

レーザープラズマ中の磁気リコネクションにおける 上流磁場の拡散と下流磁場の計測

村本, 裕耶
九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7178689>

出版情報 : Kyushu University, 2023, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



令和 5 年度
九州大学大学院 総合理工学府
総合理工学専攻
プラズマ・量子理工学メジャー

修 士 論 文

論文名

レーザープラズマ中の磁気リコネクションにおける
上流磁場の拡散と下流磁場の計測

氏 名 村本 裕耶

指導教員名 森田 太智 准教授

内容

1. 序章	4
1.1 磁気リコネクション	4
1.1.1 リコネクション電流シート	5
1.1.2 リコネクションアウトフロー	7
1.1.3 磁気リコネクションによる波動励起	8
1.2 磁気リコネクションの未解決問題と実験室宇宙物理	9
1.3 高強度レーザーを用いた磁気リコネクション実験	11
1.3.1 Biermann battery 効果	11
1.4 激光XII号を用いた先行実験	13
1.5 研究目的	14
2. レーザートムソン散乱計測法	15
2.1 散乱の原理	15
2.1.1 トムソン散乱	16
2.2 レーザートムソン散乱法	18
2.2.1 協同トムソン散乱と非協同トムソン散乱	18
2.2.2 協同トムソン散乱スペクトル	21
2.2.3 協同散乱スペクトルの理論関数	23
2.2.5 プラズマドリフト速度	25
2.2.6 ランダウ減衰	26
3. プラズマ中の磁場変化測定	28
3.1 磁気プローブの原理	28
3.2 製作した磁気プローブの構成	29
4. 実験セットアップ	32
4.1 実験体系	32
4.2 計測体系	35
4.2.2 磁気プローブによる磁場計測	38
4.2.3 プラズマ自発光計測	39
5. 実験及び解析結果	40
5.1 自発光計測	40
5.2 レーザートムソン散乱計測	43
5.2.1 解析方法	43
5.2.2 協同散乱のイオン項ダブルピーク	43
5.2.3 イオン2流体を仮定したスペクトルのフィッティング	45
5.2.4 リコネクション電流シート方向の解析結果	47
5.2.5 リコネクションアウトフロー方向の解析結果	51

5.3 磁気プローブによる磁場計測	59
5.3.1 解析方法	59
5.3.2 Biermann 磁場の測定結果	60
5.3.3 アウトフローの磁場測定結果	62
6. 考察	63
6.1 電流シートの形成	63
6.2 磁気リコネクションの時間変化	66
6.3 拡散領域周辺の温度異方性	76
7. 結論	79
8. 参考文献	81
9. 謝辞	84
付録	86
付録 1 温度異方性によるアウトフローでの波動励起	86
付録 2 レーザープラズマを使った先行研究	88
付録 3 レイリー散乱	91
付録 4 ラマン散乱	93
付録 5 プラズマの分散関係とダブルピーク	95
付録 6 分光器の設計手順	98
付録 7 磁気プローブの磁場強度校正実験	103
付録 8 トムソン散乱の軸校正	106
付録 9 Salpeter パラメータの誤差	108
付録 10 single によるプラズマ理論膨張速度の算出	109
付録 参考文献	112

1. 序章

1.1 磁気リコネクション

磁気リコネクションとは、高い伝導性をもつ物体中で逆向きの磁場同士が作用し、磁場が拡散し磁場がつなぎ変わることで再配置される現象である。このとき磁場エネルギーが解放されることによって、磁場エネルギーが運動エネルギーや熱エネルギーに変換される。図 1.1 のようにプラズマに凍結された磁力線同士が逆向きの磁場配置で衝突した場合、中心付近では反平行磁場が形成される。それに伴い、反平行状態を維持するように反平行磁場中に電流がシート状に形成され、磁力線の再結合を阻害する。しかし、電流シートには古典抵抗に加えてドリフトキンク不安定などの不安定性が生じることで抵抗拡散する[1]。これにより磁力線が再結合する。磁気リコネクション内部に流入するプラズマ(図 1.1 の上下方向)をインフローと呼び、拡散領域と呼ばれる磁力線が繋ぎ変わる部分に集まる。再接続が起こることでインフロープラズマが磁気張力によって拡散領域中心からプラズマ外部(図 1.1 の左右方向)に加速されながら急激に押し出される。拡散領域から外部へと押し出されたプラズマ流をアウトフローと呼ぶ。アウトフローは衝撃波加熱やオーム加熱によって高温になる[2]。このように、反平行の磁力線が再結合することによってお互いを打ち消しあい、磁気エネルギーをアウトフローの運動・熱エネルギーとして変換されるのである。

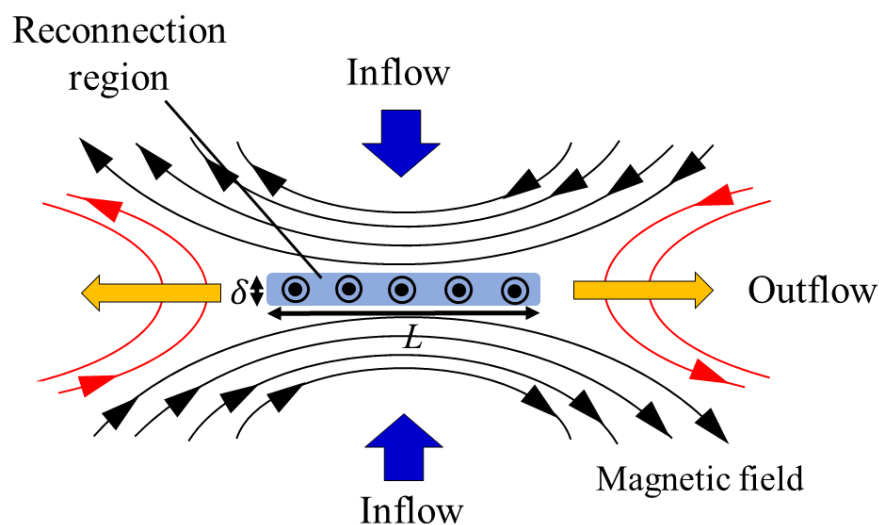


図 1.1 磁気リコネクションの概要 上下から流入したプラズマが磁力線の繋ぎかわりによって左右方向に加速・加熱されて排出される

また,リコネクション中の粒子は再接続点(X point)近傍で図 1.1 の紙面垂直方向に生じるリコネクション電場によって加速される.この加速された粒子は,マクスウェル分布を持つ熱的プラズマの温度を超えるべき乗のエネルギー Spektrum を持つため,非熱的粒子と呼ばれている[3].この磁気リコネクションは,磁化プラズマが発生する場所では普遍的に発生することから,非熱的粒子加速現象の原理の一つであることが知られている[4].

太陽フレアのエネルギー変換過程が本現象によって引き起こされることが判明している[5].太陽表面には 10^{-4} T 程度の磁場が存在するが,黒点と呼ばれる場所では正極と負極が複雑に入り組んでいるため,磁力線が曲げられて 0.3 T 程度の強力な磁場が存在する[6].第 14 号科学衛星(SOLAR-A)「ようこう」は 1991 年から 1994 年にかけて太陽フレア爆発現象等の高エネルギー現象の高精度観測を目的として打ち上げられた観測用衛星である.「ようこう」に搭載された軟 X 線望遠鏡は太陽フレアループのカプス構造を発見し,太陽フレアの磁気リコネクション説を世界で初めて確立した[7].

1.1.1 リコネクション電流シート

ここで,磁気リコネクション内で発生する重要な物理現象の一部を詳しく説明する.まず,拡散領域内で発生する電流シートについて記述する.磁場に対して垂直方向には,反平行磁場の中心に電流が流れる.Ampere の法則より,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (1.1)$$

積分形式に変換すると

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{B}) dS = \mu_0 \int_S \mathbf{j} dS \quad (1.2)$$

Stokes の定理を用いて,図 1.1 の長さ L と厚さ δ の面積内の拡散領域 dS 周りの線積分に変換すると

$$\oint_{ds} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} dS \quad (1.3)$$

流入磁場を B_0 , 拡散領域のスケール長さを L とする.また,電流シートの厚さ δ

は衛星観測よりイオン慣性長程度であることがわかっている[8].イオン慣性長は以下の式で表せる.

$$\delta_i \sim \frac{c}{\omega_{pi}} \quad (1.4)$$

また,式中のイオンプラズマ周波数 ω_{pi} は次式で表せる.

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i Z^2 e^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad (1.5)$$

この時, n_i はイオン密度, Z は価数, m_i はイオン質量である.

線積分の経路は

$$-B_0(-L) + 0(\delta) + B_0(L) + 0(\delta) = 2B_0L \quad (1.6)$$

となる.ここで,初期磁場 B_0 は右向きを正方向として,縦向き磁場は 0 とした.

(1.3)式と組み合わせると

$$2B_0L = \mu_0 \int j \, dS = \mu_0 j \delta L \quad (1.7)$$

これより,電流密度は

$$j \sim \frac{2B_0}{\mu_0 \delta} \quad (1.8)$$

と求めることができる.ここで μ_0 は真空の透磁率である.

また,電流シート内部では電子が加熱されることがわかっている.Y.Ono らによるとトーラスプラズマの電流シートの測定で有効抵抗値が古典抵抗値と同等か 1.5 倍程度の抵抗値を測定した[9].この時,電子温度は電流シート外側で 5 eV 程度で均一であったが,電流シート内部では 14 eV 程度と 3 倍程度に加熱されていた.図 1.3 (A)はトーラスプラズマの R-Z 平面における電子温度の等高線である.電流シートを中心に温度のピークが表れている.また,図 1.3 (B)はイオン温度と電子温度の時間変化と全熱エネルギーを表したグラフである.これより,電子はイオンよりも早く加熱されていることがわかる.これは,電流シート内部の抵抗によるオーム加熱で迅速に加熱されているためだと考えられる.また,イオンはリコネクションアウトフローの粘性やショック加熱によって加熱されることが示唆されている.最終的な熱量は,イオン加熱熱力は電子加熱熱量の 20 倍程度となった.

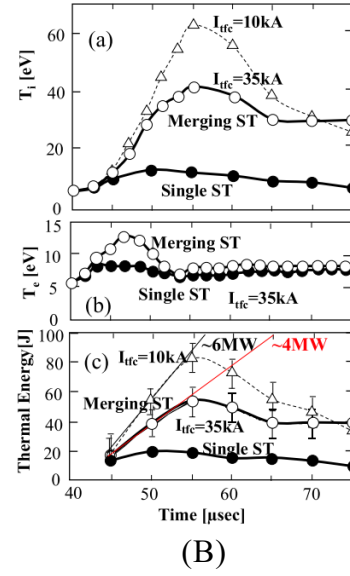
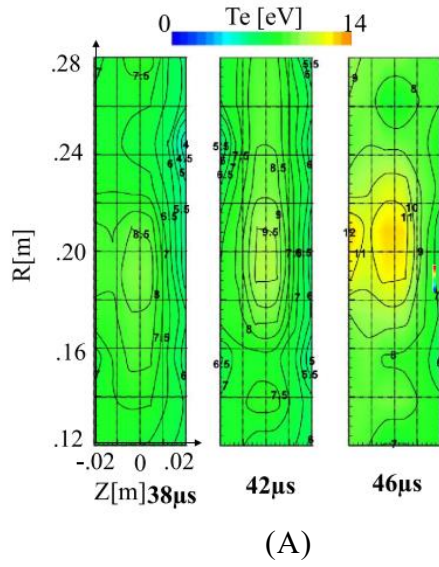


図 1.2 (A)High guide-field toroidal plasma の電流シートにおける電子加熱
 (B)(a) T_i の時間変化 (b) T_e の時間変化(c) 全熱エネルギーの時間変化
 46 μ sで $R = .20$ 付近に 14 eV 程度の電子温度加熱が出現.(a)と(b)の比較より,電流シートのオーム加熱がアウトフローよりも短時間で加熱されたことを示している[9]

1.1.2 リコネクションアウトフロー

磁場に対して平行方向には加速・加熱されたプラズマ流がリコネクションアウトフローとなりプラズマ外部へ排出される.排出されたプラズマ流速は一般的に Alfvén 速度まで加速される[10].

拡散領域周辺で磁気流体力学(Magneto hydro dynamics:MHD)近似が成り立つと考えると,保存形 MHD 方程式を用いて拡散領域内に流入するプラズマと拡散領域外に流出するプラズマのつり合いを考える[11].流入する物質量を添え字のin, 流出する物質量をoutとすると

磁束の保存則

$$B_{in}v_{in} = B_{out}v_{out} \quad (1.9)$$

プラズマの質量保存則

$$\rho_{in}Lv_{in} = \rho_{out}\delta v_{out} \quad (1.10)$$

プラズマのエネルギー保存則

$$\left(\frac{1}{2}\rho_{in}v_{in}^2 + \frac{r}{\gamma-1}\rho_{in} + \frac{B_{in}^2}{\mu_0}\right)Lv_{in} = \left(\frac{1}{2}\rho_{out}v_{out}^2 + \frac{r}{\gamma-1}\rho_{out} + \frac{B_{out}^2}{\mu_0}\right)\delta v_{out} \quad (1.11)$$

の3つの保存則が成り立つ.ここでは簡略的に,流入するエネルギーは大部分が磁場のエネルギー,流失するエネルギーの大半は運動エネルギーと熱エネルギーになると仮定すると

$$\frac{B_{in}^2}{\mu_0}Lv_{in} \approx \left(\frac{1}{2}\rho_{out}v_{out}^2 + \frac{r}{\gamma-1}\rho_{out}\right)\delta v_{out} \quad (1.12)$$

と書き換えることができる.運動エネルギーと熱エネルギーそれぞれにエネルギーが等分配されると仮定すると

$$\frac{B_{in}^2}{\mu_0}Lv_{in} \approx (\rho_{out}v_{out}^2)\delta v_{out} \quad (1.13)$$

以上の式と連続方程式より

$$v_{out} \approx \frac{B_{in}}{\sqrt{\mu_0\rho_{in}}} \approx v_{alfven} \quad (1.14)$$

となり,流出するプラズマ流速 v_{out} は Alfven 速度まで加速する.ここで ρ はプラズマ密度を表す.

1.1.3 磁気リコネクションによる波動励起

これまでの研究で,磁気リコネクション領域の詳細な物理や速度分布関数に関しての研究が進められている.磁気リコネクションの周辺での磁力線構造を図 1.3 (A)に示す[12].磁気リコネクションを正面から見た図 1.3 (A),(a)では逆向きの磁力線中をプラズマ粒子が磁場中をジャイロ回転しながら磁力線に巻き付くように運動している.しかし,図中の灰色の部分の拡散領域付近では運動の仕方が異なる.図 1.3 (A),(b)のように,上側は紙面手前向き,下側は紙面奥向きの磁場が存在するため,プラズマがこの中心部を移動すると,上下の反転した磁場に作用されて蛇行運動する.これはメアンダリング

(Meandering)運動と呼ばれ,磁気リコネクション拡散領域では普遍的に起きていることがわかっている.これによる磁場の Z 方向の空間的な変化を支えるために電流が形成され,上下への運動量を拡散する,実効的な電気抵抗効果が磁力線のつなぎ代わりを助長していることが知られている.また,図 1.3 (B)のように,下流領域では磁力線がリコネクションによってつなぎ変わることで縦磁場成分が加わり,ゆっくりと Meandering 運動をしながら縦向きに落ちていくような軌道を示す.このような運動を Speiser 運動といい,最新の PIC シミュレーションや MMS 観測から,これらによって速度分布関数の非等方性を生じることが報告されている[13,14]. 詳細については付録 1 に記載する.

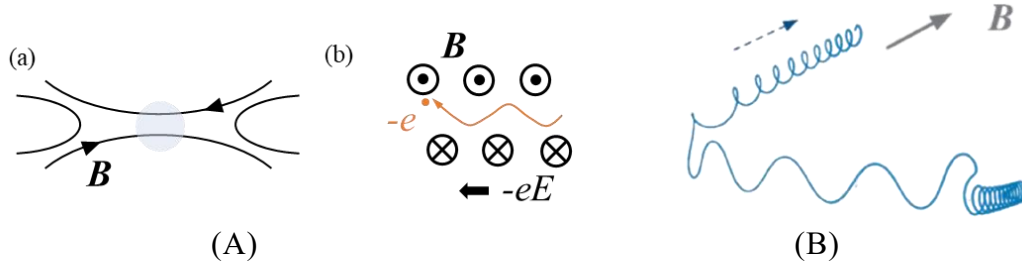


図 1.3 (A)(a)リコネクション正面図 (b)拡散領域中の電子の Meandering 運動 (B)下流磁場での粒子の軌道 電子は上下の反平行磁場中を蛇行しながら進む Meandering 運動を行い,リコネクションによる縦磁場と組み合わせることで徐々に縦方向に落ちていく電子軌道[12]

1.2 磁気リコネクションの未解決問題と実験室宇宙物理

磁気リコネクションには,これまで様々な研究が実験・シミュレーションによる数値計算によって研究されてきたが,いまだに現象の完全な理解に至っていない.

リコネクションレート R とは,磁場のつなぎ代わりが起こる速さであり,X-point を超えて磁束が輸送される効率を示す.

$$R = \frac{1}{v_A B_{in}} \left| \frac{d\Phi_{in}}{dt} \right| \quad (1.15)$$

ここで, v_A はアルフベン速度, B_{in} は流入する磁場強度, $d\Phi_{in}/dt$ は磁束の時間変

化率である.リコネクションの種類や理論モデルにもよって数値は異なるが 0.01 から 0.1 程度であると言われている[15].

また,磁場からプラズマへのエネルギー変換の決定方法や高速な磁場・電流シートの散逸が発生するのか,電子とイオンのエネルギー分配率などの詳細な物理については様々な議論がされている.このような磁気リコネクション物理を難化させているのは,リコネクションが発生する物理的構造のスケールの違いが大きく関与している.リコネクションは運動論的扱いが必要となる拡散領域と磁気流体運動が支配的な磁気流体領域の 2 領域に分けることができる.宇宙物理の代表的なリコネクション現象である太陽フレアで考えてみると,拡散領域のスケールはイオン慣性長 δ_i (~ 10 m)程度[16]であるが,磁気流体領域を含むリコネクションの全体スケールは数万 km 程度である.これらの空間的スケールの差がある現象を詳細に観測する,またはシミュレーションで数値予測するためには膨大な時間とコストがかかる.

そこで近年注目されているのが,実験室宇宙物理である[17,18].実験室上でプラズマを用いた疑似的な宇宙物理現象を再現し,局所的な計測と全体構造を同時計測することができるといったメリットがある.本研究では,高強度レーザーを固体照射することによって生成できるプラズマを用いて磁気リコネクションを駆動する.レーザー駆動のリコネクション実験では,拡散領域がイオン慣性長 δ_i (~ 100 μm)で全体のリコネクションスケールは数mm程度と空間スケールの差が比較的小さいため,全体のマクロな構造と拡散領域付近のミクロな計測からリコネクション物理を議論していくことが可能である.また,レーザー生成プラズマはレーザー出力,集光径,パルス幅,ターゲット素材,形状を自由に設定できるため様々な実験条件でリコネクションの比較実験が可能である.さらに,プラズマ圧力と磁気圧力の比であるプラズマ β 値が宇宙物理現象の発生している高 β 値($\beta \gg 1$)状態を再現できることから,実際に宇宙で発生している現象に近い環境下で物理現象を議論できることが特徴である.レーザー実験によるリコネクションの先行研究を付録 2 に記載する.

1.3 高強度レーザーを用いた磁気リコネクション実験

1.3.1 Biermann battery 効果

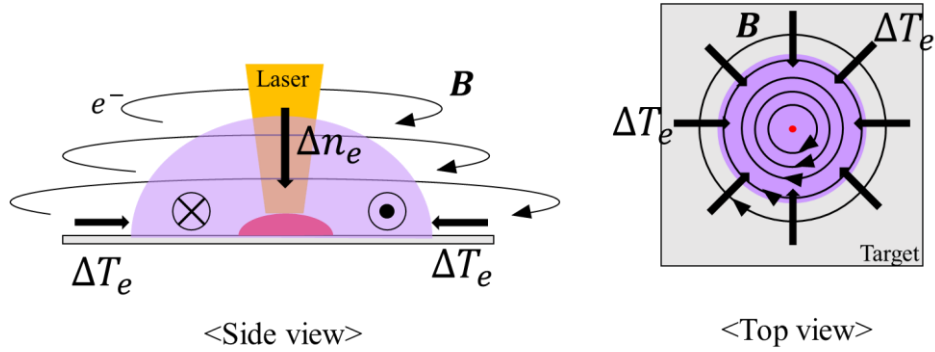


図 1.4 Biermann 磁場の生成 固体ターゲットに高強度レーザーを照射することで密度と温度の勾配によって,右回りの Biermann 磁場がプラズマを囲うように生成される

高強度レーザーを用いてプラズマを生成する際に,Biermann battery 効果によって右回りの磁場が生成される[19].これを Biermann 磁場と定義する.図 1.4 に模式図を示す.高強度レーザーを固体に照射することによって,レーザー放射圧によってレーザー照射面に高温電子が生成される.この高温電子の輸送によってアブレーションプラズマが生成される.電子の質量はイオンに比べ非常に小さいため,電子はレーザーによって急激に加速・加熱される.この結果,プラズマの温度・密度が急激に上昇し,ターゲット表面の法線方向に大きな圧力勾配とプラズマの等温膨張と熱膨張が生じる.この時,プラズマの温度勾配はターゲット表面に平行になる.このように温度勾配と密度勾配が生じることによって熱的なバロクリニック効果により渦度が発生する.

この効果によって生じた電流が磁場を生成する.この時,発生する磁場はプラズマ膨張方向から見ると時計回りであり,アブレーションプラズマを囲むように生成される.この磁場を用いて反平行の磁場構造を生成する.

次に,Biermann battery 効果を導出する.オームの法則より,電子の圧力勾配によって生じる電場は

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{en_e} - \frac{\nabla P_e}{en_e} - \frac{\nabla \cdot \Pi_e}{en_e} + \frac{\mathbf{R}_{ei}}{en_e} \quad (1.16)$$

で表される[20].最初の2項はイオンの流れによるものとホール効果の寄与を表したものである.第三項は圧力勾配項で,4項目が粘性や圧力の異方性の寄与,第五項が電子とイオン間の衝突的な運動量の転送を示している.ここで第3項を考える. P_e は電子による圧力, e は電子の電荷量, n_e は電子密度である.また,ファラデーの法則と状態方程式はそれぞれ,

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \nabla \times E = 0 \quad (1.17)$$

$$P_e = n_e k_B T_e \quad (1.18)$$

となる.ここで, k_B はボルツマン定数, T_e は電子温度である. $\partial B / \partial t = -\nabla \times E$ と(1.16)式より第3項は

$$= -\nabla \times \frac{\nabla(n_e k_B T_e)}{en_e} = -\frac{k_B}{en_e} \nabla \times \nabla(n_e T_e) \quad (1.19)$$

となる.

$$= -\frac{k_B}{en_e} \nabla \times \nabla(n_e T_e) + n_e \nabla(T_e) \quad (1.20)$$

$$= -\frac{k_B}{en_e} (\nabla n_e \times T_e - n_e \nabla \times \nabla T_e) \quad (1.21)$$

$$= -\frac{1}{en_e} \nabla(k_B T_e) \times \nabla n_e \quad (1.22)$$

これより, n_e と T_e の勾配の大きい場合は第3項が支配的となり

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{k_B}{en_e} (\nabla n_e \times \nabla T_e) \quad (1.23)$$

となる.Biermann 磁場は,電子密度勾配と電子温度勾配の外積に比例することになる.

1.4 激光XII号を用いた先行実験

上記のようなレーザー宇宙物理実験によって,様々なリコネクション研究が行われているが,リコネクションの直接的な観測による内部物理の検証例は少ない.そこで我々は,磁気リコネクション全体構造の把握と局所的な計測を同時に行うことで,未解決現象の計測と内部物理の解明を目標に実験を行ってきた.ここで,昨年度までの研究結果を説明する[21].

大阪大学レーザー科学研究所の激光XII号レーザーを用いて炭素平板に間隔 2 mm で 2 本のレーザーを同時照射する.これによって,Biermann 磁場を発生させて,その中間で反平行磁場を作る.この手法で磁気リコネクションを駆動し 2 方向のレーザートムソン散乱計測と自発光計測より磁気リコネクション構造の把握を行ってきた(図 1.5(a)-(d)).

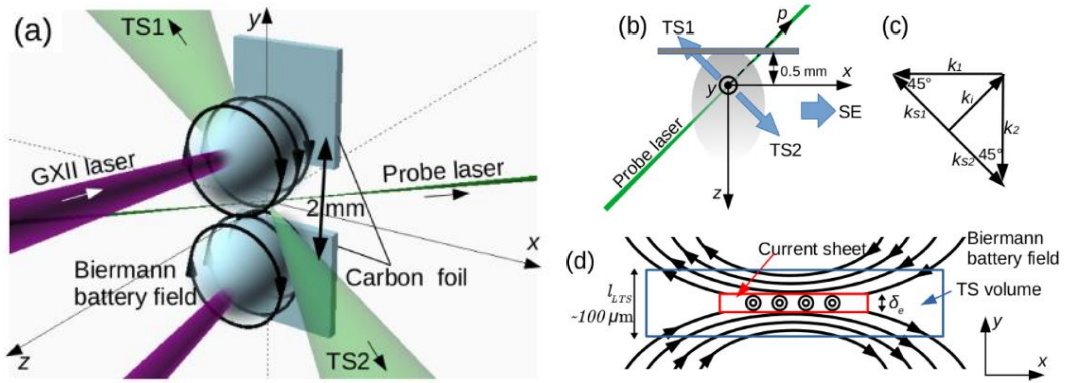


図 1.5 (a)実験セットアップ (b) 2 方向のトムソン散乱光取得と自発光計測方向 (c)波数ベクトルの向き (d)反平行磁場中に生成される磁気リコネクションの拡散領域と電流シート 2 枚の平板ターゲットにレーザーを照射し,Biermann 磁場で磁気リコネクションを駆動. Z 方向に対して 45° の角度から Probe laser を入射して 2 方向から散乱光を取得.それぞれ電流シート方向とアウトフロー方向のプラズマパラメータの測定を行う[21]

アウトフロー方向と電流シート方向の 2 方向を波数ベクトル $k_{//}$, $k_{\perp}$ として,プラズマパラメータ測定を行った.図 1.6 (a)にアウトフロー方向で得られたイオン項スペクトルを示す.アウトフロー方向ではイオン 2 流体を仮定したフィッティングより,フロー速度がプラズマ膨張速度よりも 30 km/s 程度加速され,300 eV 程度加熱された高温高速なプラズマが確認された.図 1.6 (b)に

電流シート方向で得られたイオン項スペクトルを示す.電流シートでは,電子密度と電子速度より電流密度を計算すると $2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ 程度の電流密度を持った電流シートのような構造が確認された.

これらの2つのスペクトルを比較すると,アウトフロー方向では先の鋭いピークになっているが,電流シート方向では滑らかな2つのピークになっている.このような温度の異方性を持つスペクトルが観測されていることから,1.1.3節のように温度異方性を緩和するプラズマ波動が励起されている可能性がある.

また,これらより平均的な運動エネルギーと熱エネルギーを算出し,アウトフロー速度より磁場強度を算出すると約 15 T の磁場強度であった.また,磁場強度 15 T が $t = 4 \text{ ns}$ 程度で 0 になり,磁場エネルギーがすべて運動・熱エネルギーに変換されたと仮定してリコネクションレート R を求めると $R \sim 0.096$ となった.

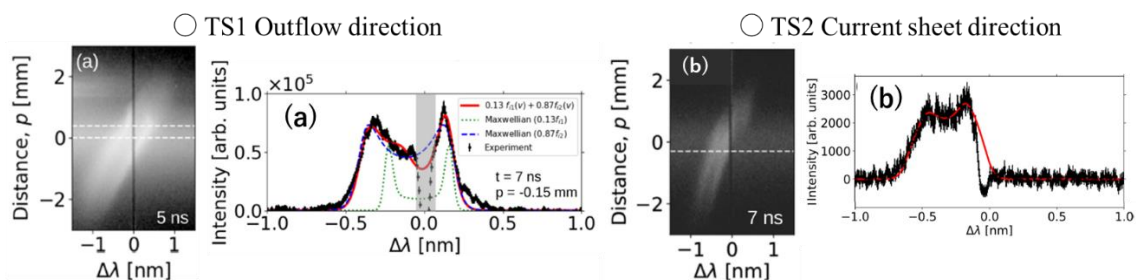


図 1.6 アウトフロー方向,電流シート方向のトムソン散乱計測 [22]

1.5 研究目的

これまでの研究で,磁気リコネクションによって発生した電流シート構造やアウトフローによる加速・加熱されたプラズマの観測に成功した.しかし,温度異方性による波動励起やプラズマ不安定性などの物理現象が起こっている可能性がある.そこで,直接的な磁場計測を行う.磁気リコネクションでつなぎ変わった磁場を直接観測することができれば,磁場によって伝搬されたプラズマ波動や不安定性の観測が可能になると考えている.

また,リコネクションで重要となる初期磁場強度を変更しながら実験を行った.初期磁場はアウトフロー速度などの物理量を決定する重要なパラメー

タである.今回,レーザー照射間隔を変更することで,生成されたプラズマ同士の距離を変化させることで磁場強度を変化させた.これによって,磁場強度とリコネクションレート等の関係性を考察した.

このように,磁場の直接計測と初期磁場の変化によって,より詳細なリコネクション物理の観測を行い,様々な計測で得られた情報から磁気リコネクションによる加速と加熱を評価することを本研究の目的とする.

2. レーザートムソン散乱計測法

2.1 散乱の原理

電磁波と荷電粒子が相互作用すると,荷電粒子が入射電磁波とは異なる方向に2次的な電磁波が放射される.このような現象を散乱という.本章では実験に用いたレーザー散乱光計測法を主に,一般的な概念と計測に用いた理論式について記述する[23].気体やプラズマなどのレーザー光散乱には,光の波長と粒子径に応じてミー散乱,レイリー散乱,ラマン散乱,トムソン散乱などに分類することができる.

図 2.1 のようなプラズマ中にレーザーを入射させた状態を考える.入射レーザーの波長 λ_0 ,レーザー強度 I_0 として,位置 r での θ 方向の単位立体角当たりの波長が λ と $\lambda + d\lambda$ の間にある散乱強度 $I(\lambda, \theta)$ は

$$I(\lambda, \theta)d\Omega d\lambda \propto I_0 nV d\Omega d\lambda \quad (2.1)$$

と表すことができる.ここで数密度 n , V は散乱体積を示す.散乱微分断面積 $\sigma(\lambda, \theta)$ を用いると

$$I(\lambda, \theta)d\Omega d\lambda \propto I_0 nV \sigma(\lambda, \theta) d\Omega d\lambda \quad (2.2)$$

となる.散乱微分断面積 $\sigma(\lambda, \theta)$ は入射レーザー波長,散乱する粒子の種類,観測するものの状態によって異なる.

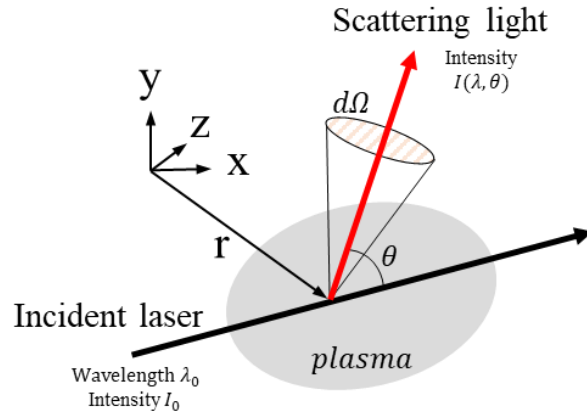


図 2.1 プラズマにレーザーを入射したときの散乱光強度

散乱は入射レーザーの波長 λ_0 と散乱する粒子の種類によって分類される。観測物が荷電粒子の時トムソン散乱と呼ばれ,中性粒子の場合はレイリー散乱,もしくはミー散乱となる。このうち,入射電磁波と同じ周波数の電磁波として散乱される弾性散乱はレイリー散乱とトムソン散乱で,ラマン散乱は異なる周波数の電磁波を出す非弾性散乱である。本文ではトムソン散乱のみに限定する。レイリー散乱とラマン散乱については付録 3,4 で示す。

2.1.1 トムソン散乱

トムソン散乱とは,自由電子による古典的な電磁波の散乱で入射波の全エネルギーと散乱波の全エネルギーは等しくなる [23].電磁波の電界を $E_i(r,t)$ とすると,質量 m ,電荷量 q を持つ自由電子は

$$\dot{v} = \frac{q}{m} E_i(r, t) \quad (2.3)$$

の加速度を受ける。真空の場合を考えると,1個の電荷が式(2.3)の加速度を持つとき,ある時間に放出するエネルギー量は,Larmor の公式より,

$$I = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \quad (2.4)$$

で表すことができる。イオンの質量は電子の約 1800 倍であることから,電子のみの影響を考える。電子の加速度は図 2.2 に示すようにレーザーの偏光面

によって異なる. 図 2.2 に示すように, 散乱方向の波数ベクトル k_s と入射レーザーの波数ベクトル k_i のなす角 θ は散乱角と呼ばれ, $v/c \ll 1$ のとき波数ベクトルとレーザー波長 λ_0 の関係式は以下の式で表せる.

$$|k_i - k_s| = |k| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.5)$$

直線偏光したレーザーの場合を考えると, 散乱角 θ 方向における散乱光強度の角度分布は電磁波の電界 E_i を軸とするリンゴのような異方性を示す[24].

