

協同トムソン散乱計測によるレーザー駆動磁気リコネクション中の電流シートとアウトフロー加速の計測

児島, 拓仁
九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4795179>

出版情報 : Kyushu University, 2021, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :



令和3年度

九州大学大学院 総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

修士論文

論文名

協同トムソン散乱計測によるレーザー駆動
磁気リコネクション中の電流シートと
アウトフロー加速の計測

氏 名 児島 拓仁

指導教員名 山本 直嗣

目次

1. 序論.....	3
1.1 磁気リコネクション	3
1.2 磁場の凍結	5
1.3 電流シート	7
1.4 自己生成磁場	8
1.5 先行研究	9
1.6 研究目的	11
2. 研究手法.....	12
2.1 実験目的	12
2.2 激光XII号レーザー、LFEX ペタワットレーザー	12
2.3 実験体系と計測体系	13
2.3.1 実験体系	13
2.3.2 計測体系	14
2.4 自発光計測	17
2.5 レーザートムソン散乱計測法	18
2.5.1 協同トムソン・非協同トムソン散乱	18
2.5.2 協同トムソン散乱光のスペクトル	20
2.5.3 協同トムソン散乱光スペクトルの理論式	21
2.5.4 プラズマドリフト速度	23
2.5.5 電子イオン間の相対速度	23
2.5.6 非協同トムソン散乱光スペクトル理論式	25
2.5.7 協同トムソン散乱光の計測分光器	26
2.6 プロトンバックライト法	30
3. 実験及び解析結果	31
3.1 解析説明	31
3.2 実験 1 における左右対称比較実験での結果	32
3.2.1 フィッティングの整合性	38
3.3 実験 1 におけるアウトフロー領域の計測を目的とした実験での結果	39
3.3.1 流入プラズマの計測実験	43

3.4 実験 2 における計測結果	46
3.4.1 実験 2 における自発光計測の結果	46
3.4.2 k_1 方向のトムソン散乱計測の結果	48
3.4.3 k_2 方向のトムソン散乱計測の結果	52
3.4.4 k_2 方向のトムソン散乱計測の二成分熱分布を想定した解析	55
4. 考察	59
4.1 実験 1 での左右対称な実験体系における結果の考察	59
4.2 実験 1 におけるアウトフロー領域での計測結果の考察	63
4.3 実験 2 における k_1 方向のトムソン散乱計測の結果の考察	68
4.4 実験 2 における k_2 方向のトムソン散乱計測の結果の考察	72
5. 結論及び今後の展望	73
参考文献	74
謝辞	77

1章 序論

1.1 磁気リコネクション

磁気リコネクションとは高伝導体中で逆向きの磁場（以下：反平行磁場）が拡散されることで、磁力線が繋ぎ代わる現象である。磁場エネルギーが拡散され熱・運動エネルギーに遷移することでプラズマが加熱・加速される⁽¹⁾。以下に発生過程を説明する。図 1.1(a)の様に上下から流入する二流体プラズマに凍結した磁力線が衝突することで反平行磁場状態となる。それに伴い反平行状態を保持する様に電流がシート状に形成され、電流シートの抵抗が磁力線を散逸することで磁力線が再結合する(図 1.1(b)赤線)。この時、磁力線が繋ぎ代わった部分(灰色：拡散領域)では磁気圧力が高いため、拡散領域の中心からプラズマ外側に向かって排出される。この排出されたプラズマの流れはアウトフローと呼ばれ、アルフベン速度まで加速されると言われている。同時に排出されたプラズマは衝撃波加熱やオーム加熱に高温になる。その結果プラズマの熱・運動エネルギーが増加する。

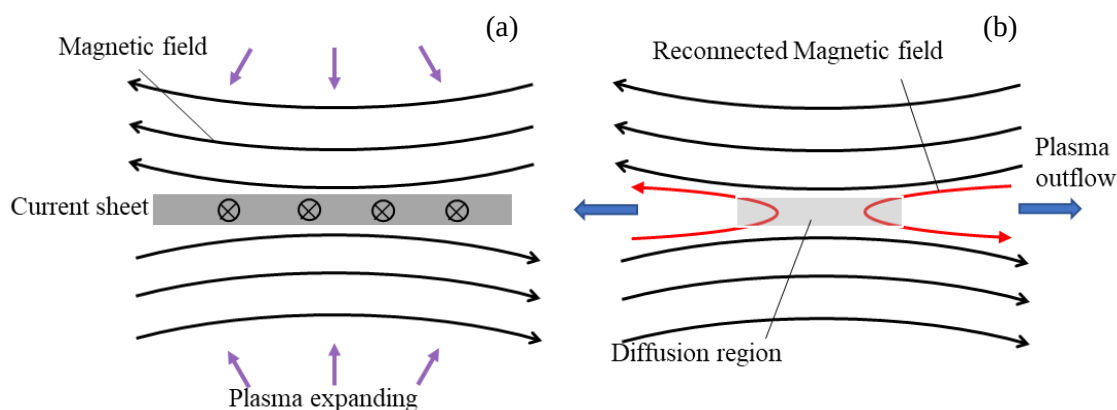


図 1.1 (a)反平行磁場の生成、(b)リコネクション発生した時の磁場構造

この現象は降着円盤における高速ジェット⁽²⁾、磁気圏のサブストーム、太陽コロナ領域での異常加熱⁽³⁾、核融合におけるトラスプラズマの緩和等⁽⁴⁾の原因として知られ、磁化プラズマが存在する所では普遍的に生じる。そのため磁気リコネクションの詳細なメカニズムを理解することは宇宙現象の謎を解明する事に繋がる。

今日までリコネクションは衛星実測、シミュレーション、実験室プラズマによって検証がされてきた。1990年代に太陽観測衛星「ようこう」が軟 X 線計測により太陽フレアのエネルギー変換過程が磁気リコネクションであるとほぼ決定づけた⁽⁵⁾。これが衛星による天体リコネクションの初観測である。2007年には人工衛星 THEMIS が磁気圏尾部で発生したリコネクションによる高速プラズマが磁気圏内に侵入する事でサブストームが生成されると突き止めた⁽⁶⁾。この様に実測成果が挙

げられるようになったのは近年の話である。そのため磁場エネルギーの熱・運動エネルギーへの変換比率、リコネクション率を決定する物は何らか等リコネクションの核となる大部分の殆どが未説明のままである。

リコネクション研究の障壁のとなるのは物理的構造の空間スケールの差である⁽⁷⁾。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となる磁気流体領域に大きく分けられる。太陽フレアを引き合いにだすと、拡散領域のスケールはイオン慣性長 δ_i 程度と言われており(～数 m)(petchek モデルでは 1 cm 以下)、リコネクション全体のスケールは数万 km である。実に二つの空間スケールは $10^{7\sim9}$ 倍もの懸隔がある。

衛星観測は局所的な計測には優位性を有するがこの数万 km という領域を同時に計測しリコネクションの全体像を理解するには適さない。

またプラズマを流体として捉える磁気流体力学[magnetohydroDynamics(MHD)]シミュレーションでは磁場凍結が崩壊する領域においてリコネクションを説明できなかった⁽⁸⁾。一方でデバイ遮蔽スケールの超粒子の挙動を捉えていく Particle in cell (PIC)シミュレーションでリコネクションの全体像を捉えるには膨大なコストと時間を要して現実的ではない⁽⁹⁾。

この様な背景の下、我々はレーザー生成プラズマによって実験室スケールの磁気リコネクションを駆動させることで拡散領域と磁気流体領域での同時計測を行った。本手法は固体表面上に高出力レーザーを集光照射する事で自己生成磁場とプラズマを同時に生成し磁気リコネクションを駆動するという革新的な手法である⁽¹⁰⁾。最大の特徴はレーザーの出力、集光径、パルス幅を調整することで、プラズマ圧力と磁気圧力との比である β 値や磁気レイノルズ数等のパラメータを幅広く設定できる事である。それにより放電プラズマでは検証が難しい高 β ($\beta \gg 1$) 条件下におけるリコネクション検証が可能となるため、降着円盤や磁気圏尾部等の実際の宇宙で発生している環境と近い状態での計測が実現できる。実験室内での磁気リコネクション全体のプラズマスケールが数 mm、拡散領域がイオン慣性長程度(～100 μm)なので、二つの領域のスケール差が微小となる。このため実験室プラズマには両領域のプラズマ状態と磁場配位を同時計測できるという優位性がある。

1.2 磁場の凍結

プラズマの様な高伝導体中(電気伝導度： $\sigma=\infty$)では磁場がプラズマ凍結し、磁化プラズマとして共に運動する。ところが、プラズマ中に抵抗が存在するとき磁場凍結が破れ磁場が拡散される。ここで磁場凍結の原理に関して説明をする。空間的に非一様な磁場中を速度 $\mathbf{v}$ で移動するプラズマを想定する。プラズマ中の曲線 C で囲まれた任意領域 S を貫く磁束 Φ の時間変化を式(1.1)に記す。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS \right) = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} dS + \oint_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{v} \times d\mathbf{s}) \quad (1.1)$$

ここで $\mathbf{B}$ は磁束密度、 $\mathbf{n}$ は領域 S の法線ベクトル、 $\mathbf{s}$ は曲線 C の接線ベクトルを表す。式(1.1)の右辺第二項にストークスの定理を適用すると式(1.2)に変換される。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_S \left\{ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right\} \cdot \mathbf{n} dS \quad (1.2)$$

電場を $\mathbf{E}$ 、電子プラズマ圧力を P_e 、素電荷を e 、プラズマ数密度を n 、 $\mathbf{j}$ を電流密度とすると一般化されたオームの法則は式(1.3)になる。ここではプラズマを有限の電気伝導度 σ を持つ一流体として捉えている。

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e) \quad (1.3)$$

右辺第二項はホール効果を示しており、磁気流体においてホール効果は無視出来るほど小さくなるので式(1.4)に簡略化される。

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (1.4)$$

式(1.4)、アンペールの法則(式(1.5))と電磁誘導式(式(1.6))から電場を消去すると磁場の誘導方程式(1.7)が導かれる。式(1.5)の右辺第二項は変位電流であるが電子が磁化されているので無視できる。また μ は透磁率、 ε は誘電率を示す。

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \left(\mathbf{j} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \mathbf{B} \quad (1.7)$$

上式を式(1.2)の右辺に代入すると $\frac{d\phi}{dt} = 0$ となる。これは磁束の保存速を示し、MHD では磁場凍結が崩壊つまり磁場の拡散を考慮していないため、拡散領域に適用する事はできない。ここで磁場凍結または拡散を評価するのに有効な無次元数として磁場レイノルズ数を紹介する。磁気レイノルズ数 R_m は磁場の誘導方程式の右辺第 1 項(対流項)と第 2 項(拡散項)の比をとることで式(1.8)に示される。つまり磁場の輸送の拡散の相対比を表している。

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\frac{1}{\sigma \mu} \Delta \mathbf{B}|} \quad (1.8)$$

$R_m \gg 1$ で磁場はプラズマに凍結し、 $R_m \ll 1$ で磁場の拡散が支配的となるため、本実験では計測箇所が拡散領域または磁気流体領域かを判断する指標となる⁽¹¹⁾。

1.3 電流シート

電流シートの存在は磁気リコネクション発生過程において重要な役割を果たす。反平行磁場が衝突し電流シートを形成しこれが抵抗源となり磁場が散逸される。また地球磁気圏と太陽風間で生じる磁気リコネクションは定常的に発生するが、レーザー駆動実験では単発のリコネクションが想定されている。つまり一度再結合した後は強反平行磁場が存在しないので電流シートの電流値が極端に落ちる。故に電流シートを計測する事で磁気リコネクションの発生タイミングを突き止める事ができる。電流シートの電流密度を $j_{\perp}$ 、流入磁場を B_{in} 、とし図 1.2 の様に積分経路を取り Ampere の法則を用いると式(1.9)になる。また電流シートの厚さはイオン慣性長 δ_i 程度とという事を考慮し変形すると(1.10)、(1.11)の様に電流密度が求まる⁽¹²⁾。

$$\oint_{\partial S} B_{in} dl = \int_S \mu_0 j_{\perp} ds \quad (1.9)$$

$$2B_{in} = \mu_0 j_{\perp} \delta_i \quad (1.10)$$

$$j_{\perp} = \frac{2B_{in}}{\mu_0 \delta_i} \quad (1.11)$$

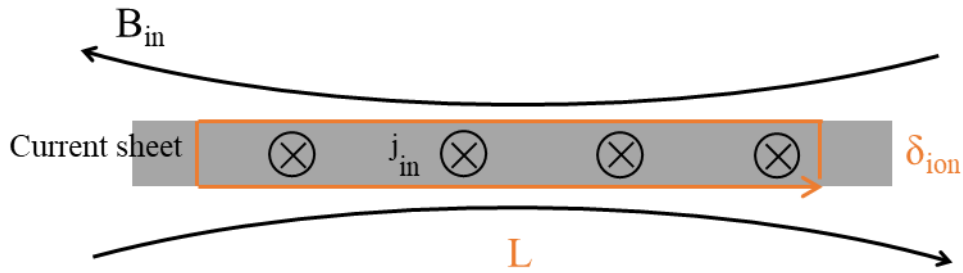


図 1.2 アンペール法則の周回積分路

1.4 自己生成磁場

レーザー照射によってレーザーエネルギーの一部が固体ターゲットに吸収され電離する事でプラズマが生成される。プラズマの噴出方向はレーザーの照射角度に依存せずターゲット表面に垂直方向である。図 1.3 にアブレーションプラズマに伴う自己生成磁場の様子を示す。図 1.3(a)はプラズマ噴出を側面から図 1.3(b)はプラズマ噴出方向を正面から観測した概略図である。自己生成磁場の時間変化はオームの一般化された式(1.3)とファラデーの法則式(1.12)より電場 E を消去した式(1.13)で示される。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{j}{\sigma} - \frac{1}{en} \nabla \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{en} \nabla \times (\nabla p_e) - \nabla \times \frac{j}{\sigma} \quad (1.13)$$

下付きの e は電子を示す。 T_e を電子温度と置くと、 $\frac{p_e}{n_e} = T_e$ を用いて式(1.13)の右辺第三項を展開すると $-\frac{1}{en} \nabla n_e \times \nabla T_e$ ⁽¹³⁾となる。レーザーで生成されるプラズマは急激な電子温度、電子密度勾配を伴うための右辺第三項が支配的となる。レーザー生成プラズマは照射スポットに近づくに連れプラズマの温度・密度が上昇するので勾配は図 1.3(a)の様になり、温度・密度勾配の外積方向に自己生成磁場が生じる(灰色矢印)。要するにプラズマ噴出方向正面から見て[右図(b)]時計周りの磁場が生じる(Biermann Battery effect)⁽¹⁴⁾。

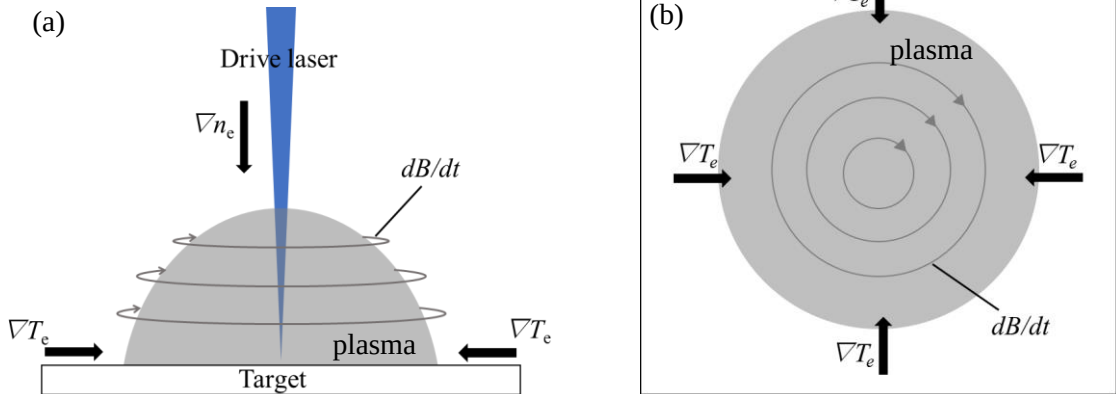


図 1.3 自己生成磁場の発生概要図, (a)プラズマ噴出を側面から観察した図(プラズマ膨張方向は図面上向き), (b)プラズマ噴出正面から観察した図(プラズマ膨張方向は図面垂直方向)

