \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}}{|\mathbf{v}| |\mathbf{B}|}, \quad (4-14)$$

と求められる。その結果から  $v_{\parallel}$  と  $v_{\perp}$  は、

$$v_{\parallel} = |\mathbf{v}| \cos \theta_p, \quad (4-15)$$

$$v_{\perp} = |\mathbf{v}| \sin \theta_p = |\mathbf{v}| \sqrt{1 - \cos^2 \theta_p}, \quad (4-16)$$

で求められる。このようにして求めた速度成分から、磁力線に平行方向および磁力線に垂直方向のエネルギーを求めた。それぞれのエネルギーは、

$$W_{\perp} = \frac{1}{2} m_i v_{\perp}^2, \quad (4-17)$$

$$W_{\parallel} = \frac{1}{2} m_i v_{\parallel}^2, \quad (4-18)$$

より求められた. その結果を Fig. 4-7-1 および Fig. 4-7-2 に示す. この結果では, それぞれのエネルギーの 0  $\mu\text{s}$  時の最大値で割ることで規格化している. また, 可視化の際のカラーコンターは 0 から 1 で固定しており, その値より大きい場合はすべて赤く表示されている. ここで記載した図の時刻は, 第 5 節 Fig. 4-5-4 において特徴的な変化があった時刻である. 図中に示した青丸はここで注目したい部分である. Figure 4-7-1 より, 3.1  $\mu\text{s}$  の垂直成分は o-point 付近で大きな値をとっていることがわかり, x-point 付近では小さくなっていることがわかる. 一方で, 平行成分は全体的に減衰しており, 波動印加による内部への影響は見られていない. 5  $\mu\text{s}$  の垂直成分は o-point 付近と x-point 付近で大幅な増加がみられる. 平行成分を確認すると, 局所的だがエネルギーが増加している領域があることがわかる. その後の 7.2  $\mu\text{s}$  では中央における垂直成分の値は減少し, x-point 付近において増加がみられる. 平行成分については, 5.0  $\mu\text{s}$  で局所的であったエネルギー増加領域が広がっていることがわかる. その領域付近で垂直成分のエネルギーから平行成分のエネルギーに変換されたのではないかということが推察できる. Figure 4-7-1 からエネルギーの変化は磁力線に対して平行な成分の変化よりも垂直な成分の変化が大きいことがわかった. 次に同様に Fig. 4-7-2 の  $\phi = \pi$  の場合の変化について考える. 3.1  $\mu\text{s}$  の垂直成分では x-point 付近で大きな増加がみられている. 同時刻の平行成分では垂直成分の増加と比較して局所的に増加していることがわかる. その後の 5  $\mu\text{s}$  では垂直成分は o-point と x-point の間の領域で増加している. 平行成分は o-point 付近で増加している. その後の 7.2  $\mu\text{s}$  ではどちらも o-point 付近で大幅な増加がみられる.