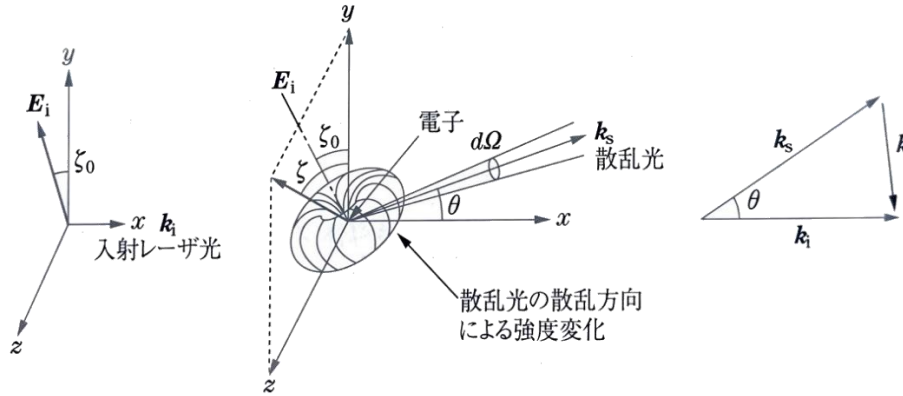


図 2.2 直線偏光レーザーの散乱光強度の角度分布 k_i と k_s のなす角度が散乱角 θ で, 散乱光強度は θ によって変化する [24]

まず, 電子 1 個によるトムソン散乱の散乱断面積を考える. 真空中の 1 個の電子に直線偏光レーザーが入射した場合, $\sigma_t(\theta)$ はレーザー波長 λ_0 に依存しないため以下の式で表される.

$$\sigma_T(\theta) = r_0^2 [1 - \sin^2 \theta \cdot \cos^2(\zeta_0 - \zeta)] \quad (2.6)$$

ここで, θ は散乱角, ζ は y 軸と k_s を y - z 平面上に斜影したベクトルとのなす角度を示している. r_0 は電子の古典半径であり

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (2.7)$$

となる. 入射レーザーが偏光していない場合は式(2.7)を積分することで得られる下式を用いる.

$$\sigma_T(\theta) = \frac{r_0^2 (1 + \cos^2 \theta)}{2} \quad (2.8)$$

これより,トムソン散乱の全断面積 σ_T は

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_0^2 = 6.65 \times 10^{-29} \quad m^2 \quad (2.9)$$

と表すことができる[25].

2.2 レーザートムソン散乱法

レーザートムソン散乱法は,プラズマに攪乱を起こさずに局所的なふるまいを非接触で計測することができる散乱計測の一種である.プラズマ中の電子やイオンの温度と密度を同時に測定することができる.また,高い空間分解能と時間分解能をもち,プラズマ内部の微細な変動と構造を検出することができる,といった特徴がある.これらから,プラズマ物理学や宇宙物理学,核融合研究まで幅広く使用されている診断手法である.

2.2.1 協同トムソン散乱と非協同トムソン散乱

トムソン散乱にはプラズマのパラメータによって協同散乱と非協同散乱の2種類に分類される.協同と非協同の区別にSalpeterパラメータを用いる.Salpeterパラメータ α は

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D} \quad (2.10)$$

$|k|$ はプラズマ波動の波数ベクトルで

$$|k| = |k_s - k_i| \cong \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.11)$$

波数ベクトルの模式図を図 2.3 に示す.ここで θ は散乱角 λ_i は Probe laser のレーザー波長である.入射波数 k_i と散乱波数 k_s の関係は

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \quad , \quad k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s} \quad (2.12)$$

λ_s は散乱光の波長を表す.これらを用いて三角形の正弦定理から導出できる.

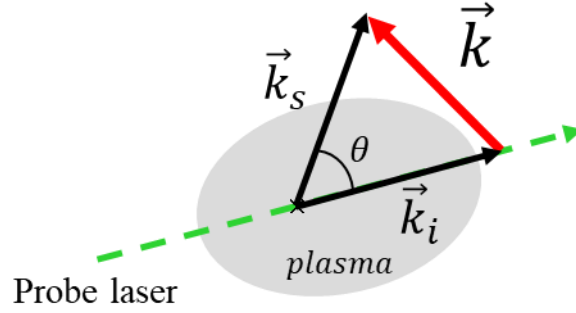


図 2.3 波数ベクトルの関係

また, λ_D はデバイ遮蔽長を表し,式は

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.13)$$

で表せる. T_e は電子温度, n_e は電子密度を表している.ここで,

ϵ_0 : 真空の誘電率 , $8.85 \times 10^{-12} [\text{C}^2/\text{Nm}^2]$

k_B : ボルツマン定数 , $1.38 \times 10^{-23} [\text{J/K}]$ *1eV = 11609K

e : 電気素量 , $1.602 \times 10^{-19} [\text{C}]$

である.以上のようにして求められたSalpeterパラメータ α は1を境界として協同散乱と非協同散乱に分けられる.図 2.4 にそれぞれの模式図を示す.

○協同トムソン散乱の場合： $\alpha > 1$

デバイ遮蔽長よりも長い波長を計測することになる.つまり,スケールを大きく観測する.プラズマは電気的中性になろうとするために電子やイオンの周りで電子が電荷を遮蔽することでイオンと電子の協同的な動きを観測するため協同散乱と呼ばれる.

○非協同トムソン散乱の場合： $\alpha \ll 1$

デバイ遮蔽長よりも短い波長を計測することになる.つまり,細かいスケールを観測していることになる.電子は非常に細かいスケール上ではランダムに動き回っているため,独立して運動する電子からの散乱によって電子温度と電子密度を計測することができる.非協同散乱は個々の電子からの散乱

のため、散乱断面積も電子の熱運動のみによって決定する。また、イオン項は電子プラズマ波によるランダウ減衰が大きくなることによってピークが見えなくなるため、非協同の場合は電子項のみのピークが表れる[26]。

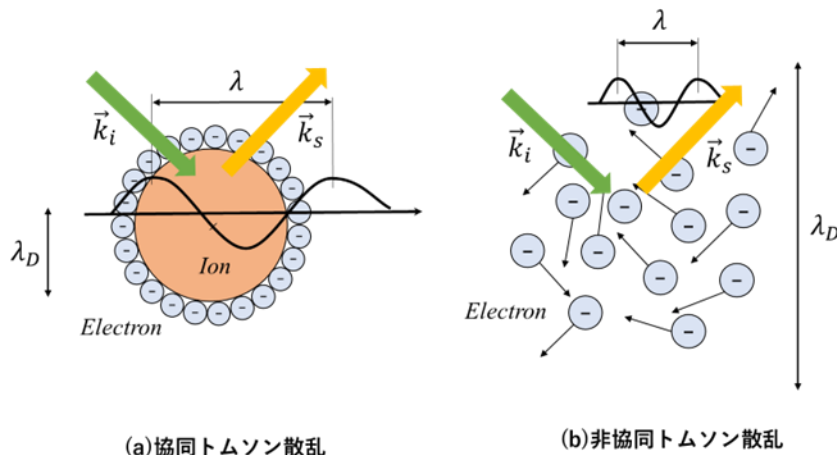


図 2.4 協同散乱と非協同散乱の模式図 協同散乱ではデバイ長よりも長い波長の観測で、イオンと追隨する電子の協同的な運動を観測し、非協同散乱ではデバイ長よりも短波長でランダムに動く電子の動きを観測する[26]

図 2.5 に Salpeter パラメータ α を変化させたときのスペクトル形状を示す。あくまで α は基準の値なので、1 を完全に越えなければ協同散乱ではない、というわけではない。イオン項がダブルピークになる理由について付録 5 に示す。

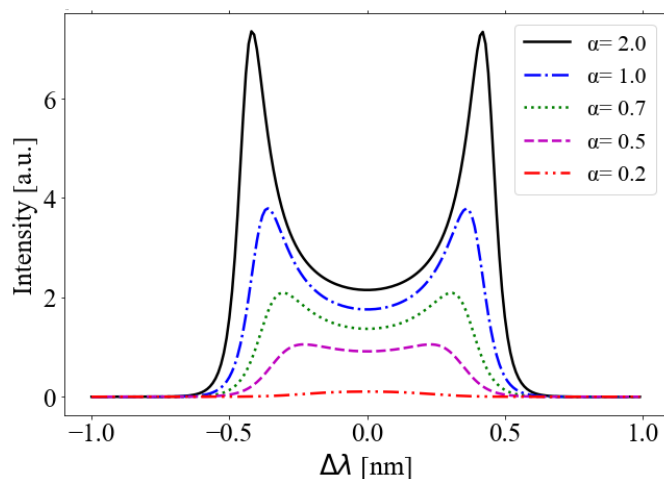


図 2.5 各 Salpeter パラメータのイオン項スペクトル α が 0.2 から 1 に近づくにつれてダブルピーク形状が明確になる。 α が 1 未満でもダブルピーク形状になるため、あくまで 1 以上という目安である。

2.2.2 協同トムソン散乱スペクトル

協同トムソン散乱計測のよって取得できるスペクトルには,イオン温度(T_i),電子温度(T_e),電子密度(n_e),プラズマの流速(v_k),イオン価数(Z)の情報が含まれている.そのため,得られたスペクトルを再現できる関数を求めることで,これらの情報を同時に計測することができる.

協同散乱の場合,横軸に波長と縦軸に散乱強度をとると入射レーザー波長とは異なる波長帯でダブルピークを持ったスペクトルを観測することができる.図 2.6(a)のように,入射レーザー波長を 532 nm としたとき,レーザー波長から数 nm 離れた位置に 2 つの高いピークを持っているのがイオン項と呼ばれるものである.イオン項よりも波長シフト量の多いダブルピークが電子項と呼ばれる.電子項のピークがイオン項ピークよりも波長シフト量が大いのは,電子とイオンの質量差によって振動の周波数が大きいためである.また,電子項のピーク強度はイオン項のピーク強度の約 1/100 倍程度であり,散乱光の波長はイオン項の~50 倍程度離れた位置にあるため,同じ計測器による同時計測は不可能である.

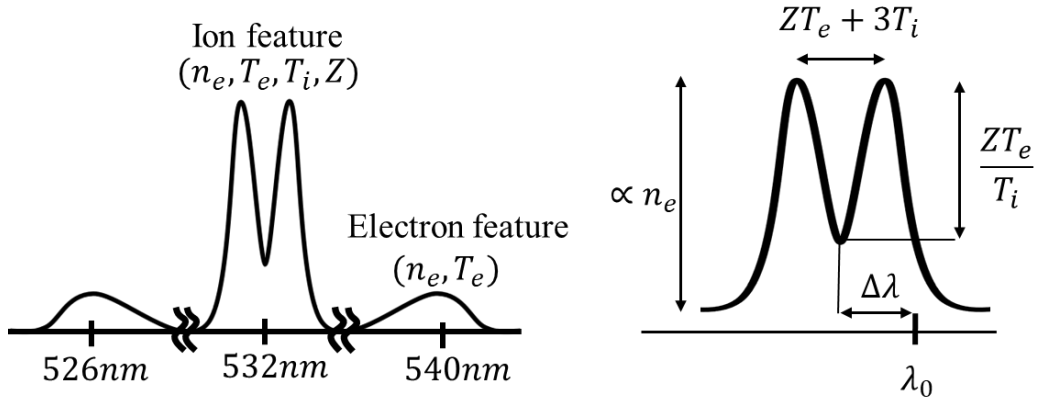


図 2.6 (a)イオン項と電子項 (b)イオン項の各種パラメータ 協同散乱の場合,イオン項のダブルピークは n_e, T_e, T_i, Z の情報を含んだスペクトルが表れる.(a)の横軸は Probe laser 波長が 532 nm の場合のイオン項と電子項のピーク波長域の一例である

電子項スペクトルは電子プラズマ波による散乱によって生じる．ピークの角周波数は

$$(\omega)^2 = \omega_p^2 + \frac{3k_B T_e}{m_e} k^2 \quad (2.14)$$

である．ここで ω_p はプラズマ周波数で

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.15)$$

と表せる．また、簡略化すると

$$\omega_p = 56.42 \sqrt{n_e [\text{m}^{-3}]} \quad \text{rad/s} \quad (2.16)$$

と表すことができる．ここで $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ である．プラズマ周波数 ω_p とスペクトル形状、散乱強度より電子密度 n_e 、電子温度 T_e を推測する．しかし、精密には図 2.6 に示すように、電子プラズマ波との共鳴であるため ω_p よりも大きな値を示す．詳細な n_e と T_e の計測には電子項計測が必要になる．

イオン項のスペクトルの広がりイオンの熱速度(イオン温度)が反映される．イオン項の形状を決定するパラメータ β は

$$\beta = \left(Z \frac{T_e}{T_i} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

で決定する． β が 1 以上になると、イオン項スペクトルは 2 つのピークを持ち、そのピークの周波数は

$$(\omega_{ac})^2 = k^2 \frac{Z k_B T_e + 3 k_B T_i}{m_i} \quad (2.18)$$

で表される．また、トムソン散乱スペクトルの観測には分光器を用いた．スペクトルの観測方法となる、分光器の設計方法を付録 6 に詳しく示す．

2.2.3 協同散乱スペクトルの理論関数

プラズマの分布がマクスウェル分布に従うとしたとき,トムソン散乱のスペクトルは以下に示される動的形状因子によって決定される[22].

$$S(k, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left[\left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_e \left(\frac{\omega}{k} \right) + \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{n_e} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 f_i \left(\frac{\omega}{k} \right) \right] \quad (2.19)$$

右辺の第一項は電子項を,第二項はイオン項を示している.2項目のイオン項ではイオン種の数*i*個の足し合わせを考えるため和をとっている.

χ_e , ϵ はそれぞれ電子の電気感受率と誘電率テンソルである.電気感受率とは,物体が電場を受けたときにどれだけ誘電率を変化させることができるかを表した指標になる.それぞれ,以下の式で表すことができる.

$$\epsilon = 1 + \chi_e + \sum_i \chi_i \quad (2.20)$$

$$\chi_e = \frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0 k} \int \frac{\partial f_e / \partial v}{\omega - kv} dv \quad (2.21)$$

$$\chi_i = \frac{Z_i^2 e^2 n_i}{m_i \epsilon_0 k} \int \frac{\partial f_i / \partial v}{\omega - kv} dv \quad (2.22)$$

χ_i はイオンの電気感受率, f_e と f_i は電子とイオンの速度分布関数である.電子とイオンの速度分布がマクスウェル分布に従うとしたとき

$$f_e = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th,e}} \exp \left(-\frac{(v - v_k)^2}{v_{th,e}^2} \right) \quad (2.23)$$

$$f_i = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th,i}} \exp \left(-\frac{(v - v_k)^2}{v_{th,i}^2} \right) \quad (2.24)$$

ここで v_k は波数の*k*ベクトルのフロー速度を表している.また, v_{th} は熱速度で

$$v_{th,e} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}, \quad v_{th,i} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} \quad (2.25)$$

で表すことができる.以上より,イオンと電子がマクスウェル分布と仮定すると,動的形状因子 $S(k, \omega)$ は

$$S(k, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k} \left[\frac{1}{v_{th,e}} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_e^2} + \sum_i \frac{1}{v_{th,i}} \frac{Z_i^2 n_i}{n_e} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_i^2} \right] \quad (2.26)$$

ここで, ξ_e と ξ_i は上記で示した熱速度で正規化した位相速度である.

$$\xi_e = (w/k - v_{fe})/v_{th,e} \quad (2.27)$$

$$\xi_i = (w/k - v_{fi})/v_{th,i} \quad (2.28)$$

これを用いると χ_e, χ_i は

$$\chi_e = \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \Omega(\xi_e) \quad (2.29)$$

$$\chi_i = \frac{1}{k^2 \lambda_i^2} \Omega(\xi_i) \quad (2.30)$$

と示すことができる. ここで Ω はプラズマ分散関数の微分であり

$$\Omega(\xi_e) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{\zeta - \xi_e} d\zeta \quad (2.31)$$

$$\Omega(\xi_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{\zeta - \xi_i} d\zeta \quad (2.32)$$

で示される. また, λ_e, λ_i は以下のように定義する.

$$\lambda_e^2 = \frac{v_{th,e}^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{2\epsilon_0 T_e}{n_e e^2} \quad (2.33)$$

$$\lambda_i^2 = \frac{v_{th,i}^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{2\epsilon_0 T_i}{n_i Z_i^2 e^2} \quad (2.34)$$

以上より, 単一イオン種の場合を考えると, 電子とイオンがマクスウェル分布に従う場合, 動的形状因子は

$$S(k, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k} \left[\frac{1}{v_{th,e}} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_e^2} + \frac{Z_i}{v_{th,i}} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_i^2} \right] \quad (2.35)$$

となる. 本研究では, フィッティングにガウシアン of 畳み込みを行った.

$$D(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k, \omega - \omega') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\omega'^2}{2\sigma^2}\right) d\omega' \quad (2.36)$$

畳み込みを行った関数 $D(k, \omega)$ を用いて得られたスペクトルに対して最小二乗法を用いて評価している.

また,電子項計測結果を用いることによって電子温度,電子密度計測を行うことができる.今回は,いくつかのデータにおいて電子項計測ができていなかったため,電子密度の計算をイオン項のフィッティング後のトムソン散乱とレイリー散乱の強度比より算出した値を用いている.

$$n_e = n_0 \frac{I_T \sigma_R E_R}{I_R \sigma_T E_T S(k)} \quad (2.37)$$

ここで,

- n_0 : レイリー散乱データの取得時の窒素の密度
- I_R, I_T : トムソン,レイリー散乱の散乱強度
- E_R, E_T : トムソン・レイリーの計測用レーザーエネルギー
- σ_R, σ_T : 原子1個あたりのトムソン・レイリー散乱断面積

である. σ_R/σ_T はトムソン散乱とレイリー散乱の散乱断面積比を表し,窒素元素の場合131となる.また, $S(k)$ は動的形状因子をイオン項の分だけ周波数積分したものである.イオン価数 Z は,フィッティングによって算出された電子密度と電子温度を用いて荷電粒子の衝突輻射を計算したデータベースFLYCHKで照合することによって求めた[27].

2.2.5 プラズマドリフト速度

プラズマ中の波とプラズマの運動間にドップラー効果が生じることによって散乱光は入射レーザー波長からシフトした波長で取得される.この波長のシフト量を求める.プラズマ中の粒子群が Maxwell-Boltzmann 分布に従っている場合の式は式(2.56),(2.57)で示した.これを用いて電子密度揺動のスペクトル密度 $S(k, \omega)$ を表すと

$$S(k, \omega) \propto \exp \left[- \left(\frac{\omega - (\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{k})/k}{v_{th}} \right)^2 \right] \quad (2.38)$$

となり,周波数の変位量

$$\omega_{shift} = \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{k} = |\mathbf{v}_k| \cdot |\mathbf{k}| \cos \theta \quad (2.39)$$

となる.散乱角 θ は本研究では 90° である.ドップラーシフト量 $\Delta\lambda$ とすると,

$$\omega = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda} \right) \cong 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (2.40)$$

より,以下の式が成り立つ

$$\omega_{shift} = 2\pi c \frac{(\Delta\lambda)_{shift}}{\lambda_0^2} \quad (2.41)$$

これらの式より,ドップラーシフト量 $\Delta\lambda$ は

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{k} = 2\lambda_0 \frac{v_k}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.42)$$

として表される. (2.91)式より,散乱スペクトルから得られたドップラーシフト量から実際のフロー速度を計算する式に変形すると以下の式になる.

$$v = \frac{c}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \lambda_0} \Delta\lambda \quad (2.43)$$

2.2.6 ランダウ減衰

次にランダウ減衰について説明する.ランダウ減衰とは,荷電粒子の速度分布がマクスウェル分布に従う場合,プラズマ振動が荷電粒子にエネルギーを与えることによって減衰される現象である.図 2.7 に速度分布関数を示す.プラズマ波動がプラズマ中を伝搬するとき,伝搬速度 v_p がマクスウェル分布の粒子の一部のある速度に近づく場合を考える. v_p よりも速い速度をもつ粒子 **b** はプラズマ波動にエネルギーを与えて減速する. v_p よりも小さい速度をもつ粒子 **a** はプラズマ波動にエネルギーをもらい加速される.図 2.7 より,減速してエネルギーを渡す粒子数(青線領域)よりも,加速してエネルギーをもらう粒子数(赤線領域)が多いため,全体として波からプラズマ粒子にエネルギーが移る.このように粒子衝突による損失によらずに波がエネルギーの一部を失って減衰する.この減衰率は $\frac{\partial f_k(v)}{\partial v}$ に比例して大きくなる[28].

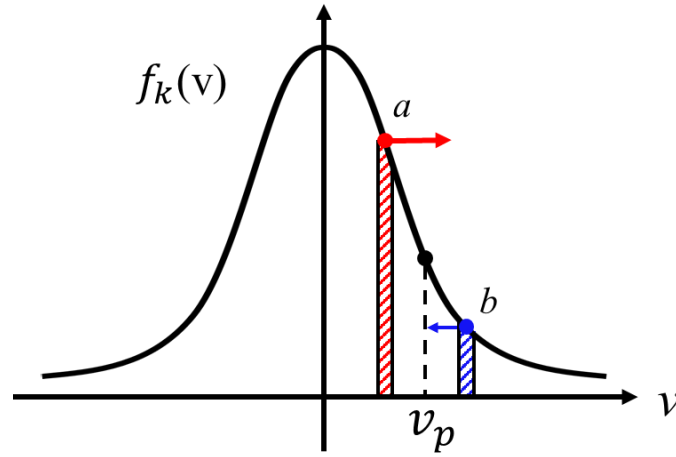


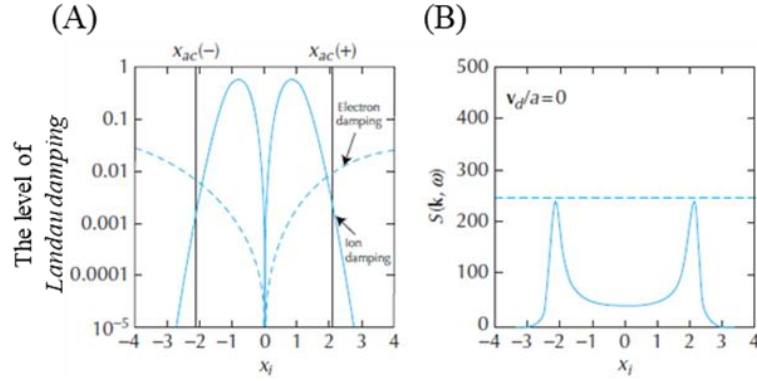
図 2.7 ランダウ減衰によるエネルギーの授受 速度を持つ粒子 b はエネルギーを与えて、遅い速度の粒子 a はエネルギーを享受する.粒子 a の方が多いため波からプラズマにエネルギーが移る

次に、トムソン散乱スペクトルにおけるランダウ減衰の影響について記述する[29].図 2.8 にランダウ減衰の減衰率とトムソン散乱光強度の関係を示している. 図 2.8(A),(C)は縦軸がランダウ減衰によるイオンと電子の減衰率を、横軸を周波数とするグラフである. 図 2.8(B),(D)は縦軸に散乱強度 $S(k, \omega)$ をとっているため、トムソン散乱スペクトルを表している.

図 2.8(A),(B)のグラフでは電子とイオンのマクスウェル分布のピークがどちらも $x_i = 0$ である.そのため、図 2.8(B)のグラフのように、イオン項は正負どちらも同じ減衰を受けるため、トムソン散乱光のピーク高さは等しくなる.

図 2.8(C),(D)のグラフでは、イオンのマクスウェル分布のピークが $x_i = 0$ であるが、電子のマクスウェル分布のピーク位置が $x_i = 1$ にシフトした図である.このような場合、イオン項は正方向で電子の弱い減衰を受け、負の方向では電子の強い減衰を受けて、図 2.8(D)のグラフのように、左右非対称なピーク高さを持ったトムソン散乱スペクトルになる.このように、電子とイオンの速度差がある場合、左右で異なる電子のランダウ減衰の影響を受けるため、左右非対称なスペクトルが発生する.これを利用して、取得されたトムソン散乱スペクトルのダブルピークの高さの違いから電子とイオンの相対速度 v_{e_i} を求める.

○イオンと電子のマクスウェル分布のピーク位置が同じ場合



○イオンと電子のマクスウェル分布のピーク位置が異なる場合

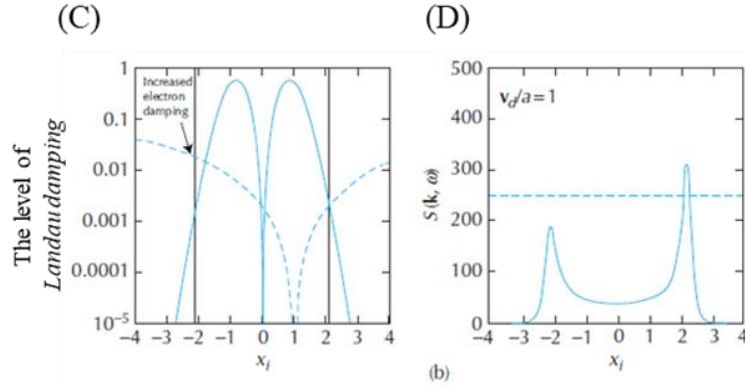


図 2.8 ランダウ減衰が生むトムソン散乱ダブルピーク高さの非対称性
イオンが電子と同じ位置では左右対称なランダウ減衰の影響を受けるが,相対速度が生まれる場合は電子のランダウ減衰の影響が左右で異なる [29]

3. プラズマ中の磁場変化測定

3.1 磁気プローブの原理

磁気プローブは,時間的に変動する磁場計測に使用される計測方法であり,電磁誘導の法則に基づいている.本研究では,磁気リコネクションにおける磁場強度の直接測定と磁力線で伝搬するプラズマ波動の観測を目的として磁気プローブを使用した.本研究で用いた磁気プローブにはプローブ先端に

小型コイルが設置してあり,その小型コイルを貫く磁束密度より,発生する誘導起電力の変位をリコネクションによる磁場変動として計測を行った.
まず,基本原理となるファラデーの電磁誘導の法則は

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

で表される.プローブ断面にわたって面積分すると,ストークスの定理より左辺はプローブ巻線の両端にかかる電圧 V_s となる.右辺も同様に面積分して

$$V_s = -aN \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.2)$$

と表すことができる[22].ここで a はプローブの断面積で, N は銅線の巻き数である. aN が実効的な鎖交面積でありプローブの感度に相当する.一般的に,高い感度と高速応答のため,小さいサイズと高いバンド幅を持っていることが多い.そのため,高周波の領域の測定も可能で数十から数百MHz帯域の磁場変動計測もでき,宇宙物理学実験においてアルフベン波などの急激な磁場変動観測にも多く用いられている.

(3.2)式より,磁気プローブの出力電圧は磁場の時間微分であるので,得られた信号の時間積分が必要である.また,揺動信号の積分には高速フーリエ変換(FFT)やウェーブレット変換が用いられる.

次に,本研究で用いた取得電圧を磁場の値に変換する式について説明する.計測電圧を $V(t)$,ゲインを g ,緩和係数を τ としたとき

$$aNg \frac{d}{dt} B(t) = \left[1 + \tau \frac{d}{dt} \right] V(t) \quad (3.3)$$

で表すことができる.本研究では測定に 2 本の磁気プローブを用いて磁場測定と波動観測を行った.

3.2 製作した磁気プローブの構成

今回の実験では,生成された Biermann 磁場の直接検出,磁場によって伝播してきた波動の観測のために 2 つの磁気プローブを使用した.既存の磁気プ

ローブは1台であったため,1台既存の磁気プローブを使用し,1台の磁気プローブを製作した.今後の実験では,より複数の磁気プローブを一方向に並べてプラズマ波動の伝搬速度や場所による強度の違いを同時測定することができればより詳細な現象が判明するかもしれない.

今回計測する磁場やプラズマ波動は3次元的な情報を持つ磁場なので,3軸が直交するような磁気プローブを作成した.以下に既存の磁気プローブと製作した磁気プローブの詳細な情報を記載する.

図 3.1 に既存の磁気プローブを示す.大阪大学所有の磁気プローブで $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ の立方体に直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ のコイルが4巻きしている.磁気プローブの周波数特性を図 3.2 に,コイル断面積,巻き数,緩和パラメータ,ゲインの詳細なスペックを表 3.1 に示す.周波数特性のスペックより,0.1-100 MHz程度の周波数でノイズの影響を受けにくく計測することができる.

○既存の磁気プローブ



図 3.1 大阪大学所有の磁気プローブの外形 先端に4回巻かれたコイルを通る磁束によって誘導起電力を検出する

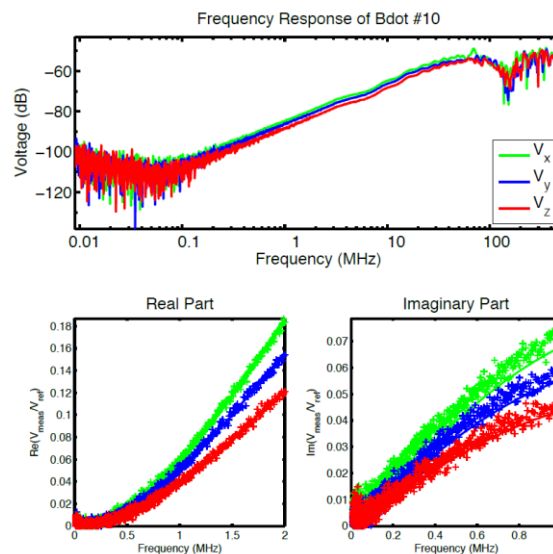


図 3.2 大阪大学所有の磁気プローブの周波数特性の校正データ

表 3.1 大阪大学所有の磁気プローブの各種パラメータの校正データ

	X-axis	Y-axis	Z-axis
a:cross-sectional-area[mm ²]	3.27 ± 0.01	2.76 ± 0.01	2.16 ± 0.01
τ :relaxation parameter[ns]	44 ± 1.0	50 ± 1.0	49 ± 1.0
N:number of coil turn	4	4	4
g:gain	0.5	0.5	0.5

○製作した磁気プローブ

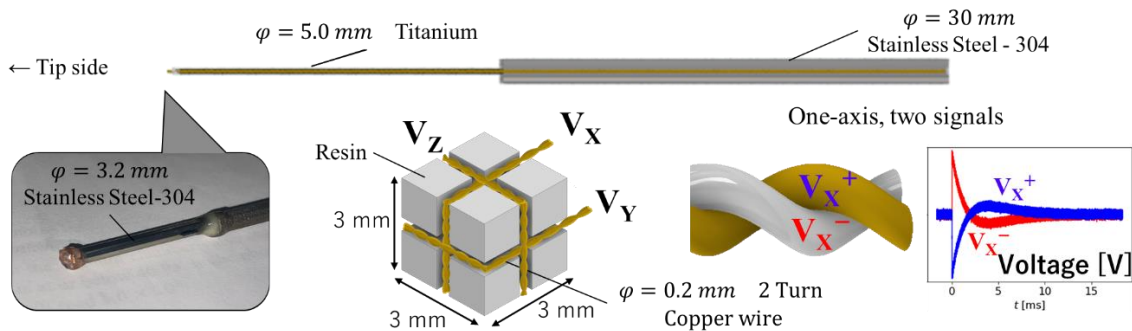


図 3.3 製作した磁気プローブの外形 2 巻きコイルで誘導起電力を測定する.ツイストする線より逆符号の信号が得られる.この信号を差し引いて積分することで磁場に変換する

今回使用するターゲットサイズより,可能な限り小さな磁気プローブの製作が必要だった.また,真空状態で高温高密度プラズマが発生するため耐久性に優れたものが必要だったため,金属 3 D プリンターを用いてプローブ先端は樹脂,先端までは金属で製作した.コイルには直径 0.2 mm の市販の被膜付き銅線を用いた.コイルを巻く部分はなるべく小さなサイズにすることによってコイルの断面積を小さくした.サイズは 3 mm の立方体で,中心にコイルを巻く溝をつけた.

模式図にもあるように,1 軸当たり 2 本の銅線をツイストしたものを 2 回巻いている.これは,それぞれの銅線から V_x^+ の信号と V_x^- の信号を取得することによって磁場変動による電圧信号とノイズを見分けるためである.詳しくは後述する.これらの 2 つの信号の差分をとって 0.5 倍することによって 1 軸の電圧のデータとなる.今回 3 軸の測定だったので,合計 6 ch 分の信号を得て 3 軸の電圧信号に変換してデータを得る.

また,3 つの軸銅線同士もツイストした.これは,全銅線をすべて束ねること

でプローブ先端以外でループを作らないためである.3つの銅線を独立した状態でプローブ内部にしまっておくと,先端以外でも銅線のループができてしまい余計な信号をノイズとして拾ってしまうからである.プローブ内部では銅線同士,銅線とプローブ本体が導通しないように絶縁テープで固定した.また,高温プラズマと衝撃波,プラズマ生成時にできるデブリ対策として先端のコイル部分を樹脂製接着剤で保護した.また,計測器の能力を測定するために校正実験を行った.詳細は付録7に記載する.

4. 実験セッティング

4.1 実験体系

実験は強力なレーザー照射によるレーザー生成プラズマが必要であるため,青山学院大学,大阪大学,富山大学,九州大学の共同研究として,大阪大学レーザー科学研究所の激光XII号レーザーを使用して行った.激光XII号のレーザースペックを表4.1に示す.

表 4.1 激光XII号レーザースペック

Laser energy	700 J
The width of pulse	1.3 ns
Wavelength	1053 ns
Laser focusing diameter	100 μm
Focusing intensity	580 TW/cm ²

また,実験は高真空状態で行われた.図4.1(a)に真空チャンバー図と図4.1(b),(c)に激光XII号のレーザービーム発射位置の図を示す.また,激光XII号レーザーは700Jのレーザーが12本出力することができ,12本のレーザーは下図のように配置されており,12本のレーザーはほぼ1方向から出力可能である.

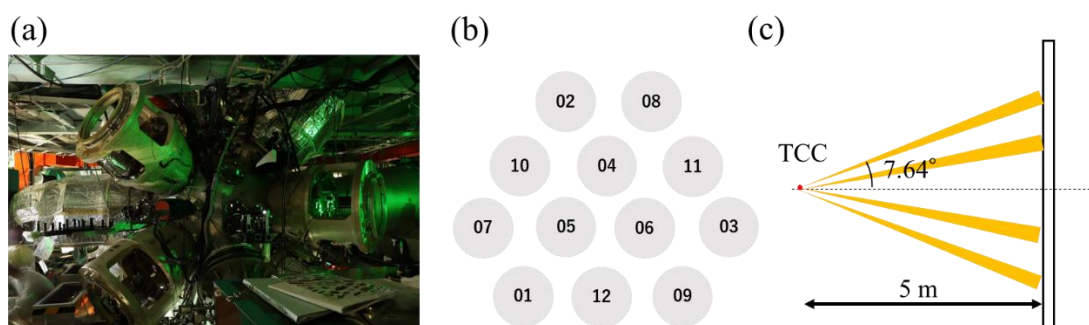


図 4.1 激光XII号 チャンバーと集光レーザーの詳細 (a)の右側から 12 本のレーザーを集光照射できる.チャンバーに設置されているポートから各種計測器を導入する.