1.5 先行研究

レーザー照射駆動によるリコネクションの実験原理が確立された実験を紹介する。図 1.4 の一枚のアルミニウム箔に二本の高強度レーザー(エネルギー200 J、パルス幅 1 ns、波長 1054 ns、集光径 30~50 μm)を集光照射する事で磁化プラズマを生成し照射スポットの中間面で磁気リコネクションを駆動した⁽¹⁴⁾。リコネクションは干渉計測、シャドウグラフ、トムソン散乱計測、プロトンバックライト法計測を用いて計測された。トムソン散乱計測では図 1.5a)の volume2 の位置にプローブレザー(エネルギー10 J、パルス幅 1 ns、波長 263 nm、集光径 50 μm)を照射しターゲット面に対して垂直方向のプラズマジェットを検出し、高温の電子温度 1.7 keV(図 1.5(c))を取得した。また図 1.6 はプロトンバックライト法による計測の結果で磁場により曲げられたプロトンの像が検出されている。色が濃い場所が高い磁束密度を示しており、上下から膨張するした磁場が衝突している様子が捉えられた。しかしトムソン散乱計測では図 1.5(a)の k 方向の様に斜め下方方向のプラズマのパラメータを観測しており、アウトフロー加速や電流シートなどの取得に至らなかった⁽¹⁵⁾。

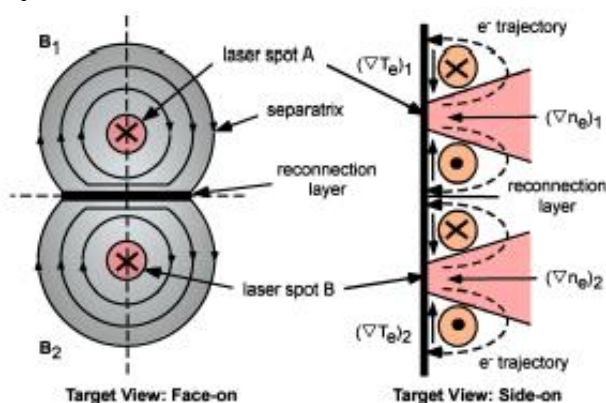


図 1.4 実験体系(a)レーザー照射方向からの図、(b)側面図

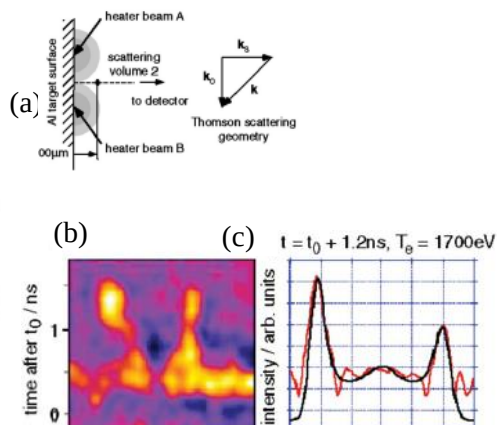


図 1.5 (a)トムソン散乱計測箇所と計測方向、(b)トムソン散乱取得データ、(c)トムソン散乱解析結果

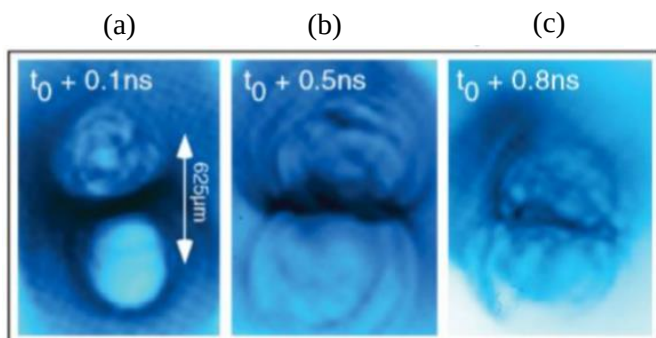


図 1.6 プロトンバックライト法による磁場計測(a)0.1 ns、(b)0.5 ns、(c)0.8 ns

これを受けて九大チームは 2019 年度に二枚のアルミニウム箔を用いたレーザー生成駆動による磁気リコネクション検証実験を行った。図 1.7(a)の様に 30 度傾いた二枚のターゲットにドライブレザー(エネルギー600 J、パルス幅 1.3 ns、波長 1053 nm、集光径 $\sim 300\ \mu\text{m}$)を照射した。この実験では B-dot probe による磁場の局所計測に加えプラズマのパラメータを取得できるイオン項・電子項のトムソン散乱計測を行った。トムソン散乱計測ではプローブレザー(エネルギー320 J、パルス幅 10 ns、波長 532 nm、集光径 $\sim 200\ \mu\text{m}$)を拡散領域近傍に照射し拡散領域に対して平行方向のプラズマのパラメータを計測した(図 1.7(b))。

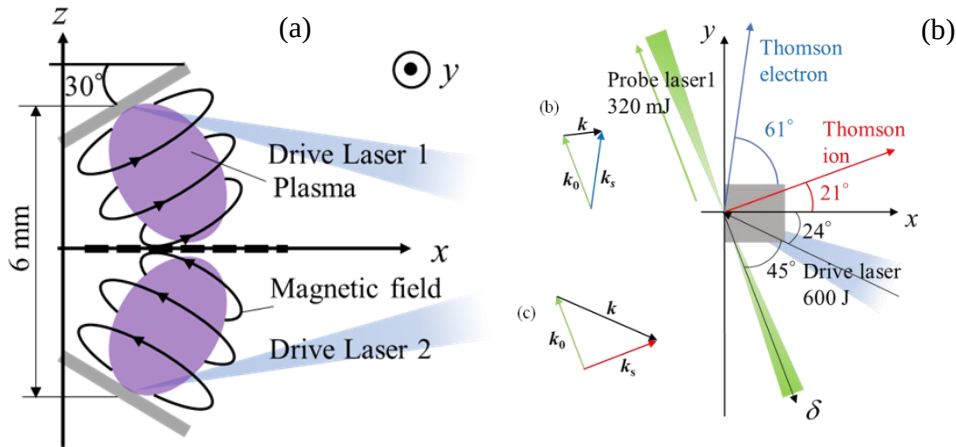


図 1.7 実験セットアップ (a)ターゲットを側面から観察した概略図、(b)ターゲットを正面から観察した概略図

局所磁場計測は $(x, y, z) = (0, 13\text{mm}, 0)$ 、 $(0, -25\text{mm}, 0)$ の位置で測定した(図 1.8(a)の黒丸)。z 成分の磁場計測の結果を示した図 1.8(b)において、赤と黄色破線が $y = -25\text{ mm}$ 、黒実線が $y = 13\text{ mm}$ での計測結果に対応している。0.4 μs 近傍で反転した磁束が検出された(青領域)。これは予測された磁場構造と一致していた(図 1.8(a))。しかしこの z 成分の磁場反転がリコネクションの再結合した磁場とは断言出来ない。

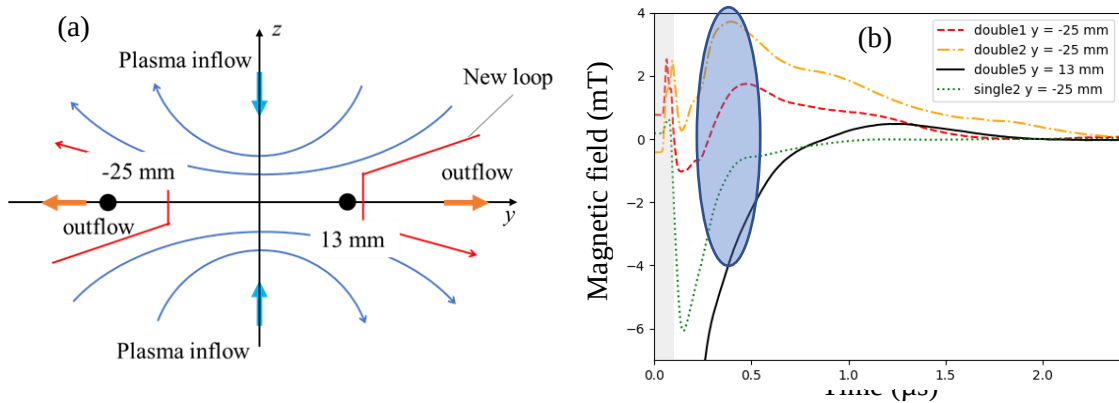


図 1.8 (a)磁場計測箇所と予測磁場配位、(b) B-dot probe による磁場計測結果

一方トムソン散乱計測では図 1.9 の様なトムソン散乱スペクトルが得られた。横軸は波長、縦軸はプローブレザーに沿った空間軸である。時間が経つ毎にスペクトルが細くなり温度が低くなっていることが分かる。そこからイオン・電子温度 ~ 100 eV、電子密度 $1 \times 10^{18} / \text{m}^3$ のパラメータを取得する事が出来た。更に平均自由行程の評価を行い、イオン慣性長より十分に大きい事から無衝突プラズマであると判断した。しかし急激な温度、密度、流速度の変化を捉えることが出来なかった。

これに加え、磁気レイノルズ数が 183 と大きく拡散条件 $R_m < 1$ から外れていたため、拡散領域ではなく磁気流体領域を計測していたと結論づけてある。この要因としてターゲットを照射する上下のレーザー強度が異なり、二流体プラズマの衝突する位置が $z = 0 \text{ mm}$ の面からずれたため、計測した領域内に拡散領域が入らなかったと考えた⁽¹⁶⁾。

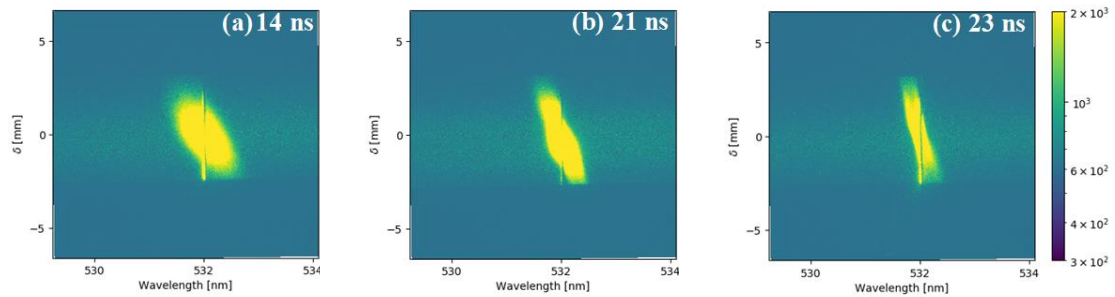


図 1.9 (a)14 ns、(b)21 ns、(c)23ns でのトムソン散乱イオン項計測の結果

1.6 研究目的

本研究では高強度レーザーの集光照射によって磁化プラズマを駆動し実験室スケールの磁気リコネクションを生成した。2019 年度に実施された実験でターゲットに使用されたアルミニウムより軽い元素である炭素をターゲットに採用することでプラズマ中のイオンの流速の変化を顕著にすることを狙った。また上下からの二流体プラズマがターゲットの中間面で衝突していないという問題に対しては照射スポットの間隔を 6 mm から 2 mm に狭くすることで改善を図った。これによりリコネクションの磁場が拡散される領域と磁場が凍結される領域を同時にレーザートムソン散乱法によって計測し電流シート値の取得、アウトフローによるプラズマの加速、プラズマの加熱、密度変化の検出が期待される。またプロトンバックライト法により二次元の磁場構造と磁場強度を計測することで、トムソン散乱計測から算出されるアウトフローによる加速や電流シートの値の比較を行う。加えて自発光計測によってプラズマの密度構造を理解し、トムソン散乱計測によるプラズマの挙動の変化と照らし合わせ多角的にリコネクションを検証する事が本研究の目的になる。

2 章 研究手法

2.1 実験目的

本研究の実験はその目的で大きく二種類に分けられる。一つはレーザートムソン散乱イオン項計測によって取得されるプラズマのパラメータとプロトンバックライト法による広範囲の磁場構造からリコネクションを議論する実験である。二つ目はレーザートムソン散乱イオン項計測を二方向から行いリコネクションによるプラズマ挙動の異方性の計測を目的としている。

2.2 GekkoXII号レーザー、LFEX ペタワットレーザー

実験は青山大学、大阪大学、富山大学、九州大学の共同利用の下大阪大学レーザー科学研究所の GekkoXII号レーザーと LEEX ペタワットレーザーを使用し行われた。プラズマの協同的な挙動の測定に高密度・高温度のプラズマが不可欠であるため、日本最大級の出力を誇る GekkoXII号レーザーが適役である。またプロトンバックライト法のイオンビーム生成として超短パルス超高強度レーザーである LFEX ペタワットレーザーが必要であった。二種類のレーザーはガラスのエネルギー状態が励起から基底状態に落ちるときに発する光を種光としている。更に LFEX はチャープパルス増幅の原理により高出力となり、ダイヤモンド型圧縮器を介してパルスを圧縮する事で超高強度レーザーとなる。

同研究所は総計 12 本の GekkoXII号レーザーと 4 本の LFEX ペタワットレーザーを有し、レーザー核融合研究において多くの実績を残してきた⁽¹⁷⁾。各レーザーのスペックを表 2.1、2.2 に示す。出力エネルギー値は目安であり実際には多少上下する。実験時に照射されたレーザーの出力値は実験結果(3 章)と共に記す。また同研究施設には 2 種類の真空チャンバーがある。チャンバー1(T1)は球対称に 12 方向から Gekko レーザーを照射し、1 方向から 4 本の LFEX レーザーを照射することができる。前節で紹介した一つ目の実験は T1 で行った。チャンバー2(T2)は LFEX レーザーの使用はできないが 12 本の Gekko レーザーを一方向から照射することができる。実験システムを簡易化できるため二方向のトムソン計測を T2 で行った。

表 2.1 GekkoXII号レーザーのスペック

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

表 2.2 LFEX ペタワットレーザーのスペック

Laser energy	350 J/beam
The width of pulse	1.5 ps
Wave length	1053 nm
Laser focusing diameter	~50 μm
Focusing intensity (at 20ps)	$1.1 \times 10^7 \text{ TW/cm}^2$

2.3 実験体系、計測体系

2.3.1 実験体系

本節では真空チャンバー内に設置した実験体系について説明する。簡易化のために T1、T2 で行った実験を各々実験 1、実験 2 と呼ぶ。図 2.1 の様な一辺 2 mm の正方形で厚さ 100 μm の炭素薄膜を上下 1 mm の間隔を保ち設置する。GekkoXII号レーザーをプラズマ駆動レーザー(drive laser)として上下 2 mm の間隔で炭素薄膜表面に集光照射する。照射後、エネルギーを得た炭素表面からプラズマと自己生成磁場が同時に発生する。プラズマに凍結された自己生成磁場は上下のターゲットから吹き出たプラズマの膨張に伴い押し広げられ、ターゲットの中間面で反平行状態になり磁気リコネクションを駆動する。実験 1、2 は計測体系が異なるだけで、同じ実験原理、実験体系でチャンバー内を真空にして行われた。

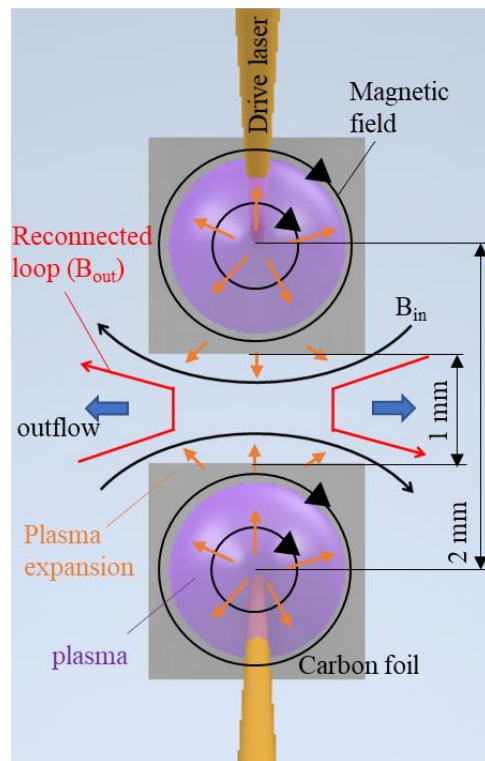


図 2.1 実験原理

2.3.2 計測体系

実験 1 では 12 方向からドライブレザーが照射されるので、図 2.2 の 4 つの計測体系を準備した。a)、b)は電流シートの計測、c)はアウトフローによるプラズマ加速の計測、d)は流入するプラズマの挙動の計測を図った。実験 2 では一方向(-z)からドライブレザーが照射されるので図 2.3 の一つの計測体系を用意した。