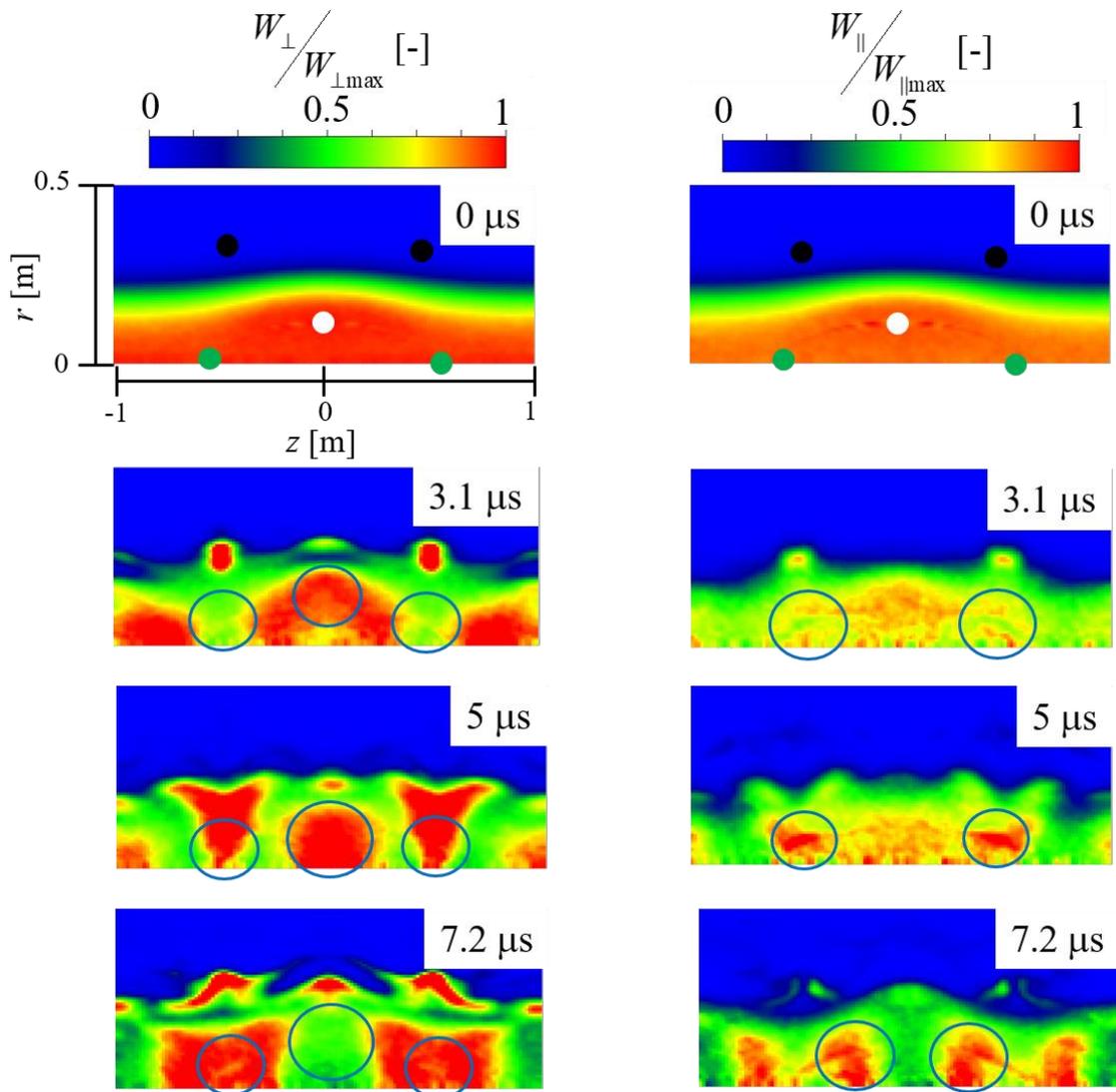


Fig. 4-7-1 磁力線に対するエネルギー分布( $\phi=0$  の場合)

$W_{\perp\max}$  と  $W_{\parallel\max}$  は  $0 \mu\text{s}$  時の最大値を表している. その値で割ることで規格化している.

黒丸はアンテナ位置を, 白丸は o-point を, 緑丸は x-point の位置を示している.

青丸はここで注目したい箇所である.