次に,レーザー照射ターゲットについて説明する.今回,3つのターゲットを用いて実験を行った.図 4.2(a)-(c)に 3つのターゲットと各種寸法,照射間距離の詳細について示す.2 mm 四方,厚さ 100 μm の炭素平板を上下 2 枚に配置し,上下にそれぞれレーザー 1 ビームで照射する.3 種類のターゲットの異なる点は,レーザー照射間の距離である.それぞれの平板でレーザー照射距離を 1 mm, 2 mm, 3 mm 間隔をあけてレーザーを照射できるように,2 平板間の距離を変更した.それぞれのターゲットを Target 1, Target 2, Target 3 とする.また,観測点であるチャンバー中心(TCC)を磁気リコネクション発生箇所付近に設定するために,図 4.2 上の y 方向に異なる位置に設置した. Target 2 を基準とし,レーザー照射間隔が 1/2 になると y 方向の距離を半減するようにした.Target 1 で 0.25 mm, Target 2 で 0.50 mm, Target 3 で 0.75 mm の位置にターゲットを設定した.これによって計測点の空間的な位置が異なるターゲットによって差異がないようにした.

3 種類のターゲットを用意した理由として,初期磁場を変更したときの変化を観測することが挙げられる.レーザー照射間距離を変化させることで,膨張したプラズマに凍結された磁場の衝突時の磁場が変化すると考えられる.そのため,昨年度の 2 mm ターゲットに加えて 1 mm と 3 mm ターゲットを用意した.

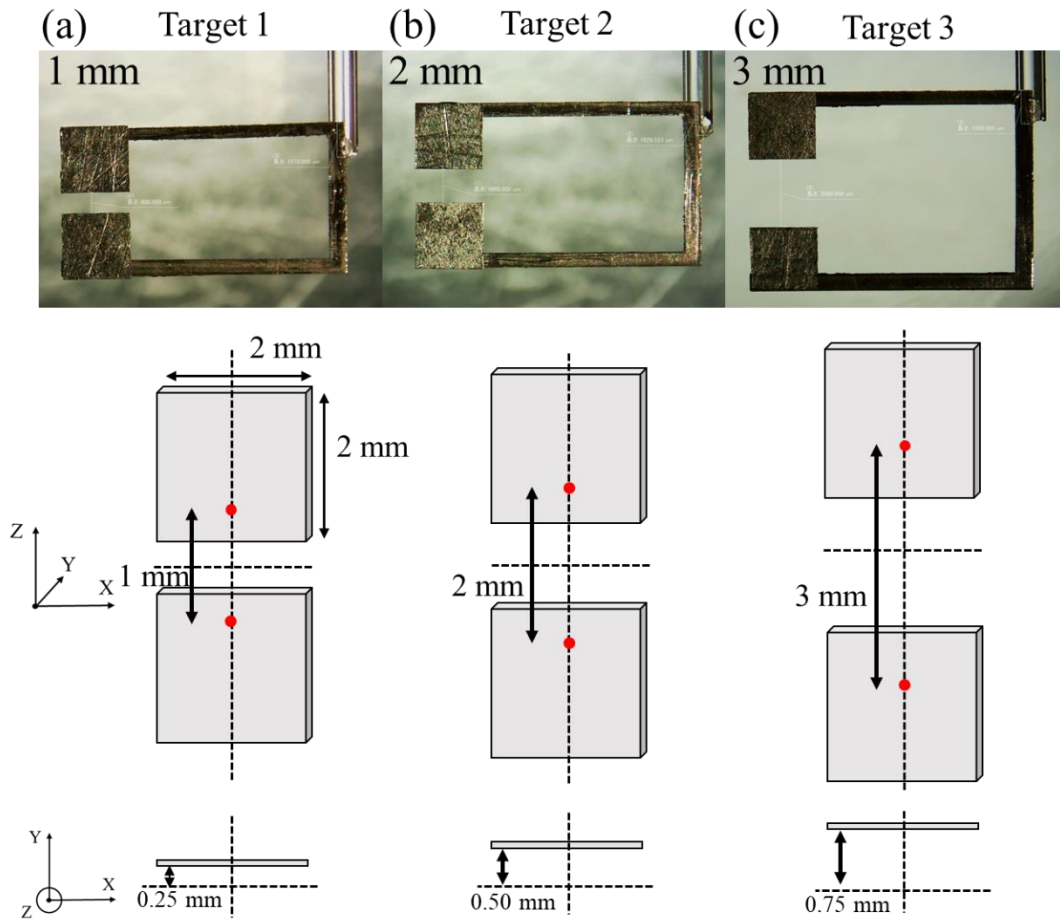


図 4.2 Target 1,2,3 のそれぞれのレーザー照射点と TCC からのオフセット

レーザーをそれぞれの平板に照射したときの模式図を図 4.3 に記載する. ターゲットに照射されたレーザーは炭素プラズマを生成する. 膨張するプラズマは Biermann 磁場が凍結しており, 上下どちらのプラズマも右周りの方向で生成される. これによって, 2 平板間中心には反平行磁場が生成される. これを用いて平板間の中心で磁気リコネクションを駆動する.

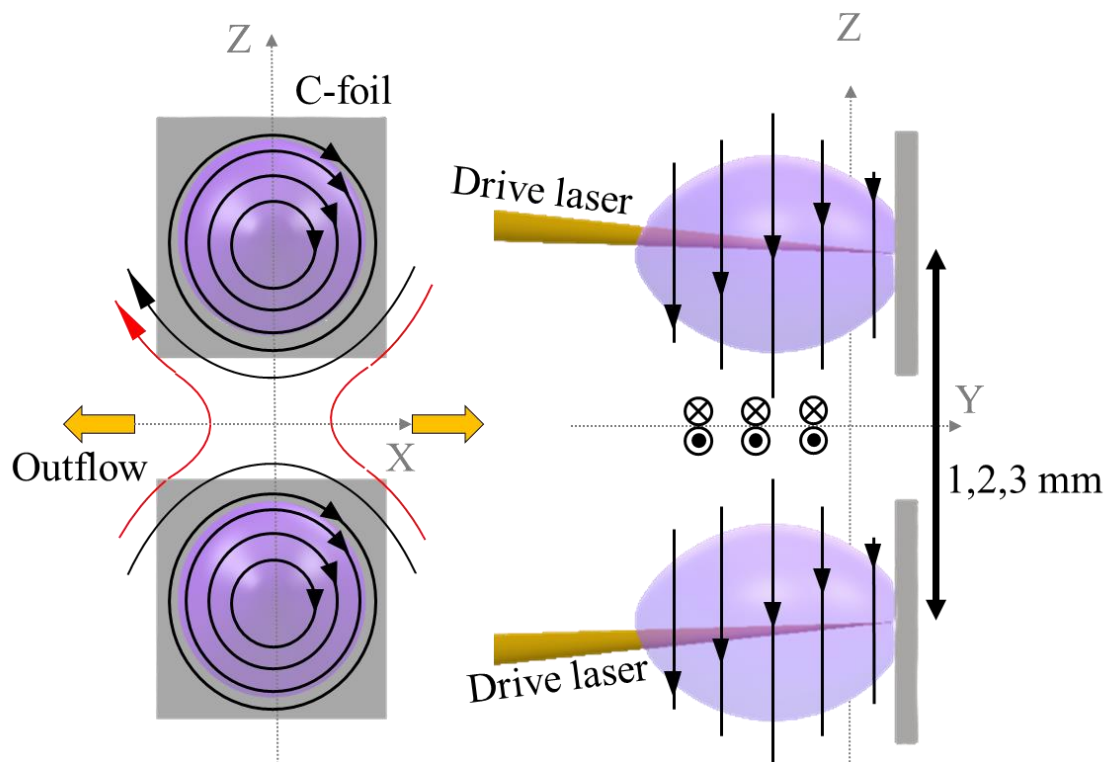


図 4.3 Biermann 磁場を用いた磁気リコネクションの実験セットアップ
2 平板にレーザーを照射することで Biermann 磁場が発生する. プラズマの膨張に伴い磁力線が衝突してつなぎ変わる. これによって磁気リコネクションを駆動する.

4.2 計測体系

次に, 本研究で用いた計測の全体像と詳細な計測方法について下記に示す. 生成したプラズマの局所的なパラメータ測定にレーザートムソン散乱計測 (TS), 生成された Biermann 磁場と磁化プラズマ波動測定用の磁気プローブ (B-dot), プラズマの熱制動放射を観測する自発光計測 (SE) を同時に行った. 図 4.4 に全計測器の場所を示す. 各計測の詳しい計測体系は後述する.

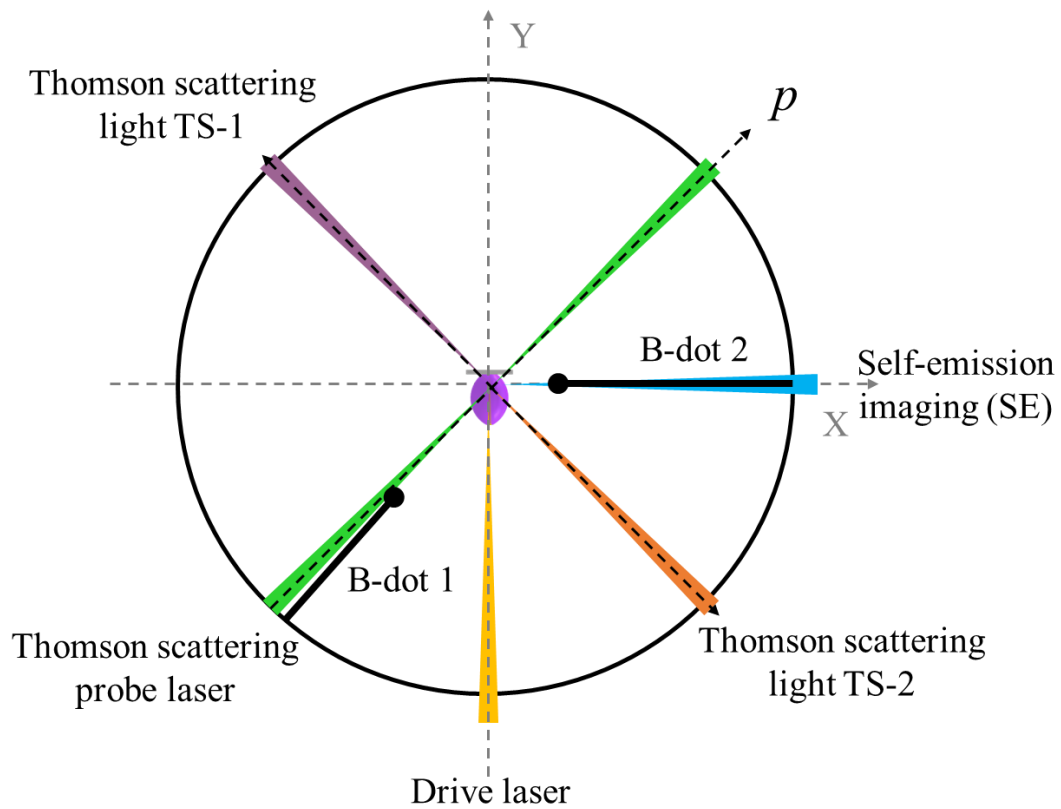


図 4.4 計測装置のセットアップ Probe laser を入射して 2 方向から散乱光を取得してトムソン散乱計測,側面からプラズマ構造変化を捉える自発光計測,磁場変化と波動計測に磁気プローブ 2 台を用いた

4.2.1 レーザートムソン散乱計測

まず,トムソン散乱計測について説明する.計測用レーザーは,Nd: YAG laser を使用した.使用したYAG レーザーのスペックを表 4.2 に示す.

表 4.2 Nd: YAG laserのレーザースペック

Laser energy	~310 mJ
The width of pulse	10 ns
Wave length	532 nm
Laser focusing diameter	100 μm
Focusing intensity	395 GW/cm^2

また,YAGレーザーの照射位置は TCC を集光点とするように調節した.集光径は約100 μm 程度となり,激光レーザーの発振器と同期した 6 Hzで作動するように設定し,デジタル遅延発生装置(DG645)を用いて激光XII号のレーザータイミングに遅延をかけたタイミングとYAGレーザーの発振タイミングを同期する.これにより,計測タイミングにYAGレーザーが発振して計測を可能にする.

次に,YAGレーザーの入射と散乱光の取得について記述する.図 4.5 にYAGレーザーの入射角度と 2 方向の散乱光取得位置を示す.本研究では,2 つの散乱光を分光計測することによって,2 方向のプラズマパラメータを測定する.測定されたパラメータは計測軸 p に沿ったものである.下記のように,YAGレーザーを 45° で入射して散乱光を 45° で取得することによって,散乱角 θ はどちらも 90° になる.これより,入射波数 k_i と 2 つの散乱光(TS-1, TS-2)から得られる波数ベクトル k は磁場に対して垂直方向($k_{B\perp}$)と平行方向($k_{B//}$)のプラズマパラメータを局所的に測定できる.

図 4.5 の右図に計測方向波数ベクトル $k_{B\perp}$ と $k_{B//}$ を示している.散乱光取得方向より,磁場に対して垂直方向 $k_{B\perp}$ と水平方向 $k_{B//}$ の 2 方向の計測軸 p に沿ったプラズマパラメータを測定できることになる.磁場に対して垂直方向は磁気リコネクションによる電流シート方向,磁場に対して平行方向はアウトフロー方向となっており,それぞれ電流シートとアウトフローの観測を目的としている.

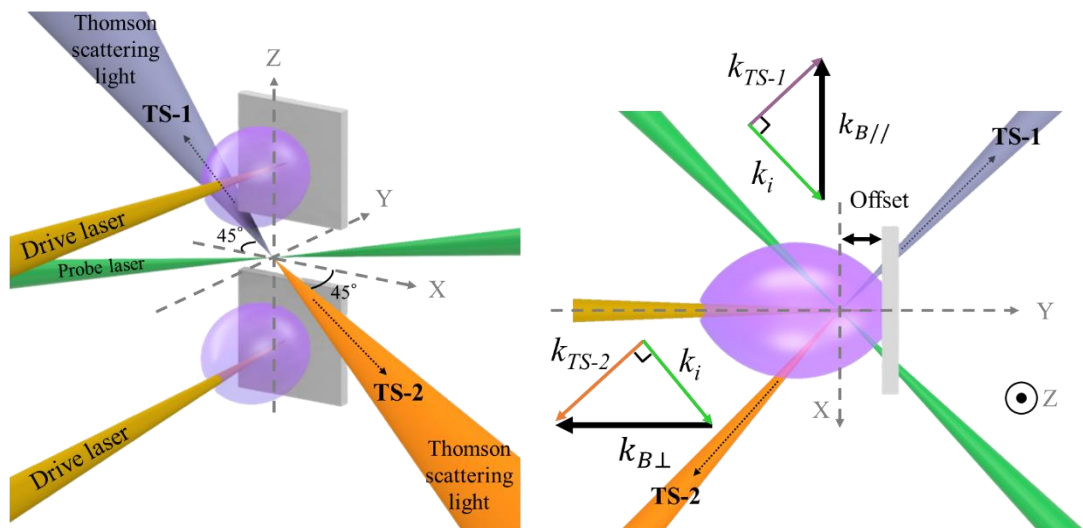


図 4.5 (左) 2 方向の散乱光取得 (右) 2 つの散乱波数 k の方向(Top view)

データ解析の際に必要な空間校正データと波長分解能の解析結果は

付録 8 に示す.

4.2.2 磁気プローブによる磁場計測

次に,磁場計測方法について説明する.今回は,前述した既存の磁気プローブと製作した磁気プローブの 2 本を用いた.図 4.6 (a),(b)にそれぞれの設置場所を示す.1 つはプラズマ噴出方向に設置し,図 4.6 (a)の TCC から 200 mm 離れた位置で磁場計測を行った.この磁場計測器を磁気プローブ 1 とする.この磁気プローブはレーザー生成プラズマに凍結されている Biermann 磁場を測定する磁気プローブである.一方,プラズマ噴出方向に対して垂直方向にも TCC から 60 mm 離れた位置で 1 台の磁気プローブを設置した.この方向はプラズマアウトフローによるプラズマ波動やアウトフローによって加速された磁化プラズマを観測することを目的としており,磁気プローブ 2 とする.それぞれ,図 4.6 (b)のような軸を定義している.

図 4.7 は X 軸監視カメラ,Y 軸監視カメラによる磁気プローブの TCC 位置での画像である.TCC 位置から磁気プローブを所定の距離引き離すことで距離を測った.

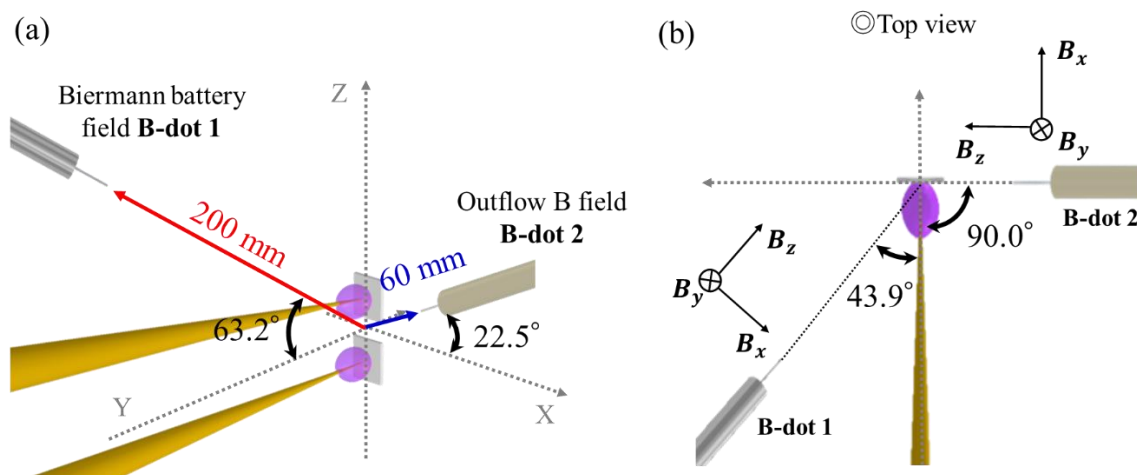


図 4.6 2 つの磁気プローブ設置場所

プラズマ噴出方向に Biermann 磁場計測用磁気プローブ,噴出方向に対して垂直方向にアウトフロー磁場計測用の磁気プローブを設置した

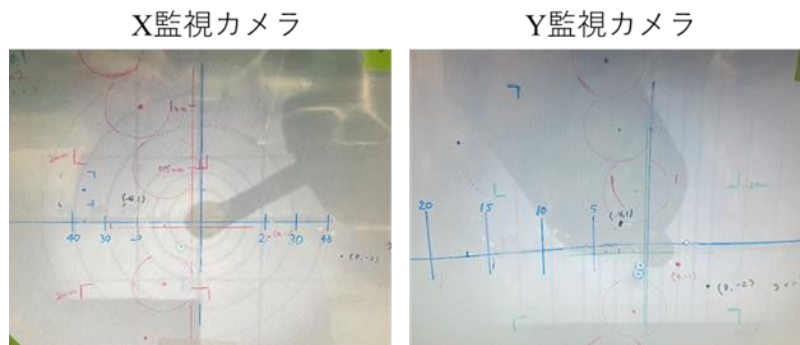


図 4.7 TCC 位置での磁気プローブのモニター図

前述のように,1 軸当たり 2 ch の信号線を取得し SMA 端子を用いてチャンバーポートに設置したフィードスルーを用いてチャンバー外部へと信号を伝達した.信号線にはすべて同じ種類で同じ長さの SMA ケーブルを用いてケーブル伝達による遅延などの偏りがないようにした.チャンバー外の信号線はオシロスコープを用いて波形観測を行った.

4.2.3 プラズマ自発光計測

プラズマ全体の構造把握のために,プラズマ自体からの熱制動放射を観測したプラズマ自発光計測を行った.どちらの計測も X 軸方向でイメージングを行う.C7700 が時間発展計測,S-GOI が ICCD によるプラズマ構造を観測した.計測器の前に透過波長 450 nm,半値全幅 10 μm のバンドパスフィルタを設置した.これはプラズマの発光による輝線を取り除く操作で,比較的輝線の少ない 450 nm の波長の光のみを透過することで鮮明な自発光像を取得することができる.図 4.8 に光学経路図を示す.

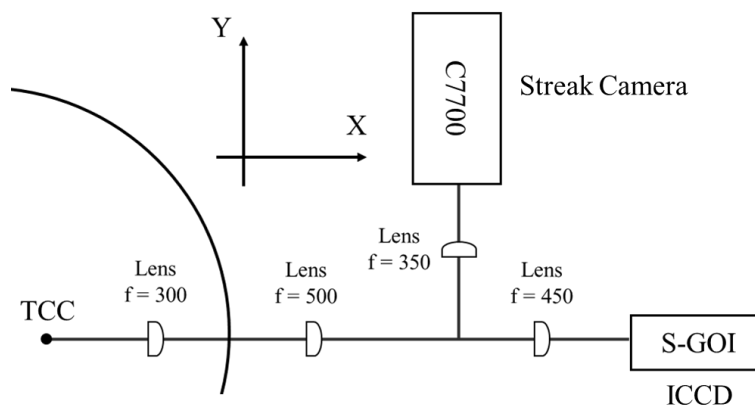


図 4.8 C7700 と S-GOI の光学経路

5. 実験及び解析結果

5.1 自発光計測

まず,2つの自発光計測の実験結果について示す.図 5.1 に今回取得した,自発光計測の模式図を示す.どちらも Y 軸の方向から2枚の平板を横から見た自発光計測を行った.2つのうち1つは,ある時刻における空間分布を観測するもの,もう一方は自発光の時間変化を観測したものである.空間分布測定用の時間分解能はゲート幅に依存する.ゲート幅は 250ps である.時間変化の観測にはストリークカメラを用いて 1shot 中で連続的にデータを取得でき,Z 軸方向の時間変化を取得している.

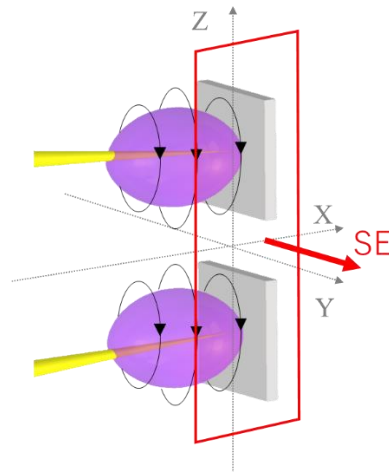


図 5.1 自発光計測の計測体系

まず,ある時刻における自発光の空間構造の結果を示す.なお,本計測結果で表示している時刻は,レーザー照射タイミングを 0 としたときの時刻である.そのため,レーザーショット 1 回で 1 つのデータを取得している.

図 5.2 は Target 1 の各時刻における自発光計測の結果である.レーザー照射直後の 3 ns ではレーザーがターゲットに集光して照射されているのがわかる.その後時間の経過とともに,ターゲット表面全体にプラズマが広がっていく様子が見える.

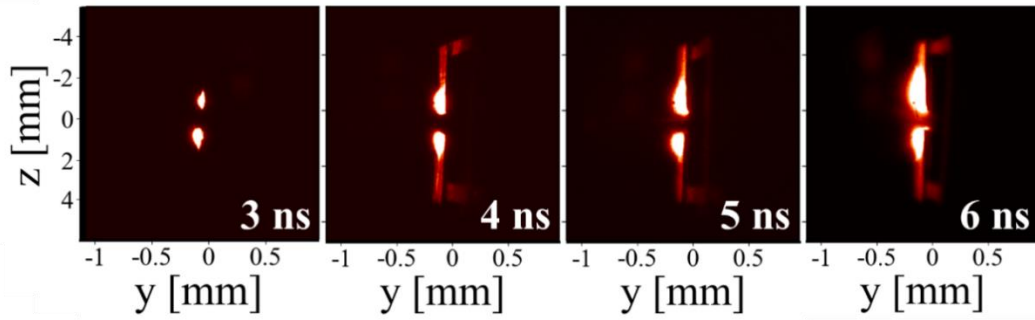


図 5.2 Target 1 の各時間における自発光計測結果 プラズマがターゲットに照射されて表面がプラズマ化していく様子を捉えている。

図 5.3 に Target 2 の結果を示す. Target 1 と同様にプラズマが平板表面全体に広がった後, $t = 10$ ns ごろから 2 平板の中心間に密度が高い領域がみられる. さらに $t = 12$ ns では中心付近にプラズマが集まっていることから, 2 つのプラズマが大域的に衝突していると思われる.

このような密度上昇について説明する. レーザーでプラズマを生成し磁場が形成される. この時, 磁気圧よりもプラズマ圧が大きいいためプラズマは膨張していく (磁気圧 $\ll$ プラズマ圧). 電子によって運ばれてきた磁場が平板間の中心付近で電子のフラックスが 0 となり, 磁場が積み重なるように停滞する (磁気圧 $\sim$ プラズマ圧). これによって, 中立面に強力な磁場が形成されることで膨張してきたプラズマを減速させると考えられる. そのため, 中心付近で起こるプラズマの停滞によって inflow 速度は非常に小さいと考えられる.

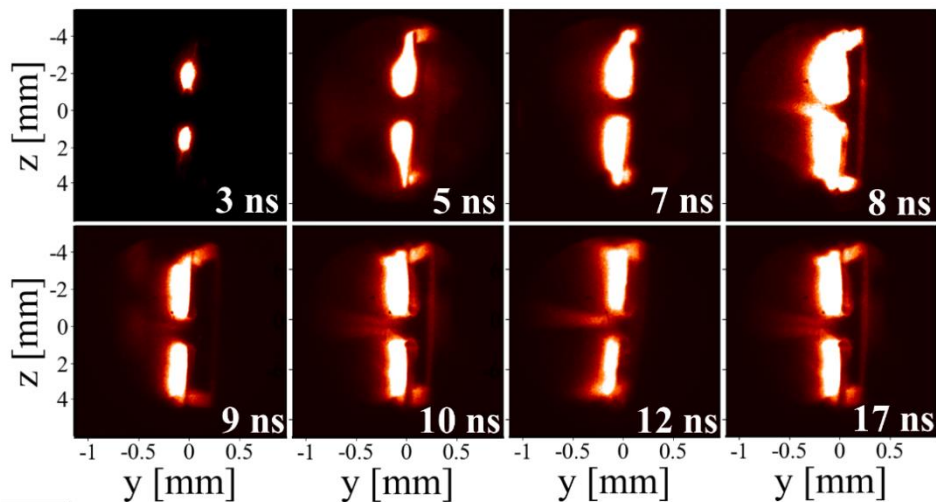


図 5.3 Target 2 の各時間における自発光計測結果 Target 1 と同様に表面がプラズマ化していき中心付近に密度上昇していく様子がわかる。

図 5.4 には, Target 3 の自発光計測結果を示す.照射間隔が離れているため, プラズマ同士の衝突時間も遅くなった.40 ns では Target 2 と同様に中心に高密度構造が確認できた.本実験では取得できなかったが, Target 1 でもより遅い時間を観測することで,平板間中心付近の高密度構造がみられると考えられる.

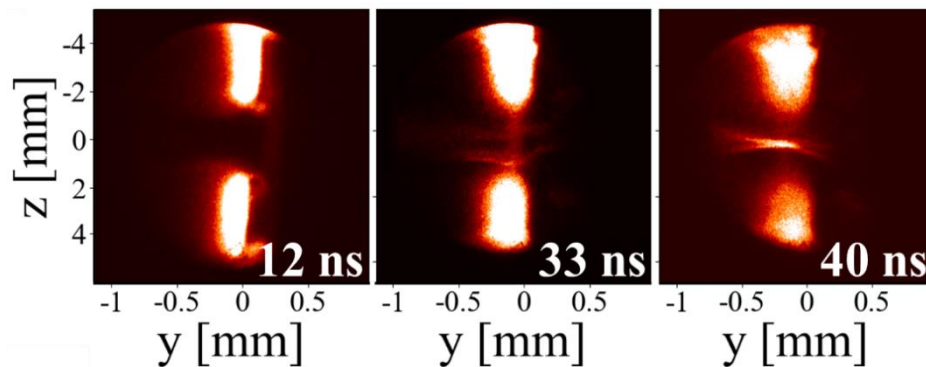


図 5.4 Target 3 の各時間における自発光計測結果 40 ns で中心付近に高密度領域が観測された.

次に,時間変化を捉えた自発光計測結果を示す.図 5.5 は自発光の時間変化を示した図である.Target 3 のように,上下 2 つのプラズマが膨張する際に直線的な構造が見え,衝突する地点($t \sim 35$ ns, $Z = 0$)で密度が急激に上昇している.

このように,2 つの自発光計測より 2 つのプラズマが衝突することによって, $Z=0$ でプラズマが停滞している状態を確認することができた.

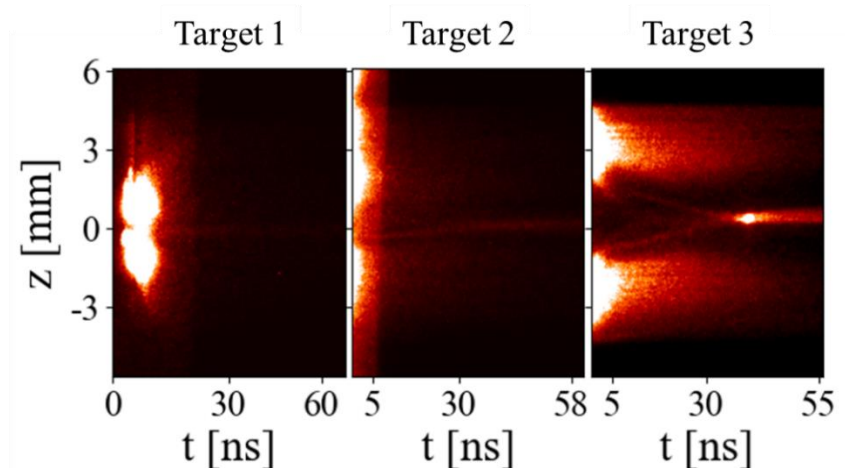


図 5.5 自発光ストリーク計測結果 $t \sim 5$ -40 ns で衝突し,平板間中央付近 ($Z=0$)で密度の高い領域が $t \sim 60$ ns 後でも観測されている.

5.2 レーザートムソン散乱計測

5.2.1 解析方法

次に,レーザートムソン散乱計測の解析手法について説明する.得られたスペクトルに対して,プラズマ温度,密度,流速,電子とイオンの相対速度をパラメータとして,波形を最もフィッティングできるパラメータをプラズマパラメータとした.最適化処理の結果は χ^2 評価を用いて実際のスペクトルとのずれを評価する.

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{y_i - S(k, \omega)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.1)$$

ここで χ^2 は, i 番目の取得データのカウンント数 y_i ,理論値 $S(k, \omega)$,統計誤差 σ_i とする.これを自由度 f で割った値をスペクトルフィッティングの評価として用いている.自由度 f はフィッティングに用いたデータ数からフィッティングパラメータの個数を引いた数である. χ^2 を自由度 f で割った数はおおよそ1に近い数になる.

取得した光子の増倍度は,ICCD カメラの光電子増倍管に付加する電圧によって決定されるため,得られた散乱光強度の統計誤差は増倍される光電子の2乗根の値を使用した[30].

5.2.2 協同散乱のイオン項ダブルピーク

図 5.6 に TS-1 と TS-2 の分光器より得られたトムソン散乱スペクトルと $p = 0.0 \text{ mm}$ におけるフィッティング結果を記載する. 図 5.6 (a),(b)の結果より 2 方向の分光器でどちらもイオン音波共鳴を示すダブルピークを見ることができた.イオン項の場合,非協同散乱ではイオン音波がランダウ減衰を強く受けることでイオン項のピークが立たないため,協同散乱領域であると考えられる.

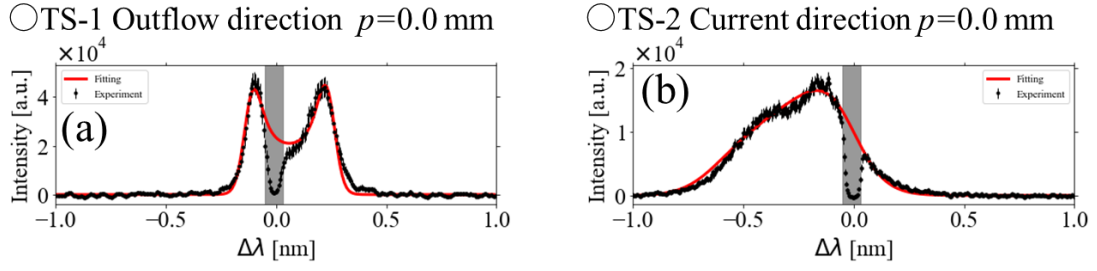


図 5.6 TS-1,TS-2 方向から取得したスペクトル

これを検証するために, α を算出し,協同散乱領域の条件式を満たしているかを確認した.図 5.7 に TS-1 と TS-2 で計測されたスペクトルに対して Salpeter パラメータ α を各計測軸 p に沿って計算を行った結果を示す. TS-1 では $\alpha = 1.5 \sim 2.5$, TS-2 では $\alpha = 1.6 \sim 4.8$ であった.エラーバーが大きくなった理由は算出時に用いる電子密度 n_e に大きな誤差が含まれるためである.この原因は電子密度算出時に用いるレイリー散乱の散乱強度 I_R に迷光が大きく乗り,多くの誤差が含まれているためである.詳細は付録 9 に示す.電子密度算出式は(2.37)式で示した.図 5.7 よりエラーバーが大きく,協同散乱か非協同散乱かを判断することが難しいが図 5.6 のようにスペクトル形状からも協同散乱であることは明らかである.

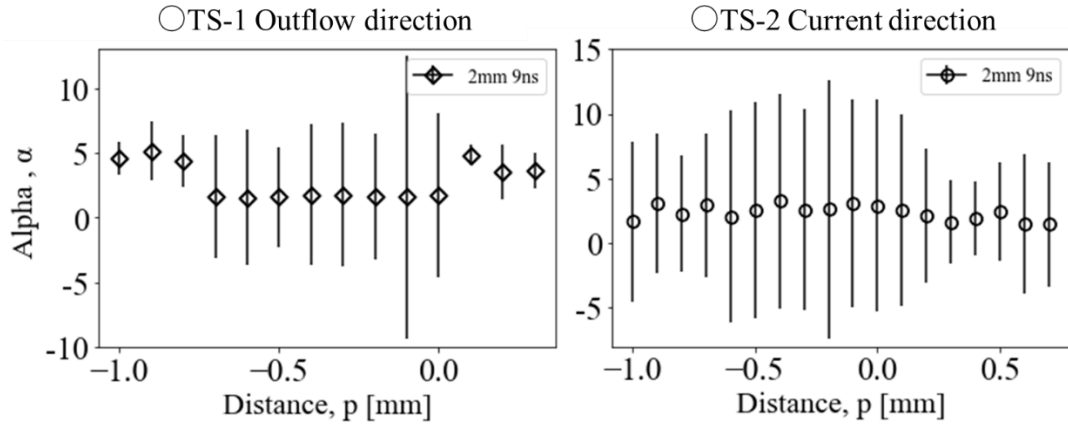


図 5.7 TS-1,TS-2 の各地点による α の値 各場所で協同散乱領域の条件式を満たす $\alpha > 1$ を満たしていた.