トムソン散乱計測の入射光に用いるプローブレザーとして Nd : YAG laser(ネオジウム・イットリウム・アルミニウム・ガーネットを種光とする固体レーザー、surelite、continuum 社製)を使用した。YAG レーザーのスペック表を 2.3 に示す。実験 1 では実験体系 a)、b)と c)でプローブレザーの集光位置が異なり、a)、b)ではターゲット表面上の真下、c)ではターゲットの表面から $z=0.5\text{ mm}$ の位置に集光させた。実験 2 も同様にターゲットの表面から 0.5 mm 動かした位置に集光させた。

本実験ではトムソン散乱計測と同時に自発光計測も行った。実験 1 では自発光とトムソン散乱光(黄緑の破線)を同じ方向で取得し、プローブレザー波長(532 nm)の付近の波長帯をトムソン散乱計測用の分光器に他の波長帯を自発光計測の分光器に分けて計測を行った。一方実験 2 では y 軸に沿って自発光計測を行い二方向でトムソン散乱光を取得した(黄緑の破線)。

ターゲット設置には大阪大学の同研究施設にあるターゲット導入装置を利用し、x、z 軸に近い箇所に設置したカメラで監視しながらターゲットの傾きや設置位置を微調した。図 2.4 に監視カメラで撮影した写真を載せる。

続いて計測タイミングの設定方法について説明する。リコネクションの時間スケールは数十 ns で終わる。そのため ns 単位で時間を変更し様々なタイミングで計測を行う必要がある。今回はそのタイミングをデジタル遅延パルス発生器(DG645 と DG535, Stanford research systems 社製)を利用して調整した。遅延パルス発生器は閾値電圧を越える入力電圧を検知すると設定された遅延を与え、パルスを出力する。

表 2.3 YAG レーザーのパラメータ

Laser energy	~310 mJ/beam
The width of pulse	~10 ns
Wave length	532 nm
Laser focusing diameter	~100 μm
Focusing intensity (at 20ps)	394.7 GW/cm ²

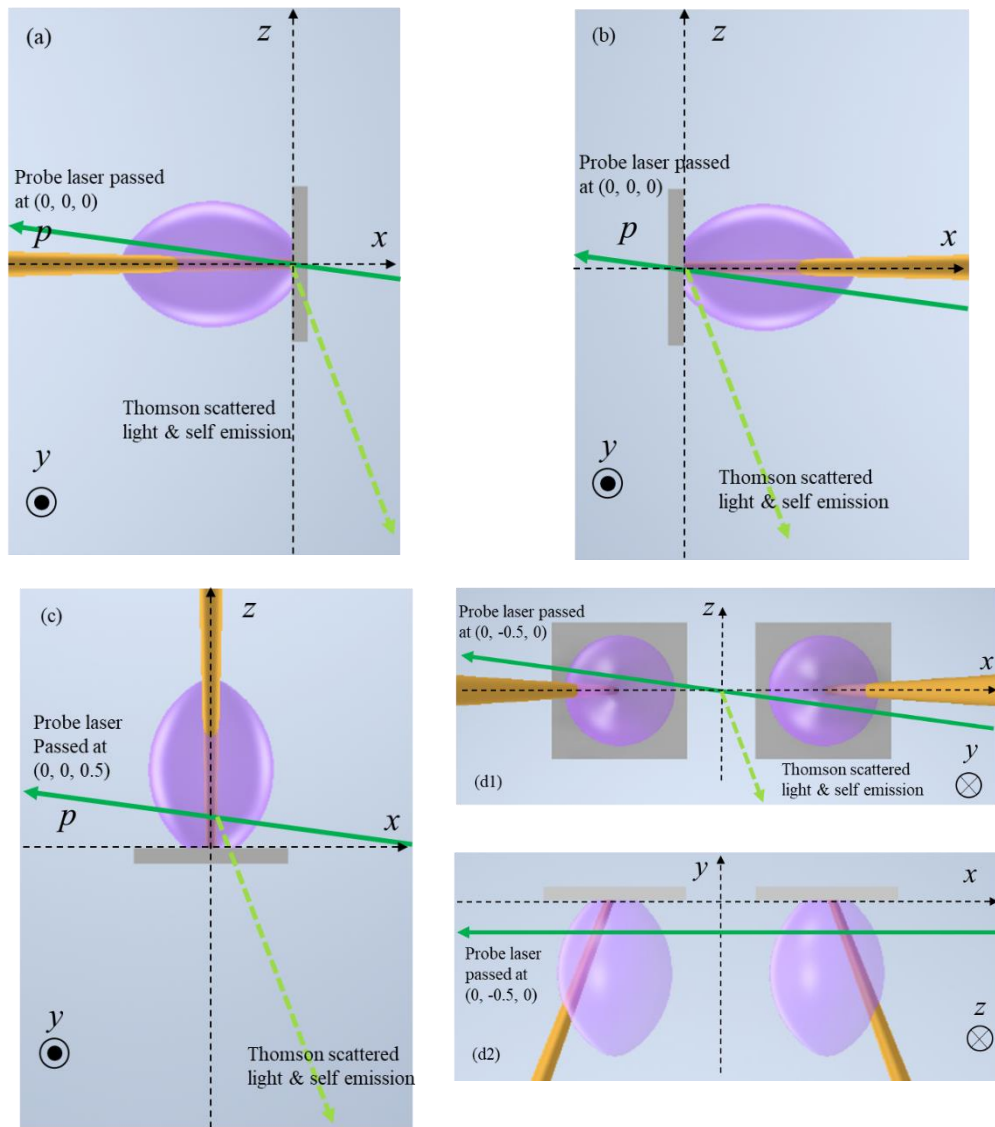


図 2.2 実験 1 での計測体系

(a) $-x$ からドライブレザーを照射し電流シートの計測を目的とした計測体系の平面図

(b) $+x$ からドライブレザーを照射し電流シートの計測を目的とした計測体系の平面図

(c) $+z$ からドライブレザーを照射しアウトフローによるプラズマの流加速の計測を目的とした計測体系の平面図

(d1) $-y$ からドライブレザーを照射し流入するプラズマの計測を目的とした計測体系の平面図

(d2) $-y$ からドライブレザーを照射し流入するプラズマの計測を目的とした計測体系の正面図

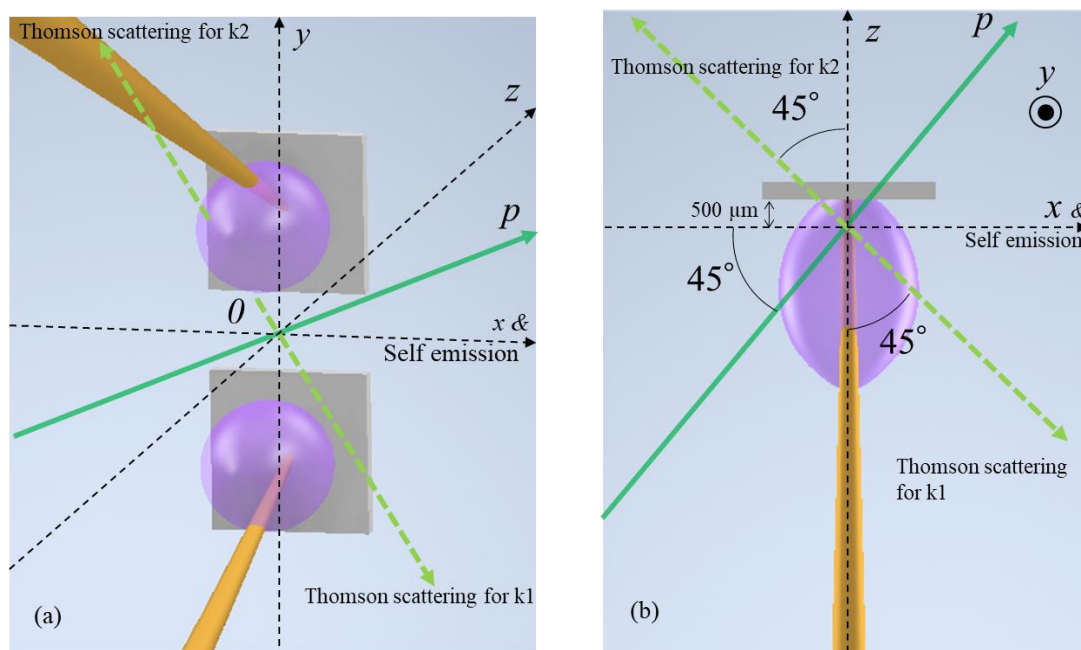


図 2.3 実験 2 の計測体系 (a)正面近くから見た三次元構図、(b)平面図

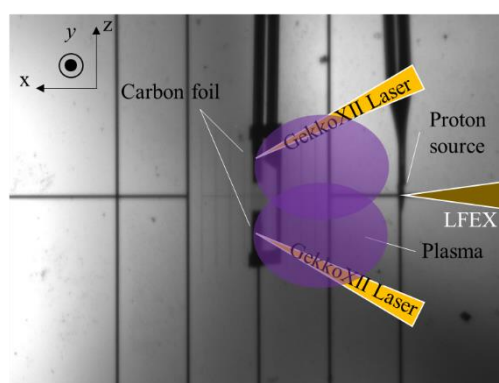


図 2.4 x 軸付近に設置した監視カメラで図 2.2(c)を観察した様子

図 2.4 で上から伸びている影は、それぞれ炭素薄膜とプロトンビームを生成するターゲットを支えるガラスロッドである。

2.4 自発光計測

本節からは測定原理の説明を行う。先ず自発光計測の説明を行う。自発光計測とはプラズマの自発光を観測することで温度、電子密度の情報を取得する手法である。プラズマの自発光とは電子からの熱制動放射の事である。プラズマ中の自由電子がクーロン力により曲げられる際に電気双極子の加速度運動によって電磁波が生じる。この電磁波は制動放射と呼ばれ、電子が熱的分布(Maxwell 分布)に従うのであれば熱制動放射となる。一般的にイオンは電子と比べクーロン力の影響が弱いいため電子からの熱制動放射のみを考える。レーザー宇宙プラズマ物理や超新星残骸の様に光学的薄い物体を見る状況ではプラズマの自発光は熱制動放射となる。しかし中性子星大気やブラックホールは光学的に厚いため熱放射は全て黒体放射となってしまう。電子の熱制動放射による単位振動数 ν 、単位体積 V とすると単位時間当たり t のエネルギースペクトル ε_ν^{ff} は以下の式で与えられる。

$$\varepsilon_\nu^{ff} = \frac{\partial W}{\partial \nu \partial t \partial V} = 1.4 \times 10^{-38} T^{-0.5} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) g_{ff}(T, \nu) \quad (2.4.1)$$

$g_{ff}(T, \nu)$ は電子の速度分布を平均化したゴートン因子であり、Rutherford 散乱に従う衝突径数 b の上限下限値によって以下で求められる。 Z は価数、 h はプランク定数(6.626×10^{-34} [Js])、 k_B はボルツマン係数(1.38×10^{-23} [J/K])である。

$$g_{ff}(T, \nu) = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \ln(b_{\max}/b_{\min}) \quad (2.4.2)$$

式(2.4.1)を振動数で積分し、温度 T での単位体積、単位時間あたりに放出されるエネルギーは

$$\int \varepsilon_\nu^{ff} d\nu = 1.4 \times 10^{-27} T^{-0.5} Z^2 n_e n_i g_{ff}(T, \nu) \quad (2.4.3)$$

となる。振動数でゴートン因子を平均化すると $g_{ff}(T, \nu) \approx 1.2$ 、宇宙組成を仮定すると $\sum_Z Z^2 n_e n_i \approx 1.4 n_e^2$ となるので、結局放射効率を以下の様な温度、電子密度にのみ依存する簡易的な式で表すことができる。

$$\int \varepsilon_\nu^{ff} d\nu = 2.4 \times 10^{-27} T^{-0.5} n_e^2 \quad (2.4.4)$$

上式から計測器の絶対感度を校正することで、理論的には密度・温度を取得する事が出来る。しかし上式の様に電子密度に強く依存しているため、自発光計測から温度を見積もる事は難しくプラズマ中の電子密度分布を計測することになる^{(18), (19), (20)}。

2.5 レーザートムソン散乱法

プラズマの局所的な振る舞いを計測する有効な手法としてレーザートムソン散乱法は知られている。本手法は入射電磁波をプラズマ中に集光照射し、加速及び振動が加えられた荷電粒子からの二次的な光(散乱光)を分光計測することで散乱光スペクトルを取得しその形状からプラズマのパラメータを見積もる方法である。この手法の特徴はプラズマを攪拌することなく計測する事が可能な点にある。以下にトムソン散乱の入射波数 k_i 、周波数 ω_i と散乱波数 k_s 、周波数 ω_s との関係式を示す。

$$\pm k = k_s - k_i \quad (2.5.1)$$

$$\pm \omega = \omega_s - \omega_i \quad (2.5.2)$$

ここで k , ω はそれぞれプラズマ波の波数と周波数を示し、プラズマの情報が散乱光と入射光の差として現れる。トムソン散乱と非常に類似した散乱にコンプトン散乱が挙げられる。両者は共に光子と荷電粒子との衝突であり、衝突前後で荷電粒子の平均運動量の変化が無視できる場合がトムソン散乱、無視できない場合がコンプトン散乱と区別される。一般的に電子とイオンの質量差によって電子からの散乱光を考慮する場合が多い。次節ではトムソン散乱の原理に関して説明をする。

2.5.1 協同トムソン・非協同トムソン散乱

電子による波長 λ_i の入射電磁波の θ 方向への散乱断面積 $\sigma(\lambda_i, \theta)$ は次式で示される。

$$\sigma(\lambda_i, \theta) = \sigma_i(\lambda_i, \theta) + \sigma_e(\lambda_i, \theta) \quad (2.5.3)$$

上式の右辺一項はイオンをデバイ遮蔽する電子からの散乱でイオン項と呼ばれイオン音波に起因する。二項目は電子をデバイ遮蔽する電子からの散乱で電子項と呼ばれ電子プラズマ波に起因する。更にトムソン散乱はプラズマのパラメータに依存して協同散乱と非協同散乱の二種類に区別される。先ず判断基準に使われるプラズマパラメータ α を次式で定める。

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D} \quad (2.5.4)$$

λ_D はデバイ遮蔽長であり次式によって求まる。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.5.5)$$

ε_0 は真空の誘電率(8.854×10^{-12} [Fm⁻¹])である。 $|\mathbf{k}|$ は図 2.5 の入射波数と、散乱波数の関係式(式 2.5.1)に基づく三角形の関係から正弦定理により次式から求まる。

$$|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i| \cong \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.5.6)$$

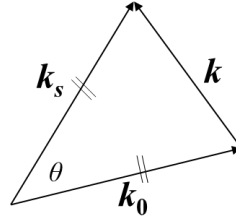


図 2.5 プラズマ波数ベクトルの関係

プラズマパラメータを用いて各項の協同散乱となる条件式を以下にする。

$$\text{電子項} : \alpha > 1 \quad (2.5.7)$$

$$\text{イオン項} : \alpha > 1 \text{ or } \alpha > \left(\frac{ZT_e}{3T_i} - 1\right)^{-1/2} \quad (2.5.8)$$

$\alpha \ll 1$ では非協同散乱となり、デバイ長が観測される波長よりも大きくなり、散乱断面積では電子の熱運動の効果が支配的となる。一方で協同散乱ではイオンと電子が協同的に動く様子を観測することになる。具体的には図 2.6 を参照しながら解説する。Thermal distribution が非協同、electron, ion acoustic feature は協同散乱を意味し縦軸に散乱光強度の対数を取っている。図 2.6(a)はイオン音波に対する電子プラズマ波のランダウ減衰の影響が大きい場合で、この時条件に関わらずイオン項は全て非協同、電子項のみ条件式を満たすと協同となる。図 2.6(b)はランダウ減衰の影響が小さい場合でイオン項、電子項共に条件式を満たす時に協同散乱になる。また $\frac{ZT_e}{T_i} \gg 1$ ではイオン項スペクトルの散乱強度が弱くなるのでイオン項計測が難しくなる。既往研究からレーザー宇宙プラズマ実験では T_e/T_i が約~1 程度、 $Z \sim 5$ なので本実験では協同トムソン散乱イオン項の計測が理論上可能である^{20), 21)}。