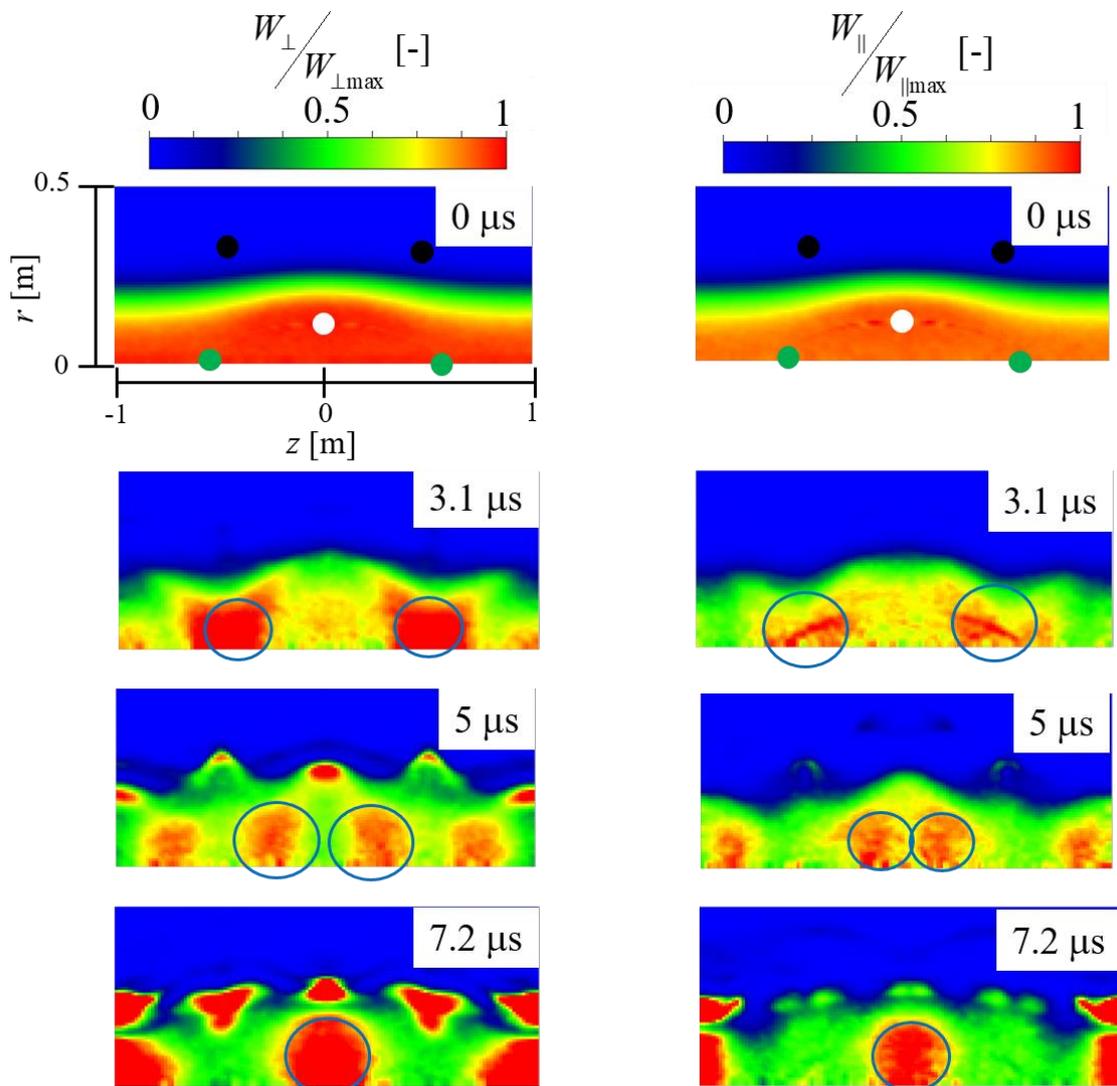


Fig. 4-7-2 磁力線に対するエネルギー分布( $\phi = \pi$  の場合)

$W_{\perp\max}$  と  $W_{\parallel\max}$  は  $0 \mu\text{s}$  時の最大値を表している. その値で割ることによって規格化している.

黒丸はアンテナ位置を, 白丸は o-point を, 緑丸は x-point の位置を示している.

青丸はここで注目したい箇所である.

上記の結果から, 次のことが考えられる. アンテナによって励起された磁場により, エネルギーの垂直成分が増加し, その一部が平行成分に変化し, 平行成分のエネルギー増加が発生しているのではないかとのことである. 第3章第12節にて磁気エネルギーの変化分が高圧力領域ではプラズマに吸収されることを述べた. そのことと, 本節でのエネルギーの結果から, 磁場エネルギーが増加したことによってイオンエネルギーの垂直成分が増加したことを示している. 磁場の増加と垂直成分の速度との関係か

ら、断熱不変量の一つである。磁気モーメント[5]の増加がおきたことが考えられる。磁気モーメントは式(4-19) で示される。

$$\mu_m = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (4-19)$$

断熱条件を満たしているとき、式(4-19) は保存することになる。つまり、磁場が強まった場合、磁力線に対して垂直な速度は増加し、反対に磁場が弱まった場合、垂直な速度は減少する。

過去の波動印加実験[6]や理論[7, 8] 研究より、加熱機構として、下記の2点が考えられている。

1. トランジットタイム磁気減衰[9]
2. 磁気ポンプ[5]