5.2.3 イオン 2 流体を仮定したスペクトルのフィッティング

アウトフロー方向の解析を進めていくと,図 5.9 (a)のような左右非対称なスペクトルが得られた.左右でスペクトルピークの高さが違う場合,これは電子とイオンの相対速度で表現できる(2.2.5 節).しかし,左右でピークの幅が異なる場合,イオン 1 成分のマクスウェル分布では表現することができない.そこで,イオン 2 成分を持っていると仮定して,2 つのマクスウェル分布の重ね合わせとして表現する.2 成分と考えられる理由としては,プラズマ流速度のスペクトルプロットを行った際,プラズマの膨張速度に沿う流速を持ったプラズマと膨張速度から逸脱した流速を持ったアウトフローによるものと思われる加速されたプラズマ流速の 2 成分が存在していると考えられることができるためである.詳細は後述する.この時,イオン項の速度分布関数 f_i は 2 つのマクスウェル分布 f_{i1}, f_{i2} の足し合わせで表現され,

$$f_i = \gamma f_{i1} + (1 - \gamma) f_{i2} \quad (5.2)$$

となり,マクスウェル分布ではなくなる.ここで γ は f_{i1} に従うイオンの存在割合で f_{i2} に従うイオンの存在割合は $(1 - \gamma)$ と表せる.この場合,イオンの電気感受性はこれまでとは異なり,

$$\chi_i = \alpha \chi_{i1} + (1 - \alpha) \chi_{i2} \quad (5.3)$$

と書き換えられる.また,トムソン散乱スペクトル理論式も

$$S(k, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k} \left[\frac{1}{v_{th,e}} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_e^2} + \frac{\alpha Z_{i1}}{v_{th,i1}} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_{i1}^2} + \frac{(1 - \alpha) Z_{i2}}{v_{th,i2}} \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 e^{-\xi_{i2}^2} \right] \quad (5.4)$$

と書き換えられる.式の第一項が電子項,第二項,第三項がイオン項である.

以上から,アウトフロー方向ではイオンを 2 流体と仮定してフィッティングを行う.図 5.9 (a),(b)にイオンを 1 流体でフィッティングした場合と 2 流体を仮定してフィッティングを行った場合のスペクトルを表示する.

中心のグレーで示される領域は,ノッチフィルターであり,計測レーザー波長の 532 nm をブロックし,トムソン散乱スペクトルが埋もれないようにしている.1 流体の場合,ピーク間を 1 つのマクスウェル分布で再現しようとすると左右の幅が大きく違って 2 つのピークをうまく表現できない.2 流体

を仮定したフィッティングでは 2 つのマクスウェル分布を青点線と緑点線で表示している. 2 つの足し合わせは赤色の線で表示され, 1 流体フィッティングよりもスペクトルの再現性が高い. これより, アウトフロー方向の解析では, 2 流体のイオンを仮定してフィッティングを行う.

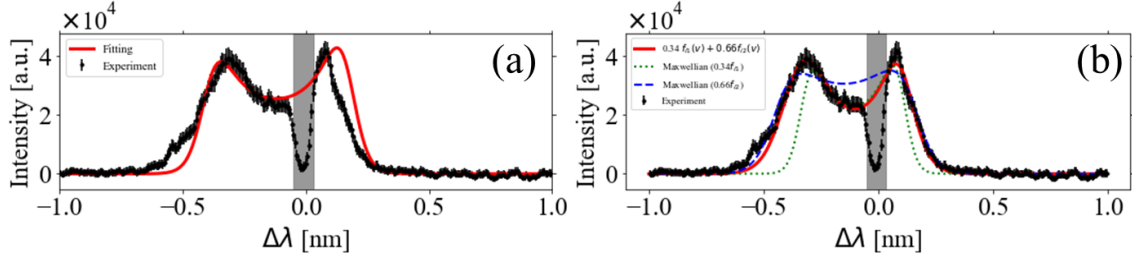


図 5.9 (a) 1 流体フィッティング (b) 2 流体フィッティング 1 流体では表現できないが 2 流体を仮定すると波形を表現できる.

図 5.10 (a),(b)に(5.4)式の理論関数を用いて表現したトムソン散乱ダブルピークを表示する. 図 5.10 (a)のスペクトルは, 2 つのイオン間の相対速度を変化させたときのグラフである. プラズマの電子温度を 100 eV, 電子密度を $15 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, f_{i1} の速度分布を持つイオン 1 のイオン温度が $T_{i1}=200 \text{ eV}$, f_{i2} の速度分布を持つイオン 2 のイオン温度が $T_{i2}=300 \text{ eV}$ として, イオン 1 とイオン 2 の存在比率 γ は 0.5 とした. このとき, 電子とイオンの速度は 0 で固定して, イオン 1 とイオン 2 間の速度差 $v_{i1,i2}$ のみを $-20-60 \text{ km/s}$ の 4 つの条件下でのスペクトルを表している.

2 成分のイオン間に相対速度が生じると, 左右で幅の違うスペクトルが再現できる. $v_{i1,i2} = 60 \text{ km/s}$ のように, イオン間の相対速度が大きい場合, 緩やかな勾配のピークと鋭いピークの左右非対称なスペクトルが得られた. また, 相対速度が大きくなれば左右の非対称性が大きくなることがわかる.

次に, イオンと電子の相対速度 $v_{i,e}$ を変化させたときのグラフを図 5.10 (b) に示す. この時, イオン 1 とイオン 2 の速度差は 0 とした. 図中の $v_{i,e} = -400 \text{ km/s}$ のように, 電子-イオン間の相対速度が大きくなると左右で高さの違うスペクトルを表現することができる.

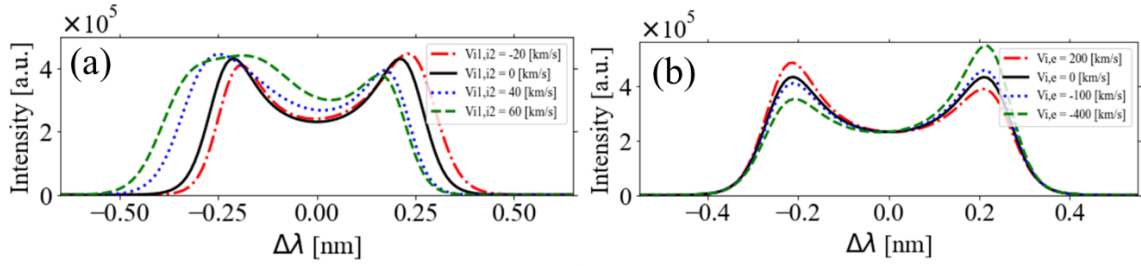


図 5.10

(a) 2 流体のイオンとイオンの相対速度を変化させたときのスペクトル形状

(b) 2 流体のイオンと電子の相対速度を変化させたときのスペクトル

イオン間の相対速度を変化させると左右で幅の異なるスペクトルを表現することができる.電子とイオンの相対速度を変化させると左右で高さの異なるスペクトルを表現することができる.

5.2.4 リコネクション電流シート方向の解析結果

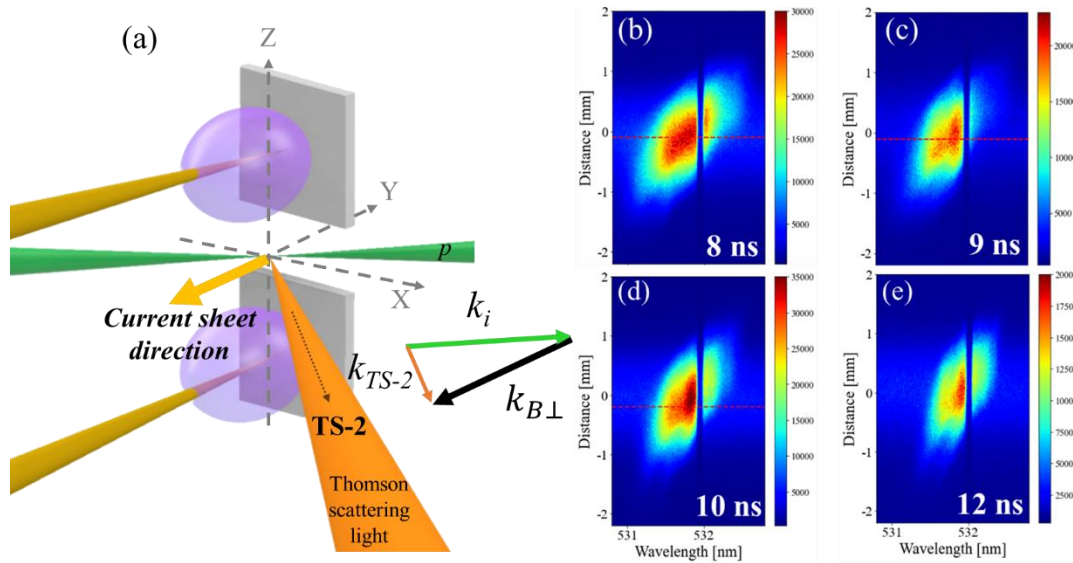


図 5.11 (a)電流シート観測方向 散乱光取得方向より波数 $k_{B\perp}$ は磁場に垂直方向のプラズマパラメータを取得する (b)-(e) $t = 8-12$ ns のスペクトル 取得された散乱光は 2 波長でピークを持つ形状をしており,計測レーザー波長の 532 nm よりも長波長側のピーク強度が高いことがわかる

観測方向は図 5.11 の左図のように,入射波数 k_i と TS-2 で得られた散乱の波数ベクトル k_{TS-2} より観測する波数ベクトル $k_{B\perp}$ は磁場に対して垂直方向を向く.レーザー照射間隔による比較を行うため,Target 2 間隔と Target 1 間隔の結果をそれぞれ示す.

<Target 2>

図 5.11 (b)-(e)は各時間におけるトムソン散乱スペクトルを示している.それぞれのスペクトルで2波長でピークを持つことがわかる.また,どのスペクトルも Probe laser 波長の 532 nm よりも長波長側(右側)のピーク強度が高くなっていることがわかる.

図 5.11 (b)-(d)中の赤点線は $p = -0.1$ mmの線で, 図 5.11 (e) の赤点線は $p = -0.3$ mmの線である.この地点でスペクトルフィッティングを行った結果を図 5.12 (a)-(d) に示す.散乱光のフィッティングは p 軸に沿って 0.1 mm ずつ行った.まず, 図 5.12 (a)の $t = 8$ nsでは,シングルピークのような波形であった.しかし,時間が経過していくと,長波長側のピーク強度が短波長側のピーク値よりも大きくなっていくが, 図 5.12 (d)の 12 ns になると長波長側のピーク強度が減少した. 図 5.12 (c)の 10 ns のスペクトルにはスペクトルフィッティングできない箇所があった(青丸).これについては,今後さらに検証が必要になる.また,長波長側のピークのみが高くなり左右非対称のスペクトルが得られたため,これは電子とイオンの速度差が大きいことを示している.

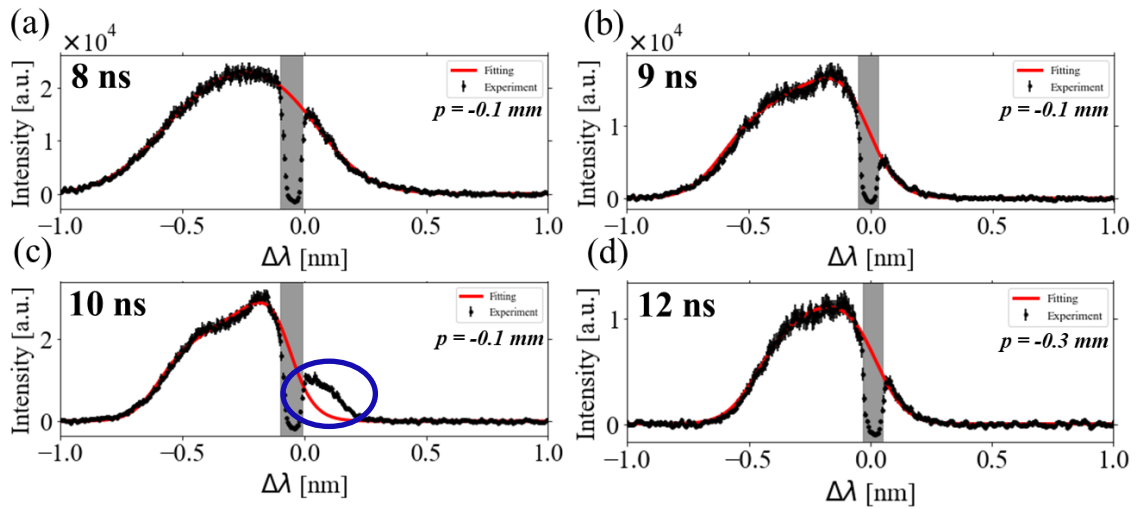


図 5.12 $t =$ (a)8, (b)9, (c)10, (d)12 ns でのスペクトルフィッティング結果
9 ns で長波長側のピークが高くなり 12 ns で高さが低くなる.スペクトルの
形状よりイオンと電子の相対速度に差があることが考えられる.

< Target 1 >

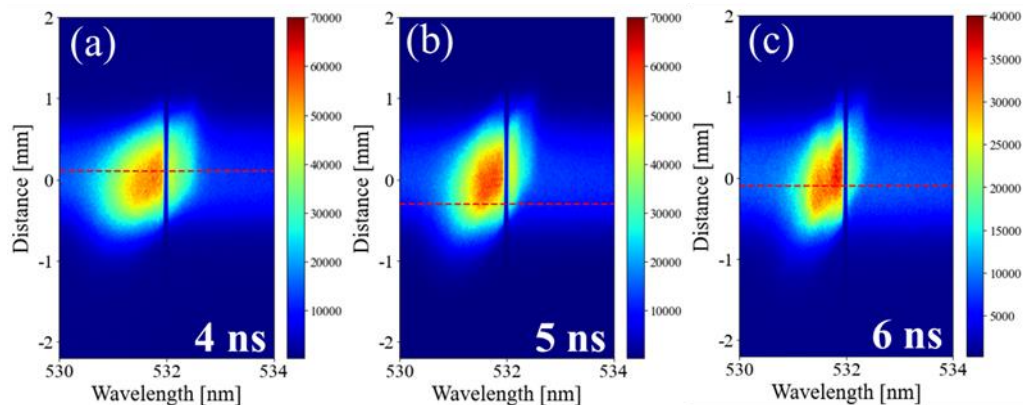


図 5.13 Target 1 $t = (a)4, (b)5, (c)6$ ns のスペクトル 長波長側のピークが非常に強く Target 2 よりもイオンと電子間の相対速度が大きくなっていると考えられる。

Target 1 間隔の場合,長波長側のピーク強度が非常に強く,短波長側のピークが埋もれたようなスペクトルが取得された.スペクトル図からもプラズマの自発光・トムソン散乱の発光強度が Target 2 よりも強いことがわかる.また,図 5.13(c) $t = 6$ ns のスペクトルは中心付近で左右の非対称な散乱ピーク強度が鮮明に表れている。

次に,図 5.13(a)-(c)の赤点線に沿ったスペクトルをフィッティングした結果を図 5.14(a)-(c)に示す. 図 5.14(a),(b)の $t = 4$ ns, 5 ns は一見すると図 5.12 (a)の Target 2 の 8 ns と同様なスペクトルに見えるが,これは大部分が長波長側のピーク波形に覆われていて,短波長側のピークはほぼ見えなくなっていると考えられる.そのため,Target 2 よりも大きな非対称性が表れており,電子とイオンの相対速度が極端に大きいと考えられる。

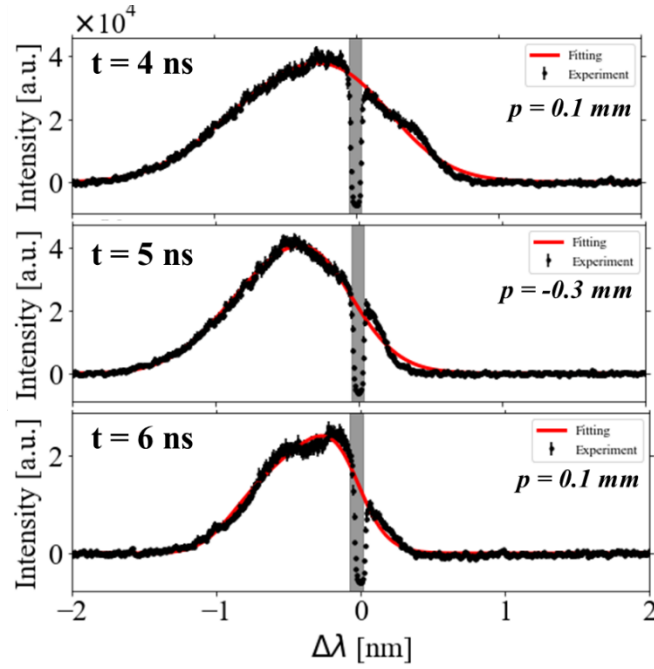


図 5.14 Target 1 $t = 4, 5, 6$ ns でのフィッティング結果

最後に,以上のフィッティングによって得られた,Target 1 と Target 2 のイオン温度と電子温度を記載する.

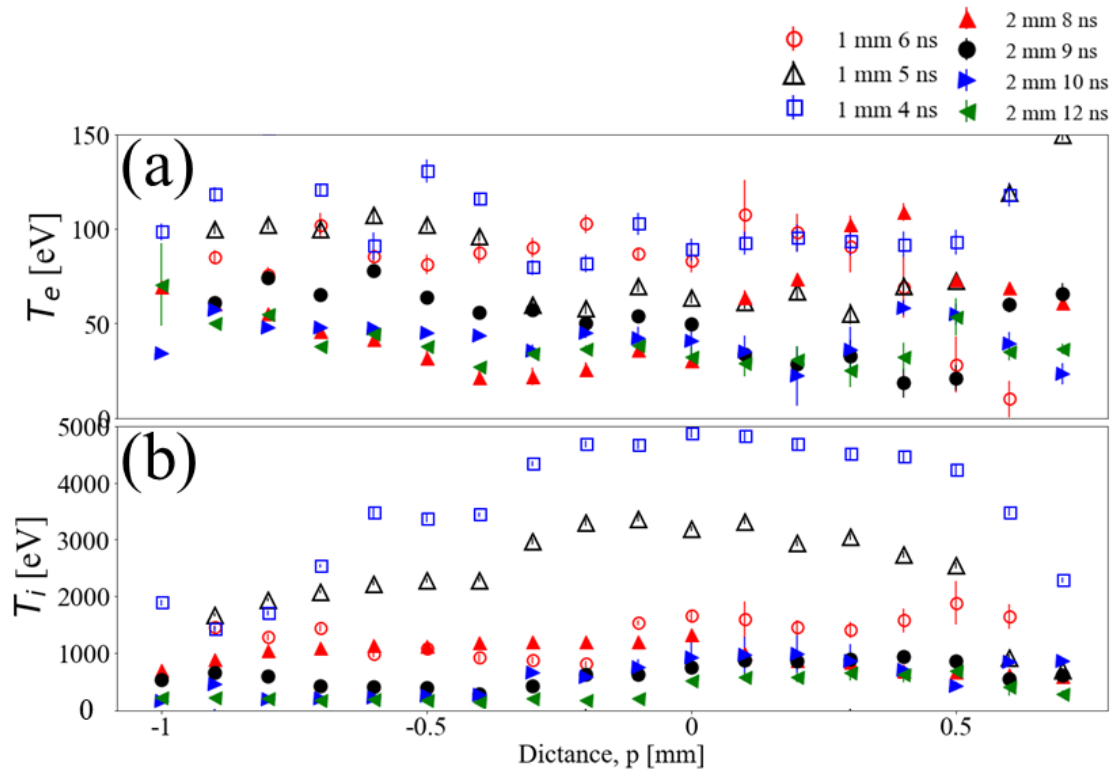


図 5.15 Target 1 および Target 2 における (a)電子温度 T_e (b) イオン温度 T_i の空間分布 レーザー間隔の短い Target 1 の T_e と T_i が高い傾向を示した.

図 5.15(a),(b)より Target 1 のイオンと電子温度は Target 2 よりもそれぞれ 7 倍, 2 倍程度高い. また, 図 5.15(b)のイオン温度に関しては, すべてのプロットで Probe laser 軸 $p = -0.2 - 0.5$ mm 付近の温度が高くなっている. これはターゲット表面に対して垂直方向に 0.5 mm 程度の領域を表しており, 電流シート方向で加熱が起こっている可能性がある. また, 図 5.15(a),(b)の Target 2 ではイオン温度では $p = -0.2 - 0.5$ mm 付近の温度がそれ以外の温度よりも 3-5 倍程度大きくなっている. Target 1 よりも小さい変位ではあるが電流は流れていると考えられる.

電子とイオンの流速に大きな差があり, ターゲット表面付近で加熱が起こっていることから, 電子の流れによる電流が発生し, それに伴いオーム加熱を起こしていると考えられることができる.

5.2.5 リコネクションアウトフロー方向の解析結果

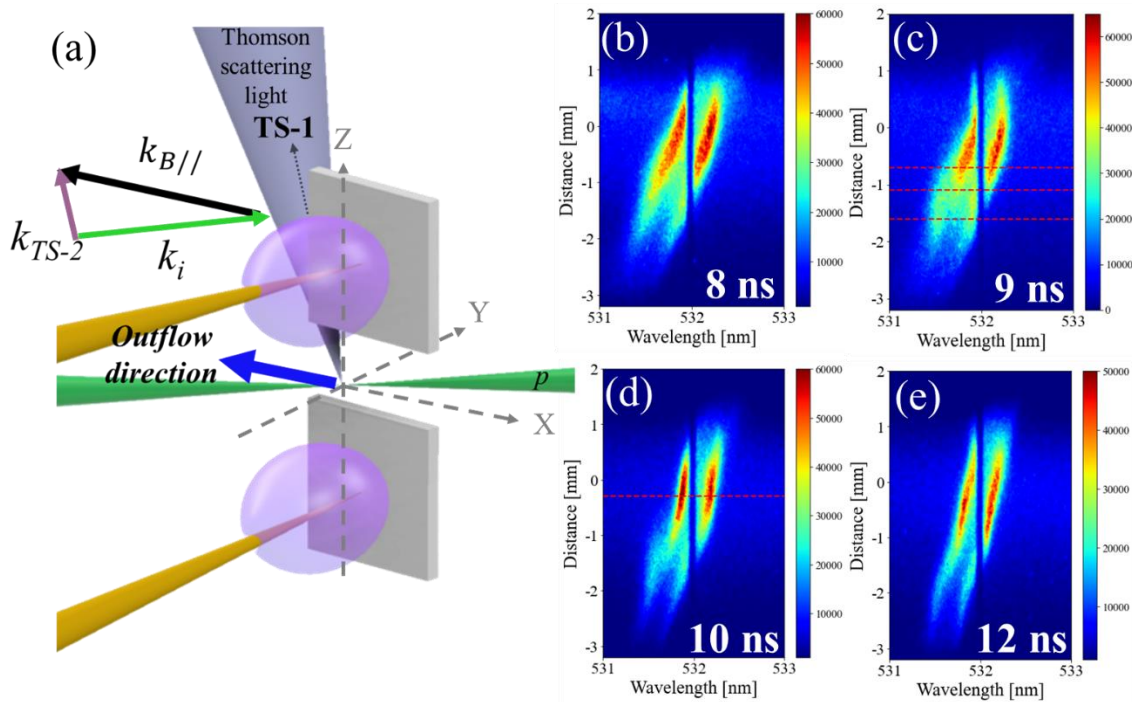


図 5.16 (a)アウトフロー観測方向 散乱光取得方向より波数 $k_{B//}$ は磁場に平行方向のプラズマパラメータを取得する. (b)-(e) $t = 8-10$ ns のスペクトル取得された散乱光は 2 波長で明確なピークを持つ形状をしている.

< Target 2 >

図 5.16(a)-(e)は $t = 8, 9, 10, 12$ ns におけるトムソン散乱スペクトルを示している. 電流シート方向と異なり鮮明なダブルピークが見える. また $p = -1.0$ mm 付近を境目に, スペクトルが直線的ではなくなり, 短波長方向にシフトした別のトムソン散乱ダブルピークが確認できる. つまり, 2 つのダブルピークが混在したスペクトルであると考えられる. そのため, 前述したように混在する領域ではイオン 2 流体を仮定したフィッティングを行った. また, 明らかに 1 流体と思われる場所ではイオン 1 流体でフィッティングを行った. 図 5.16(c)の $t = 9$ ns の赤点線は $p = -0.7, -1.1, -1.6$ mm の線で, 図 5.16(d)の赤点線は $p = -0.7$ mm を表しており, この地点でスペクトルフィッティングを行った結果を図 5.17(a)-(d)に示す. 図 5.17(a)より, $p = -0.3$ mm では, 左右対称に近いスペクトルであることから, 1 流体イオンであると考えられる. レーザー波長を中心に, ほぼ左右対称なスペクトルであることから, 流速が 0 に近いプラズマであることがわかる. 図 5.17(b)の $p = -0.7$ mm では短波長側のピーク幅が太くなり, 2 流体のイオンが存在すると考えられる. この時, 図 5.17(a)の $p = -0.3$ mm のスペクトルはイオン 2 (青線)として, 新たなスペクトルはイオン 1 (緑線)として表示している. この時, イオン 2 が膨張してきたプラズマによるもの, イオン 1 が膨張プラズマよりも高速なアウトフローに加速されたプラズマである. それぞれの存在率はイオン 1 が 62 %, イオン 2 が 38 %であった. これらの 2 流体の重ね合わせ(赤色)でスペクトルをフィッティングしている.

さらに, 図 5.17(c)の $p = -1.1$ mm のデータではアウトフローによって加速されたイオン 1 が, 図 5.17(b)の $p = -0.7$ mm よりも大きくドップラーシフトして, スペクトルが複雑な形状になっている. 図 5.17(d)の $p = -1.6$ mm になると, イオン 2 のスペクトルが見えなくなりイオン 1 のみのスペクトルになった.

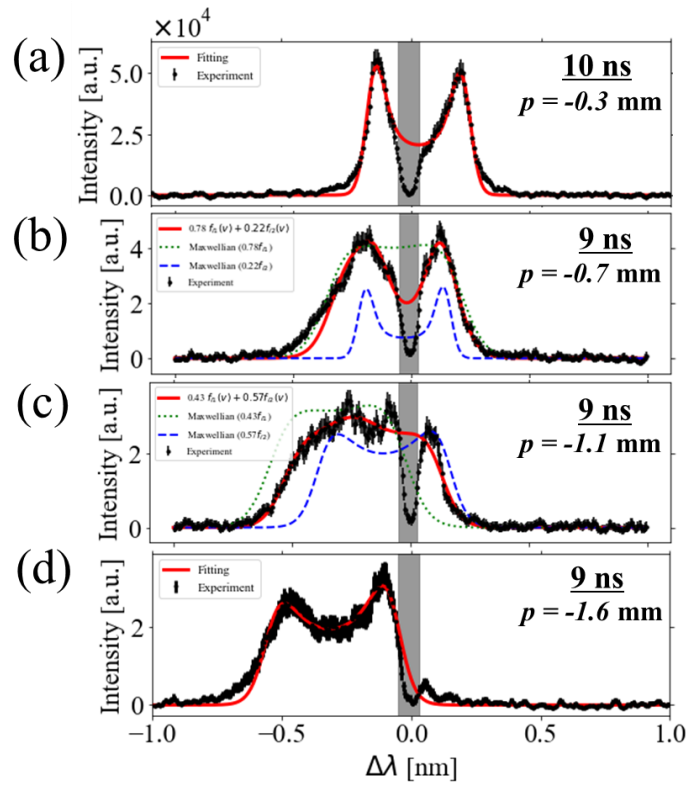


図 5.17 Target 2 の $t = 9, 10$ ns でのフィッティング結果 2つのイオン項が混在する領域では複雑なスペクトル形状になっていることがわかる.(d)ではスペクトルが移り変わりイオン1のみのスペクトルで示される

< Target 1 >

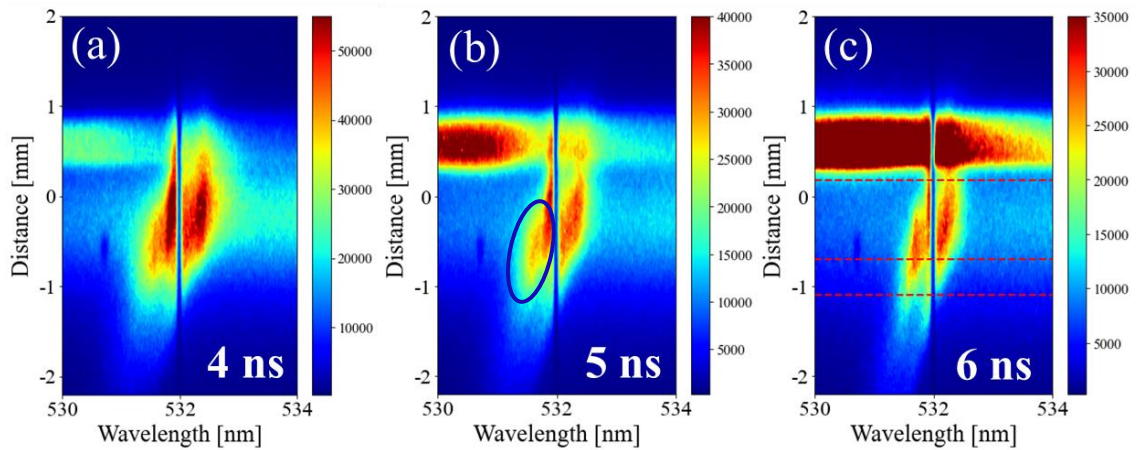


図 5.18 アウトフロー方向 Target 1 の $t = 4, 5, 6$ ns のスペクトル Target 2 よりも明確に 2 つ目のダブルピークが短波長側にドップラーシフトしていることがわかる.

Target 1 の場合もダブルピーク波形を観測することができた.スペクトルの上部には強い迷光が確認できるが,これはドライブレザーの $2\omega(\lambda = 527 \text{ nm})$ 光によるものであると考えられる.レーザー照射タイミングからの時間が短く, $t = 0 \text{ ns}$ のタイミングで照射した激光レーザーの迷光がカメラタイミングで入り込んでしまったとみられる.この部分を除いて解析を進めた.また,Target 2 ではあまり見えなかった2流体イオン項が,Target 1 の場合,大きく短波長側にシフトしている.図 5.18 (b)の $t = 5 \text{ ns}$ の青丸で囲む部分が顕著に表れている.図 5.18 (c)の赤線は $p = 0.2, -0.7, -1.1 \text{ mm}$ の線を示しており,この地点におけるフィッティングの結果を図 5.19(a)-(c)に示す.すべてのスペクトルで短波長側のピークが鋭く,長波長側のピークはなだらかな分布をしていることが読み取れる.図 5.19(a)の $p = 0.2 \text{ mm}$ の時,長波長側のピーク幅が広がっていることから2流体が存在していると考えられる.フィッティングの結果,スペクトルは $0.19 f_{v1} + 0.81 f_{v2}$ で表現でき,それぞれの速度は $v_{i1} = -28.5 \text{ km/s}$, $v_{i2} = -53.1 \text{ km/s}$ である.図 5.19(b)の $p = -0.7 \text{ mm}$ ではイオン1(緑線)とイオン2(青線)が短波長側にシフトしており,スペクトルは $0.62 f_{v1} + 0.38 f_{v2}$ で表現でき,それぞれの速度は $v_{i1} = 54.1 \text{ km/s}$, $v_{i2} = 22.4 \text{ km/s}$ である.つまり,シフト量はイオン1のほうが多くなる.その後,イオン2の成分が少なくなり,図 5.19(c)の $p = -1.1 \text{ mm}$ では $0.89 f_{v1} + 0.11 f_{v2}$ で表現でき,それぞれの速度は $v_{i1} = 112 \text{ km/s}$, $v_{i2} = 98.1 \text{ km/s}$ であった.

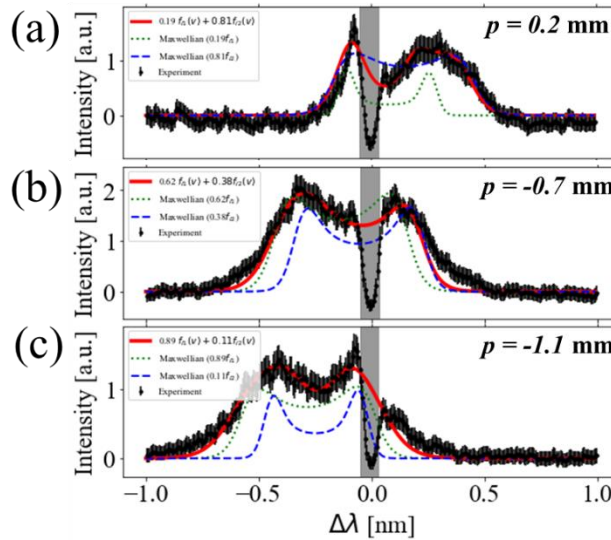


図 5.19 Target 1 の $t = 6 \text{ ns}$ でのフィッティング結果 (a)では膨張プラズマ(イオン2)が支配的であったが(b),(c)とターゲットから距離が離れていくとアウトフローによって加速されたイオン1の存在比が増えていった.

最後に, Target 1 と Target 2 のスペクトルフィッティング結果より得られた各プラズマパラメータを記載する.