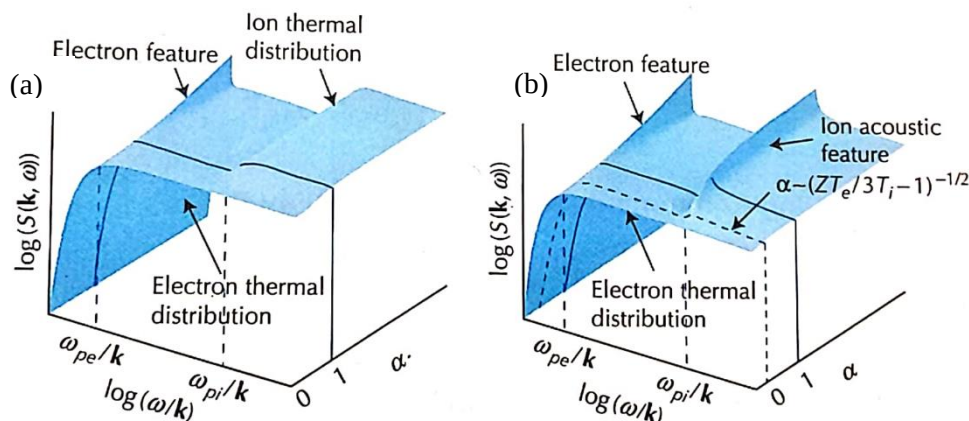


図 2.6 電子項, イオン項スペクトルの関係性

(a) ランダウ減衰が大きい場合 ($Z = 1, T_e/T_i = 0.1$), (b) ランダウ減衰が小さい場合 ($Z = 10, T_e/T_i = 1$) [参考文献(20)107 ページ引用]

2.5.2 協同トムソン散乱スペクトル

協同トムソン散乱計測の波形からイオン温度、電子温度、電子密度、プラズマ流速、価数、イオン電子間の相対速度を取得できる。協同トムソン散乱光は横軸を波長、縦軸を散乱強度として表すと、図 2.7 の様に電子項、イオン項共に二点のピークを伴う波形が得られる。電子項ピークがイオン項より入射波長 λ_i から離れているのは両者の質量差により各プラズマ波の周波数に差が生じるためである。電子項ではピーク間の距離が電子密度、ピークの幅が電子温度に依存して変化する。イオン項は谷の深さ、ピーク間の距離が価数、電子温度、イオン温度、電子密度にピークの幅が電子温度に依存する様に幾つかの要因が関係する。流速はピークの間波長と入射波長 λ_i の差異から算出することができる(2.5.4 節)。またイオン電子間の相対速度はイオン項左右のピークの高さの非対称性から分かる(2.5.5 節)。次節ではこの様なスペクトルになる原理を説明する。

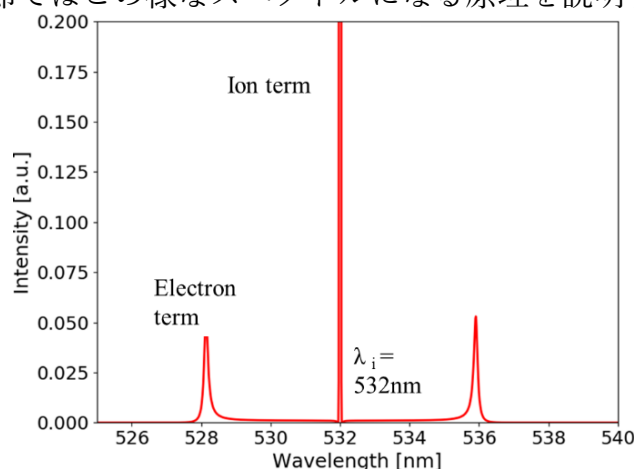


図 2.7 協同散乱光形状

2.5.3 協同トムソン散乱スペクトルの理論式

協同散乱がダブルピークになる理由を図 2.8 の分散関係($\varepsilon = 0$)を用いて説明する。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関係で各々の関係式は次式で示される²²⁾。

$$\text{プラズマ中の電磁波} \quad \omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (2.5.9)$$

$$\text{イオン音波} \quad \omega^2 = k^2 \left(\frac{k_B T_e}{m_i} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \right) \quad (2.5.10)$$

$$\text{電子プラズマ波} \quad \omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2} k^2 v_{th}^2 \quad (2.5.11)$$

ここで γ_i はイオンの比熱比、 ω_{pe} ：プラズマ周波数(rad/s)、 c ：光速 (3×10^8 [m/s])、 m_i ：イオン質量 [kg]、 v_{th} ：電子熱速度 [m/s]とする。一次元トムソン計測の時、式(2.5.1)の様に正負を持つ二方向の $\mathbf{k}$ ベクトルが得られ、二つの $\mathbf{k}$ ベクトルと入射波数から二つの散乱波数 $\mathbf{k}_s$ ベクトルが電磁波の分散関係上に得られる。この二つの散乱波数が協同トムソン計測のダブルピークに対応する。

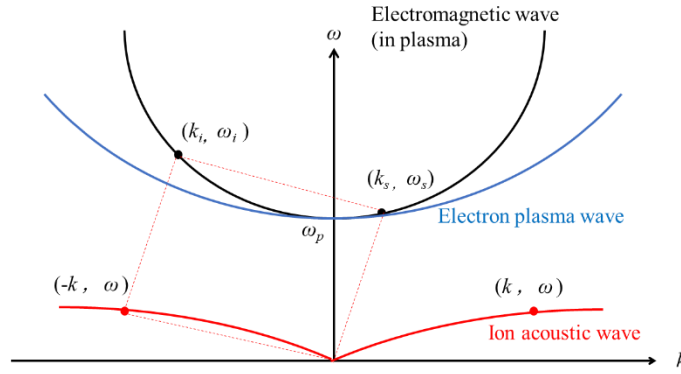


図 2.8 分散関係

プラズマが一成分のマクスウェル分布に従うと仮定した場合の協同トムソン散乱の理論関数は以下の様になる。

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{kn_e} \left[\left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{ek} \left(\frac{\omega}{k} \right) + \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 Z_i^2 f_{ik} \left(\frac{\omega}{k} \right) \right] \quad (2.5.12)$$

右辺第一項は電子項、第二項はイオン項に対応している。 f_{jk} は一次元マクスウェル分布関数、 χ_i 、 χ_e はイオンと電子の電気感受率でそれぞれ以下の様に求まる。

$$f_{jk} = n_j \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{v^2}{2v_{thj}^2} \right) \quad (2.5.13)$$

$$\chi_j = \frac{q^2}{m\varepsilon_0 k} \int \frac{\partial f_{jk} / \partial v}{\omega - kv} dv \quad (2.5.14)$$

(2.5.13)を(2.5.14)に代入し $\lambda_D = v_{the}/\omega_{pe}$ とすると下式に書き換えられる。

$$\chi_j = \frac{1}{(|\mathbf{k}|\lambda_D)^2} \left(\frac{Z_j^2 n_j T_e}{n_e T_j} \right) w(\xi) \quad (2.5.15)$$

ここで $\xi_j = \omega/\sqrt{2}k v_{thj}$ 、 $\zeta = v/\sqrt{2}v_{thj}$ と置くと $w(\xi)$ は次の様に定義される。

$$w(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{\zeta \exp(-\zeta^2)}{\zeta - \xi} d\zeta \quad (2.5.16)$$

これを留数定理で展開すると次式になる^{20), 23)}。

$$w(\xi) = 1 - 2\xi e^{-\xi^2} \int_0^\xi e^{-\zeta^2} d\zeta + i\pi^{1/2} \xi e^{-\xi^2} \quad (2.5.17)$$

$$\varepsilon = 1 + \chi_i + \chi_e \quad (2.5.18)$$

実際には下の式で示されるガウシアン関数で畳み込み積分を行った関数 $D(\mathbf{k})$ で、実測のトムソン散乱スペクトルを最小二乗法によりフィッティングし評価する事でプラズマパラメータを取得している。

$$D(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\mathbf{k}, \omega - \omega') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\omega'^2}{2\sigma^2}\right) d\omega' \quad (2.5.19)$$

本来電子項計測も同時に行う事で電子温度、電子密度をイオン項計測とは独立して算出し価数を未知数として評価することが可能である。しかし今回の様にイオン項計測のみの場合、電子密度と価数は固定値として扱われる。そこで電子密度の算はフィッティング後のトムソン散乱と中性粒子と光の弾性衝突によって生じるレイリー散乱の強度比から下式により算出した。

$$n_e = n_0 \frac{I_T \sigma_R E_R}{I_R \sigma_T E_T S(k)} \frac{1}{S(k)} \quad (2.5.20)$$

n_0 はレイリー散乱取得時の充填した窒素の数密度、 I_R 、 I_T はそれぞれトムソン、レイリー散乱強度、 E_R 、 E_T はレーザー強度、 σ_R 、 σ_T は窒素原子1個あたりのレイリー散乱断面積、電子1個あたりのトムソン散乱断面積で $\frac{\sigma_R}{\sigma_T}$ は既知の値でレーザー波長 532 nm の時は 7.6×10^{-3} である。 $S(k)$ は理論関数を周波数積分したものである。価数は衝突輻射モデルを想定した FLYCHK²⁴⁾内で算出された電子密度と電子温度を照合し求める。

2.5.4 プラズマドリフト速度

プラズマドリフト速度の算出方法を説明する。プラズマはランダム運動をする熱運動と、集団的に一つの流体として移動するドリフト運動がある。プラズマ中の波(電子プラズマ波、イオン音波)とプラズマのドリフト運動との間にドップラー効果が生じて散乱光の波長が入射波長(532 nm)から変化し観測される。その波長の変化量 $\Delta\lambda$ からドリフト速度を計算する事ができる。熱的分布に従うプラズマが $\mathbf{v}_k$ の流速で移動すると、熱分布がシフトし散乱光の理論式が下の様に書き換えられる。 h は粒種を示し今回は炭素一種類のみを想定する。

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{kn_e} \left[\left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{ek} \left(\frac{\omega}{k} - \mathbf{v}_k \right) + \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 \sum_h Z_{ih}^2 f_{ihk} \left(\frac{\omega}{k} - \mathbf{v}_k \right) \right] \quad (2.5.20)$$

周波数の変位量 $\Delta\omega$ は $= \mathbf{k}\mathbf{v}_k$ と表されるが、これを波長の変化量 $\Delta\lambda$ で表記すると以下の様になる。

$$\Delta\omega \cong 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i^2} \quad (2.5.21)$$

ここで $\Delta\omega$ を波長に変換すると、散乱角 θ (図 2.5)を用いて次の様に定まる。

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_i^2}{2\pi c} \times \mathbf{k}\mathbf{v} = 2\lambda_i \frac{v_k}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.5.22)$$

上式より高速になると波長の変位量が増加することが分かる。

2.5.5 相対速度計算

2.5.2 で先述した様に協同散乱のダブルピークの高さの差から電子イオン間の相対速度 v_{ei} を評価することが可能である。一般的にイオンのマクスウェル分布は狭い速度領域に分布してるのに対して電子のマクスウェル分布は広速度帯を有する。イオンと電子の速度に開きがあるとき、トムソン散乱イオン項に左右非対称な電子のランダウ減衰の効果が付与される。ランダウ減衰とは位相速度 v_{ph} のプラズマ波と速度 v_k 付近の粒子間でエネルギー授受があり、プラズマ波のエネルギーが粒子に吸収され散乱光が減衰される現象である。図 2.9 に速度分布関数を表示する。この時 v_{ph} 近傍で遅い領域(青)は電磁波からエネルギー受取り、速い領域(赤)は電磁波にエネルギーを与える。青領域の粒子数が赤領域より多い時、結果として波のエネルギーが落ちることになる。この効果は $\partial f_{jk} / \partial v$ に比例して大きくなる。

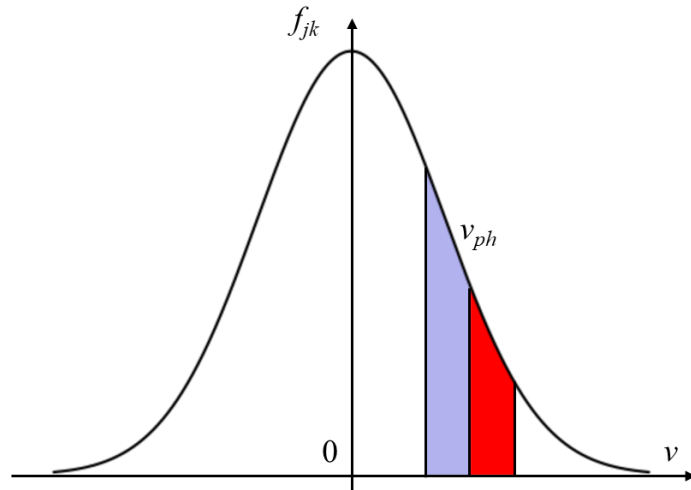


図 2.9 ランダウ減衰

次にランダウ減衰による散乱光形状の変動について説明する。先程も説明したが、図 2.10(b2)のようにイオンと電子のマクスウェル分布の頂点がずれると電子のランダウ減衰の影響がイオン項に対して左右で異なるため、トムソンイオン項が左右非対称な波形となる。縦軸を左図では減衰強度、右図では散乱強度としている。横軸をイオンの位相速度と熱速度との比 x_i 、つまり周波数として捉える事ができる。(b1)は電子の位相速度がイオンの熱速度分ずれた時($x_i = 1$)の減衰の度合いを示している。 $x_i = 0$ の位置がイオンのマクスウェル分布のピーク、 $x_i = 1$ が電子のピークになる。この時、電子のマクスウェル分布のピークがイオンのピークと比較し高周波数側に移動(= 計測方向 k に対して電子がイオンより高速)している事で、高周波数側のピークが高くなる。今回は横軸に波長を取りトムソン散乱の結果を表示するので、右図が左右逆転する。

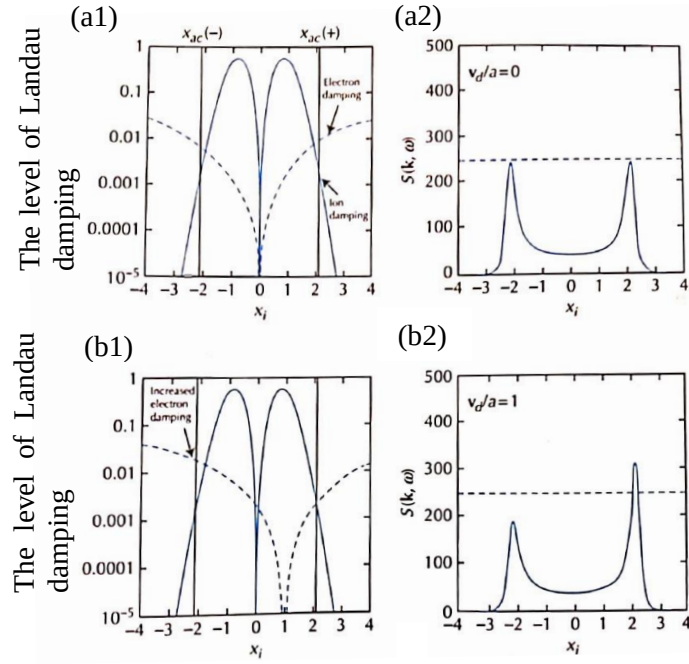


図 2.10 電子(破線), イオン(実線)のマクスウェル分布とランダウ減衰との関係性とトムソン散乱スペクトルの変化

$T_e/T_i \sim 1$ の時の結果で、図中の横軸 x_i は $k/\omega/v_{thi}$ で求まる位相速度と熱速度の比、 v_d は相対速度 v_{ei} を指し、 a は電子熱速度を示す、(a)相対速度が 0 の場合、(b)相対速度と電子熱速度の比が 1 の時[参考文献(20)111 ページ引用]