どちらも磁場が増加することによる磁気モーメントの増加によって粒子がエネルギーをもらうことに起因するものである。

1つ目のトランジットタイム磁気減衰では、磁場と粒子との相互作用から起こるものである。本シミュレーション結果では、第3章で述べたように波動印加によって励起された磁場はプラズマ形状を変化させ、プラズマにエネルギーを与えており、プラズマ領域内部にはほぼ伝播していない。したがって separatrix 内部の加熱現象において、本研究ではトランジットタイム磁気減衰機構に着目するのではなく、前節でも触れたような断熱過程によるエネルギーの受け渡しが支配的であると考えられる。一方で、磁気ポンプの場合は磁場が強くなり磁気モーメントの保存からくる磁力線に垂直な速度成分の増加によるエネルギーの増加である。その場合、磁場の増減とエネルギーの増減が対応してしまい結果的な加熱にはいたらない。前節にて示した電子の増減がこの機構によるものだと考えられる。そのため、電子温度は振動するだけであった。しかし、磁場が強い状態でクーロン衝突が発生し、磁場に垂直な速度成分が磁場に平行な速度成分に変換されると、磁場が弱まったとしてもエネルギーが元に戻ることはなく粒子は増加したエネルギーを維持することができる[5]。そのため、本シミュレーションでの温度上昇の原因はトランジットタイム磁気減衰ではなく磁気ポンプによる加熱が原因なのではないかと考え、議論することとする。

ここから、断熱条件の確認とイオン-イオン衝突による影響について考える。それら二つについて確認してから、本シミュレーションにおけるイオン加熱メカニズムにおいて支配的な原因について述べることにする。

まず、電子の場合と同様に断熱条件を確認する。イオン-イオンの衝突時間は参考文献[3, 4]に記載されている、

$$\tau_{ii} = \frac{12\pi\sqrt{\pi}\epsilon_0^2 m_i^{1/2} T_i^{3/2}}{n_i e^4 \ln \Lambda}, \quad (4-20)$$

から求めると、 $\tau_{ii} = 2.59 \mu\text{s}$  となる。本シミュレーションでの圧縮時間は  $3.125 \mu\text{s}$  と見積もると、イオンの衝突時間より少し長い程度であることがわかる。次に、式(4-7)、(4-8)の関係を満たすか確認する。その結果は Figs. 4-7-3, 4-7-4, 4-7-5, 4-7-6 に示される。計算方法は電子の場合と同様である。中央面における結果である Figs 4-7-3, 4-7-5 では、 $r = 0.1 \text{ m} - 0.15 \text{ m}$  の間で満たしていないことがわかる。X-point の位置における結果である Figs. 4-7-4, 4-7-6 より式(4-7) は  $r = 0 \text{ m} - 0.05 \text{ m}$  において満たしていないことがわかる。一方で式(4-8) は満たされていることがわかる。これらのことから、イオンに関しては、断熱条件を完全には満足していないことがわかった。

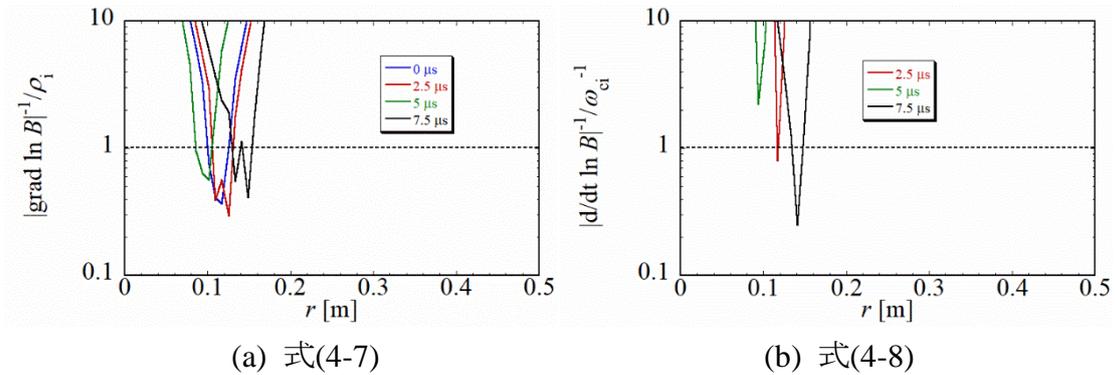


Fig. 4-7-3  $\phi = 0$  の場合における断熱条件の確認結果(中央面  $z = 0 \text{ m}$ )