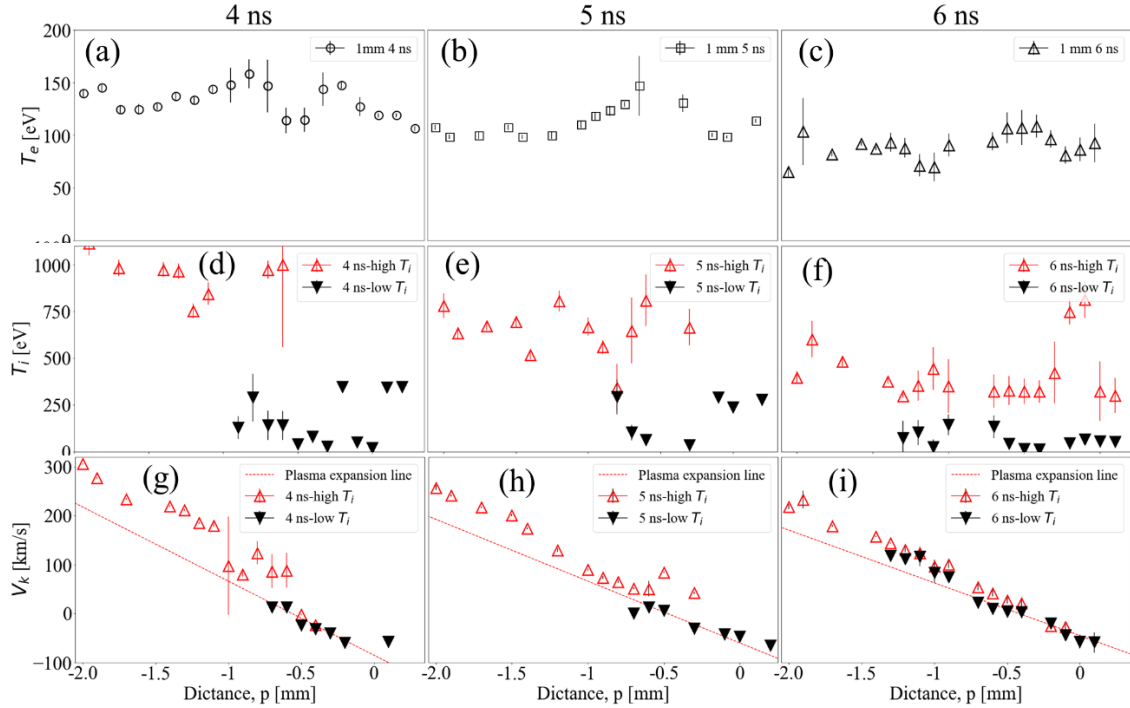


図 5.20 Target 1 における(a)-(c) T_e , (d)-(f) T_i , (g)-(i) V_k の各地点におけるパラメータ. 電子温度はそれぞれのデータでほぼ一定で, 90-130 eV 程度であった. イオン温度は膨張プラズマの低温プラズマとアウトフローによって加熱された高温プラズマに分けられ, 300-700 eV 程度の温度差があった. 理論膨張直線よりも 30-70 km/s 加速されたプラズマが確認された.

図 5.20(a)-(c)は Target 1 の電子温度を表しており, それぞれのデータでほぼ一定の値を示し, 約 90-130 eV 程度であった. 3 つのデータを比較すると時間の経過と共に徐々に電子温度が下がっていることがわかる. 図 5.20(d)-(f)はイオン温度を示しており, 2 流体の領域で高温イオンと低温イオンが存在し, それぞれアウトフローによって加速された高温イオンと膨張プラズマの低温イオン成分であると考えられる. つまり, この温度差がアウトフローによって加熱された温度であると考えられる. 図 5.20(d)の $t = 4$ ns の高温イオンと低温イオンの差は最も差のあるところで 700 eV 程度, 図 5.20(e)の $t = 5$ ns では 480 eV 程度, 図 5.20(f)の $t = 6$ ns では 300 eV 程度と, 電子温度と同様に時間の経過とともに温度は下がっていった. 図 5.20(g)-(i)はプラズマ流速

度を示している.赤点線はプラズマの理論膨張直線である.詳細は付録 10 に記載する.3つのデータでターゲットから離れるにしたがって膨張速度では説明できない加速されたプラズマが存在していることから,アウトフローによってプラズマが加速していると考えられる.図 5.20(g)の $t = 4 \text{ ns}$ では,最大で膨張速度よりも 80 km/s 程度加速されたプラズマが存在し,図 5.20(h)の $t = 5 \text{ ns}$ では 50 km/s , 図 5.20(i)の $t = 6 \text{ ns}$ では 30 km/s 加速されたプラズマが確認できた.

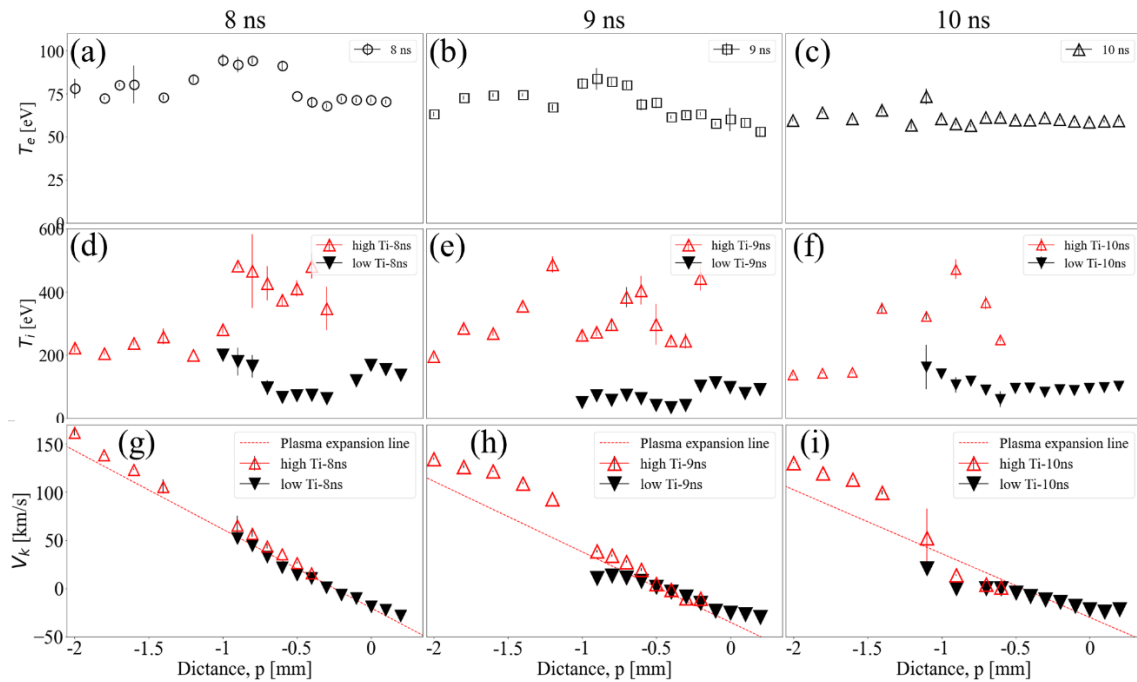


図 5.21 Target 2 における(a)-(c) T_e , (d)-(f) T_i , (g)-(i) V_k の各地点におけるパラメータ.電子温度はそれぞれのデータでほぼ一定で,70-90 eV 程度であった.イオン温度は 250-310 eV 程度の温度差があった.理論膨張直線よりも 10-35 km/s 加速されたプラズマが確認された.

図 5.21(a)-(c)は Target 2 の電子温度を表しており,約 70-90 eV 程度であった.時間の経過とともに若干温度が低くなっている.図 5.21(d)-(f)はイオン温度を示しており,図 5.21(d)の $t = 8 \text{ ns}$ の高温イオンと低温イオンの差は最も差のあるところで 250 eV 程度,図 5.21(e)の $t = 9 \text{ ns}$ では 310 eV 程度,図 5.21(f)の $t = 10 \text{ ns}$ では 270 eV 程度であった.図 5.21(g)-(i)はプラズマ排出速度を示しており,Target 1 と同様に膨張速度では説明できない加速されたプラズマが確認できた.図 5.21(g)の $t = 8 \text{ ns}$ では,最大で膨張速度よりも 30 km/s 程度

加速されたプラズマが存在し,図 5.21(h)の $t = 9$ ns では 45 km/s, 図 5.21(i)の $t = 10$ ns では 40 km/s 加速されたプラズマが確認できた.

パラメータエラーバーの空間的なばらつきが各所でみられるが,これはパラメータの決定精度によるものと 2 流体混合領域で 2 つのダブルピークをそれぞれで判別することが難しいことが原因であると考えることができる. 協同トムソン散乱のフィッティングパラメータは非協同のフィッティングパラメータよりも多いため,すべてのパラメータで精度よく値を算出することは困難である.そのため他手法を用いて電子密度,電子温度等を求めてトムソン散乱のフィッティングパラメータを減らすことで決定精度を上げることが可能である.

以上の結果より,Target 1 と Target 2 の比較のためにアウトフローによる加熱・加速の増分が大きかった Target 1, $t = 4$ ns と Target 2, $t = 9$ ns のデータと single との比較を図 5.22(a)-(c)に示す.single とはプラズマ生成レーザーを片方の平板のみに照射することで,プラズマを 1 つのみ生成する方法し反平行磁場構造をとらないためリコネクションが発生しないショットである.算出方法は付録に示す.

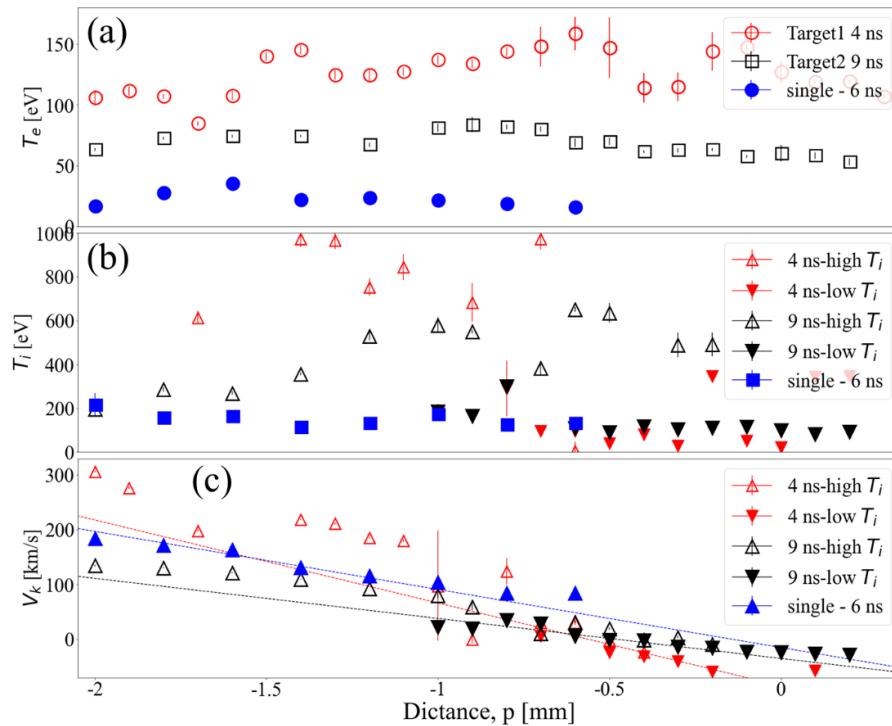


図 5.22 (a) T_e (b) T_i (c) V_k の single(Target 2, $t = 6$ ns)と Target 1 の $t = 4$ ns と Target 2 の $t = 9$ ns の比較 電子温度は single が最も低く Target 1 が最も高い.イオン温度,膨張速度も同様の傾向であった.

single の計測タイミングが $t = 6 \text{ ns}$ と比較的早い時間であったことから, ドライブレーザーの迷光が入り込んでしまったため $p > -0.6 \text{ mm}$ の解析はできなかった. 図 5.22(a) より, 電子温度はシングルショットが最も低くなり, Target 1 の $t = 4 \text{ ns}$, Target 2 の $t = 9 \text{ ns}$ では膨張プラズマよりも加熱されていることがわかる. また, Target 1 は Target 2 よりも 70 eV 程度高温で, レーザー照射間隔と計測時間によって大きな差があることがわかる. 図 5.22(b) のイオン温度でも同様の傾向がみられ, シングルショットが最も低く, Target 1 は Target 2 よりも高温イオンが 400 eV 程度加熱される傾向にあった. 図 5.22(c) の流速では, 赤線が Target 1 の理論膨張直線を, 黒点線は Target 2 の理論膨張直線を表している. 流速に関しては観測時間が異なるため, それぞれの直接的な比較は難しいが膨張速度からの増分を見ると, Target 1 が最も加速されていることが確認できる.

これより, 2 つのプラズマを生成することによって, イオン温度では膨張プラズマよりも加熱された高温イオンの存在と, 膨張速度では説明がつかないプラズマ排出速度が得られたことから, 磁気リコネクションが駆動しアウトフローによって加速・加熱されたプラズマが観測されたと考えられる. アウトフローによる加速が Alfvén 速度程度になることは 1.1.2 節で示した. Alfvén 速度は式(1.14)で示され, 初期磁場強度の関数であることからレーザー照射間隔が狭まることで磁場が強くなる. Target 1 が Target 2 よりも温度上昇・排出速度の加速が大きかったのは, レーザー間隔が狭まったことによって磁場強度が高くなったためであると考えられる.

5.3 磁気プローブによる磁場計測

5.3.1 解析方法

磁場測定では,得られた電圧値のデータを積分し,補正係数をかけ合わせることで実際の磁場の値に変換する.実際に得られた生電圧データを図 5.23 (a)に,2 つの信号から算出される軸の電圧データを図 5.23 (b)に,積分後の磁場データを図 5.23 (c)に示す.なお,図 5.23 (a)の生データ信号の ~ 300 ns までに見られる高周波成分はレーザー照射による高速で到達した電磁波信号であると考えられるため磁場データとは異なりノイズとして処理している.そのため,電圧信号を積分する際には時間の遅い側から積分することで,レーザーノイズの影響が磁場データに影響しないようにしている.これにより,図 5.23 (c)の磁場データの始まりが 0 からではなく浮いた状態になっている.これは,生データ取得時間が短く磁場が揺れている途中で計測が終わってしまったためであると考えられる.

また,図 5.23(a)のように生データの信号波形より電磁ノイズと磁場を区別した.実測される電圧は,磁場変動による起電力と静電的な電場のノイズに分けることができる.コイルをツイストしているため電場のノイズは同位相で取得されるが,磁場データは逆位相のデータが得られる.これより,生データ信号の波形が正負で対称形になっている信号を磁場によるものとして処理した.

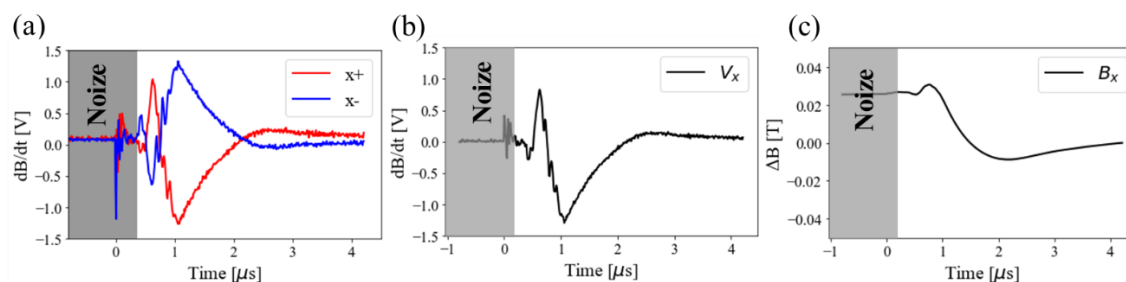


図 5.23 (a)各軸 2 つの生信号とノイズ領域
(b)生データの差分をとった電圧信号 (c)積分した磁場信号

5.3.2 Biermann 磁場の測定結果

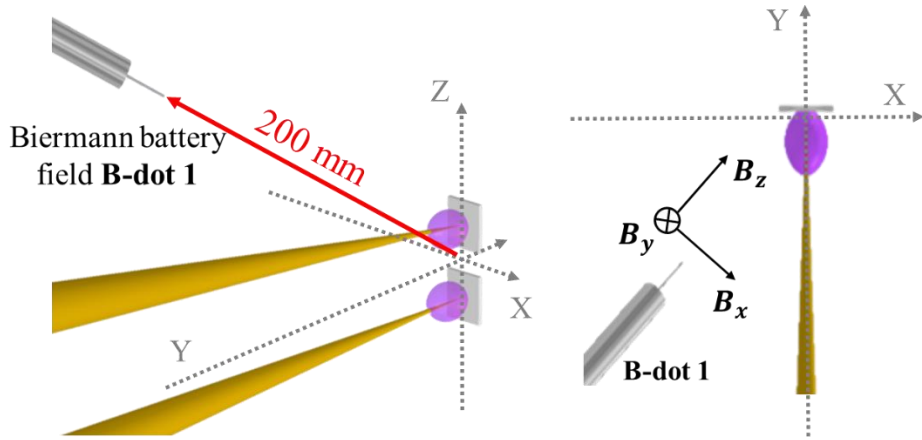


図 5.24 Biermann 磁場計測用磁気プローブ 1 軸配置

図 5.24 に磁気プローブ 1 のセットアップを示す. 図 5.25(a)-(c)に Target 1, Target 2, Target 3 と single の電圧変化を示す. 図 5.25(a)-(c)を積分し磁場に変換したものが図 5.26(a)-(c)である. なお, 本データでは定常部分($t > 4 \mu\text{s}$)の磁場値の平均を全データから差し引くことで, データ後半部分で 0 に収束したと仮定してプロットしている. 赤線, 青線, 緑線で示されているのがそれぞれ, Target 1, 2, 3 の磁場データである. 図 5.26(a)の B_x 方向の磁場値が最も高く, $t = 1.3 \text{ ns}$ 付近で正の磁場強度 $B = 43 \text{ mT}$ が得られた. Biermann battery 効果は, プラズマを囲むように右回りの磁場であるため, 定義した B_x 方向で正の磁場が観測できたことは, Biermann battery 効果によって生成され, プラズマによって移流された磁場を測定していると考えられる.

また, 黒破線で示されているシングルショットの磁場値は, 前述したように上の平板のみにレーザーを照射して 1 つのプラズマのみを生成したときの計測値である. これより, 図 5.26(a)の B_x 方向の磁場が最も強く, 先ほどとほぼ同時刻に最大で正の磁場強度 $B = 26 \text{ mT}$ が得られた. これらを比較すると, シングルショットは通常の 2 プラズマショットと比べて約 60 % の磁場強度である. 以上より, プラズマが半減すると磁場強度の値もおおよそ半減することから, 生成された Biermann 磁場を計測していると考えられる. シングルショットの磁場強度はレーザーの出力, ターゲットの傾きなどの各ショットによる誤差によって多少磁場強度が増加したと考えられる.

図 5.26(a)の B_x 方向の正の磁場のピークよりレーザースポットから磁気プローブの先端までの距離 184 mm を直線的にプラズマが到達したと考えると,プラズマの速度は約 123 km/s である.プラズマの膨張速度はレーザ照射点付近でのプラズマ温度によって決定するため,先ほどのプラズマ速度を熱速度とすると,レーザ照射点付近で約 1 keV 程度の温度であると説明がつく.激光XII号レーザの強度より,照射点付近の温度は約 1 keV 程度[31]であることから, $t = 1.5 \mu\text{s}$ 付近に現れる磁場のピークは膨張してきたプラズマの Biermann 磁場であると考えられる.しかし,図 1.4 のような周回する磁場を観測できていないので,今後は様々な向きでの計測を行い,異なる周回方向の磁場ベクトルを測定することで Biermann 磁場であるということが出来るのではないかと考えられる.

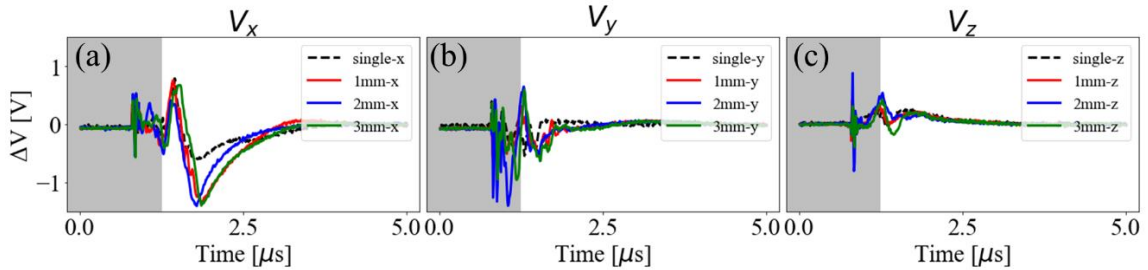


図 5.25 磁気プローブ 1 の Target 1, 2, 3 と single の電圧変化

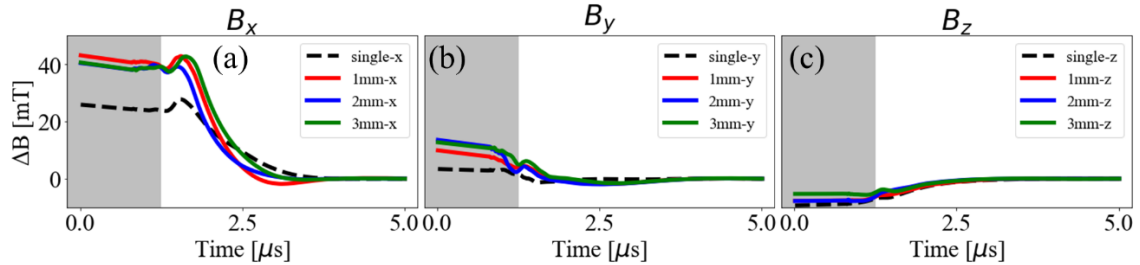


図 5.26 磁気プローブ 1 の Target 1, 2, 3 と single の磁場データ 実際に得られた図 5.25 の波形を時刻の遅い時間から積分し補正係数をかけ合わせた結果が図 5.26 である.磁場強度の最大値は B_x で表れて,シングルショットと比較すると約 2 倍の磁場強度になった.これより,Biermann 磁場を測定していると考えられる.

5.3.3 アウトフローの磁場測定結果

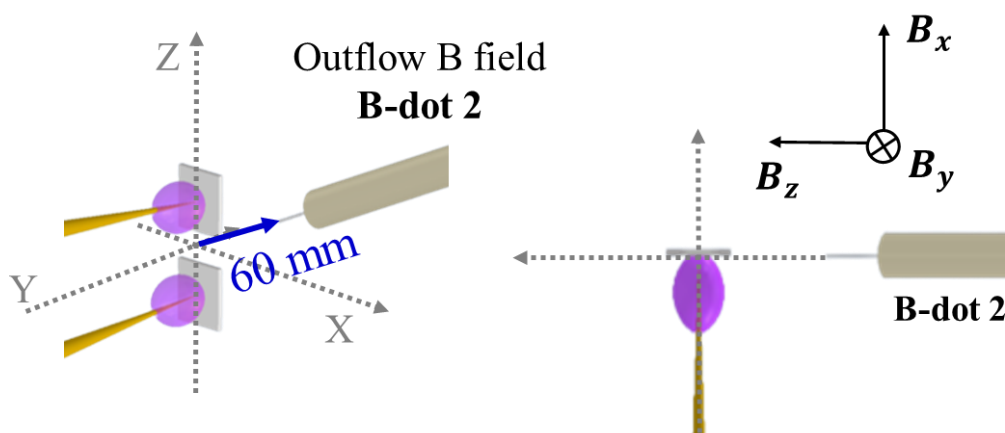


図 5.27 アウトフロー磁場計測用磁気プローブ 2 軸配置

図 5.27 に磁気プローブ 1 のセットアップを示す.図 5.28(a)-(c)に Target 1, 2, 3 と single の電圧変化を図 5.29(a)-(c)は積分後の磁場である. 図 5.28(b)の電圧データのように V_y の正方向の磁場が観測された.図 5.29(b)より磁場強度も B_y が最も強くなった.これは設定した磁気プローブ 2 の軸方向と磁気リコネクションによる磁場のつながり代わりで発生した縦磁場方向と一致している.

また,図 5.29(b)に示すようにレーザー照射間隔によって B_y 方向の正の磁場の到達時間はほぼ同じで,TCC から 6 cm 離れた磁気プローブに約 $t = 0.2-0.4$ ns で到達しており,この正の磁場の到達速度を計算すると 300-150 km/s であった.トムソン散乱計測アウトフローの流速図 5.20(g)-(i)の Target 1 の結果よりプラズマは $p = -2.0$ mm 付近で 300 km/s で排出されているため,この正の磁場はアウトフローによって加速されたプラズマによって運ばれてきた磁場であると考えられる.

図 5.28(b)では $t = 0.7$ ns 程度以降で磁場の反転が起こり負の磁場が観測されている.計測最終時間の $t = 1.7$ ns 地点でグラフが傾きを持っていることから磁場変動の波の全体像を捉えられていない可能性がある.本実験で取得したデータの最終時間で磁場変動が定常になったと仮定して時間の遅い方から積分を行った.しかし,この後も磁場変動がある場合,今回取得できた波形が全体的に正もしくは負の信号になりうる.そのため,今後アウトフロー磁場の測定はより長時間観測したデータが必要になると考えられる.

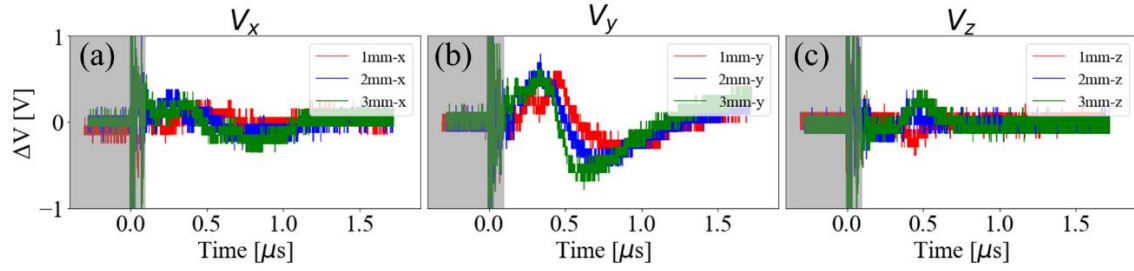


図 5.28 アウトフローの Target 1, 2, 3 の電圧変化

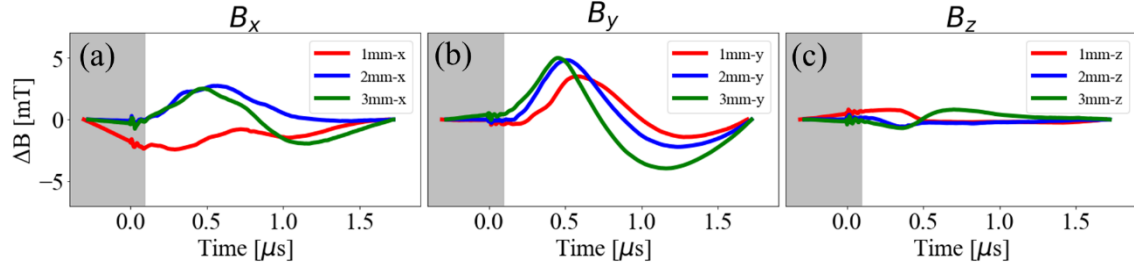


図 5.29 アウトフローの Target 1, 2, 3 の磁場データ

6. 考察

6.1 電流シートの形成

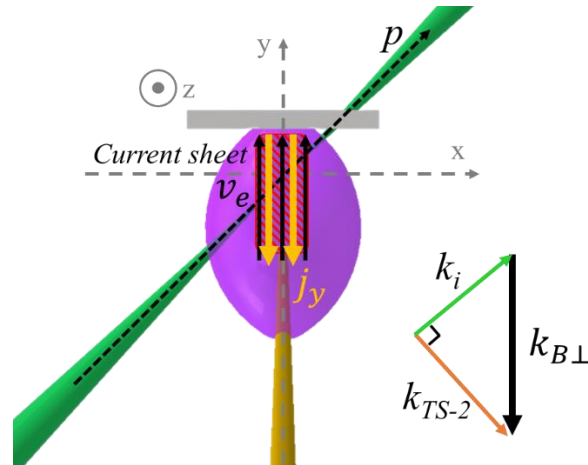


図 6.1 電流シートの方向

電流シート方向(TS-2)のトムソン散乱スペクトルの電子とイオンの速度差について考える. 図 5.12, 14 で示したトムソン散乱スペクトルは長波長側のピークが短波長側よりも高いことがわかる. これは, 図 5.10(b)の $v_{e,i} =$

-400 km/sのスペクトルと同様の形状のため,電子がイオンよりも $-k_{B\perp}$ 方向に速度を持ち,波数ベクトル方向ではプラズマ噴出方向の逆向きに電子流が流れていることになる.つまり,図 6.1 のように電子流による電流はプラズマ噴出方向となり,予測した電流シートの向きと一致する.

次に,電子流によって流れる電流密度 j_y を求める.電流密度は,

$$j_y = Zen_i v_i - en_e v_e \quad (6.1)$$

で表せる.ここで Z はイオンの平均価数, e は電気素量とする.

図 6.2(a)(b)に Target 1, 2 における各時刻の電子密度と電子-イオンの速度差,電流密度を示す.

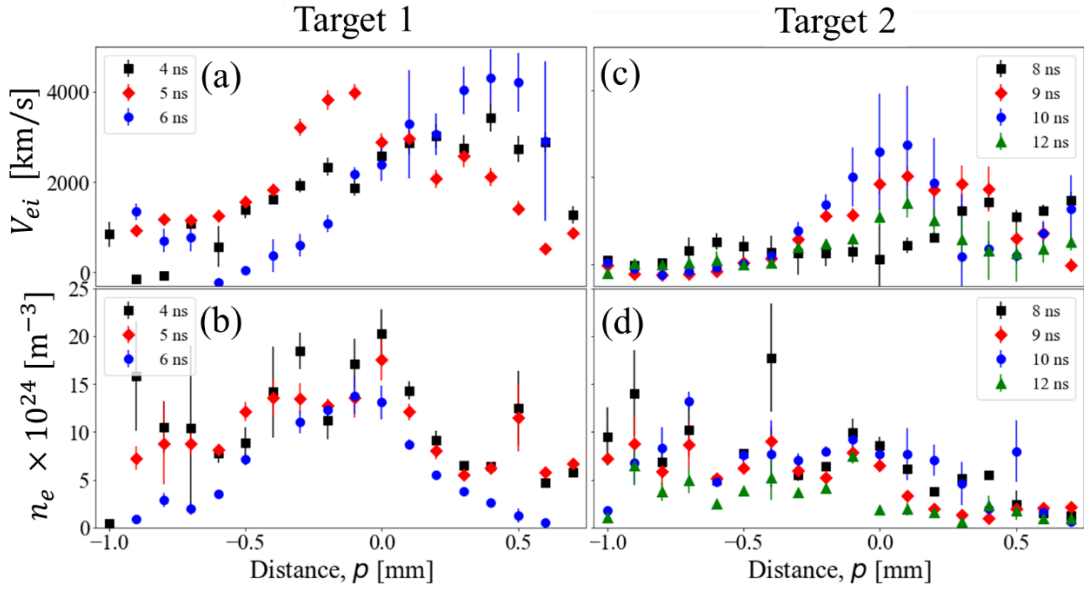


図 6.2 Target 1 における(a)電子-イオン速度差 $v_{e,i}$ (b) 電子密度 n_e

Target 2 における(c)電子-イオン速度差 $v_{e,i}$ (d)電子密度 n_e Target 1 が相対速度・電子密度共に上昇幅が大きい.相対速度は Target 1, 2 どちらも山なりの形状で,電子が加速されて減速することがわかる.

電子密度と相対速度のグラフより,図 6.2(c),(d)の Target 2 の結果では相対速度,電子密度ともに変化量は小さいが,図 6.2(a),(b)の Target 1 の場合, $p = -0.3$ mm から $p = 0.2$ mm付近でどちらも Target 2 より大きな変化量を示している.この 2 つのパラメータと電気素量 e を掛け合わせた電流密度値を図 6.3(a),(b)に示す.

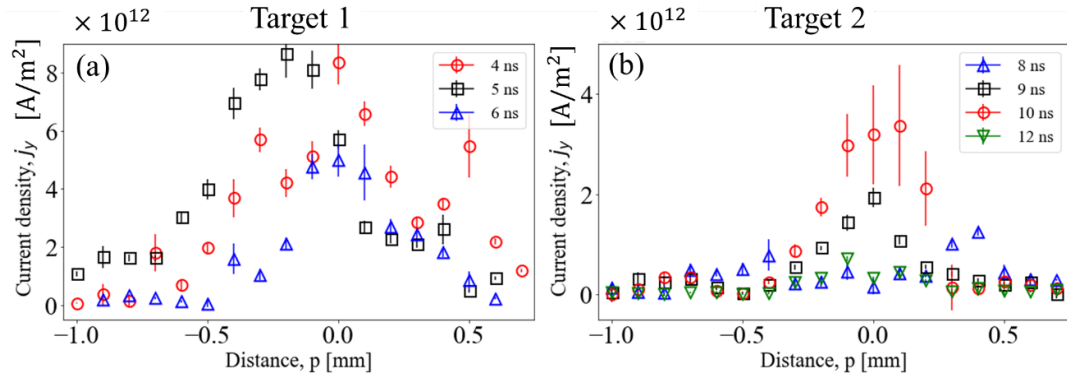


図 6.3 (a) Target 1 の電流密度 j_y の分布 (b) Target 2 の電流密度 j_y の分布
Target 1 が Target 2 に比べて大きな電流密度を持っている.局所的に電流の
流れている部分が存在するため,電流シート構造が存在すると考えられる.

図 6.3(a),(b)より,Target 1,2 で電流が流れていることが確認できる.また
Target 1 の電流密度の最大値は $\sim 8.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ で, Target 2 では $\sim 3.3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$
であることから Target 1 の方が Target 2 よりも約 2-4 倍程度電流
密度の高いことがわかる.また, Target 2 の電流密度の推移より $t = 8 \text{ ns}$ では
電流密度の上昇が見られず $t = 9, 10 \text{ ns}$ で $p = 0.0 \text{ mm}$ 付近の電流密度が上昇し
ており, $t = 12 \text{ ns}$ では $t = 8 \text{ ns}$ と同等の電流密度に落ち着いたことから,電流
シートの形成と消失を観測していると思われる.そのため,磁気リコネクシ
ョンは $t = 8\text{-}12 \text{ ns}$ で発生したものと考察できる.これは,図 5.21(e)の $t = 9 \text{ ns}$
でイオン温度が最大値をとり,膨張直線から逸脱した速度を持つプラズマ流
が観測されたことから,電流シートの出現と同時にリコネクションアウト
フローによってプラズマが加熱・加速されていると考えることができる.

各電流値のデータでは, $p = 0.5 \text{ mm}$ 付近になると電流値が落ち込んだこと
から電流シート構造の幅 L を見積もる. Target 1 の場合 $1.0\text{-}1.5 \text{ mm}$ 程度, Target
2 がおよそ $0.5\text{-}0.8 \text{ mm}$ 程度の幅で電流値の上昇があった.これは観測軸 p に沿
っているため, y 軸方向に直すと Target 1 で $0.7\text{-}1.1 \text{ mm}$, Target 2 が $0.4\text{-}0.6 \text{ mm}$
と電流シートの幅 L が推測される.また,電流シートの長さ D も同程度であ
ると考えられる.