以上より v_k 、 v_{ei} を考慮した以下のガウシアン関数を使用した。

$$f_{ik} = n_j \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{(v-vk)^2}{2v_{thj}^2} \right) \quad (2.5.23)$$

$$f_{ek} = n_j \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{(v-vk-v_{ei})^2}{2v_{thj}^2} \right) \quad (2.5.24)$$

2.5.6 非協同トムソン散乱スペクトル

ここでは非協同トムソン散乱をフィッティングする際に使用した理論式を紹介する。非協同散乱の場合、トムソン散乱の波長スペクトルは式(2.5.25)の一次元マクスウェル分布に従う。

$$f(v)dv = \left(\frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m_j v^2}{2k_B T_j} \right) dv \quad (2.5.25)$$

式(2.5.22)の速度と波長の関係から非協同の動的因子は以下になる²²⁾。

$$S(\Delta\lambda, \theta) d(\Delta\lambda) = \left(\frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \right)^{1/2} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin(\frac{\theta}{2})} \right) \exp \left(\frac{m_j}{2eT_j} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin(\frac{\theta}{2})} \right)^2 \right) d(\Delta\lambda) \quad (2.5.26)$$

2.5.7 協同トムソン散乱計測用分光器

本節では実際に作成した分光器の話をする。トムソン散乱を計測するためには、プラズマから発せられる散乱光を分光器の入り口であるスリット(100～200 μm の隙間を隙間に光を通す事で、ノイズとなる外からの光を遮断する役割)に通し、分光器内の回折格子によって波長ごとに分解された光をレンズでカメラセンサーに集光させる必要がある。この光路をレンズ、スリット、回折格子に加えてミラーを用いて作る幾何光学系を分光器と呼ぶ。

先ず入射光の偏光方向に対して散乱光をどの方向で取得するのか留意する必要がある。古典的電子半径を r_e 、入射電場を E_i と定義すると θ 方向への散乱強度 P は以下で定義される。

$$\frac{dP}{d\theta} = r_e^2 \sin^2 \theta c \epsilon_0 |E_i|^2 \quad (2.5.27)$$

θ は散乱方向と入射電場のなす角度で、上式 $\theta = 90^\circ$ の時に散乱強度が最大になる。そのためプローブレーザーの入射電場を縦偏光(y 方向)で入射した時は、散乱光をそれに垂直(xz 平面上)方向で計測し、トムソン散乱強度が少しでも高い状態で取得する工夫必要がある⁽²³⁾。というのもトムソン散乱強度は非常に弱い発光と言われている。実験 1 では差分散型、実験 2 では加分散型と呼ばれる二種類の分光器を使用した(図 2.11、図 2.12)。どちらもスリットから入ってきた白色光を回折格子によって波長分解しカメラで観測するという原理は変わらない。

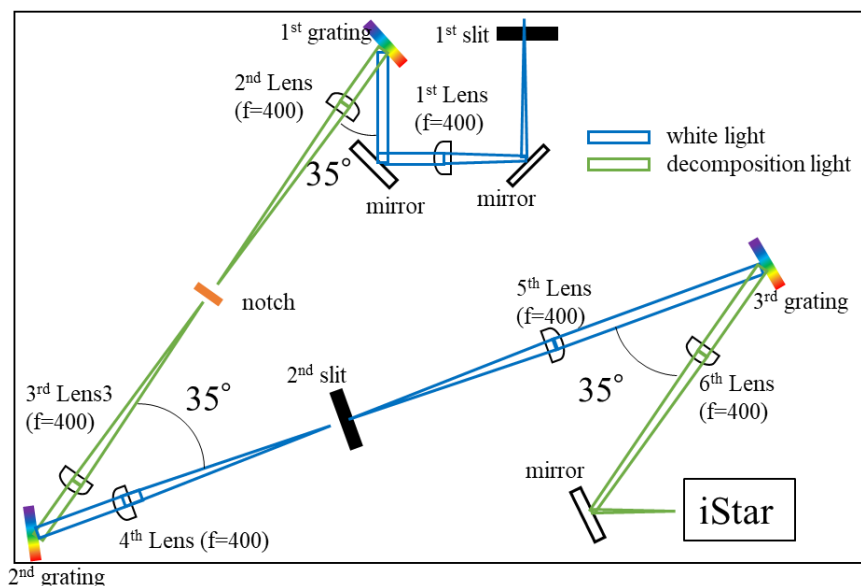


図 2.11 実験 1 トムソン散乱計測用差分散型分光器
ICCD カメラ(iStar, Andor 社製)を使用

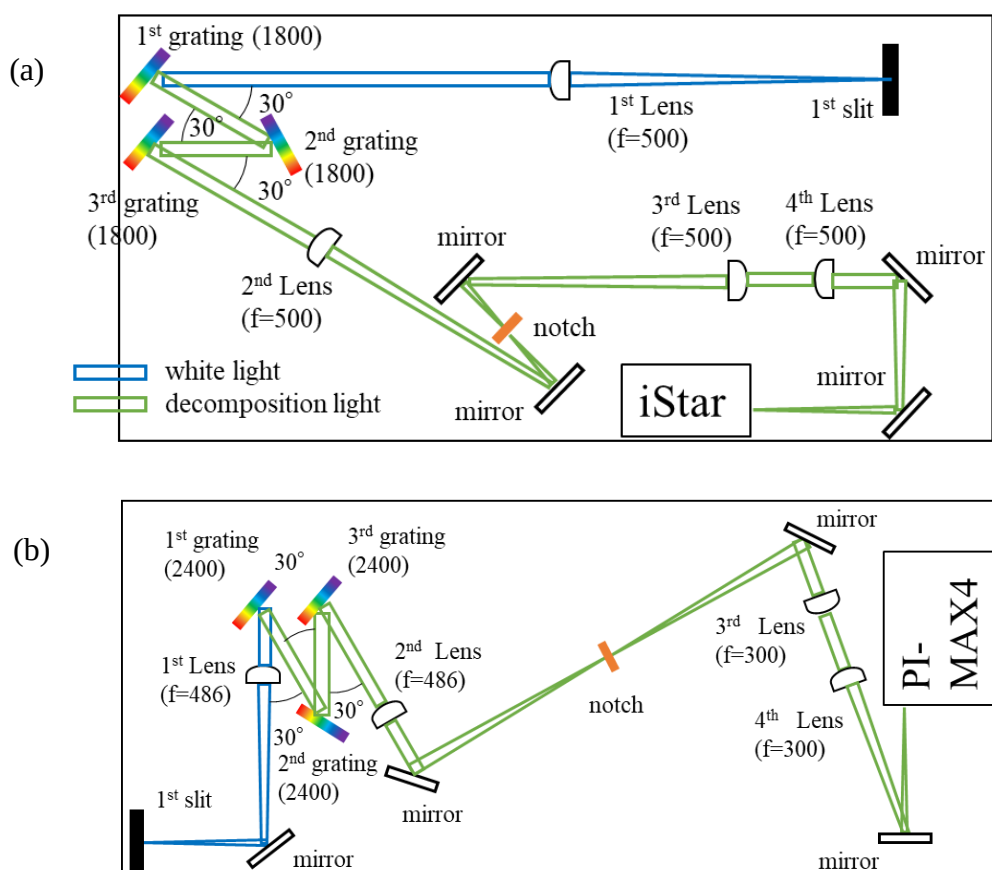


図 2.12 実験 2 トムソン散乱計測用加分散型分光器

(a) k_1 方向のトムソン散乱計測用の分光器、ICCD カメラ(iStar, Andor 社製)を使用、(b) k_2 方向のトムソン散乱計測用の分光器、ICCD カメラ(PI-MAX4, Princeton Instruments 社製)を使用

差分散、加分散の特徴を以下にまとめる。

差分散型：複数回の迷光除去によりノイズレベルを低くすることが出来る。先ず一枚目の回折格子を通り 1st スリットから入ってきた白色光は波長ごとに分解される。次に二枚の回折格子(2nd grating)を一枚目の回折格子(1st grating)と対称的に設置することで二枚目の回折格子(2nd grating)を抜けた光は波長ごとに分解された光から白色光に戻される。これを 2nd スリットに通す事で、レンズ表面からの反射光等の分光器内の迷光を消す事が可能となる。その後再度回折格子(3rd grating)で白色光から分光された散乱光をカメラで計測する。つまり図 2.11 では一段階の波長分解しかされていないので、波長分解能は加分散に劣る。また一枚目と二枚目の回折格子を

なるべく対称的に設置しないと完全な白色光に戻らず、2nd スリットで完全に迷光を遮断する事が出来ない。

加分散型： 1stスリットから入ってきた白色光は一枚目、二枚目、三枚目の回折格子(1st、2nd、3rd)によって三段階で波長分解され、ICCD で観測される(図 2.12)。この様に複数の回折格子を用いて波長分解を繰り返す事で高波長分解能となる。しかし、入射レーザーの反射光等迷光と呼ばれる様々な外的要因を受け易くノイズレベルが高くなる事でトムソン散乱が迷光に埋もれてしまう可能性がある。そのため十分な迷光除去の工夫が要る。特にターゲットからの入射光の反射が大きく影響するため、それを考慮したターゲットを作成する必要がある。

理論的には差分散をした後に、加分散分光器を組むのと両者の利点を合わせ持つことが出来るが、分光器を組む広いスペースと労力を必要とするため本実験では作成しなかった。

続いて分光器内で持ち散られたノッチフィルターについて説明する。散乱光には入射波長(532nm)の強い光も含まれており、波長分解された光をノッチフィルターという物理的遮蔽物(実験 1 ではタングステンワイヤー200、100 μm 、実験 2 では炭素ロッド 200 μm)によって遮蔽した。この遮蔽物の太さが重要でイオン項の協同散乱のピークは入射波長近傍に見られる事が多く、ノッチフィルターが太すぎると協同散乱のピーク部分を消してしまう可能性がある。方や細すぎると 532 nm の迷光が漏れ出す、また設置が困難等の問題が生じる。協同散乱のダブルピーク間距離は次式のように近似され⁽²⁰⁾その波長幅より十分に狭くする必要がある。

$$\Delta\lambda_{ia} \cong \lambda_i \frac{4}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i} \left[\frac{Z}{(1+(\lambda_D k_{ia})^2)} + \frac{3T_i}{T_e} \right]} \quad (2.5.28)$$

以下ではノッチフィルターの太さ計算をするため、波長分解の程度を示す逆線分散 Δx (1 mm 空間あたりに含まれる波長帯で定義される)の求め方を説明する。回折格子は表面にきめ細かなブレードがあり、波長に依存して光路長が変化することで白色光が波長分解される。1mm 辺りにブレードが 2400 本ついている回折格子(grating 2400)を実験 1 と実験 2 の k_1 方向、同様の定義で grating 1800 を実験 2 のトムソン散乱計測 k_2 方向の分光器に用いた。この時分解光を絞るレンズ(回折格子直後に設置されているレンズ)の f 値を f とするとそれぞれの逆線分散 Δx は次で求まる。

$$\Delta x = f \times \tan(\Delta\theta) \quad (\text{mm/nm}) \quad (2.5.29)$$

$\Delta\theta$ は回折格子の入射波長が 1 nm ずれている場合(532 nm、553 nm)での散乱光の角度差を示す。以下の式に出てくる各値の定義は図 2.13 を参照してほしい。

$$\sin i + \sin \theta = \frac{m\lambda}{d} \quad (m = 1) \quad \text{※一次光の時} \quad (2.5.30)$$

$$d = 1/1800 \text{ or } 2400 \quad (\text{回折格子の値}) \quad (2.5.31)$$

$$\sin i + \sin \theta = 2 \sin\left(\frac{i+\theta}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{i-\theta}{2}\right) \quad (2.5.32)$$

より式(2.5.30)の与式は以下になる。

$$\sin\left(\theta + \frac{\beta}{2}\right) = \frac{\lambda}{2d} \cdot \frac{1}{\cos\frac{\beta}{2}} \quad (2.5.33)$$

ここから 533 nm と 532 nm の角度を算出し、差分を $\Delta\theta$ とすれば式(2.5.29)から一枚の回折格子の時の逆線分散が求まる。加分散の時は一枚目で生じた $\Delta\theta$ を考慮しながら、回折格子二枚目での $\Delta\theta_{2nd}$ を算出し逆線分散を求める。

本題に戻るが仮にターゲットが炭素、イオン・電子温度 100 eV、電子密度 $10^{24}/\text{m}^3$ のプラズマが生成されたとすると、実験 1 の配置において協同散乱のダブルピーク間の波長距離が 0.603 nm になる。理論逆線分散が 0.947 nm/mm の場合、ノッチフィルターを 0.636 mm の太さにするとトムソン散乱のダブルピークが消えてしまうことになる。これに対して 100、200 μm の遮蔽物はダブルピーク間の波長帯より十分に狭い領域を消すため、適切な太さと言える。

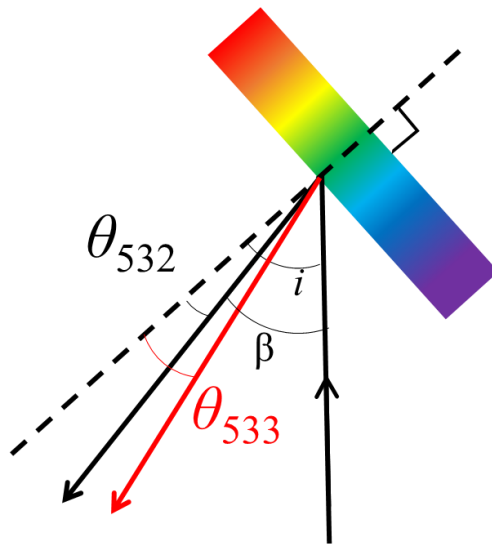


図 2.13 回折格子での反射の様子

2.6 プロトンバックライト法

プロトンバックライト計測で広範囲の二次元磁場配位と磁場強度を計測する。原理を簡単に説明すると荷電粒子は電磁場の影響を受け、その軌道が曲げられる。この曲げられた偏向角から逆算する事で電磁場の強度が分かる。本実験では偏向されたプロトンを RCF (RadioChromic Film) という放射線検出器によって計測し、取得された二次元のプロトン分布から電磁場の配位を見積もる。プロトンビームの生成には TNSA(Target Normal Sheath Acceleration) 加速と呼ばれる超短パルスレーザーによって生成された電子がプロトンをクーロン力により加速させる機構を用いている⁽²⁵⁾。プロトンバックライト法は反平行磁場や電流シートの計測等の成果を残している^{(26), (27)}。しかし磁力線が繋ぎ代わる様子を捉えた研究がまだ報告されておらず、我々は様々な時間を計測しリコネクションイベントの終始を捉える事を目的とする。本実験は図 2.14 の様にプロトンソース、RCF、ターゲットを配置した。RCF は 10 枚を重ね合わせ且つ各 RCF の間に厚さ 100 μm のアルミ箔を挟むことで、各層の RCF で検出されエネルギー帯が分かれる様になっている。

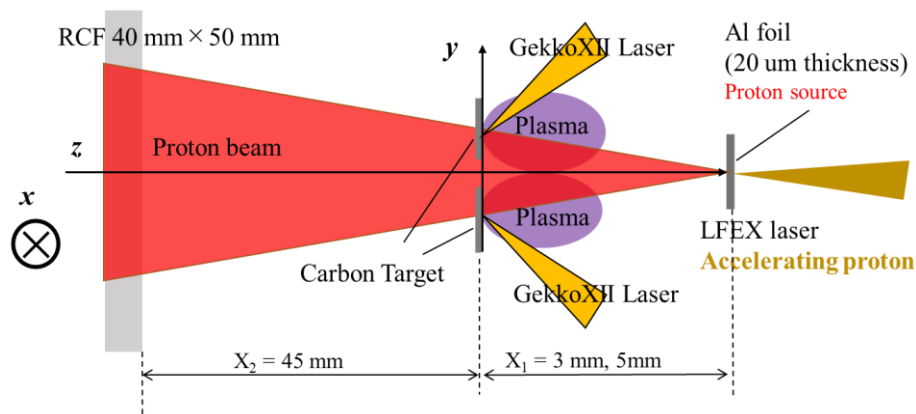


図 2.14 プロトンバックライトのセットアップ

3 章 実験及び解析結果

3.1 解析説明

実験 1 では 2.3.1 節で論じた様にトムソン散乱計測と磁場計測の双方から、リコネクションの議論ができる。一方で実験 2 は k_1 , k_2 ベクトルがそれぞれ電流シートとアウトフロー方向に平行であるため、電流シートとアウトフローによるプラズマ加速が直接計測できる。