縦軸は対数表示になっている。

(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化ないため記載していない。

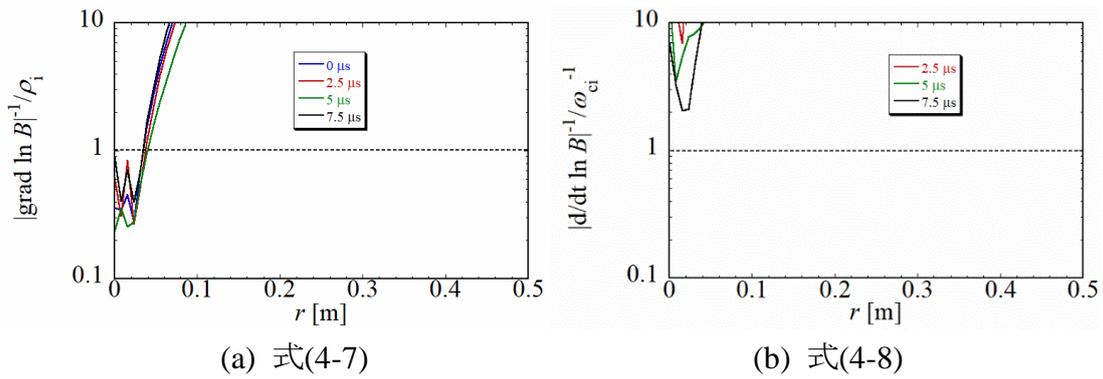


Fig. 4-7-4  $\phi = 0$  の場合における断熱条件の確認結果(x-point,  $z = -0.57$  m)

縦軸は対数表示になっている。

(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化ないため記載していない。

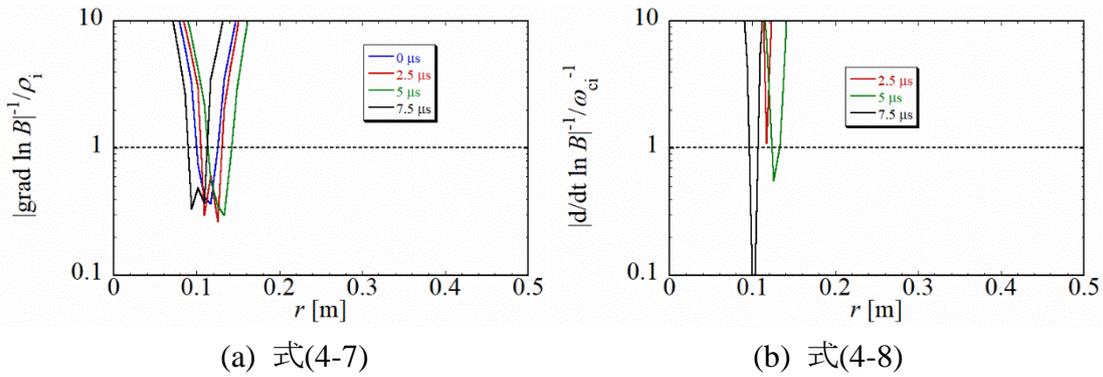


Fig. 4-7-5  $\phi = \pi$  の場合における断熱条件の確認結果(中央面  $z = 0$  m)

縦軸は対数表示になっている。

(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化ないため記載していない。

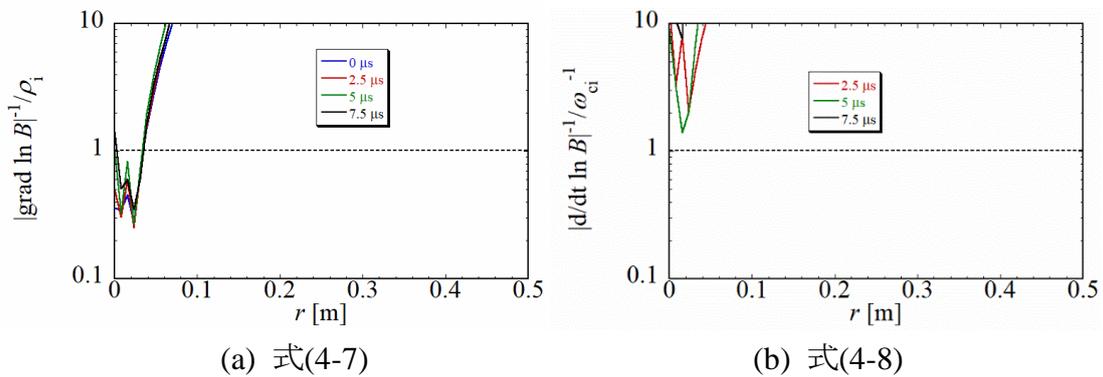


Fig. 4-7-6  $\phi = \pi$  の場合における断熱条件の確認結果(x-point,  $z = -0.57$  m)