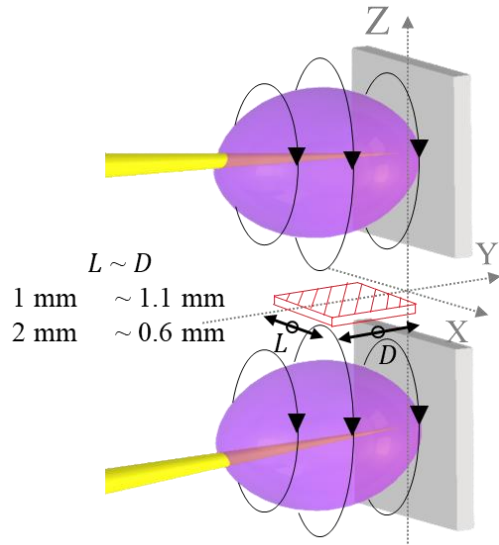


図 6.4 電流シートの幅 L と長さ D

6.2 磁気リコネクションの時間変化

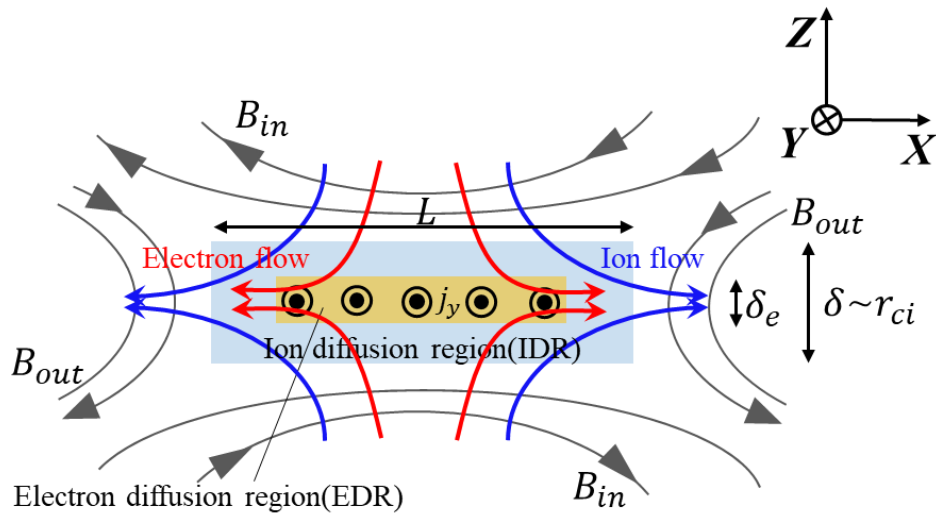


図 6.5 イオンと電子の拡散領域周辺の模式図 磁力線の繋ぎかわりは拡散領域中で行われる.イオンと電子それぞれの拡散領域中で非磁化されて初期磁場エネルギーが変換される.

イオンはイオン慣性長スケールのイオン拡散領域(IDR)で非磁化されて, IDR より小さな電子スケールの電子拡散領域(EDR)では電子とイオンの両方

が非磁化される.この領域内で磁力線が再結合し磁気リコネクションが発生する.

1.1.2 節で用いた運動量保存則より,リコネクション前後でのエネルギー収支を見積もる.式(1.11)を簡略化すると,

$$(S_{in} + K_{in} + H_{in})Lv_{in} = (S_{out} + K_{out} + H_{out})\delta v_{out} \quad (6.2)$$

であり,ここで S, K, H はポインティングフラックス,運動エネルギー,エンタルピーフラックスを表し

$$S = \frac{B^2}{\mu_0}, \quad K = \frac{\rho v^2}{2}, \quad H = u + p \quad (6.3)$$

で書き表せる. u はリコネクション領域における内部エネルギーで示される.

$$u = \frac{p}{\gamma - 1} \quad (6.4)$$

ここで,数密度 $\rho = m_i n_i$, 圧力 $p = n_i \Delta T$, プラズマの比熱比 γ である.

インフローのポインティングフラックス S_{in} と運動エネルギー K_{in} が,運動エネルギー K_{out} とエンタルピーフラックス H_{out} のみに変換されるとすると,運動量保存則は以下になる.

$$(S_{in} + k_{in})Lv_{in} = (k_{out} + H_{out})\delta v_{out} \quad (6.5)$$

$$\left(\frac{B_{in}^2}{\mu_0} + \frac{\rho_{in} v_{in}^2}{2} \right) Lv_{in} = \left(\frac{\rho_{out} v_{out}^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} n_i \Delta T \right) \delta v_{out} \quad (6.6)$$

ここで内部エネルギー(温度上昇のエネルギー)と運動エネルギー(速度増分のエネルギー)の比を

$$\frac{n_i \Delta T}{k_{out}} = \frac{H_{out}}{K_{out}} = \beta \quad (6.7)$$

とおくと,

$$\left(\frac{B_{in}^2}{\mu_0} + \frac{\rho_{in} v_{in}^2}{2} \right) Lv_{in} = \frac{\rho_{out} v_{out}^2}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \beta \right) \delta v_{out} \quad (6.8)$$

と書き換えることができる.式(6.8)とプラズマの質量保存則

$$\rho_{in}Lv_{in} = \rho_{out}\delta v_{out} \quad (6.9)$$

を連立して解くと

$$\frac{B_{in}^2}{\mu_0} + \frac{v_{in}^2}{2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \beta \right) v_{out}^2 \quad (6.10)$$

ここで今回使用したのは炭素プラズマのため,単原子分子単原子分子の比熱比 $\gamma = 5/3$ を用いると

$$v_{out} \sim \sqrt{\frac{4}{5\beta + 2}} \sqrt{\frac{B_{in}^2}{\mu_0 \rho_{in}} + \frac{v_{in}^2}{2}} \quad (6.11)$$

と書き表せる.また,自発光計測の結果で記述したように,流入プラズマの速度は停滞した磁力線によって遅くなる.このため, $v_{in} \sim 0, K_{in} \sim 0$ を仮定する.Alfven 速度 v_A は以下のように示される.

$$v_A = \frac{B_{in}}{\sqrt{m_i n_i \mu_0}} \quad (6.12)$$

これを用いて変形すると

$$v_{out} \sim \sqrt{\frac{4}{5\beta + 2}} v_A \quad (6.13)$$

で表せる.以上のように,各時刻における β を見積もり,Alfven 速度を算出する.また,アルフベン速度の式より,流入磁場強度を算出する.

$$B_{in} = \sqrt{\rho_{in} \mu_0 v_A^2} \quad (6.14)$$

また,求めた磁場より電流シートの幅 δ_e (電子拡散領域程度の幅)を求める.図 6.6 に示すように上下の反平行磁場中の中を進行する電子は Meandering 運動により蛇行する.電流シートの厚みは Meandering 運動の上下の移動量 d とすると,

$$d \sim \sqrt{r_{ce} \lambda_B} \quad (6.15)$$

と表すことができ, r_{ce} は電子の Larmor 半径で, λ_B は局所的な磁場の値を磁場勾配で割った磁場の变化する特徴的な長さである. これを用いてプラズマシートの磁場強度 $B_x(z)$ を表す. 反平行磁場中の磁場構造は複雑であるため, 簡単のため図 6.7 のように磁場の強度を 1 次式で近似した. 式で表すと

$$B_x(z) = -\frac{B_{in}z}{\lambda_B} \quad (6.16)$$

で表すことができる. なお, プラズマ表面近傍のみに磁場があり, リコネクションによって磁場がすべてエネルギーに変換されたと仮定している.

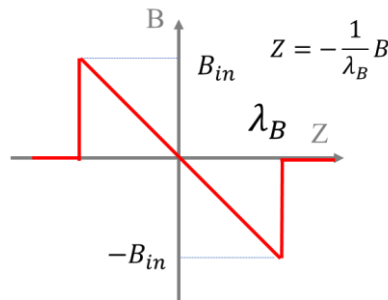


図 6.6 リコネクションによる磁場の变化

また, λ_B はイオン拡散領域の厚さ δ (イオンの Larmor 半径程度) と同等の長さになり, Meandering 運動の移動量 d と同等である. これより,

$$d \sim r_{ci} \sim \delta \sim \lambda_B \quad (6.17)$$

となり, 電流シートの厚さは

$$\delta_e \sim d \sim \sqrt{r_{ci} r_{ce}} \quad (6.18)$$

で表される.

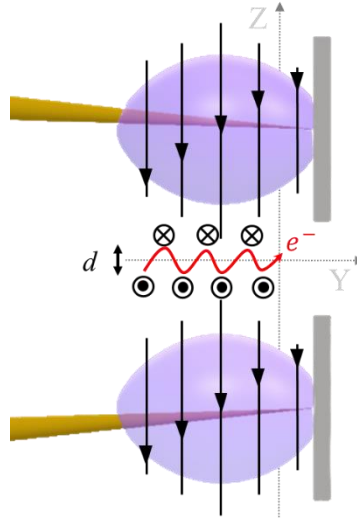


図 6.7 反平行磁場中を進む電子の Meandering 運動 反平行磁場中の電子は上下の磁場によってメアンドリング運動を行う.この幅 d を電流シートの幅と仮定する.

イオン拡散領域(IDR)の厚み δ はイオン慣性長 λ_i 程度であるとされている.

$$\lambda_i = \frac{c}{\omega_{pi}} \quad (6.19)$$

ω_{pi} はイオンプラズマ周波数で

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i z^2 e^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad (6.20)$$

である.

イオンと電子の Larmor 半径は

$$r_{ci} = \frac{m_i v_{th,i}}{ZeB} , \quad r_{ce} = \frac{m_e v_{th,e}}{eB} \quad (6.21)$$

で表され, $m_i = 12 \times 1.66 \times 10^{-27} \text{kg}$ はイオンの質量であり, $m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{kg}$ は電子の質量である. また, それぞれの熱速度は

$$v_{th,i} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} , \quad v_{th,e} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \quad (6.22)$$

で書くことができる.

上流領域の磁場強度を B_{in} とすると,電流密度を j_y ,電流シートの厚みを δ_e とすると,式(1.8)より,

$$j_y \sim \frac{2B_{in}}{\mu_0\delta_e} \quad (6.23)$$

となる.これを用いて電流値を求める.トムソン散乱計測で求めた電流値は,トムソン散乱計測用レーザーの集光径($\sim 100 \mu\text{m}$)程度で平均化された電流値になってしまう.式(6.24)を用いることで,電流シート幅 δ_e 中に流れている電流密度値を計算することができる.

また,電流シートの磁場拡散率は,上流領域における磁束変化の速度でリコネクションレートと呼ばれる.

$$R = \frac{1}{v_A B_{in}} \left| \frac{d\Phi_{in}}{dt} \right| \quad (6.24)$$

ここで,リコネクションレートは $v_A B_{in}$ で規格化され, Φ_{in} は上流領域の磁束である.そのため,磁束 Φ_{in} は上流磁場強度を積分することで得ることができる.XZ平面上で $\partial B_x / \partial y = 0$ として磁場変化がないと仮定すると

$$\Phi_{in} = \int B_x dz \quad (6.25)$$

である. B_x はプラズマシート中では式(6.17)と図 6.6 のように定義しているため,積分範囲を0から λ_B として積分すると

$$\Phi_{in} \sim \frac{B_{in}\lambda_B}{2} \quad (6.26)$$

と見積もることができる.

ここで,観測したプラズマの特性について考える.プラズマの伝導性を評価する値であるランキスト数(Lundquist number)は以下の式で求められる.

$$S = \frac{Lv_A}{D_M} \quad (6.27)$$

$S < 1$ で磁場が拡散され, $S \gg 1$ で磁場が凍結される.数値が小さければ粘性が高く,大きいと伝導性が高くなる.ここで, D_M は磁気拡散率を表し,

$$D_M = v_{ei} \left(\frac{L}{\omega_{pe}} \right) \quad (6.28)$$

となる. L は系の代表的な長さであり,本実験セットアップでは TCC からレーザーアブレーションポイントの距離(0.5 mm または 1 mm)を L とした. ω_{pe} はプラズマ周波数であり,

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (6.29)$$

である. v_{ei} はイオンと電子の衝突周波数で,

$$v_{ei} = 1.5 \times 10^{-6} \times \frac{Z n_e \ln(\varphi_{12})}{(T_e)^{1.5}} \quad (6.30)$$

で表される[32]. $\ln(\varphi)$ はクーロン対数で

$$\ln(\varphi) = \ln \left(\sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \left(\frac{4\pi \epsilon_0 m_q V_{th,i,e}^2}{Z^2 e^2} \right) \right) \quad (6.31)$$

である. V_{thq} は3次元熱速度で

$$V_{thq} = \sqrt{\frac{3k_B T_{i,e}}{m_{i,e}}} \quad (6.32)$$

である.以下に簡略化した式を示す.

$$\ln(\varphi) = \ln \left(3.233 \times 10^{31} \frac{m_{i,e} V_{th,i,e}^2}{Z^2} \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \right) \quad (6.33)$$

以上より,トムソン散乱計測で得られたパラメータを用いて各時間におけるアルフベン速度,電流シートの幅,磁場強度,運動エネルギー増分と熱エネルギー増分の比,電流密度の値,ランキスト数を表 6.2 と表 6.3 に示す.また,計算時に用いたトムソン散乱計測によって得られたプラズマパラメータを表 6.1 に示す.

表 6.1 Target 1,2 の各種諸量の算出に用いたプラズマパラメータ

	t [ns]	α [km/s]	β [eV]	n_i [m^{-3}]	T_i [eV]	Z	T_e [eV]
Target1	4	70	700	3.6×10^{24}	3700	5.3	110
	5	50	480	3.5×10^{24}	2800	5.1	80
	6	30	300	1.5×10^{24}	1200	5.3	70
Target2	8	10	250	1.5×10^{24}	900	4.5	60
	9	35	310	2.5×10^{24}	700	4.6	55
	10	30	270	2.4×10^{24}	600	4.2	50
	12	30	100	1.7×10^{24}	350	4.4	50

表 6.2 Target 1 のリコネクションパラメータ

	V_A [km/s]	B [T]	δ_e [μm]	j_y [A/m^2]	E/K	V_{ei} [/s]	S
4 [ns]	128.2	38.5	11.7	5.2×10^{12}	2.2	3.7×10^{11}	80
5 [ns]	104.1	30.8	12.8	3.8×10^{12}	3.1	4.6×10^{11}	44
6 [ns]	80.3	15.6	19.5	1.3×10^{12}	5.3	4.1×10^{11}	28

表 6.3 Target 2 のリコネクションパラメータ

	V_A [km/s]	B [T]	δ_e [μm]	j_y [A/m^2]	E/K	V_{ei} [/s]	S
8 [ns]	71.0	13.8	22.7	1.0×10^{12}	7.6	2.2×10^{11}	44
9 [ns]	82.5	20.6	13.0	2.5×10^{12}	4.0	3.6×10^{11}	45
10 [ns]	76.5	18.7	14.1	2.1×10^{12}	4.8	4.8×10^{11}	40
12 [ns]	49.5	10.2	22.0	7.5×10^{12}	1.8	3.0×10^{11}	24

また、横軸を時刻としたときの各リコネクションパラメータの時間変化を図 6.8(a)-(l)に示す。

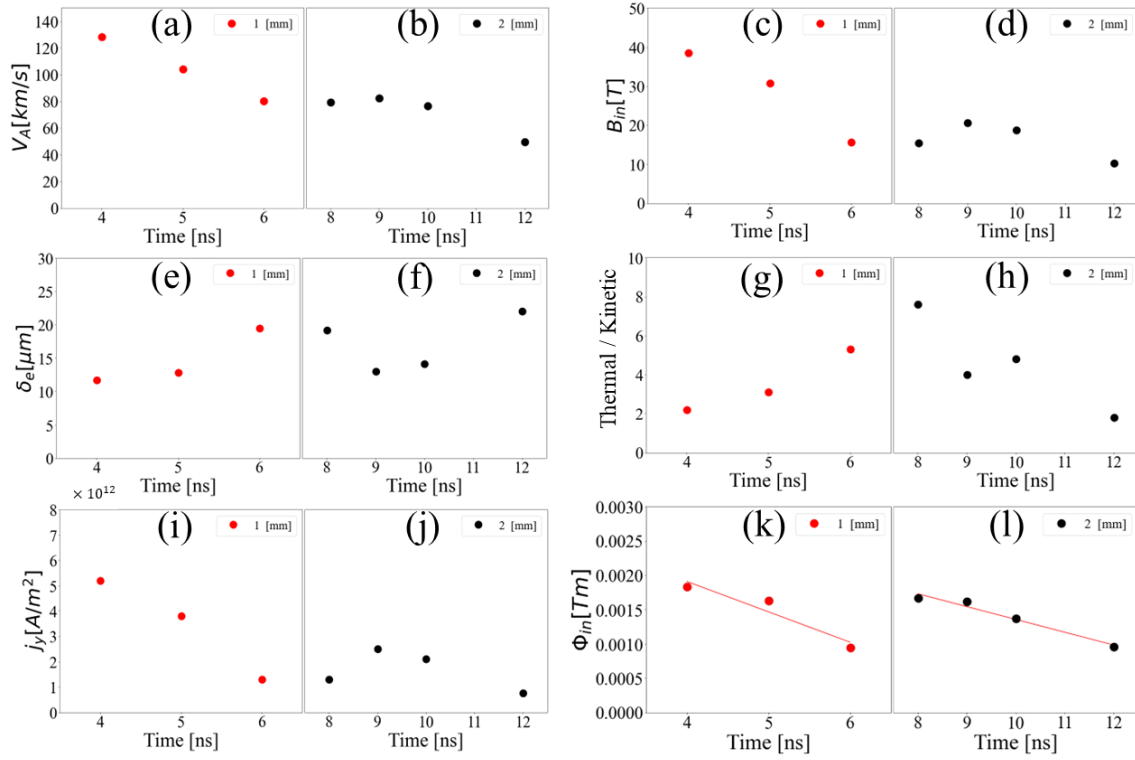


図 6.8 Target 1,2 の(a)(b)Alfven 速度 V_A の時間変化 (c)(d)初期磁場強度 B_{in} の時間変化 (e)(f)電流シートの幅 δ_e の時間変化 (g)(h)運動 E 増分と熱 E 増分の比 E/K の時間変化 (i)(j)電流密度 j_y の時間変化 (k)(l)上流磁束 Φ_{in} の時間変化

図 6.8(b)のアウトフローから算出した Alfven 速度は $t = 9$ ns で最大値をとり、徐々に減少していく。図 6.8(a)Target 1 でも同様の傾向がみられる。図 6.8(c),(d)の Alfven 速度から算出した磁場の値も直線的に減少している。また、図 6.8(d)の磁場の最大値は $t = 9$ ns で約 24 T であった。この時、磁力線が繋ぎ変わり始める前段階であると考えられる。自発光計測でも観測されたように、磁気中性面付近には上下から噴出したプラズマが衝突することによって磁場が停滞する。これによって、磁気中性面付近に停滞磁場の作る強力な磁場によって高密度な構造を形成する。 $t = 8$ ns までで膨張したプラズマによって磁力線が積み重なり磁場の値が上昇、 $t = 9$ ns からリコネクションが発生して初期磁場エネルギー B_0 が運動・熱エネルギーに変換され、磁場エネルギーが減少したと考えられる。実際に、表 6.1 のイオン密度が $t = 8$ ns から $t = 9$ ns で約 1.7 倍に上昇していることから、停滞したプラズマによる密度の上昇を確認できる。また、プラズマ圧と磁気圧の比である β 値を算出すると、Target 2

の 4 ns で 3.63, 5 ns で 4.17 となり, リコネクション初期段階と思われる 9 ns で 1.66 となったことから判断することができる.

図 6.8(f)の Target 2 の電流シートの幅 δ_e は, $t = 8$ ns から $t = 9$ ns で磁場の値が上昇すると減少し, $t = 9$ ns を境に値が上昇していく. 仮に温度が等しいとした場合, 磁場強度が強くなると粒子はより磁場にトラップされ, 電流シートの幅は小さくなる.

また, 図 6.8(g)(h)のアウトフローでの磁場エネルギーの運動エネルギー, 熱エネルギーへの分配比率は Target 1 と Target 2 で傾向が逆になった. Target 1 の場合, 時間の経過とともに熱エネルギーへの変換割合が大きくなり Target 2 では逆に減っていった. これは, リコネクションによる加速と加熱が発生した際に, 粒子がリコネクション以外のプロセスで加熱されている可能性が考えられる. リコネクション加熱の機構は

- 1) アウトフローによるプラズマ加速と衝撃波によるショック過熱
- 2) 電流シートの電界によるプラズマ加熱と抵抗による電子加熱
- 3) 荷電粒子同士の衝突によって発生する加熱

等が挙げられる[33]. 熱化されたプラズマが磁場エネルギーからエネルギーを受け取ったのか, または別の現象によってさらに加熱されているのか判別することはできないため, 今後検討が必要である.

図 6.8(i)(j)の電流密度も Target 1 の方が高く, Target 2 では $t = 9$ ns で最大値をとり減少していった. 算出された電流密度は, 先ほどトムソン散乱計測のイオンと電子流速の差から算出した電流密度と近くなり, Target 1 の電流密度が Target 2 の約 2 倍程度である傾向も同じであった.

図 6.8(k)(l)の上流磁束の変化率は時刻とともに直線的に減少していった. Target 2 の $t = 8$ ns では磁場の値は $t = 9$ ns よりも小さいが, 磁場が弱いいためイオン慣性長が大きくなることで Φ_{in} が大きくなる. この直線の傾きであり磁束の変化率 $d\Phi_{in}/dt$ の絶対値を求めると Target 1 で 442 $\mu\text{Tm/ns}$, Target 2 で 187 $\mu\text{Tm/ns}$ であった. これより, $t = 8\text{--}12$ ns で平均化された B_{in} の空間分布を仮定し, Alfvén 速度と初期磁場強度 B_{in} を用いて規格化すると, リコネクションレートは Target 1 で $R \sim 0.11$, Target 2 で $R \sim 0.12$ となった. これは, 一般的なホール効果が支配的な磁気リコネクションの再接続速度である $R \sim 0.1$ に近い値である[15].

プラズマの伝導性を評価するランキスト数はおおよそ $S \sim 80$ であった. 数

値シミュレーションを用いた先行研究では,高ランキスト数($S > 10^4$)の場合,ティアリングモードが不安定になり,電流シートが動的で不安定な挙動を示すことが報告されている[34].しかし,本研究ではランキスト数が小さいため準定常状態のプラズマ挙動であることが推測される.

各時間におけるリコネクションレートの導出には,各時間の流入磁場と流出磁場を求める必要があるため,きわめて難解な議論になる.そのため,トムソン散乱受光カメラを時間発展の計測可能なストーリーカメラを用いたり,プロトンラジオグラフィーによる磁場測定による磁場の時間変化を詳しく観測することで,さらに詳しく議論することができると考える.

6.3 拡散領域周辺の温度異方性

1.1.3 節でも説明したように,電子とイオンの温度が等方に分布していない場合,これを等方に戻そうとする働きが生じ,磁場に沿って伝搬するプラズマ波動や不安定性が励起される.

ここで,2方向の温度パラメータの比較を行うためにアウトフロー領域で行ったイオン2流体フィッティングによって得られた2つのイオン温度から速度の2次のモーメントを用いて以下のように定義する.

$$T = m_i \int_{-\infty}^{\infty} (v - v_{th})^2 f(k) dv_x \quad (6.34)$$

ここで, v_{th} は温度から算出した熱速度, $f(k)$ はイオンの速度分布関数であり,2流体を仮定した場合は

$$f(k) = \frac{r_1}{\sqrt{\pi} v_{th,1}} \exp\left(-\frac{(v - v_1)^2}{v_{th,1}^2}\right) + \frac{r_2}{\sqrt{\pi} v_{th,2}} \exp\left(-\frac{(v - v_2)^2}{v_{th,2}^2}\right) \quad (6.35)$$

で表される.ここで r_1, r_2 はそれぞれ2つのイオンの存在比である. $v_{th,1}, v_{th,2}$ は

$$v_{th,1,2} = \sqrt{\frac{2T_{1,2}}{m_i}} \quad (6.36)$$

で求めることができる.式(6.36)を式(6.35)に代入し積分を行う.結果だけ示す

と

$$T = m_i \int_{-\infty}^{\infty} (v - v_{th})^2 f_{(k)} dv_x = \frac{1}{2} r_1 v_{th,1}^2 + \frac{1}{2} r_2 v_{th,2}^2 \quad (6.37)$$

と表すことができる[35].本式を用いて2流体イオン温度よりモーメントを算出し,2方向のイオン温度,電子温度の比較を行った.

図 6.9(a)(b)は Target 1 の $t = 6$ ns, 図 6.10(c)(d)は Target 2 の $t = 9$ ns の拡散領域周辺の温度を拡大したものである.イオン温度を見てみると,図 6.9(a)の Target 1 のアウトフロー方向では~500 eV程度であるのに対して,図 6.9(b)の電流シート方向では~2000 eV程度と約 4 倍の温度になり, Target 2 でも図 6.10(a)のアウトフロー方向では~700 eV程度であるのに対して,図 6.10(b)の電流シート方向は~1000 eV程度と約 1.4 倍の温度が得られた.また,その他の時刻でも同様に Target 1 の温度異方性が 4 ~ 5 倍程度, Target 2 が 1.2 ~ 2 倍程度で, Target 1 の温度異方性が大きかった.

また, Target 1,2 どちらも電流シート方向の温度が高かった.これは,アウトフロー方向は粒子が制限を受けずに運動できるが,電流シート方向は粒子が磁場に制限されて停滞することによって温度が加熱されるためだと考えることができる.

電子温度は Target 1 図 6.9(a)のアウトフロー方向で~90 eV 程度,図 6.9(b)の電流シート方向では~80 eV程度, 図 6.10(a) Target 2 のアウトフロー方向で~70 eV,図 6.10(b)の電流シート方向では~60 eV程度とどちらも 1.2 倍程度の温度上昇で,イオン温度とは異なり平行方向が若干高い温度を示した.電子温度がイオン温度よりも温度異方性を持たない理由は今後調査が必要である.

以上より,イオン温度に関してはアウトフロー方向・電流シート方向で温度異方性があるため,これを緩和するためにプラズマ波動や不安定性が励起されていると考えられる.

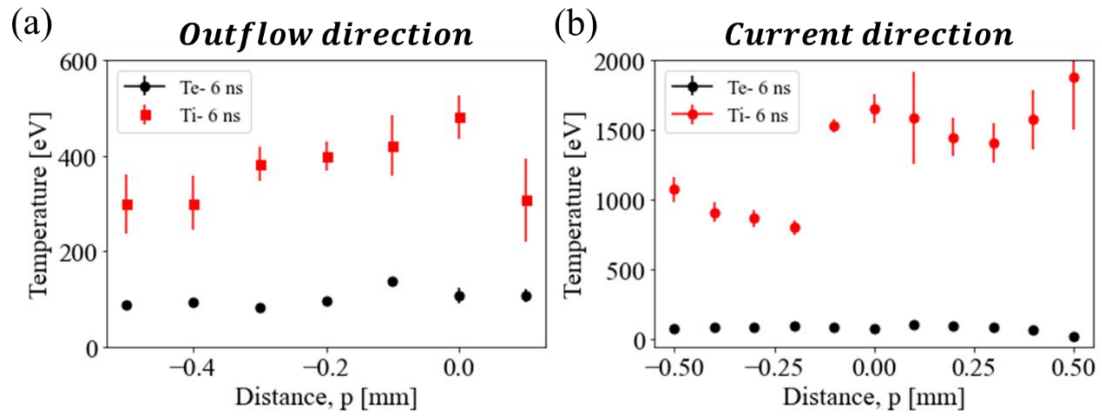


図 6.9 Target 1 $t = 6$ ns の拡散領域周辺の温度パラメータ 電流シート方向のパラメータがアウトフロー方向のパラメータの約 4-5 倍になった.電子温度の異方性は約 1.2 倍程度と異方性は小さかった

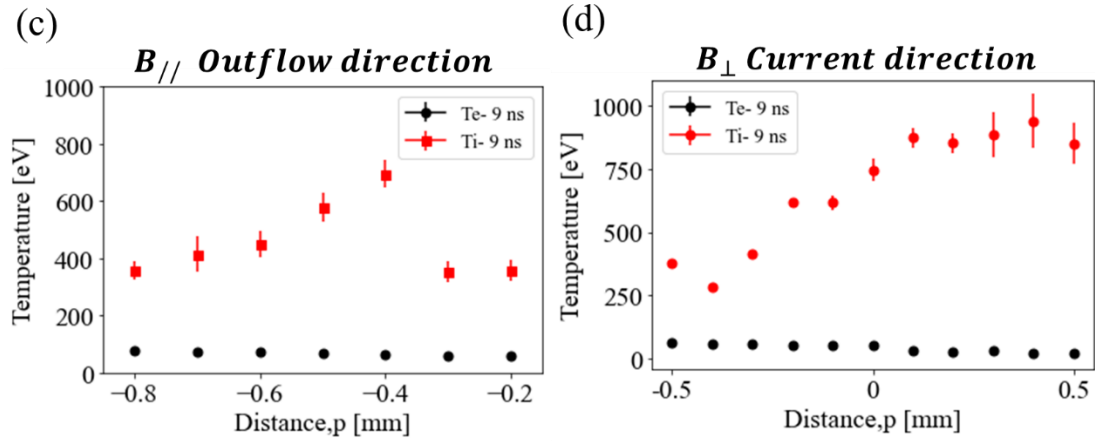


図 6.10 Target 2 $t = 9$ ns の拡散領域周辺の温度パラメータ 電流シート方向のパラメータがアウトフロー方向のパラメータの約 1.2-2 倍と Target 1 の場合と比べて減少した.電子温度の異方性は Target 1 と同様に約 1.2 倍程度と異方性は小さかった.

7. 結論

高強度レーザーの照射によって生成した磁化プラズマを用いて磁気リコネクションを駆動した.リコネクション側面の自発光計測より 2 つのプラズマが衝突することで,中間で 2 層の高密度領域が形成され,ストリークカメラではこの構造は 60 ns 程度まで継続していることが確認できた.これはプラズマの膨張する圧力と磁気圧がほぼ等しくなり流入する磁場が停滞しているためだと思われる.

2 台の磁気プローブを使用して,磁場変化の直接計測を行った.Biermann 磁場の計測では,最大 43 mT の磁場を計測でき,single は磁場強度が 27 mT とおおよそ半減した.これにより,生成されるプラズマプルームが半減すると磁場強度も半減することから,Biermann 磁場を計測することができたと考えられる.アウトフロー磁場の計測では TCC から 6 cm 離れた磁気プローブに 0.2-0.4 ns で磁場が到達しており,到達速度は 300 km/s である.これはトムソン散乱計測から算出されるアウトフロー方向のプラズマ排出速度と同程度であることから加速されたプラズマによって運ばれてきた磁場を計測していると考えることができる.

また,磁場に対して垂直方向と平行方向の 2 方向を観測方向とするトムソン散乱計測を行った.磁場に垂直方向は電流シートの形成する方向で,スペクトルから長波長側のピークが高いダブルピークが観測できた.これはイオン項の左右非対称なランダウ減衰の効果によるもので,電子による電流形成を示唆している.電流密度を算出すると,Target 1 で $\sim 8.3 \times 10^{12}$ A/m² で,Target 2 では $\sim 3.3 \times 10^{12}$ A/m² であることがわかり,Target 1 が Target 2 よりも約 2 倍程度高い電流密度を形成していることがわかった.磁場に平行なスペクトルは 2 つのピークで幅の違うスペクトルが得られ,非マクスウェル分布なイオン速度分布と,低温で速度の遅いイオン・高温で速いイオンの 2 成分として解釈した.膨張プラズマからの加速は Target 1 で 30-70 km/s,Target 2 で 10-35 km/s で,加熱は Target 1 で 300-700 eV, Target 2 で 100-310 eV であった.膨張プラズマよりも加熱・加速されたプラズマは,アウトフローによるものであると考えられる.また,Target 1 の方が強い磁場同士の衝突となり,温度・速度増分が大きかったと思われる.

2 方向のトムソン散乱計測より温度異方性が確認された.Target 1 では磁

場に垂直な方向のイオン温度は磁場に平行方向の温度の 4-5 倍,電子温度は 1.2 倍であり,Target 2 のイオン温度は磁場に平行方向の温度の 1.2-2 倍,電子温度は 1.2 倍であった.これより,温度異方性を緩和する働きによって磁場によって伝搬されるプラズマ波動や不安定性が励起されていると考えられる.

加速された速度が上流プラズマパラメータで定義される Alfvén 速度と同程度であるとして,運動両保存則より各時刻の上流磁場 B_{in} , 電流シートの幅 δ_e , 電流密度 j_y , 上流磁束の変化率 Φ_{in} を算出した.Target 1 では上流磁場 B_{in} が ~ 38.5 T,電流シートの幅 $\delta_e \sim 11.7$ μm , 電流密度 $j_y \sim 5.2 \times 10^{24}$ A/m²が得られた.Target 2 では上流磁場 B_{in} が ~ 20.6 T,電流シートの幅 $\delta_e \sim 13.0$ μm , 電流密度 $j_y \sim 2.5 \times 10^{24}$ A/m²が得られた.上流磁場 B_{in} は $t = 8$ ns から $t = 9$ ns にかけて上昇し, $t = 9$ ns を境に直線的に減少していった.これは停滞したプラズマが $t = 9$ ns でつなぎ変わり始め,磁場エネルギーが磁気リコネクションによってエネルギー変換され,運動エネルギーと熱エネルギーに変換されたためであると考えられる.同時刻におけるトムソン散乱計測からもイオン密度の上昇が確認されている.

算出された電流シートの値はトムソン散乱計測で得られた電流密度値と近い値であった.上流磁束の変化率 Φ_{in} は Target 1,2 は共に時間の経過に伴って減少し, $t = 8$ -12 ns で平均化された B_{in} の空間分布を仮定してリコネクションレートを計算するとどちらも $R \sim 0.1$ 程度であった.各時刻におけるリコネクションレートの導出には詳細な磁場計測が必要になるため,トムソン散乱計測のストリークカメラによる時間変化,プロトンバックライト法等を用いた磁場測定等により詳細な議論ができると考えられる.

本研究ではレーザー駆動磁気リコネクションのアウトフローによる加熱と加速から時間的に変化する上流の磁場や拡散領域構造の時間変化を見積もることができた.また,アウトフローの上流パラメータの依存性を調査し,プラズマの加速・加熱に大きな変化があったがリコネクションレートはほぼ同じ値になることがわかった.時間的に減少する磁束からリコネクションレートを求めることができた.