実験結果を載せる前にトムソン散乱の解析手順に関して説明する。任意の値をプラズマの温度、密度、流速度、相対速度の初期値とし、最小二乗法によって実測の波形を最も表現するスペクトルを電子密度以外のパラメータ(温度、密度、流速、相対速度)を変数として決定する。電子密度はフィッティングされた後に取得される最適化された理論関数から式(2.5.20)を使って計算される。次にフィッティングによって取得された最適値パラメータと算出された電子密度を代入し再度フィッティングを行う。この作業を電子密度の入力値と最適値の差が電子密度の誤差より小さくなるまで繰り返して、最終値を決定する。

図 3.1 に最適化された理論曲線を青実線、実測値を黒点で横示す。灰色の箇所は分光器内に設置したノッチフィルターによって光量が著しく落ちている部分であり、フィッティングはこの箇所を省いてから行った。統計誤差は、各箇所での電子数の平方根から見積もった。計測では ICCD カメラに到達した光子は光電効果により一次光電子に変換され、この一次電子はマイクロチャンネルプレート(MCP)と呼ばれる電子増倍素子のガラスパイプ内を進行しながら壁面との衝突を繰り返し、増倍された後再度光子に変換され、それを CMOS センサーで検出する。この時ガラスパイプの両端に印加する電圧によって一次電子を加速させ増倍の程度を決定する⁽²⁸⁾。統計誤差の評価はこの増倍された光電子数で算出している。

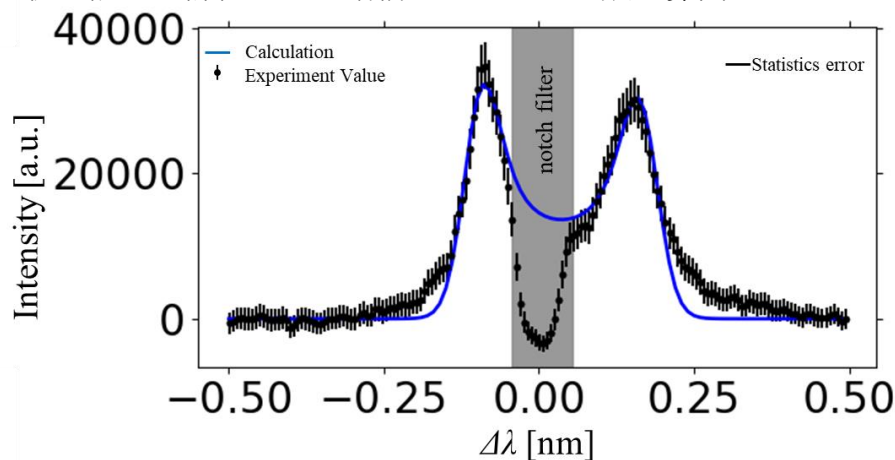


図 3.1 トムソン散乱最適処理の一例

また最適処理の結果は χ^2 評価によって実測値との整合性を評価される。ここで示す χ^2 は i 番目の実測値 y_i 、理論値 $S(k, \omega)_i$ 、統計誤差 σ_i 、自由度 f として以下の様に見積もった⁽²⁹⁾。

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - S(k, \omega)_i}{\sigma_i} \right)^2 / f \quad (3.1)$$

3.2 実験 1 の左右対称比較実験での結果

実験 1 の実験体系図 2.2 (a)、(b)に対応する実験のセットアップを図 3.2 に示す。2.5 節で説明した様にトムソン散乱計測領域はプローブレザー上になり、計測されるプラズマパラメータの方向は xz 平面の k (赤矢印)方向になる。図に示した、 $k = k_s - k_i$ の図は y 方向から見た関係性になっている。また今回は簡単のためそれぞれを left_side と right_side と呼ぶことにする。

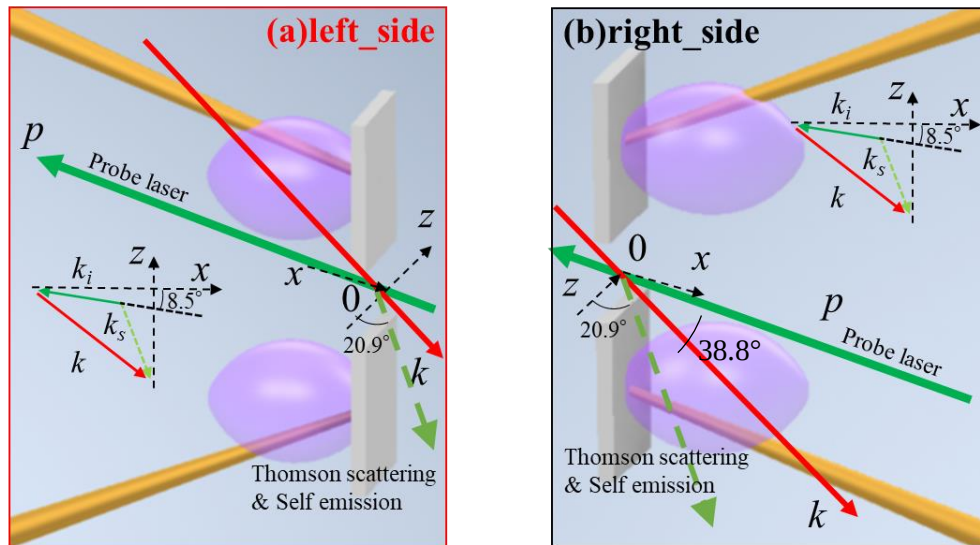


図 3.2 実験体系(左：図 2.2(a)、右：図 2.2(b)に対応)

本実験は 2006 年製造の ICCD カメラ(iStar)を使用して 2020 年 12 月に行われた。横軸をプローブレザー軸、縦軸を y 軸とし自発光計測の結果と自発光計測の視点から各実験体系を観測した様子を図 3.3 にトムソン散乱計測の結果を横軸に波長、縦軸にプローブレザー軸 p を取り図 3.4 に載せる。測定条件は ICCD カメラのゲート幅を 2 ns、ゲインを 255(増倍率：1000)、とし直径 200 μm のタングステンワイヤーをノッチフィルターに使用した。またドライブレザーがターゲット表面に到達した時間を 0 として left_side では 16 ns、right_side では 13 ns 後を観測している。各実験で照射されたドライブレザーの出力値を自発光計測の結果上に記す。

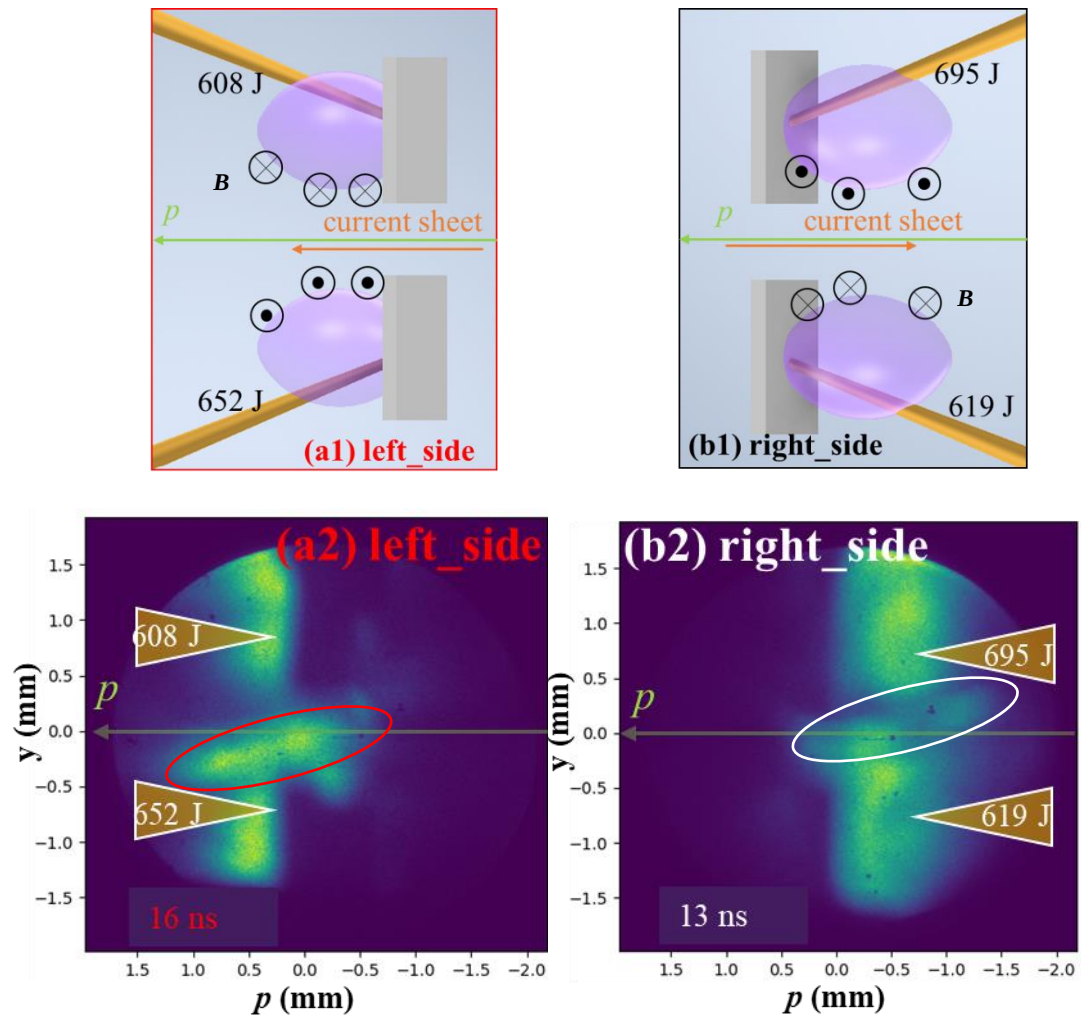


図 3.3 (a1) left_side における自発光計測の視野からの実験セットアップ、(a2)left_side の自発光計測の結果、(b1)right_side における自発光計測の視野から実験セットアップ、(b2) right_side の自発光計測の結果)

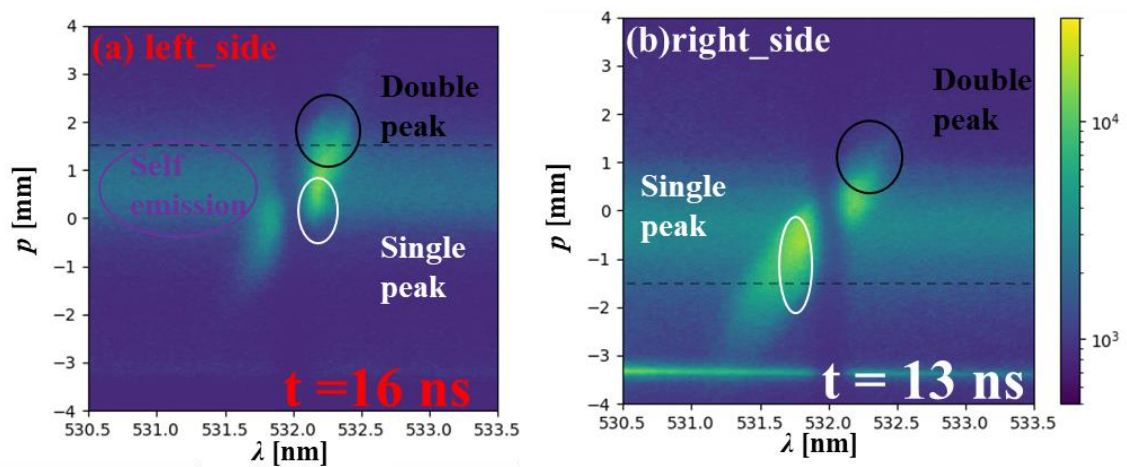


図 3.4 トムソン散乱計測の結果((a)left_side、(b)right_side)

自発光計測では照射されたスポットを中心にプラズマが広がり、スポットの間面(xz 面)で衝突することで密度が高い領域を形成した。トムソン散乱計測では左下から右上に伸びるトムソン散乱光が計測された。これは $p = 0 \text{ mm}$ の地点手前ではプラズマの広がる方向と計測 k ベクトルが逆向きに進行しているので、ドップラー効果より波長が短くなり短波長側にスペクトル中心がシフトする。 $p > 0$ の領域は真逆の状態であるため斜めのスペクトルが得られた。また共通する特徴として空間に依存してトムソン散乱がダブルピーク(黒丸)、シングルピーク(白丸)になる事からプラズマ温度、密度の状態が空間に対して非一様である事が挙げられる。波長 532 nm 近傍に見える影はノッチフィルターによるもので、広い波長領域に渡って鈍く光る信号(紫丸)は自発光である。図 3.1 に示したスペクトルはトムソン散乱の断面を見ている。

次に $|p| = 0.15 \text{ mm}$ (青破線)を実際にフィッティングした結果を横軸に入射波長との差異、縦軸に散乱強度を取り図 3.5 に示す。

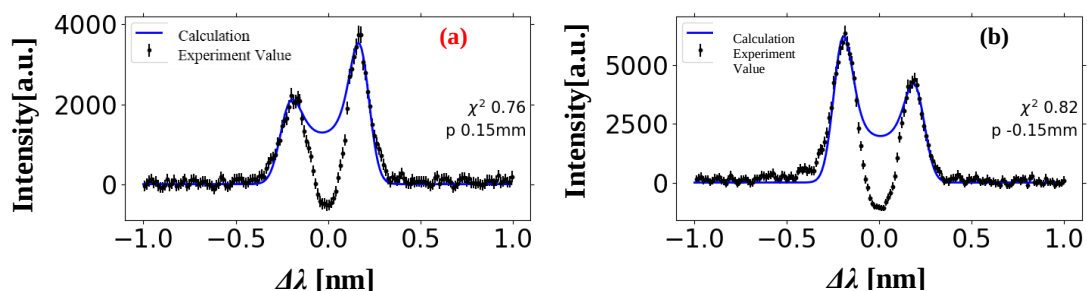


図 3.5 トムソン散乱光のフィッティング結果((a)left_side、0.15 mm での理論曲線と実験値(b)right_side、-0.15 mm での理論曲線と実験値)

この左右対称な実験セットアップでは、図 3.3(a1, b1)の様に逆方向の電流が流れる。つまりイオン電子間の相対速度の向きが異なるため、トムソン散乱のピークの高さの偏り方が左右の実験体系で非対称となる(2.5.5 節参照)。図 3.5 の様に left_side では長波長側、right_side で短波長側のピークが高くなり、実際の実験結果からも左右で異なる方向の電流が検出された。この非対称性から考えられる各電流の方向は left_side で $-k$ 方向、right_side で $+k$ 方向に生じ、それぞれの p 成分は $-k$ が $-p$ 、 $+k$ が $+p$ 方向に対応する。これは図 3.3(a1, b1)とは逆方向の電流で、我々が予想していない物理が生じた事になる。次に算出されたプラズマのパラメータを横軸にレーザー軸 p をとり図 3.6 に図示する。