縦軸は対数表示になっている。

(b)の方では  $0 \mu\text{s}$  における磁場の時間変化ないため記載していない。

次に、クーロン衝突を無視した場合のシミュレーション結果を確認した。体積平均イオン温度の結果は Fig. 4-7-5 に示される。Figure 4-7-5 より、波動印加した場合、温度増加していることがわかる。Figure 4-7-5 から、温度増加分の最大値を読み取るとおよそ 7 eV であることがわかる。クーロン衝突を考慮した結果である Figure 4-4-3 で示されたイオン温度の増加分もほぼ同様に 7 eV 程度であったことを考えるとクーロン衝突による大幅な加熱効果は見られていない。

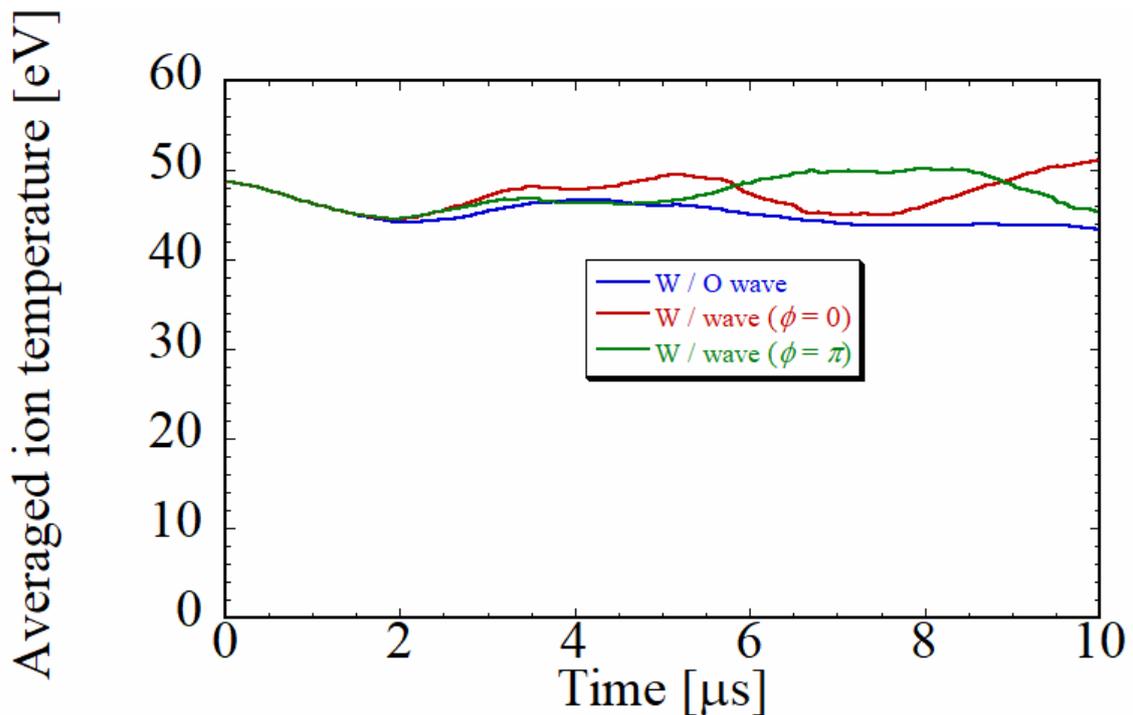


Fig. 4-7-5 クーロン衝突を無視した場合の体積平均イオン温度変化

上記の結果から、イオンに関しては式(4-7), (4-8) で求められる断熱近似の条件を一部満たしていないこと、クーロン衝突による加熱の影響が小さいことがわかった。これらのことや電子との結果の比較からイオン加熱の機構として断熱近似の条件を満たしていないことに起因する磁気ポンプによる加熱だと考えられる。

## 第 8 節 まとめ

本章ではプラズマを挟み込むように配置したアンテナによるプラズマの応答と加熱効果について観測した。

第 1 節では本章で使用したアンテナモデルについて述べた。

第 2 節ではシミュレーション結果として、密度の変化、ポロイダル磁束関数の変化、separatrix 形状の変化について述べた。その結果は、プラズマの圧縮、膨張が確認できた。Separatrix 形状も変化することが確認できた。中央面における separatrix 半径を確認した結果、アンテナ周波数とほぼ同程度の周期で変化していることがわかった。その変化は波動印加無しの場合の結果を中心に振動していた。今回、特に注目した部分は、アンテナ電流が作る磁場が FRC 磁場を弱める場合でもプラズマの圧縮が確認できたことである。