8. 参考文献

- [1]小野靖,”トーラスプラズマ合体実験が開く磁気リコネクションの世界”,IEEJ Journal,Vol.125,No.1,(2005).
- [2]M.Hesse et.al,” On the role of separatrix instabilities in heating the reconnection outflow region”, Physics of Plasma, vol. 25, No. 9, 122902, (2018).
- [3]Vladimir Zhdankin,” Non-thermal particle acceleration from maximum entropy in collisionless plasmas”, Physics of Plasma, vol. 88, No. 3,(2022).
- [4]星野真弘,”7.相対論的粒子加速と宇宙線の起源”, J. Plasma Fusion Res. Vol.78, No.7,668-677, (2002).
- [5]Yan.X et.al,” Fast plasmoid-mediated reconnection in a solar flare”,nature communications,13,640,(2022).
- [6]O.Arnold,”Flare Observations”,Living Reviews in Solar Physics,Vol.14,(2016)
- [7]小杉健郎,”第 14 号科学衛星(SOLAR-A)「ようこう」の成果について(補足資料)”,JAXA,平成 16 年 10 月 20 日
- [8]L.M.Zelenyi et.al, “Universal Scaling of Thin Current Sheets”, Geophysical Research Letters,vol.47,No.14,(2020).
- [9]Y.Ono et.al,” Ion and Electron Heating Characteristics of Magnetic Reconnection in a Two Flux Loop Merging Experiment” Physical Review Letters, vol. 107, No. 18, 185001, (2011).
- [10]C.Colby et.al,” The reduction of magnetic reconnection outflow jets to sub-Alfvénic speeds”, Physics of Plasma, vol. 25,102120, (2018).
- [11]銭谷誠司,pCANS 1.4 ドキュメント 運動論磁気リコネクション, 運動論磁気リコネクション pCANS 1.4 ドキュメント
- [12]銭谷誠司,”磁気リコネクションにおけるプラズマ粒子軌道研究の進展”, プラズマ核融合学会誌, vol. 97, No.2, 47-55, (2021).
- [13]Zenitani.S et.al,” Kinetic aspects of the ion current layer in a reconnection outflow exhaust”, Physics of Plasma, vol. 20, No. 9, 092120, (2013).

- [14]Wang.S,” Ion demagnetization in the magnetopause current layer observed by MMS Geophysical Research Letters,vol.43,No.10,4850-4857,(2016).
- [15]S.V.Heuer et.al,” Calculating the Electron Diffusion Region Aspect Ratio With Magnetic Field Gradients, Geophysical Research Letters,vol.49,No.20,(2022).
- [16]横山央明,”太陽活動の基礎プロセス磁気リコネクションのシミュレーション”, ながれ,Vol.29,33-38,(2010).
- [17]A.Remington et.al,” Modeling Astrophysical Phenomena in the Laboratory with Intense Lasers”,science,Vol.284,No.5419,1488-1493,(1999).
- [18]A.Remington et.al,” A review of astrophysics experiments on intense lasers”, Physics of Plasma, vol. 7, 1641-1652, (2000).
- [19]L.Biermann, “Über den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum”, Zeitschrift für Naturforschung,Vol.5,65-71,(1950).
- [20]K.M.Schoeffler et.al,” The generation of magnetic fields by the Biermann battery and the interplay with the Weibel instability”, Physics of Plasma, vol. 23, 056304, (2016).
- [21]T.Morita et.al, “Detection of current-sheet and bipolar ion flows in a self-generated antiparallel magnetic field of laser-produced plasmas for magnetic reconnection research”, Physical Review Letters, vol. 106, No. 9, 055207, (2022).
- [22]村岡克紀,”プラズマと気体のレーザー応用計測”, 産業図書,(1995).
- [23]プラズマ・核融合学会編,”プラズマ診断の基礎と応用”,コロナ社 p.156
- [24]荒柴壮一,”トムソン散乱断面積理論演習”, modern Cosm ology,(2006).
- [25]村岡克紀,”レーザーによるプラズマ計測”,(1991).
- [26]田中謙治,”プラズマ科学特論 レーザートムソン散乱 “授業資料
- [27]FLYCHK at IAEA, <https://www-amdis.iaea.org/FLYCHK/>, (2021).
- [28]武田進,”プラズマ中波動伝搬の種々相”,電気学会雑誌,878,昭和 56.9
- [29]H.dustin et.al,” Plasma scattering of electromagnetic radiation second edition”, Academic Press.

- [30]松本恵樹, “マイクロチャンネルプレートとその応用,” 光学, vol. 14, No 2, 73-75, (1985).
- [31]C.K.Li.F.H.Seguin, “Observation of Megagauss-Field Topology Changes due to Magnetic Reconnection in Laser-Produced Plasmas”, Physical Review Letters, vol. 99, No. 5, 055001, (2007).
- [32]江尻辻井研究室,”Unit 3.プラズマ中の衝突過程-東京大学.
- [33]小野靖, ”小特集 新たなリコネクション研究の芽 リコネクション応用の開拓,” プラズマ核融合学会誌, vol. 89, No.12, 857-860, (2013).
- [34]D.Biskamp, ” Magnetic reconnection via current sheets”, Phys.Fluids, Vol.29, 1520-1531,(1986).
- [35]R.Yamazaki et.al,” Mach number and plasma beta dependence of the ion temperature perpendicular to the external magnetic field in the transition region of perpendicular collisionless shocks”, Physics of Plasma, vol. 9,125010, (2019).

9. 謝辞

本論文を執筆するにあたり多くの方々にご協力いただきました.心より感謝申し上げます.

指導教員である森田太智准教授には研究内容において熱心にご指導頂いただけでなく,プラズマ物理から光学計測法まで何もわからない私に手どり足取り細かく教えて頂きました.また,自分でも納得できる修士論文に仕上げる事ができたのは,隅々まで何度も見直して頂いた森田准教授のおかげであります.心よりお礼申し上げます.在学中に阪神タイガース優勝と准教授昇進のお祝いをする事ができて何よりです.

研究や研究生活において豊富な知識で的確なアドバイスをくださいました山本直嗣教授に深く感謝申し上げます.ソフトボール大会ではすべてのチームの中でも最も練習をし,ノック練習にも付き合ってくれたにも関わらず8チーム中5位と成績が振るわなかったあの日はいつまでも忘れません.

また実験を行うにあたり,実験設備の準備や実験アドバイス,実験の補助等で多方面から本研究にご協力いただいた大阪大学レーザー科学研究所の皆様にも深く感謝申し上げます.

本研究を行うにあたり,ご協力いただいた大阪大学レーザー科学研究所の坂和洋一准教授,佐野孝好准教授,大阪大学工学研究科蔵満康浩教授,核融合科学研究所境健太郎氏,北海道大学富田健太郎准教授, Y.M.PAN 氏,松清修一教授,諫山翔伍助教,青山学院大学山崎了教授,田中周太助教,富山大学竹崎太智助教,成蹊大学枝本雅史助教に深く感謝いたします.また,青山学院大学の塩田珠里氏,矢倉彰真氏,近藤颯氏,下田仁菜氏,森田愛子氏,石川諒弥氏,九州大学中山学氏,忍田昂太郎氏,高橋佳夏氏,には実験ターゲット導入や自発光計測の補助を行って頂きました.深く感謝申し上げます.

実験のセットアップや事前準備でチャンバー周りの物品探しで多くの苦勞を掛けた江頭俊輔氏,花野正浩氏,そして抜群のコミュニケーション能力で共同実験を取りまとめてくれた鈴木悠斗氏には大変お世話になりました.鈴木氏は1週間データ解析合宿に九州に来て頂き,私が知らない世界について教えて頂きました.心よりお礼申し上げます.

また,2年間苦樂を共にした山本・森田研究室の皆様にも深く感謝申し上げます.B4の黒田智弘氏,池田有杜氏,緒方祐也氏,松井里樹氏には1年間という

短い期間でしたが、先輩後輩関係なくキャッチボールをしたりミーティングの内容を議論したりと、共に切磋琢磨しながら成長することができたのではないかと思います。M1 の濱崎渉氏、松本遼太郎氏、桂直幹氏、肥田愛蘭氏、尾川知也氏には実験の補助を行って頂いたり、違う研究分野の様々な知見を得ることができました。これからも仲の良い山本・森田研究室を作っていくことができると確信しております。D2 の胡泽丰氏、PD の Nathan Schilling 氏、研究生の Soh Juin Hung 氏には豊富な知見を活かした鋭い質問で英語での Meeting 発表を鍛えて頂きました。I'm grateful for your guidance. Thank you! また、くだらない話で盛り上がり、学業や研究生活でいくつもの鬼門を乗り越え、卒業までこれたのは4人のM2の皆様のおかげです。手島洸樹氏は奇想天外な行動と偏った発言でいつも場を沸かしていました。JAXA 実験で使用するマイクロ波干渉計測器の設計は一緒に考えていて楽しかったです。卒業後もどうかその強い思想を貫いて、手島君らしく生きてください。金定功樹氏は研究内容が何度聞いても難解で、ひたすらプログラミングで研究する姿勢に感銘を受けました。阪大実験も手伝ってくれ、手先が器用で細かい作業を確実にこなしてくれ、その技術は確かなものでした。卒業後はその技術を信頼して日本航空に乗ります。古場健斗氏は誰がどう見ても野球少年でした。ソフトボール大会では主宰を務め、全力プレーで故障者リスト入りしたあの瞬間が忘れられません。どうか来年度のソフトボール大会は研究室を優勝まで安全に導いてください。前之園凱夫氏はメールアドレスが短かったですが、2年間森田さんの指導下で共に研究ができてよかったです。実験からデータ解析まで同じ内容が多く、ずば抜けた記憶力で本当にたくさんのことを親身になって教えて頂きました。純粹で信じすぎてしまうことがあるので、詐欺や投資話には気を付けてください。長くなりましたが、書き記した皆様を始め多くの皆様に助けて頂きました。改めてお礼申し上げます。ありがとうございました。山本・森田研究室で2年間過ごすことができて幸せでした。最後に、24年間支え続け、不自由なく大学院まで通わせてくれた家族に深く感謝いたします。

付録

付録1 温度異方性によるアウトフローでの波動励起

電子とイオンの温度異方性が生じることによって、温度異方性を緩和して温度を均一にしようとする働きが生じる際に、磁場に沿って伝搬するプラズマ波動や不安定性が励起されることが報告されている。

2次元プラズマ粒子(Particle-in-Cell:PIC)シミュレーションを用いた研究では、リコネクションアウトフロー方向にプラズマ波動である Alfvén 波が励起されていることが報告されている[1].図1にリコネクションアウトフローの図を示す.赤枠で囲んである場所が拡散領域を示しており、拡散領域からリコネクション下流領域の磁場強度をプロットした図である.X=48.0 付近に赤と青で表せる波動が磁力線に沿って励起されていることがわかる。

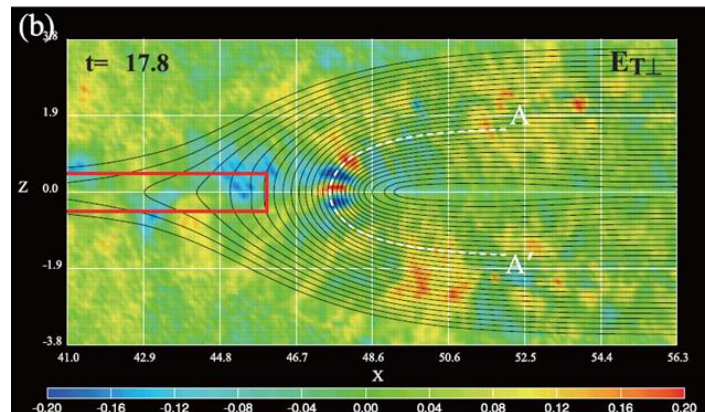


図1 磁気リコネクション下流で発生したホイスラー波 赤い領域は拡散領域である.アウトフロー方向に、磁力線に沿った正と負の電場が存在し、波動が励起されている

図2(a)は図1のA-A'ライン上での時間変化を表したグラフである.縦軸は時間 t ,横軸は磁力線方向 l として考える.波は磁気赤道付近 $l=0$ で生成されて、磁力線に沿って下流に伝播している様子がわかる.図2(b)は(a)の白枠内で囲まれた領域の波の等高線をカラーバーで示している.太い実線はホイスラー波の理論関数によって導き出された波の周波数 ω_r を、点線は成長率 γ を示しており、シミュレーション結果のピークが、成長率 γ が最大となる波数で表

れている.

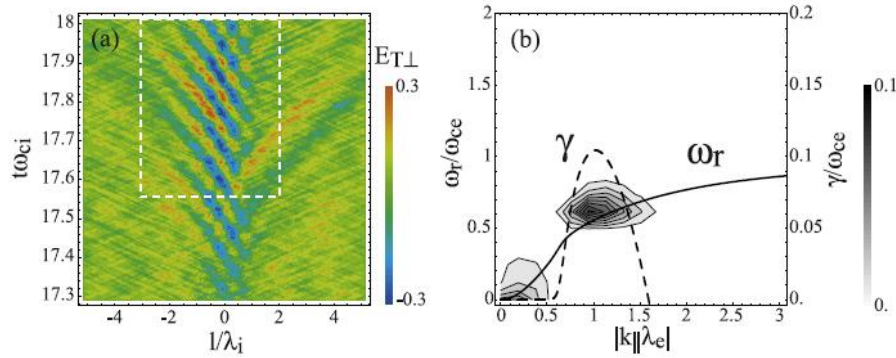


図2 (a) $A-A'$ ライン上での磁場の時間変化 (b) (a)の白枠内の波数と周波数,成長率の関係 $1/\lambda_i$ 付近で交差する正負の電場が表れており,理論的なホイッスラー周波数 ω_r の線上で最も成長する波数でピークが出現

また,図3は $Z=0$ 上での垂直方向と水平方向の電子温度比や初期磁場との比を表したものである.電子温度比のピーク値は4.6程度で,ホイッスラー発生領域と同じである.また,それ以前でも高い異方性が示されているがホイッスラーが励起されていないのは,この色付きの領域がまだ拡散領域中であり電子が完全に磁化されていないためである.

この異方性が生じる原因は,磁場の積み重ねによる下流方向への電子の加速による電子温度($T_{e\perp}$)上昇か,高エネルギー粒子が磁力線に沿って逃げることによる電子温度($T_{e\parallel}$)の減少であると考えられている.

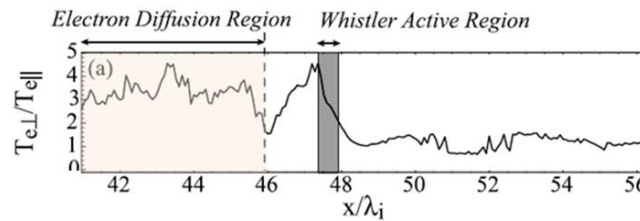


図3 $T_{e\parallel}$ と $T_{e\perp}$ の電子温度異方性 最大4.6倍程度垂直方向の温度が高い

付録2 レーザープラズマを使った先行研究

高強度レーザーを用いた磁気リコネクション実験についていくつか紹介する. 先程の Biermann 磁場の先行研究では, C.K.Li 氏らの実験で, レーザー集光強度が 10^{14} W/cm^2 のレーザーを照射して, 照射点付近をプロトンバックライト計測による磁場強度測定でターゲット表面付近で約 50 T の磁場が計測されている [2]. 本研究で用いるレーザーの集光強度も同程度のため, 強磁場を生成することが可能であると考えられる.

また, シミュレーション研究では, J.Matteucci らの完全運動論 3D シミュレーションを用いた研究で, 2 つのレーザーを照射したときの中心間にできる磁気リコネクションについて調査している [3]. 図 4(a),(b) に示すように, 2 つのレーザーをターゲットに照射したとき, レーザーアブレーション点を中心に円形の磁場が形成されていることがわかる. 図 4(c) では, Biermann 磁場の磁力線の再接続が起こりプラズモイドが形成された.

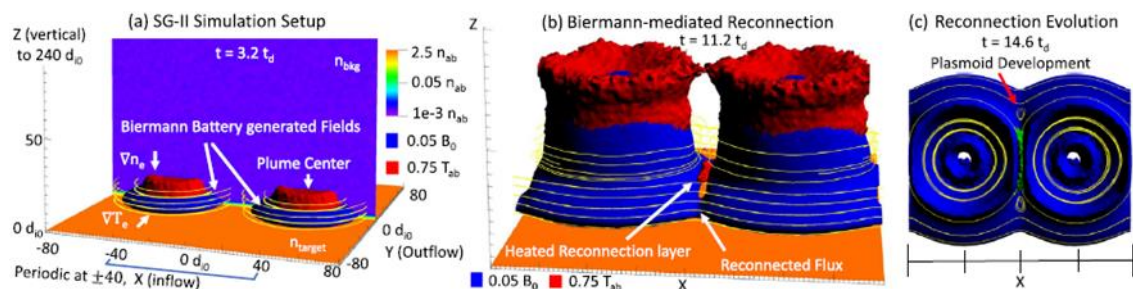


図4 レーザーアブレーションによる Biermann 磁場

(a)シミュレーション条件 (b)時間経過による Biermann 磁場の成長(c)z 方向からみた Biermann 磁場 $x = -40, 40$ でレーザーを照射して2つの Biermann 磁場を形成,時間の経過に伴い2つの磁場が衝突して(c)のアウトフロー方向からプラズモイドが形成されている

また, 図 5 (c),(d),(e) はレーザースポット間の断面図 ($y = d_{i0}$) での J_z, B_x, B_y の 2 次元断面である. 図 5(d),(e) より, 左右で符号の異なる磁場が形成されており, 中心は反平行磁場状態であることがわかる. 図 5(c) の電流値を見ると電流シートが反平行磁場間で形成されている. このように, シミュレーションによって磁気リコネクションが実証されている.

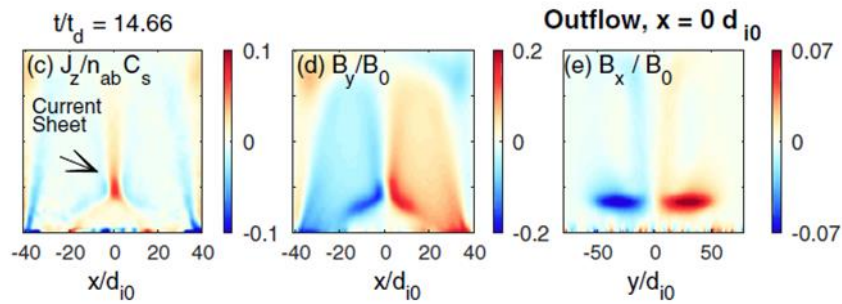


図5 $y = d_{i0}$ での電流値 J_z ,磁場強度 B_x, B_y のグラフ (d)(e)より,左右で異なる符号の磁場構造になっており,(c)で確認できるように中心には電流シート構造が形成されている

磁気リコネクションの実験では,Zhang らが,高強度レーザー実験による磁気リコネクションの磁場エネルギーの散逸について報告している.磁気エネルギーを熱・運動エネルギーに変換する際に,イオンと電子の相対的なドリフトによって発生するイオン音波不安定性がエネルギーの散逸に重要な役割を果たすといわれている.Zhang らは,図 6(a)のように厚さ $50\text{ }\mu\text{m}$ の銅箔キャパシターコイルターゲットにパルス幅 1 ns で 500 J のレーザー6本を照射して $40\text{--}70\text{ kA}$ の電流を流す.プラズマはコイル中で電流によって加熱され,コイルによって磁化,電流シートを形成する.この時,レーザーは照射から 6 ns でプロトンラジオグラフィーで計測した上流の磁場強度は $23\text{--}40\text{ T}$ であった.

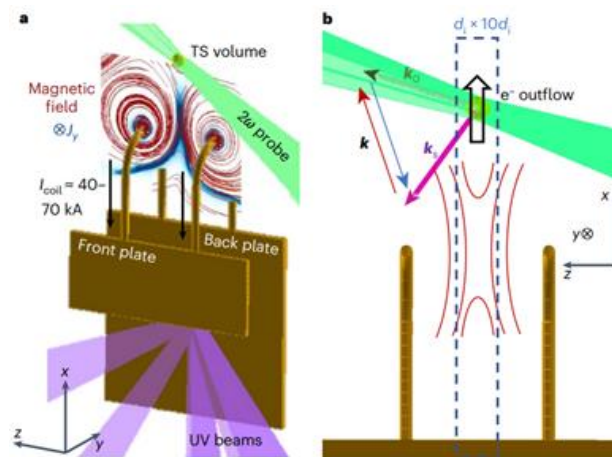


図6 (a)実験セットアップ (b)トムソン散乱計測の計測位置 キャパシターコイルターゲットにレーザーを照射して大電流を流して強磁場を生成する.発生した反平行磁場を用いて磁気リコネクションを生成し,アウトフローをトムソン散乱計測で計測する

また,図 6 (b)のようにアウトフロー地点でトムソン散乱光を取得し,アウトフロープラズマを観測した.得られたトムソン散乱スペクトルからは,図 7 (d)のように,長波長観測でイオン音波(IAW)と電子音波(EAW)が得られた.図 7(e),(f)ではそれぞれ図 7 (c)上の白点線(IAW のピーク)と図 7 (d)上の白点線をプロットしたものである.これを見ると 7-8 ns のあたりで散乱強度が高くなり,図 7 (e)のグラフより,左右のピーク高さが大きく異なり,非対称になっている.これは電子とイオンの速度による左右非対称なランダウ減衰が原因である.また,図 7 (g)のように,7-8 ns の IAW と EAW の振幅の周波数解析を行うと,約 7 GHz 付近で変調していることがわかる.これは, $B = 20$ Tでの低域混成周波数に近いもので,これは磁場に垂直な電子ジェットに駆動された 2 流体不安定性によって説明することができる.このような,低域混成周波数近くの波は MMS 観測や実験室リコネクション実験で頻繁に観測され,エネルギー散逸の仲介をするとされている.

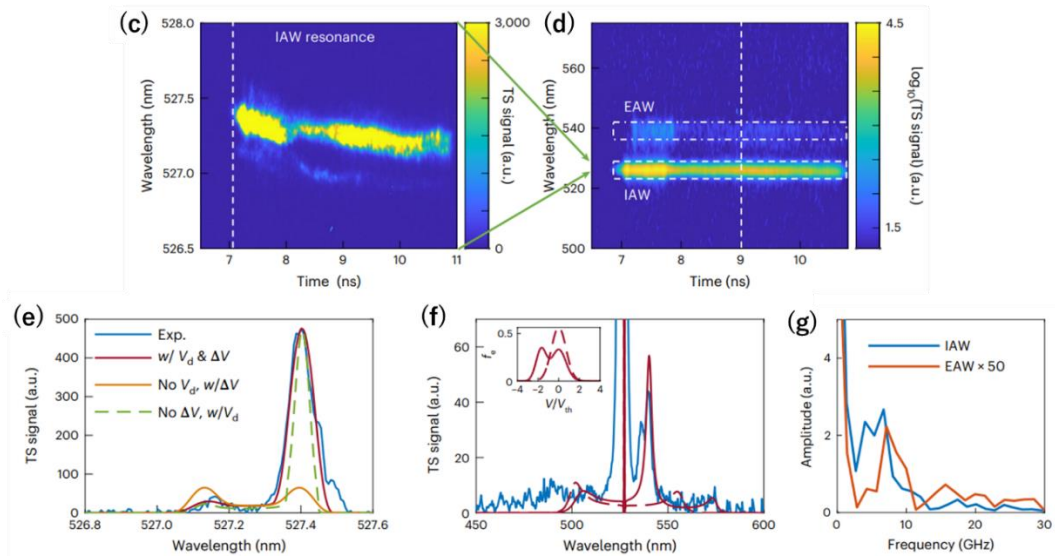


図 7 トムソン散乱計測による IAW と EAW(c)短波長観測によるイオン項 (d)長波長観測による電子項とイオン項(e)(c)スペクトルの $t = 7.1$ ns のイオン項の左右非対称なダブルピーク(f) (d)スペクトルの $t = 9$ ns のイオン項と電子項(g) $t = 7-8$ ns のイオン項と電子項の周波数解析結果

付録3 レイリー散乱

入射レーザーの電界によって振動した電子が放出する電磁波をレイリー散乱という.散乱光強度は粒子形状には依存せずに粒子数に比例する.レイリー散乱の断面積 σ_R を導出する.入射レーザーによって原子もしくは電子に双極子モーメントが誘起される. E_0 を電界の大きさ, ω を入射レーザーの角周波数としたとき,電子に働く力 E は下式で表せる.

$$E = E_0 \exp [i\omega t] \quad (3.1)$$

電子の運動方程式は,電荷を e ,質量を m でおくと

$$m \frac{dx^2}{dt^2} + m\omega_0^2 x = eE_0 \exp [i\omega t] \quad (3.2)$$

となる.左辺の第1項は慣性力,第2項は変位 x に比例する力で束縛される電子に働く力を示す.固有振動と強制振動と干渉しないことから第2項のみを考えればよい.(3.2)式の微分方程式を解くと以下のようなになる.

$$x = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \exp [i\omega t] \quad (3.3)$$

この時,双極子モーメント M は

$$M = ex = \frac{e^2 E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \exp [i\omega t] \quad (3.4)$$

として表される.

入射レーザーが偏光している場合の散乱微分断面積 $\sigma_R(\theta)$ は式(3.6)の放射されるエネルギーのポインティングベクトルの時間平均 $|\bar{s}_s|$ と式(3.7)の入射する平面波のポインティングベクトルの時間平均の比から算出することができる.

$$\sigma_R(\theta) = r_0^2 \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \quad (3.5)$$

$$|\bar{s}_s| = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \frac{\epsilon^4 |E_0|^2}{m_e^2} \sin^2 \theta \quad (3.6)$$

$$|\bar{S}_i| = \frac{|E_0|^2}{2c\mu_0} \quad (3.7)$$

レイリー散乱は中性粒子による散乱のため， ω_0 が ω よりも大きい場合を考えると式(3.5)の分母の ω^2 を無視すると以下のようなになる．

$$\sigma_R(\theta) = r_0^2 \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^4 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \quad (3.8)$$

(3.8)式に $2\pi \sin \theta d\theta$ をかけ合わせ,積分することによってレイリー散乱の散乱断面積は以下の式になる．

$$\sigma_R = \frac{8}{3} \pi r_0^2 \left| \frac{\omega}{\omega_0} \right|^4 \quad (3.9)$$

付録4 ラマン散乱

分子に電場がかかると分子は電気分極し、電気双極子モーメントが誘起される。分子の分極率が時間で一定の時、散乱光の振動数は入射電場の振動数と一致してレイリー散乱となる。一方、分子が振動しており分子振動によって分極率が周期的に変化する場合、双極子電場は分極率に比例して生じ、散乱光も同じ振動数で変調を受けて分子の振動数だけ正と負の方向にシフトした散乱光が生じる。これをラマン散乱という。以下ではラマン散乱の式の導出を行う。

簡単のために、2 原子分子について考える。振動数 ω の電磁波が中性粒子に印加されると、分子中の電子は電磁場の影響を受けて同じ振動数 ω で振動する。入射光の電場 E は

$$E = E_0 \cos(2\pi\omega t) \quad (4.1)$$

電場によって分子が誘起される双極子モーメント p は

$$p = \alpha E = \alpha E_0 \cos(2\pi\omega t) \quad (4.2)$$

と表せる。ここで α は分子の分極率である。

2 原子分子が振動数 ω_1 で振動しているとき、2 原子分子の原子間隔 r は

$$r = r_0 + l \cos(2\pi\omega_1 t) \quad (4.3)$$

で表せる。ここで、 l は振幅である。平衡位置からの原子の変位は

$$\Delta r = l \cos(2\pi\omega_1 t) \quad (4.4)$$

となる。分子の分極率 α は原子間隔 r の関数であり、変位 Δr が小さいとき分極率を変位 Δr で展開すると

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r}\right)_{\Delta r=0} \Delta r + \dots$$

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r}\right)_{\Delta r=0} l \cos(2\pi\omega_1 t) + \dots$$

となる。この α の値を式(4.2)に代入すると、分子によって誘起される双極子モ

ーメントは以下の式になる.

$$p = \alpha_0 E_0 \cos(2\pi\omega t) + \frac{1}{2} \alpha_1 l E_0 \{ \cos 2\pi(\omega + \omega_1)t + \cos 2\pi(\omega - \omega_1)t \} \quad (4.5)$$

ここで,

$$\alpha_1 = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_{\Delta r=0} \quad (4.6)$$

である.(4.5)式より,分子から散乱される散乱光はレイリー散乱以外に $(\omega + \omega_1)$ と $(\omega - \omega_1)$ の振動数を持った光を含んでいることがわかる.ラマン散乱が生じるためには(4.6)式で $\alpha_1 \neq 0$ となる必要がある.

ラマン散乱の散乱光強度は,原子の揺らぎによって誘起された双極子輻射電場の2乗に比例して以下の式のようにになる.

$$I \propto (e_s \cdot \hat{\alpha} \cdot e_i)^2 I_0 = \sum_{\rho, \sigma=x,y,z} (e_s^\rho \alpha_{\rho\sigma} e_i^\sigma)^2 I_0 \quad (4.7)$$

e_s, e_i は散乱光と入射光の分極方向を示す単位ベクトルである.これにより,ラマン散乱光強度は振動子の振幅の2乗に比例する.また,ラマン散乱は物質によって固有値をとる.ラマン散乱強度はレイリー散乱強度に対して約 10^{-6} 程度であるため,散乱光の取得時には積算処理を行う必要がある.

付録5 プラズマの分散関係とダブルピーク

スペクトルがシングルピークではなく、正と負の波長方向にダブルピークをとる原理をプラズマ周波数の観点から解説する。

2つのピークが表れる理由は大まかにいうとプラズマ中の波動がイオン音波、電子プラズマ波と共鳴したとき、イオン項と電子項のピークとして出現するためである。まず、プラズマ中の分散関係を導出する。電磁波がプラズマを伝搬するとき、電磁波の電場の影響を受けて電子が振動する。この振動運動によって電子電流を発生させ伝搬に影響を与える。

Maxwell 方程式より、

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.3)$$

電場 $\mathbf{E}$ によって電子は加速し速度 v が発生する。電子の運動方程式は

$$m \frac{dv}{dt} = eE \quad (5.4)$$

電場は $e^{-i\omega t}$ で時間的に変化しているので

$$\frac{d}{dt} = -i\omega \quad (5.5)$$

とすると、速度 v は

$$v = -\frac{eE}{im\omega} = i \frac{eE}{m\omega} \quad (5.6)$$

となる。この速度によって電流が発生し、電流密度 $\mathbf{J}$ を $\mathbf{J} = n_e e v$ とすると

$$\mathbf{J} = i \frac{n_e e^2}{m\omega} \mathbf{E} \quad (5.7)$$

これを(5.1)式に代入して ∇ をかけると

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -i\mu_0 \frac{n_e e^2}{m\omega} \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.8)$$

となり,(5.2)式を代入すると

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = i\mu_0 \frac{n_e e^2}{m\omega} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.9)$$

となる.ベクトル公式を用いて左辺を展開し,(5.3)を用いて

$$\nabla^2 \mathbf{B} = i\mu_0 \frac{n_e e^2}{m\omega} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (5.10)$$

ここで, $\nabla = ik$ と(5.5)式を用いると

$$-k^2 \mathbf{B} = \mu_0 \frac{n_e e^2}{m} \mathbf{B} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{B} \quad (5.11)$$

両辺 $\mathbf{B}$ で割り, $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ とプラズマ周波数 ω_p を用いて表すと

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (5.12)$$

となり,この式がプラズマ中を伝搬する電磁波の分散関係式となる.
これまでの分散関係式をまとめると以下のようなになる.

$$\text{電子プラズマ波の分散関係} \quad \omega_{pe}^2 = \omega_p^2 + \frac{3k_B T_e}{m_e} k^2 \quad (5.13)$$

$$\text{イオン音波の分散関係} \quad \omega_{ac}^2 = k^2 \frac{Zk_B T_e + 3k_B T_i}{m_i} \quad (5.14)$$

$$\text{プラズマ中の電磁波の分散関係} \quad \omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (5.15)$$

これらの分散関係を横軸に波数 k ,縦軸に周波数 ω をとったグラフに書き表すと図8のようになる.

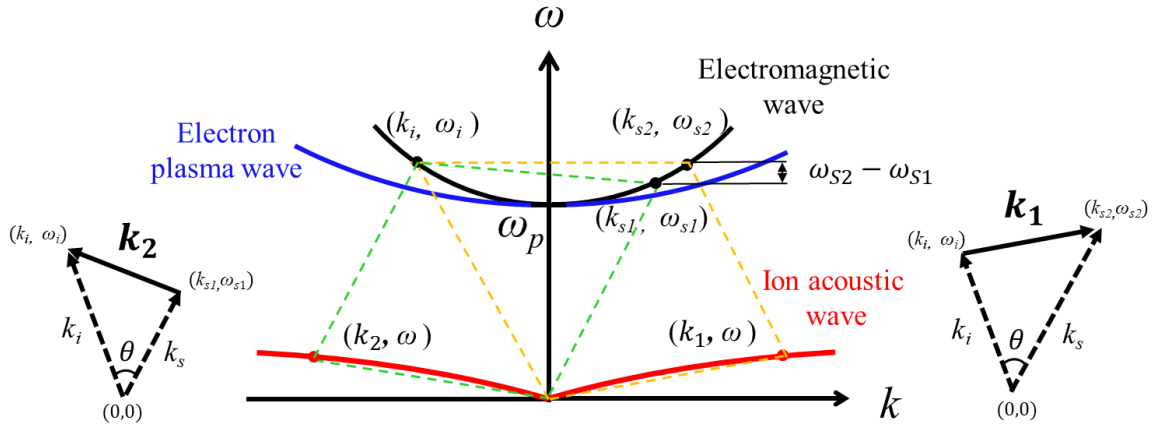


図 8 プラズマ分散関係

k_1, k_2 の波数ベクトルは正と負の値を持つ.これにより,イオン音波とプラズマ中の電磁波の分散関係から $(k_{s1}, \omega_{s1}), (k_{s2}, \omega_{s2})$ の 2 つ異なる散乱波数と散乱周波数が得られ,その周波数の差 $\omega_{s2} - \omega_{s1}$ がダブルピーク幅になる.

先述の 3 つの分散関係をグラフ上に記載すると黒線がプラズマ中の電磁波,青線が電子プラズマ波,赤線がイオン音波の分散式になる.イオン項のダブルピークは正方向と負方向にそれぞれピークを持つ.原点からイオン音波分散線上の $(k_1, \omega), (k_2, \omega)$ を終点とする k_1 ベクトルと k_2 ベクトルができる.これらを構成する入射波数 k_i と散乱波数 k_s は,プラズマ中の電磁波の分散関係線上の $(k_i, \omega_i), (k_s, \omega_s)$ と原点を結ぶベクトルである.入射の (k_i, ω_i) は不変だが, k ベクトルが k_1 ベクトルと k_2 ベクトルの 2 方向にあるため,それぞれを構成する散乱ベクトルが 2 種類存在する.これを $(k_{s1}, \omega_{s1}), (k_{s2}, \omega_{s2})$ とする.これによって 2 つの k ベクトルが正負にできる.この時,イオン項ダブルピークの周波数は,低周波側が ω_{s1} 高周波側が ω_{s2} となることから,ダブルピークの幅は $\omega_{s2} - \omega_{s1}$ で表される.