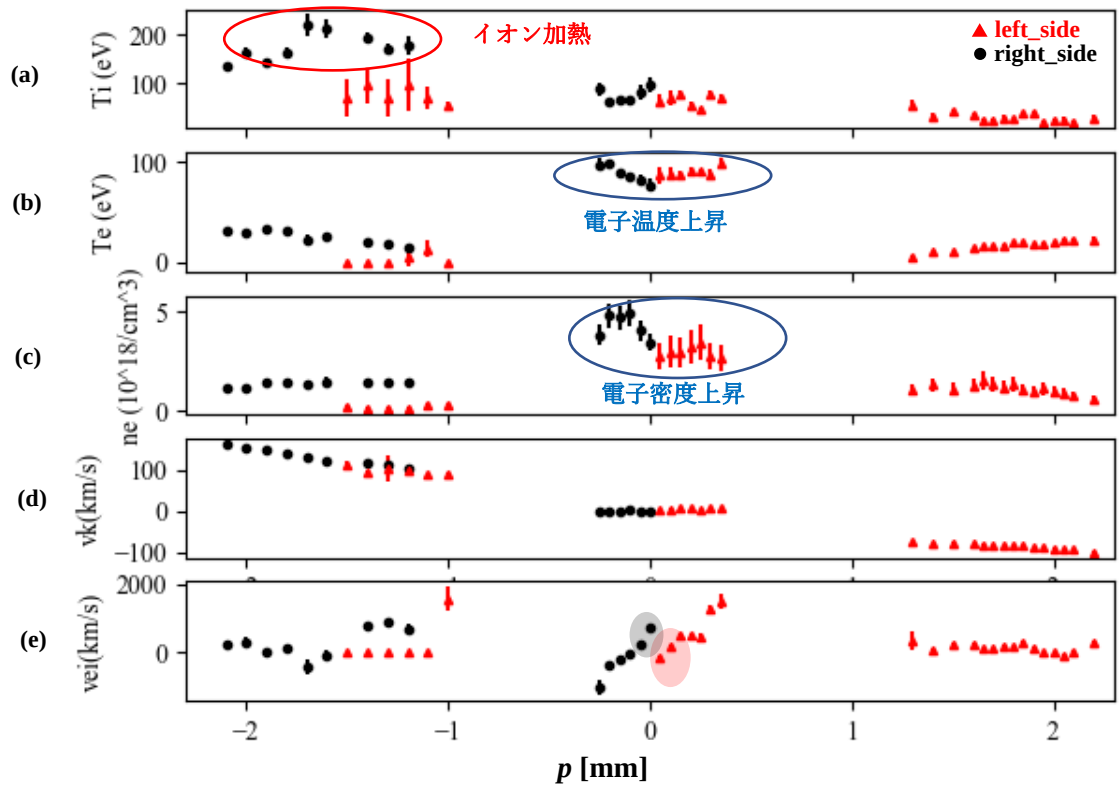


図 3.6 プラズマのパラメータの空間分布((a)イオン温度(eV)、(b)電子温度(eV)、(c)電子密度(/m³)、(d)流速度(km/s)、(e)イオン電子間の相対速度(km/s))

left_side ではイオン温度が空間に対して一様であるのに対し、right_side では-1~-2 mm の領域でイオン温度が高くなっている(赤丸)。また電子温度と電子密度が中心近辺で上昇しており、上下から噴き出た対向流プラズマ同士の相互作用が働いたことが分かる。流速度は一定の変化を保ちながら分布をしていた。

相対速度の定義はイオンに対する電子速度で、 k 方向に速い時は-、遅い時を+としている。0 mm 近傍で大きく変動しているのに対し、離れた箇所ではほぼ一定の相対速度が検出された。また $p = 0$ mm 付近で相対速度の正負が反転しており、電流の向きが変わった。この赤と黒丸で示した相対速度は、図 3.3(a1,b1)で示した電流方向と一致する。

3.2.1 フィッティングの整合性

ここでは right_side の 1.5 mm におけるムソン散乱強度の分布を例に相対速度を考慮した協同トムソン散乱の理論関数によるフィッティングの妥当性を論じる。非協同散乱のガウシアン関数、電子イオン間の相対速度を考慮しない協同散乱の関数でそれぞれフィッティングした結果を下図に示す。

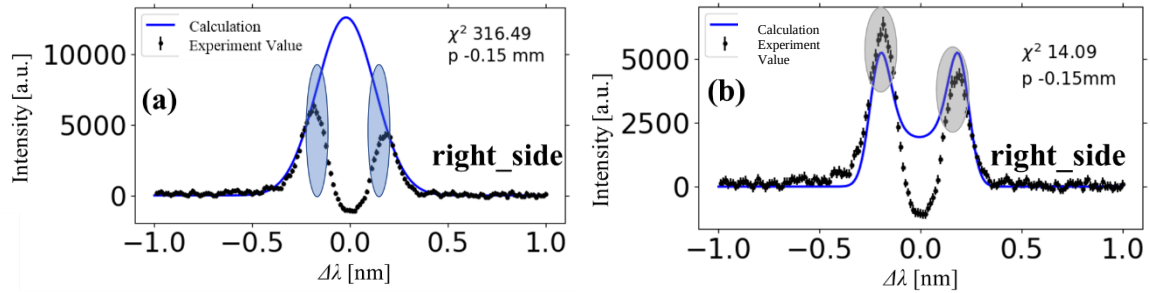


図 3.7 様々な関数による最適処理の結果(横軸：入射波長との差、縦：散乱強度)
(a)ガウシアン関数でのフィット、(b)相対速度=0でのフィット)

ガウシアン関数では左右のピークを表現することはできず(青丸)、式(3.1)の実測値と理論関数の値の差が増え χ^2 の値が大きくなってしまった。相対速度が 0 の場合は二つのピークの高さの差を再現する事ができず(黒丸)、図 3.5 の right_side と比較し χ^2 の値が大きくなった。他に試してみる関数が存在するかもしれないが、この比較から次のことが言える。ガウシアン関数ではダブルピークを表現できない(図 3.7a の青色領域)ため、協同散乱の関数で最適処理を施す必要がある。また相対速度を考慮しない場合ではピーク高さの偏りを説明できない(図 3.7b の灰色領域)。よってこの散乱スペクトルに関しては相対速度を考慮した協同散乱関数として扱うのが妥当だと判断する。

3.3 実験 1 におけるアウトフロー領域の計測を目的とした実験での結果

3.1 節のトムソン散乱計測はダブルピークが明瞭ではなかった。式(2.5.4)、(2.5.5)を思いだすと電子密度が高い時に、より協同散乱の条件を満たすことが分かる。3.1 節の自発光計測の結果においてプラズマが噴き出す方向(ターゲット表面に垂直方向)に約 0.5 mm の位置で電子密度が上昇していた。そこで実験ではプローブレザーの集光位置をターゲット表面からプラズマが噴き出す方向に 0.5 mm 移動させ高密度領域の計測に臨んだ(図 3.8)。図 3.8(図 2.2(c)参照)の実験セットアップではリコネクションのアウトフロー(青矢印)が x 軸に沿う形で発生すると考えており、出来る限り x 軸に平行にプローブレザーを入射する事でアウトフローによってプラズマが排出される領域での計測を狙った。また図に示した、 x 、 z 軸に対するプローブレザー入射方向と散乱光の観測方向の角度は図 3.3 と同じである。

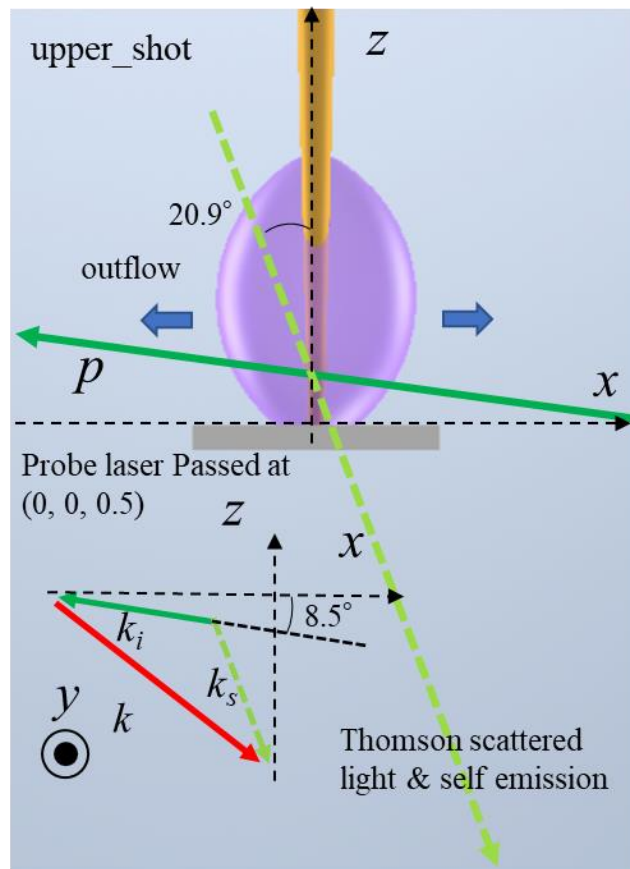


図 3.8 実験体系(図 2.2(c)に対応)

本実験は 2020 年製造の ICCD カメラ(iStar)を使用して 2021 年 11 月に行われた。また簡単のためこの実験体系を upper_shot と呼ぶ。測定条件は ICCD カメラのゲート幅を 2.8 ns、ゲインを 4000(増倍率：344 倍)、とし直径 100 μm のタングステンワイヤーをノッチフィルターに使用した。以下に異なる時間帯で計測した自発光計測の様子と計測方向から見たターゲットの様子を照射されたレーザー出力と合わせて図示する。

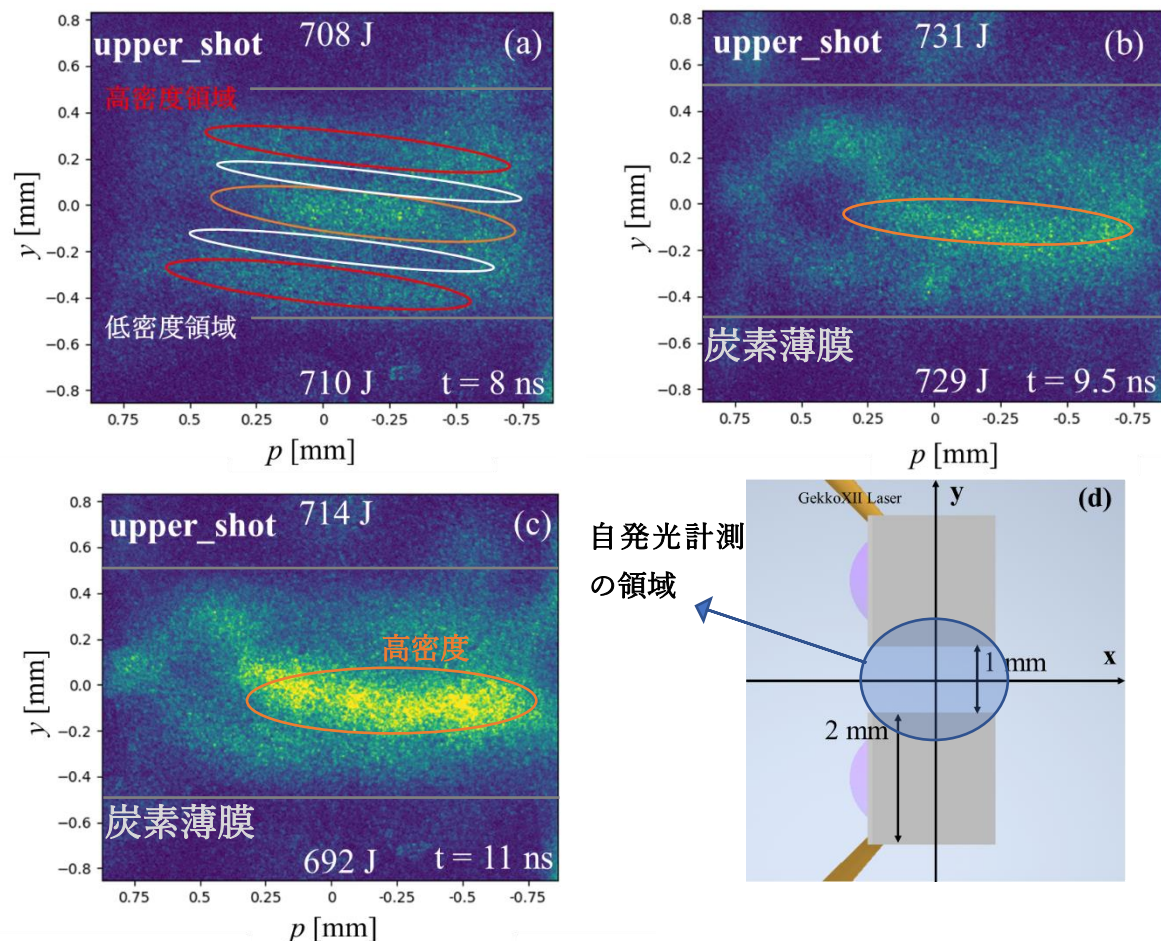


図 3.9 自発光計測の結果(横軸：光軸 p 、縦軸： y 軸)、(a)8 ns、(b)9.5 ns、(c)11 ns、(d)自発光計測の視野から見た実験セットアップ

自発光計測では図 3.9(d)の様にターゲットが照射される面の裏側から観測しているため、微かにターゲットの影が見える。(d)より炭素薄膜の先端が $y = \pm 0.5$ mm の位置にくる (灰色実線)。3.2 節の自発光計測よりも視野が狭いのでレーザースポットは観測できないが、ターゲットの中間部分をより詳細に観測できる。ターゲットの中間面では対向流プラズマが衝突して高密度領域が生じ、時間経過

と共に密度が上昇しているのが見て取れた(橙丸)。更に全ての時間で衝突面から外れた場所で高い密度を持つ領域が確認された(赤丸)。

横軸に波長、縦軸に光軸 p を取りトムソン散乱計測の結果を図 3.10 に示す。

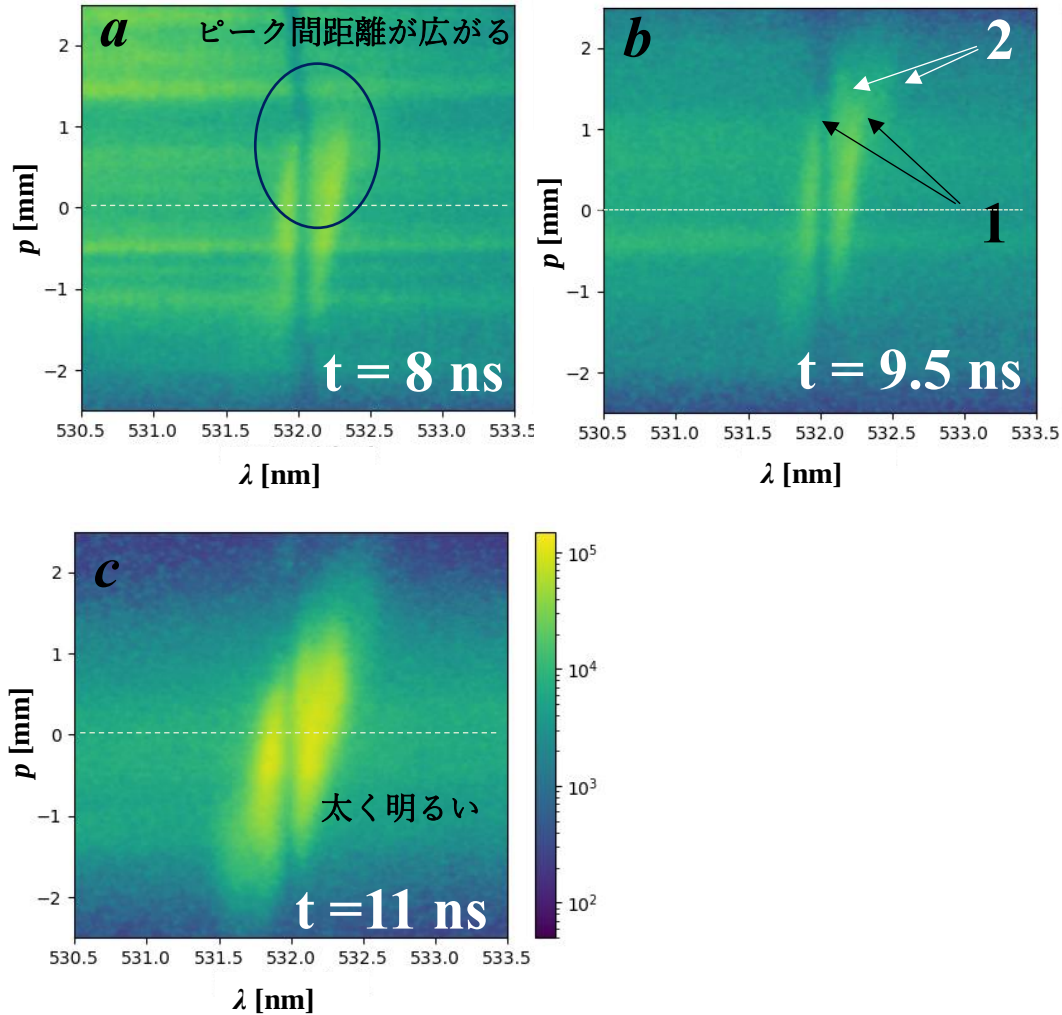


図 3.10 upper_shot でトムソン散乱計測の結果(横軸：波長、縦軸：光軸 p)、(a)8 ns、(b)9.5 ns、(c) 11 ns

ドップラー効果により 0 mm 手前では短波長側に $p > 0$ mm では長波長側に散乱スペクトル中心がシフトした。これはプラズマが z 方向に噴き出すと同時に熱膨張を伴うので、 $-p$ では $-k$ 方向に $+p$ は $+k$ 方向の成分が検出されるためである。8 ns ではプローブレザーの進行方向($+p$ 方向)に進むにつれてダブルピーク間の距離が広がっている(黒丸)。9.5 ns の $p = 1.5$ mm 近傍では薄っすらとだが、ダブルピークが大きくシフトして同じ空間に二つのダブルピークが存在する様に見えた(1、2)。これに関しては次章で議論を行う。11 ns ではトムソン散乱光が明るく、太くなり温度と密度が上昇したことが伺える。