第 3 節は第 2 節で生じた疑問点であるアンテナ電流が作る磁場が FRC 磁場を弱める場合でもプラズマの圧縮が起きたことについて考察された。圧縮が起きた位置での磁気圧を確認した結果、磁気圧の増加が確認された。その原因は励起された  $B_y$  によって発生した径方向のフローによることがわかった。

第 4 節以降では波動印加による加熱効果について述べた。

第 4 節と第 5 節はシミュレーションの結果であるイオン温度、電子温度の空間分布変化、separatrix 体積で平均した温度変化、イオン温度の非等方性について確認された。イオン温度、電子温度の空間分布の変化はほぼ同じであることがわかった。しかし、separatrix 体積で平均した温度変化はイオンと電子で違いを見せていた。イオン温度は、波動印加無しの場合と比較して増加していた。その増加分は、7 eV 程度であり、アンテナ電流位相の違いによる顕著な差はみられなかった。一方で電子の場合は、波動印加無しの場合を中心として振動していた。そのため、電子温度の目立った加熱効果はなかった。その振動の位相は、アンテナ電流位相によって反転していた。また、電子温度の増減と separatrix 体積の増減は反転していた。イオン温度の非等方性を確認したところ、主として磁場に対して垂直成分となる  $xx$ ,  $yy$  成分と磁場に対して平行成分となる  $zz$  成分で違いがみられた。

第 6 節では電子温度の変化について考察した。Separatrix 体積で平均した電子温度の変化と separatrix 体積の変化に相関があることから断熱加熱であることが予想された。電子に関して断熱条件を確認し、本シミュレーションにおいて条件を満たしていることを確認した。断熱の式が成り立つか確認した結果、クーロン衝突による加熱分を除

いて満たしていることがわかった。これらのことから、低周波波動を印加した FRC の電子温度は主に断熱過程に従うことが明らかになった。

第 7 節はイオン温度の加熱メカニズムについて考察された。最初に、イオンの軌道計算結果から磁力線に垂直なエネルギーと平行なエネルギーを求めた。その結果、x-point 付近の弱磁場領域において磁力線に垂直なエネルギーの増加がみられ、局所的な磁力線に平行なエネルギーの増加もみられた。磁力線に垂直なエネルギーが増加したことから断熱不変量の一つである磁気モーメントが増加したことが考えられた。加熱メカニズムとしてトランジットタイム磁気減衰や磁気ポンプが考えられており、本シミュレーションでは第 3 章で得られている磁気エネルギーが高圧力領域に伝播しない結果から、磁気ポンプによる加熱が示唆された。磁気ポンプによる加熱可能性を考えるために断熱条件と断熱近似の条件の確認、クーロン衝突を考慮しないモデルでのシミュレーションを行った。その結果、イオンに関して、断熱近似の条件は局所的に満たしていないことがわかった。クーロン衝突を考慮しないモデルの結果も検証され、その結果の波動印加無しからの温度増加分はクーロン衝突がある場合の結果と同じであった。上記のことからイオン加熱のメカニズムとして、断熱不変性の破れに起因する磁気ポンプによる加熱であることが明らかにされた。

## 参考文献 4

- [1] K. Yamanaka *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 2755 (2000).
- [2] 山仲浩二. 磁場反転配位プラズマの波動励起法と加熱に関する研究.  
大阪大学, 2000, 博士論文.
- [3] 高村秀一: プラズマ加熱基礎論 (名古屋大学出版会, 1986).
- [4] S. I. Braginskii, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau Enterprises, New York, 1965), Vol. 1.
- [5] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1984).
- [6] M. Inomoto *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 102513 (2007).
- [7] N. Iwasawa *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 615 (2004).
- [8] J. Egedal *et al.*, *Phys. Plasmas* **25**, 072510 (2018).
- [9] T. H. Stix, *Waves in Plasmas* (AIP press, New York, 1992).