付録 6 分光器の設計手順

取得した散乱光は分光器で分光されてトムソン散乱スペクトルを取得することができる。今回は、イオン項の観測を目的に分光器を製作した。イオン項は電子項に比べてスペクトル幅が短く、より大きく散乱光を分散する必要があることから、加分散型の分光器を使用した。以下に加分散型分光器の特徴と実際の分光器の設計について示す。

○加分散型分光器 (Additive dispersion)

回折格子による散乱光の分光を連続して行うことで、光の分散を大きくすることができる分光器である。図 9 に模式図を示す。入口スリットから入射した散乱光は回折格子によって分光される。分光された散乱光は連続して次の回折格子に入射し、再度分散される。2 度連続して分散することによって分散率(逆線分散 Δx)が大きくなるため、波長幅が狭いことから低温プラズマを観測する際に適している。しかし、分散されるのは散乱光のみではなく、迷光と呼ばれる入射レーザー波長付近のターゲットやチャンバー壁による反射光も分散され大きくなるという特徴もある。

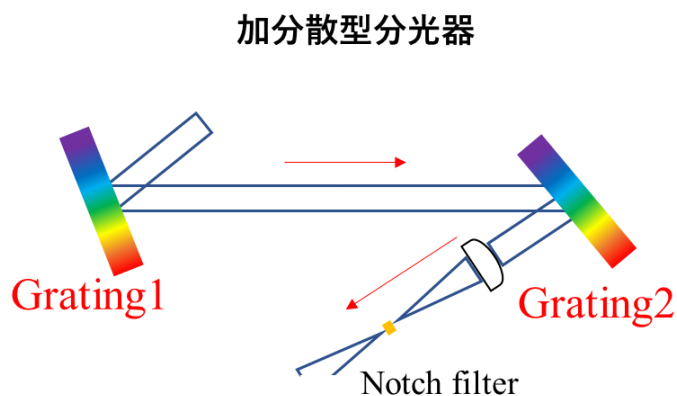


図 9 加分散分光器の模式図

1 枚目の回折格子に入射した散乱光は分散され、2 枚目の回折格子でも分散される。高分解能な点の特徴である。

図 10 に今回使用した分光器を示す。それぞれの分光器で高速シャッター機能付き ICCD カメラを使用して観測した。

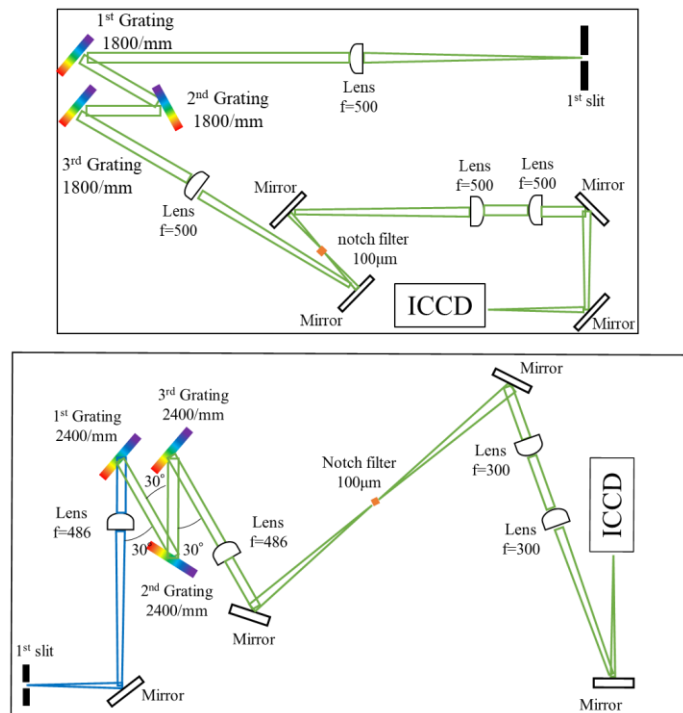


図 10 (上) TS-1 の加分散型分光器 (下)TS-2 の加分散型分光器

○差分散型分光器 (Subtractive dispersion)

複数回の迷光除去によってノイズを除去することができる分光器である。図 11 に模式図を示す。加分散と同様、入口スリットを通ってきた散乱光は回折格子によって分散される。その後、ノッチフィルターと呼ばれるレイリー散乱の物理的なブロックを行う。迷光となる入射レーザー波長の 532 nm ではレイリー散乱が見える。これによってトムソン散乱光が埋もれて見えなくなるため、分散した光の 532 nm 付近を物理的にブロックすることによって、 532 nm 付近にみられるトムソン散乱光を観測することができる。その後、2 つ目の回折格子に入射するが、2 枚目の回折格子は 1 枚目の回折格子と対称に設置して分散を元に戻す。この光を 2 枚目のスリットに通すことで、回折格子表面やレンズ等で起こる乱反射の迷光を除去する。ここまでの 2 枚の回折格子では散乱光の分散を目的としておらず、分散してレイリー散乱をブロックして迷光除去のための分散である。その後、もう 1 枚の回折格子で分散を行って観測を行う。そのため、観測のための光の分散は最後の 1 個の回折格子のみのため、逆線分散値は分散分光器に比べて劣る。

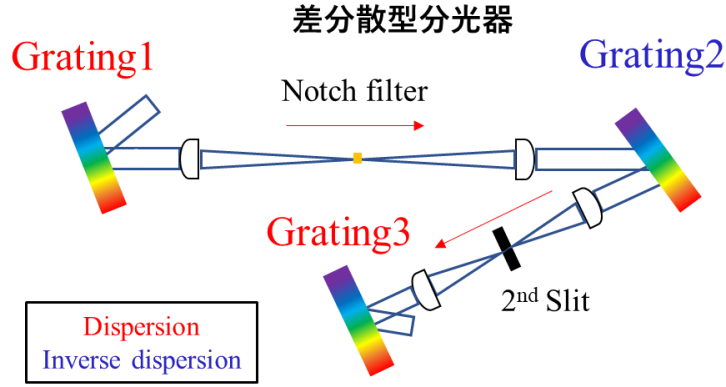


図 11 差分散分光器の模式図

回折格子に入射した散乱光は分散された後集光して波長ストップされる。Probe laser のレーザー波長をノッチフィルターでブロックして 2 枚目のスリットで迷光除去する。

次に、分光器の設計方法を示す。今回観測するイオン項のダブルピークを ICCD カメラで観測するためには、ダブルピークがカメラで観測できる程度に波長分散を行う必要がある。イオン項のダブルピーク間距離を求める式を導出する。

プラズマ中の分散関係式より、入射周波数 ω_i と散乱周波数 ω_s を表すと

$$\omega_i = \sqrt{\omega_p^2 + c^2 k_i^2}, \quad \omega_s = \sqrt{\omega_p^2 + c^2 k_s^2} \quad (6.1)$$

となる。これらの関係式は $\omega = \omega_s - \omega_i$ で表せる。ここで k が λ の関数であるため、 λ で微分をする。また、 ω を以下の式を用いて表す。

$$\omega = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \quad (6.2)$$

ここで、式(6.2)の()内の式を $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_i^2}$ とおいて $\Delta\lambda$ について解くと

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda_i^2}{2\pi c} \omega \quad (6.3)$$

また、イオン項はイオン音波周波数に対応し以下のように表せる。

$$\omega^2 = \frac{k^2(Zk_B T_e + 3k_B T_i)}{m_i} \quad (6.4)$$

ここで,電子温度 T_e とイオン温度 T_i が等しいとすると,

$$\omega = k \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i}} \quad (6.5)$$

となる.これを(6.3)式に代入すると

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_i^2}{2\pi c} \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sqrt{\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i}} \quad (6.6)$$

以上の式がイオン項ダブルピーク間距離 $\Delta\lambda$ を求める式である.

また,以上の式でイオン項ダブルピーク間距離を求めたのち,ICCD カメラに観測できる波長域に収めるために,分光器の逆線分散値を決定する.逆線分散値とは,分光器のもつ波長分解能力を示すものである.加分散型の回折格子の逆線分散値の求め方について以下に記述する.

回折格子 2 個で分散するときの逆線分散値を考える.1 枚目,2 枚目の回折格子の方程式は

$$m\lambda = d(\sin \alpha_1 + \sin \beta_1) \quad (6.7)$$

$$m\lambda = d(\sin \alpha_2 + \sin \beta_2) \quad (6.8)$$

ここで, m 次の回折光の入射角を α ,回折角を β とし,回折格子の格子定数を d mmとする.このとき, $\theta = \alpha - \beta$ とすると

$$\frac{m\lambda}{d} = 2 \sin\left(\beta + \frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (6.9)$$

$$\sin\left(\beta + \frac{\theta}{2}\right) = \frac{m\lambda}{2d \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (6.10)$$

と変形することができ,回折角 β を求めることができる.次に,回折格子において波長変化に対する回折角の変化を表す角分散値($d\beta/d\lambda$)を求める.(6.7),(6.8)式を λ で微分すると

$$\frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta_1} \quad (6.11)$$

$$m = d \left(\cos \alpha_2 \frac{d\alpha_2}{d\lambda} + \cos \beta_2 \frac{d\beta_2}{d\lambda} \right) \quad (6.12)$$

となる.加分散の場合,2枚目の入射光の角分散は1枚目の角分散と同等で,角度が逆になるため,

$$m = d \left(-\frac{m}{d \cos \beta_1} \cos \alpha_2 + \frac{d\beta_2}{d\lambda} \cos \beta_2 \right) \quad (6.13)$$

となる.これより2枚目の回折格子の角分散は

$$\frac{d\beta_2}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta_2} \left(1 + \frac{\cos \alpha_2}{\cos \beta_1} \right) \quad (6.14)$$

と表せる.また,逆線分散値($dl/d\lambda$)は角分散値の逆数であるので,最終的には以下の式で表せる.

$$\frac{dl_2}{d\lambda} = \frac{fm}{d \cos B_2} \left(1 + \frac{\cos \alpha_1}{\cos \beta_1} \right) \quad (6.15)$$

ここで, f は最終回折格子直後のレンズの焦点距離である.同様の手順で回折格子3枚の場合は

$$\frac{dl_3}{d\lambda} = \frac{fm}{d \cos B_3} \left(1 + \frac{\cos \alpha_3}{\cos \beta_2} \left(1 + \frac{\cos \alpha_2}{\cos \beta_1} \right) \right) \quad (6.16)$$

となる.以上の式を用いて最終分散とノッチの細さを決定する.差分散型の分光器の場合,逆線分散値は最終回折格子と散乱光の入射角その直後のレンズで決定される.

付録 7 磁気プローブの磁場強度校正実験

既存の磁気プローブは専門の機関で測定された各種パラメータと周波数特性の校正データが存在する.これにより,実際の測定値から磁場の値に変換することができるが,製作した磁気プローブは設計値と真値との正確性が不明である.そこで,既知の磁場中に製作した磁気プローブを設置し,磁場測定を行い補正係数を求めた.そのため,電圧から磁場へ変換する式は

$$C_f \frac{d}{dt} B_{(t)} = \frac{1}{2} (v_{(t)}^+ - v_{(t)}^-) \quad (3.4)$$

と書き換えることができる.図 12 に校正実験のセットアップを紹介する.

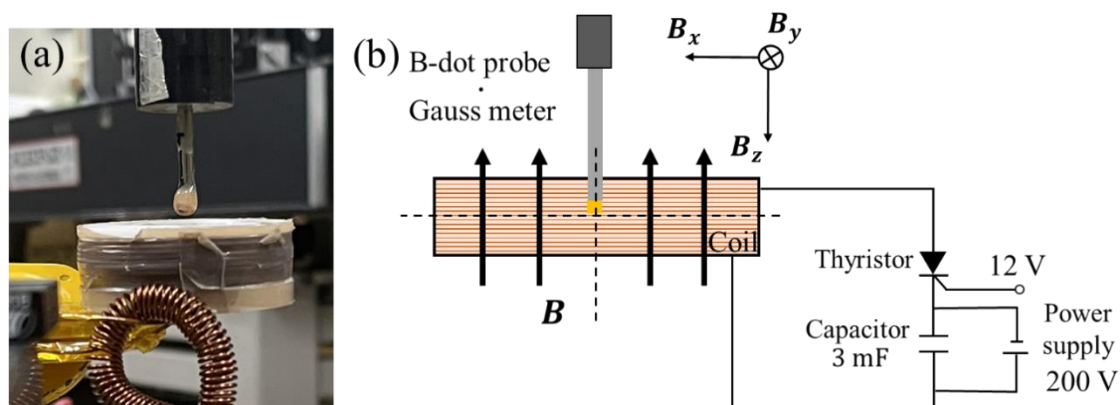


図 12 (a)実際の画像 (b) 磁場強度校正実験セットアップ コイルに電流が流れて磁場が発生する.コイルと同じ位置でガウスメーターを使用して実際の磁場の値を測定する.図は z 軸の校正を示している.

まず,電源装置を用いて電圧200 Vでキャパシターを充電する.キャパシターの静電容量は 3 mF のものを用いた.充電が完了後,半導体スイッチのサイリスタに電圧をかけると回路が導通して電流が流れる.これによってコイル軸方向の磁場が形成される.磁場の正確な測定にはガウスメーターを用いる.図 12 (a)(b)は z 軸方向の校正実験の様子である.図 12 (a)のようにコイルの中心軸上に磁気プローブを設置し,コイル中心軸での磁束密度を測定する.同じ位置に設置したガウスメーターと磁気プローブの磁束密度の測定値が等しくなるような補正係数 C_f を求める.つまり,既存の磁気プローブのように断面積の値とゲインなどの値を個別に算出するのではなく,総合して掛け合わ

せたものが補正係数 C_f になる.このようにして磁気プローブは3軸それぞれの校正を行った.

図13に校正実験の測定データと磁気プローブの生電圧データと積分後の磁場計測データを記載する.

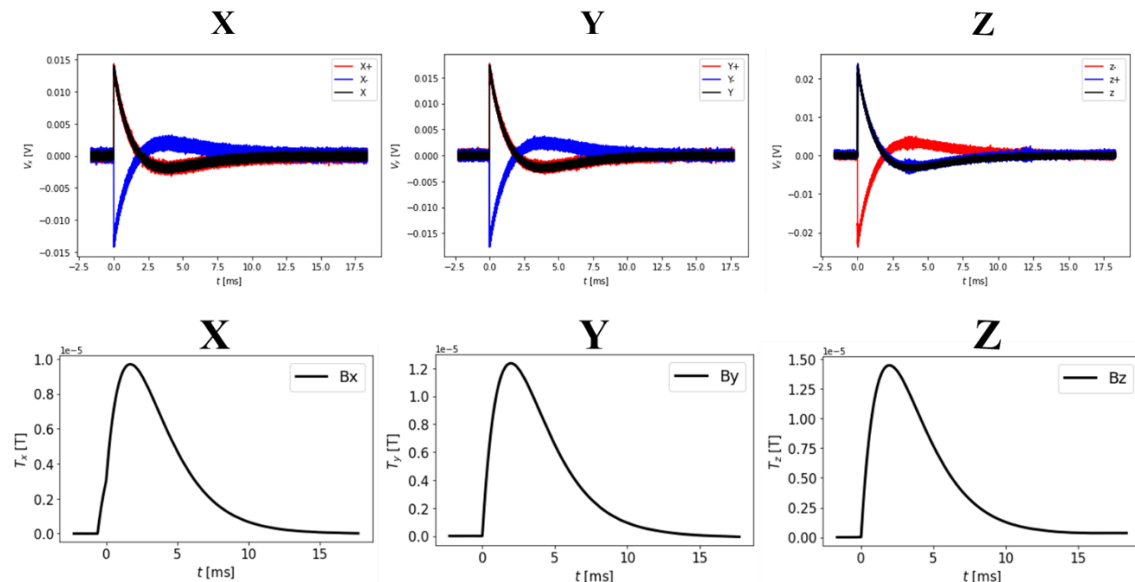


図13 磁気プローブのコイル磁場測定結果(上:電圧信号,下:磁場信号)
電圧信号:赤線(V^+),青線(V^-),黒線($\frac{1}{2}(V^+ - V^-)$) 符号の異なる2つの電圧の差分をとった黒線が各軸の電圧データであり,これを積分すると下段の磁場データになる.

磁気プローブの場合,2本のツイスト線からそれぞれ逆符号の信号を取得できているのが確認できる.Z軸のみ符号が逆転しているのは,磁気プローブを逆側から差し込んだためである(図12(b)).取得できた磁場データとガウスメーターの結果より補正係数 C_f を求める.

ガウスメーターによる磁場の測定結果を図14に記載する.なお,磁気プローブの3軸校正は,コイル中心軸上の同一点に設置して,向きだけを変えて計測を行った.磁気プローブで求めた磁場波形とガウスメーター波形を一致させるため,2つの信号のガウシアンフィッティングをおこなった.

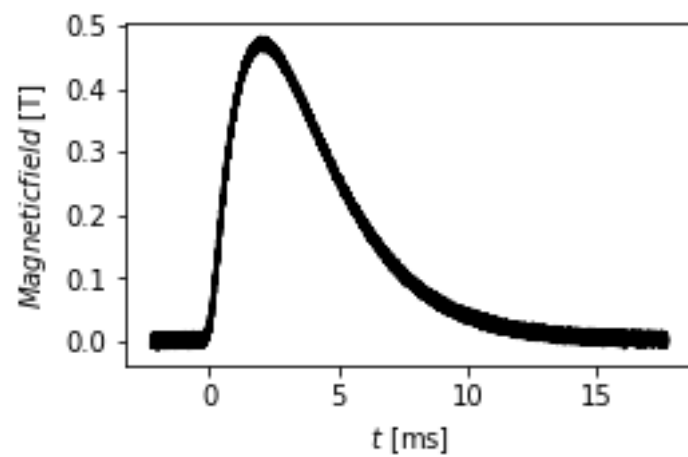


図 14 ガウスメーターによる磁場測定結果

それぞれのデータのフィッティング線のピークが一致するような補正係数 C_f を求めた結果を下表 1 に示す.

表 1 磁気プローブの各軸の補正係数

$C_{f,x}$	$C_{f,y}$	$C_{f,z}$
48612.23	38136.98	32487.21

付録 8 トムソン散乱の軸校正

次に、データ解析の際に必要な空間校正データと波長分解能の解析結果を示す。空間校正には、TCC に直径が既知であるロッドを設置し、ターゲット監視モニターを用いて、ある 1 方向に一定量動かしたときのカメラ画面上ピクセルの変位から空間移動量を算出する。図 15 (a)に X 軸監視モニター的位置を示す。このように、実際には 20° 傾いた移動量から算出するために $\cos(65^\circ)$ をかけた値が実際の Probe laser 軸に沿った移動量である。図 15(b),(c)に X 監視モニター上で -0.5 mm , 0 mm , $+0.5\text{ mm}$ 移動したときの画面ピクセル上の変化量を示す。

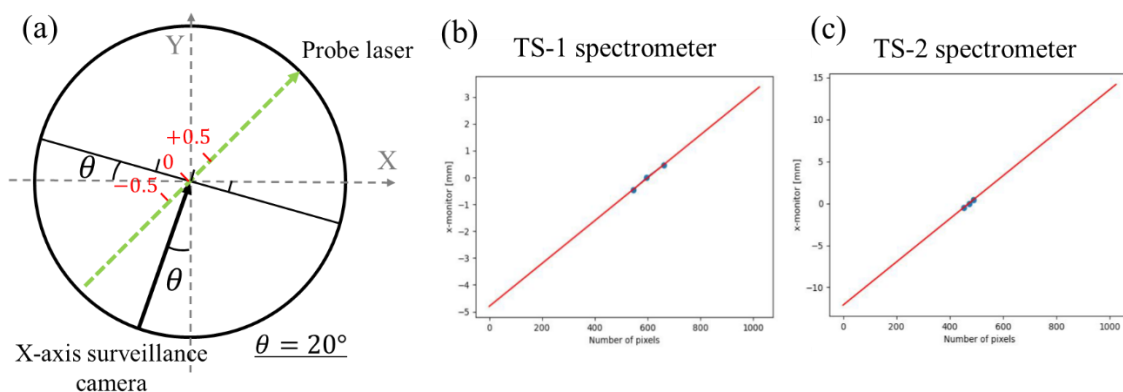


図 15 (a) X 軸監視モニター位置 (b) TS-1 の空間校正データ (c) TS-2 の空間校正データ (b),(c)の近似直線の傾きから空間方向の TCC 位置,カメラのピクセル移動量との関係を計算することができる。

また、波長校正はラマン散乱計測より算出する。1000-2000 回程度積算したデータには図 16 のような縦縞模様が広波長範囲に現れる。中心付近は強度の強いレイリー散乱が見えているが、広波長範囲に広がったスペクトルと理論発光スペクトルのピーク位置を比較して横軸波長の軸の校正を行う。図 17 に本研究のラマン散乱計測で得られた波長とピクセル数の関係式を示す。理論発光スペクトル(オレンジ線)のピーク位置と取得したラマン散乱(青線)のピーク位置が一致し、一直線上にデータ点が分布していることがわかる。これよりカメラの 1 ピクセル当たりの波長を計算することができる。

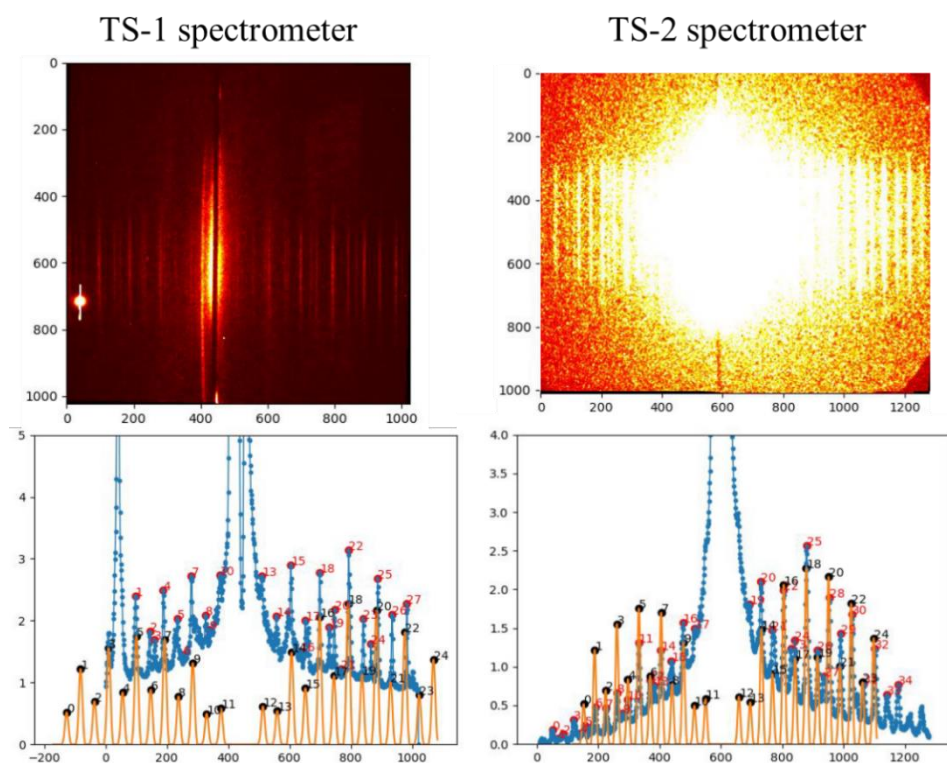


図 16 各分光器のラマン散乱スペクトルと理論発光スペクトル オレンジ線がラマン散乱の理論スペクトルで青線が得られたラマン散乱のデータである.レーザー中心波長を中心に一定の幅で縦縞模様が表れる.

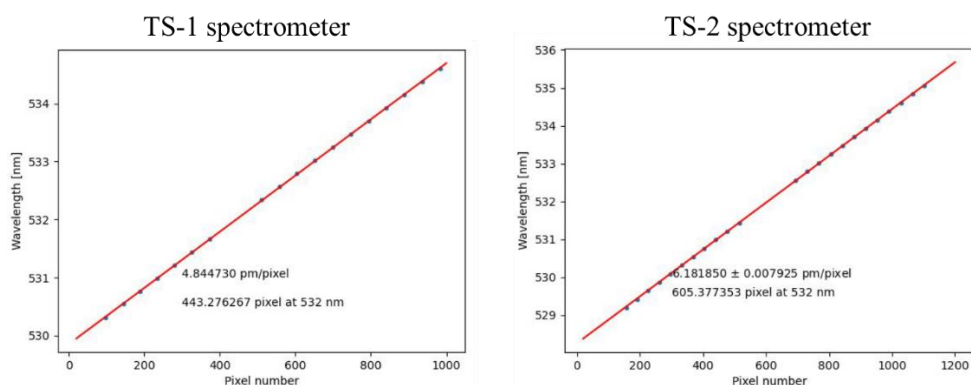


図 17 各分光器の波長較正データ 赤線は理論線で全てのデータで線に沿っていることがわかる.

これらより,2つの分光器の波長分解能の値と空間分解能の値を表2にまとめる.今回用いた2方向のトムソン散乱受光用ICCDカメラは縦×横のピクセル数は,TS-1で1024×1024 pix(IStar),TS-2で1280×1080 pix(PIMAX4)であるため,カメラで捉えることのできる波長幅と空間幅を算出することができる.

表 2 各分光器の分解能

	Time [ns]	Wavelength [pm/pixel]	Spatial [μm/pixel]	Wavelength Scale [nm]	Spatial Scale [mm]
TS-1	3	4.84	7.99	6.19	8.63
TS-2	3	6.18	25.68	6.33	26.3

付録 9 Salpeter パラメータの誤差

図 18(a) (b)に本実験で取得されたレイリー散乱強度の圧力変化のグラフと,同じ分光器を用いて行われた別日の結果を示す.レイリー散乱スペクトル強度は圧力に比例するため,縦軸に強度,横軸に圧力としてプロットした点の線形近似直線の切片が迷光量となる. 図 18(b)が線形であり,0 Torr における強度は 2.71×10^{-5} P であるが,本実験ではプロットが散逸しており,0 Torr における強度は 1.87×10^{-5} P である.また,両者の近似直線の式は本実験が $y = (4.79 \times 10^{-9} \pm 1.01 \times 10^{-9})P + (1.87 \times 10^{-5} \pm 1.76 \times 10^{-7})$,別日の実験が $y = (6.85 \times 10^{-8} \pm 4.10 \times 10^{-9})P + (2.71 \times 10^{-5} \pm 1.51 \times 10^{-7})$ となり,それぞれの傾きに対する誤差の割合は,本実験が 21%に対して別日の実験が 6%であった.

また,各計測位置 p における迷光量を示すグラフを図 18 (c)に示す.これは,図 18(a),(b)の 0 Pa での迷光量をレイリー散乱の強度で表した場合,どの程度の圧力と同等の迷光が存在するかを示したグラフである.オレンジの棒グラフが別日の迷光量,青が本研究での迷光量である.本実験の迷光量が圧倒的に大きいことから,これを用いて算出する電子密度におおきな誤差が含まれる.

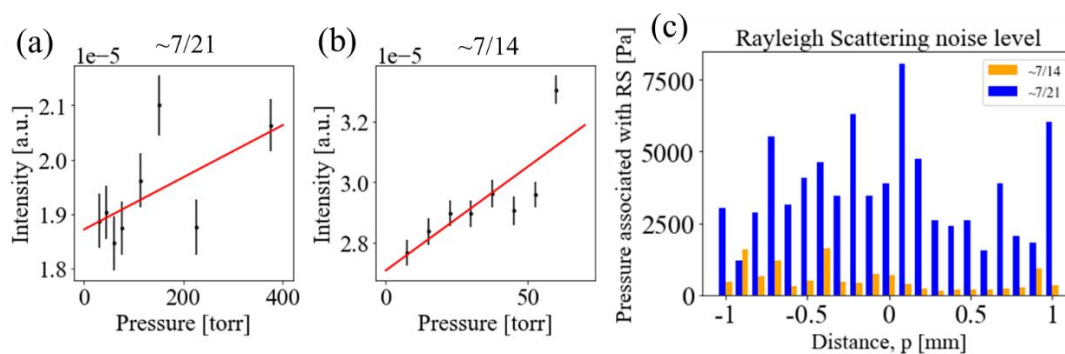


図 18 (a)本実験のレイリー散乱圧力勾配 (b)別実験のレイリー散乱圧力勾配 (c)迷光量の差本実験は傾きの誤差が 21%あったが,別日の実験では 6%と大きく迷光量が異なった.これが α の誤差を生むと考えられる.

前述したが,あくまで 1 という数字は協同散乱と非協同散乱の区別の目安であるため,1 を下回ると非協同散乱であるとは言えない.そのため,全領域で協同散乱の 1 を上回っており,実測スペクトルからもイオン項ダブルピークが存在することから,協同散乱によるイオン項が観測できたといえる.

付録 10 single によるプラズマ理論膨張速度の算出

流速を確認する際に,プラズマの膨張速度を算出した.図 19 に模式図を示す.レーザースポットから各計測点に直線的にプラズマが到達したとして観測時間を用いて速度を求め, y 方向速度成分 v_y を算出した.時刻 t における計測点での速度は

$$\vec{v} = \frac{1}{t}(p\cos\theta + 0.5, -p\sin\theta, -1) \quad (10.1)$$

で求めることができる.本実験では $\theta = 90^\circ$ であるため, y 方向速度成分 v_y は

$$v_y = -\frac{p}{\sqrt{2}t} \quad (10.2)$$

で表せる.以上の式より,レーザー間隔によらず,計測位置 p とカメラタイミング t で y 方向速度が決定する.以上の式を用いて,シングルショットの流速と比較を行った.

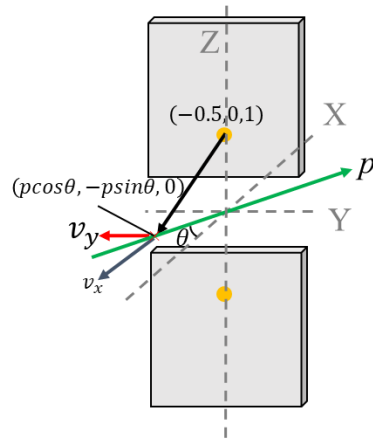


図 19 膨張速度の算出モデル

シングルショットとは、図 20(a)に示すように 2 平板にそれぞれ 1 本のレーザーを照射する通常のショットではなく、上下どちらか 1 つの平板に 1 本のレーザーを照射してプラズマを生成することで、磁気リコネクションを起こさずに計測を行う比較用のショットである。図 20 (b)は TS-1 方向のトムソン散乱スペクトルで、図 20 (c)は自発光計測である。自発光計測の結果からも上のターゲットにのみプラズマが生成されて、下のターゲットではプラズマが生成されていないことがわかる。この実験で得られたトムソン散乱スペクトルのフィッティングを行い、流速を求めた。リコネクションが発生しない状況での、プラズマ流速は単純膨張したプラズマの流速になる(図 20(d)). このシングルショットの計測タイミング 6 ns を用いて先ほどの式より理論膨張直線を同図上にプロットすると傾きがほぼ一致した。これより、各ショットにおける計測タイミングを用いることで、理論膨張速度を導出した。

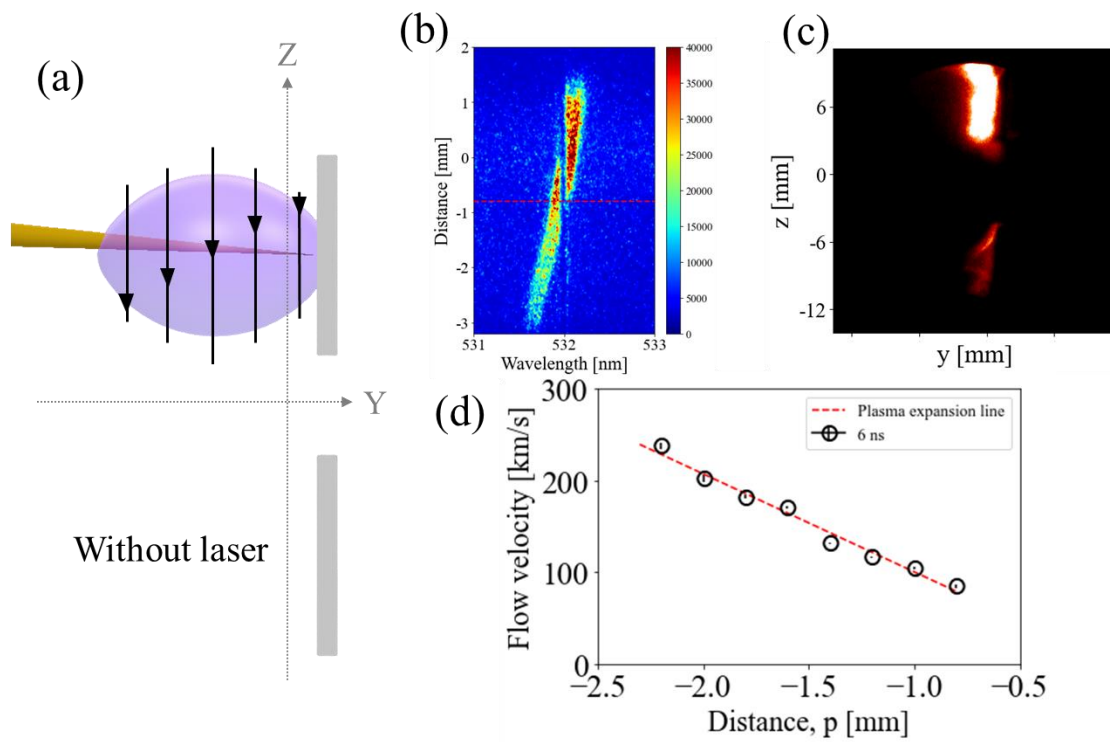


図 20 Single shot セットアップと実験結果

(a) Single shot 実験セットアップ (b) TS-1 トムソン散乱スペクトル
(c) 自発光計測の結果 (d) Single shot の流速と算出した膨張速度の比較

付録 参考文献

- [1]K. Fujimoto et.al, “Whistler waves associated with magnetic reconnection”,
Geophysical Research Letters,vol.35,No.19,L19112,(2008).
- [2]J.Matteucci et.al,” Biermann battery-mediated magnetic reconnection in 3-D
colliding plasmas”, Physical Review Letters, vol. 121, No. 9, 095001, (2018).
- [3]Zhang et.al,”Ion and electron acoustic bursts during anti-parallel magnetic
reconnection driven by lasers”, Nature physics,Vol.19,919-916,(2023).