## 第5章 総括

最終章として本論文のまとめを述べる。

第1章として本研究対象である磁場反転配位プラズマ(FRC)の特徴や問題点, 近年の研究内容について述べたのち, 本研究内容である加熱方法に関する先行研究について述べた。

第2章では, 本研究で使用したシミュレーションモデルについて述べた。

第3章では, 装置内部に一つのループアンテナを配置した波動伝播についてシミュレーションし, その結果を示した。実験と同様にトロイダル磁場の励起が確認された。その励起されたトロイダル磁場の伝播速度は separatrix 外ではシアアルフベン波  $V_A$  程度であり, separatrix に近づくにつれてイオン音波  $V_s$  に近づくことがわかった。得られた伝播速度の結果は過去の実験結果から示唆されているものと同じ傾向を示した。励起された電磁場の径方向分布を確認した結果,  $V_s = V_A$  となる位置を境にして異なる傾向を見せたことがわかった。励起された電磁場の大部分は  $V_s = V_A$  となる位置より内側にある separatrix 内部へは伝播しないことが確認された。また, separatrix 内部では高密度領域の移動がみられた。その高密度領域の軸方向移動速度を求めた結果, 120 km/s 程度であることがわかった。

これらの結果を受け, 次の3点について考察した。

1. トロイダル磁場発生メカニズム
2. Separatrix 内での高密度領域の移動速度
3. 励起された波のカットオフ

1つ目のトロイダル磁場の発生については, アンテナから発生する磁場を遮蔽するように動いた電子によるトロイダルフローの発生に起因するものであることがわかった。電子のトロイダルフローが発生することで FRC が有している  $B_z$  から径方向と軸方向の電場が発生する。ファラデーの法則より, その発生した電場によってトロイダル磁場が作られることが示された。2つ目の高密度領域の移動速度は, アンテナによって励起された磁場が軸方向に伝播する際にプラズマを圧縮することで, 高密度領域が移動していることがわかった。3つ目の励起された波のカットオフについては, 励起された磁気エネルギーに対応するようにプラズマエネルギーが増減することで高圧力領域へ励起された波が伝播しないことがわかった。また, そのときのイオンエネルギー, 電子エネルギーそれぞれの変化分は初期温度比に依存していることもわかった。

第4章では2つのアンテナを用いた波動加熱検証が行われた。それら2つのアンテナは *separatrix* を挟み込むように配置された。アンテナの電流位相は反転した2つのパターンである。アンテナ電流位相を反転させることでシミュレーション開始直後においてプラズマを圧縮させる磁場、膨張させる磁場を発生させることによるプラズマの応答と加熱効果の違いを観測することとした。まず、波動印加によるプラズマの応答結果として、どちらのアンテナ電流位相であっても、圧縮される領域は異なるが、プラズマが圧縮されていることが確認された。その理由として励起された電磁場が伝播することによって圧縮されることがわかった。加熱効果の検証として、*separatrix* 体積で平均したイオン温度、電子温度の時間変化を観測した。その結果、イオン温度は同時刻における波動印加無しの場合と比較して波動印加することで温度上昇することがわかった。その増加分は最大で7 eV ほどある。電子温度は波動印加をしない場合を中心として振動していることが示された。また、イオン温度の非等方性を確認し、主として磁力線に垂直な温度成分と磁力線に平行な温度成分とで違うことが示された。イオン温度と電子温度の変化のメカニズムについて考察を行った。まず電子温度は、電子温度と *separatrix* 体積の間に相関があることが示され、その関係から断熱条件の確認が行われた。電子の断熱条件は満たされており、断熱の式の時間変化を確認した結果、クーロン衝突による温度変化分を除いて一定であることがわかった。そのため、低周波波動を印加した FRC の電子温度は主に断熱過程に従うことが明らかになった。次にイオン温度の増加について考察した。イオンの磁力線に垂直な方向と平行な方向のエネルギーを求め、その結果、x-point 付近の弱磁場領域において磁力線に垂直なエネルギーの増加がみられ、局所的な磁力線に平行なエネルギーの増加もみられた。イオンの断熱条件や断熱近似の条件を確認した結果、断熱近似の条件を局所的に満たしていない領域があることがわかった。この断熱近似の条件を満たしていないことから、断熱不変性の破れに起因する磁気ポンプによる加熱が発生していることが明らかになった。

## 謝辞

本研究は群馬大学大学院理工学府電子情報・数理領域 計測制御エネルギー第四研究室にて行われたものである。指導教員である高橋俊樹准教授には筆者が学部4年生の時から6年間指導していただきました。御礼を申し上げます。

審査員として本論文に貴重なご意見をくださいました本島邦行教授, 高田和正教授, 橋本誠司教授, 伊藤直史准教授へ御礼を申し上げます。

本研究に関して, ご指導ご指摘を頂きました大阪大学の岡田成文名誉教授, 日本大学の浅井朋彦教授にこの場にて感謝を申し上げます。

研究室の皆様には, 研究や日々の生活の中で大変お世話になりました。感謝申し上げます。