下図に $p = 0$ mm(図 3.10 の白下線) でのトムソン散乱の理論関数を最適化処理し、結果を載せる。

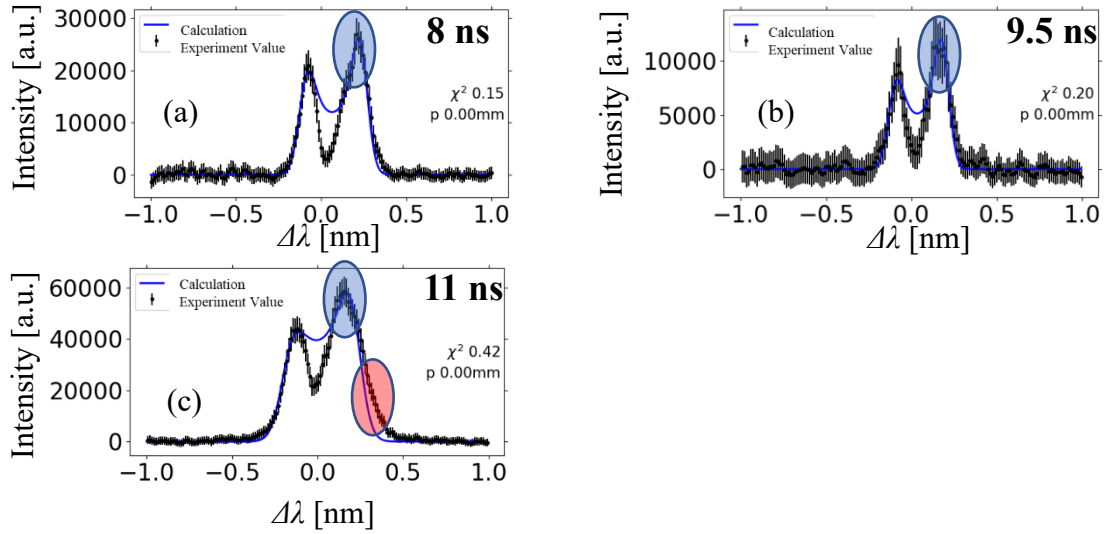


図 3.11 upper_shot のトムソン散乱光のフィッティング結果(横軸：入射波長との差、縦軸：散乱強度)、(a)8 ns、(b)9.5 ns、(c)11 ns

全ての結果で長波長側のピークが高くなっており(青丸)、この三つの実験では $p = 0$ mm で同じ方向の電流が生じたと言える。11 ns では長波長側ピークのテール部分を再現する事が出来なかった(赤丸)が、 $\chi^2 < 1$ であるため有効なフィッティングがされたと考える。

プラズマのパラメータの光軸 p に沿う空間分布を図 3.12 に載せる。

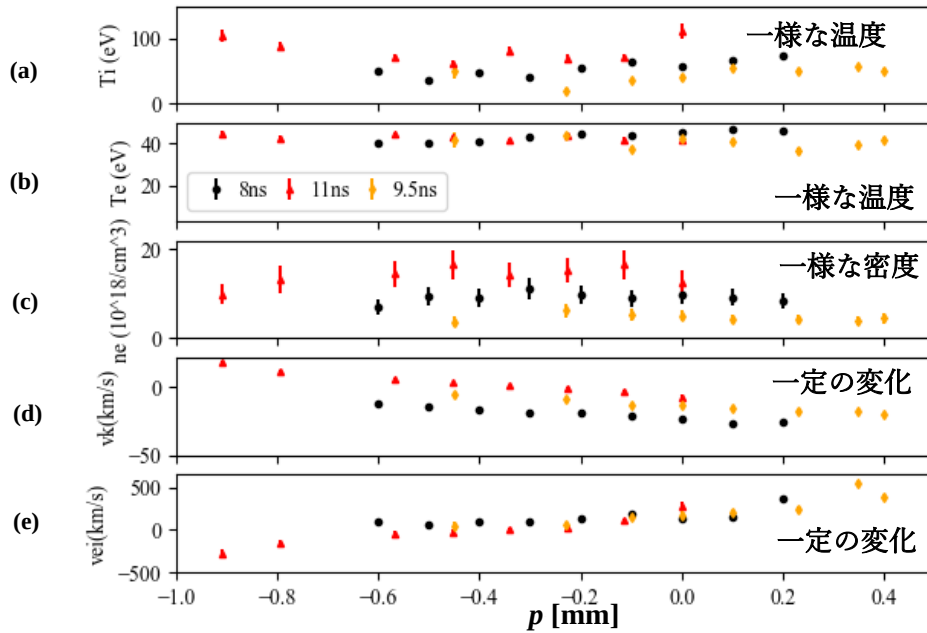


図 3.12 プラズマのパラメータ空間分布((a)イオン温度(eV)、(b)電子温度(eV)、(c)電子密度(/m³)、(d)流速(km/s)、(e)イオン電子間の相対速度(km/s))

イオン温度、電子温度は空間に対してほぼ一様に分布していた。密度に関しては 3.2 節の結果($1 \sim 5 \times 10^{24} / \text{m}^3$)より数倍程度高い値($2 \sim 18 \times 10^{24} / \text{m}^3$)が検出され、3.2 節の様な 0 mm 近辺での急激な上昇が見当たらなかった。流速は一定の変化を伴い、速い時間帯でより高速な流速が計測(黒橙赤の順)された。相対速度も一定の変化を伴っていた。

3.3.1 流入プラズマの計測実験

更に 2021 年の実験では図 2.2(d)の様にターゲットを設置し実験した。この実験体系にする事でプラズマが xz 平面内に広がる方向 k ベクトルで捉える(図 3.13(a))。そのためリコネクション拡散領域に流入するプラズマの温度を見積もることが可能となる。

片側のターゲットを $-y$ から見た図、自発光を観測した方向から見たターゲットのセットアップ、自発光計測とトムソン散乱計測の結果を下図に示す。

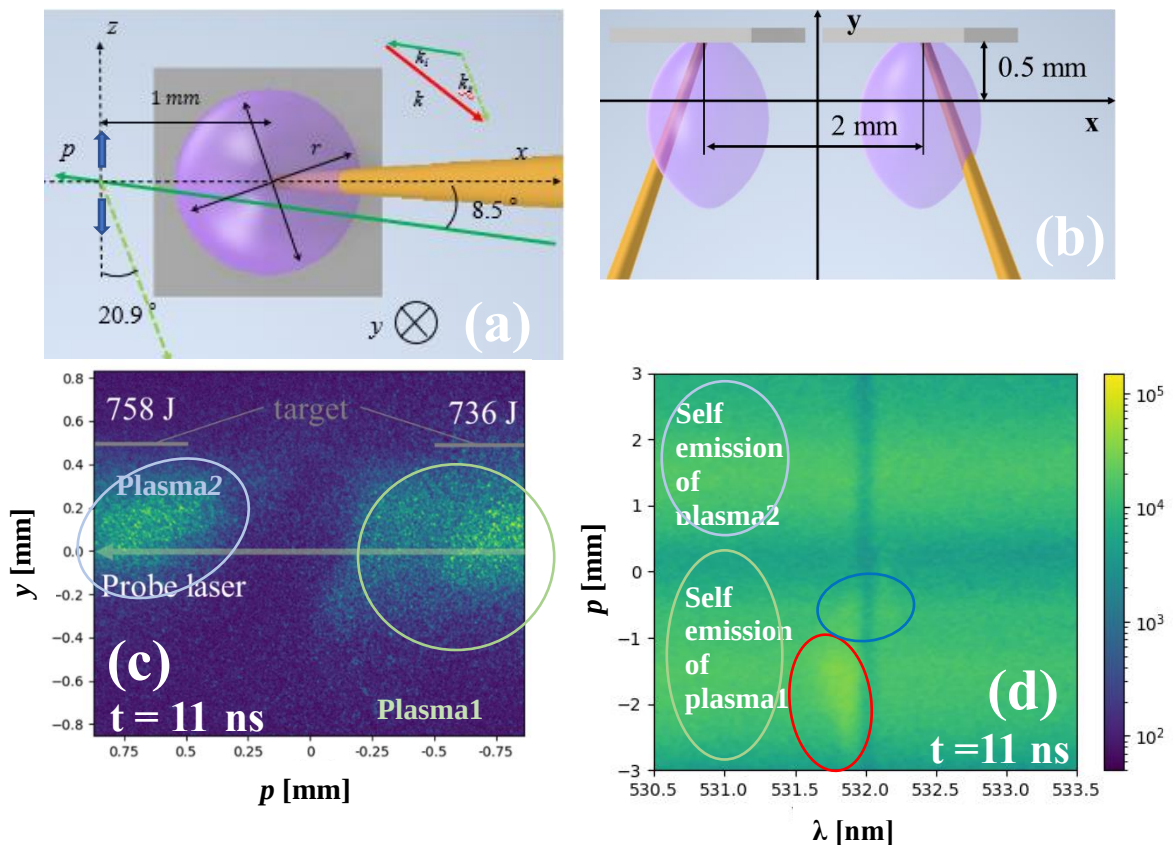


図 3.13 (a)実験体系図 2.2(d)を $-y$ から見た図、(b) 自発光計測の視野からの実験セットアップ、(c)自発光計測の結果(横：光軸 p 、縦： y 軸)、(d)トムソン散乱計測の結果(横：波長、縦：光軸 p)

(b)、(c)をみるとこの実験体系が分かり易い。ドライブレザーは-y 方向から照射され、ターゲット垂直方向(y 負)に噴出したプラズマが膨張して $p = 0\text{mm}(x = 0\text{mm})$ 近辺で衝突する。実際の自発光ではターゲットの中間地点では対向流プラズマ同士の衝突が見られなかった。自発光計測をみると計測上流($-p$)と下流($+p$)でプラズマの広がり方が異なり、上流ではプラズマ 1 の密度が高い領域、下流側ではプラズマ 2 の先端近くをプローブレザーが通っている。このためトムソン散乱計測では上流側でのみトムソン散乱が計測されたと考える。上流側の散乱スペクトルは-1.2 mm 近辺で太いシングルピーク、そこから更に上流に行くに従い細くなる(赤丸)。一方で-0.8 mm 付近でダブルピークになる(青丸)という変化を取得した。

光軸 p に沿う解析の結果の空間分布を図 3.14 に載せる。

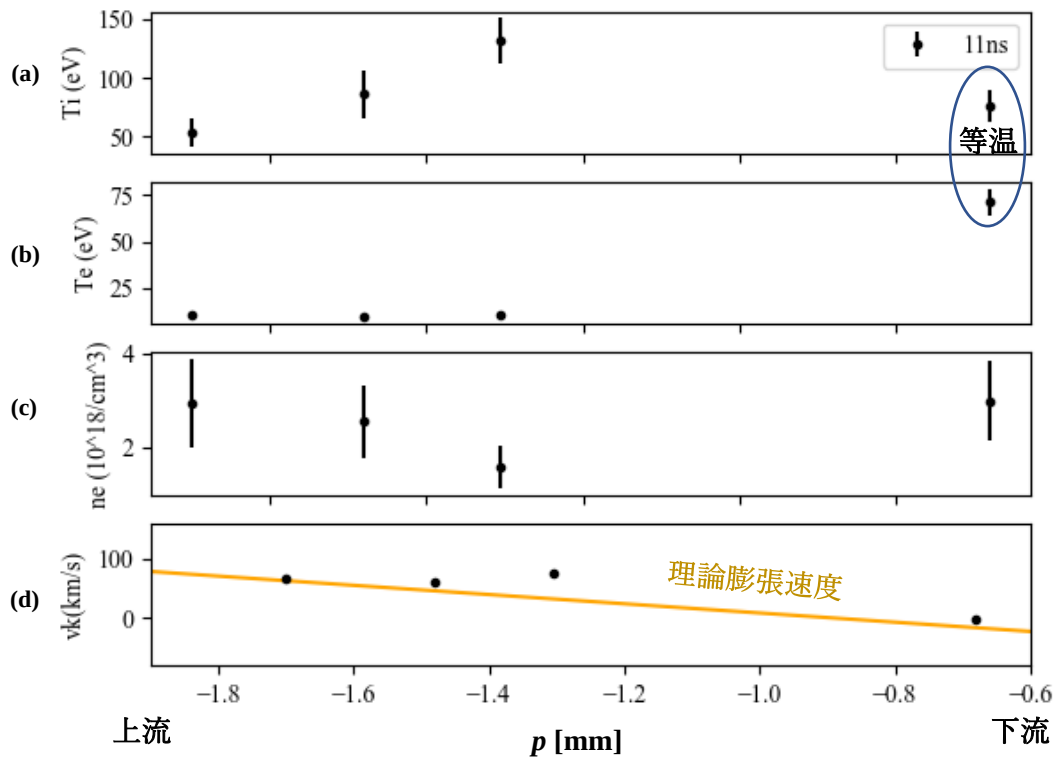


図 3.14 プラズマのパラメータの空間分布 ((a)イオン温度(eV)、(b)電子温度(eV)、(c)電子密度(/m³)、(d)流速度(km/s))

今回のトムソンの波形は弱い散乱強度のため解析が難しく以上の四点でのみフィッティングが可能であった。このパラメータを説明する上で光軸 p と照射スポット距離 r との位置関係が重要となる。図 3.15 にプローブレザーとドライブレザー照射スポットの位置関係を図示する。ドライブレザー照射スポット中心から熱膨張したプラズマは r 方向に等方的に広がると考えると、 $r_{\perp k}$ の位置で k 方

向と熱膨張方向が垂直になり v_k が理論的に 0、 $r_{\parallel k}$ で k 方向と熱膨張方向が平行となる。

図 3.14 の黄色の直線は等方的にプラズマが上流側(図 3.13(b)の右側)のターゲットから膨張した時にレーザー軸上 p での k 方向の速度成分をプロットした値である。実測された流速が黄色の直線に沿って分布していることから、計測したプラズマは下流側のターゲット由来のプラズマの影響が少なく、上流側ターゲットから生じた等方的に広がるプラズマだと言える。

電子温度に関しては -0.68 mm で高くなっており、イオン温度と同等になっているのに対し上流側ではイオン温度より低く非平衡となっている。またトムソン散乱の波形の太さが約 -1.2 mm 近辺で最大になる事は、算出されたイオン温度が -1.2 mm に近づく程高いという結果と一致する。密度に関しては照射スポット中心($p = -1.07 \text{ mm}$)に近づくにつれて低くなっているので、生成されたプラズマの高密度部分は xz 平面に広がっていると言える。

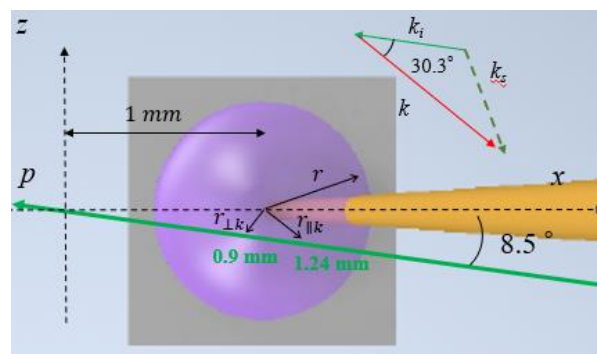


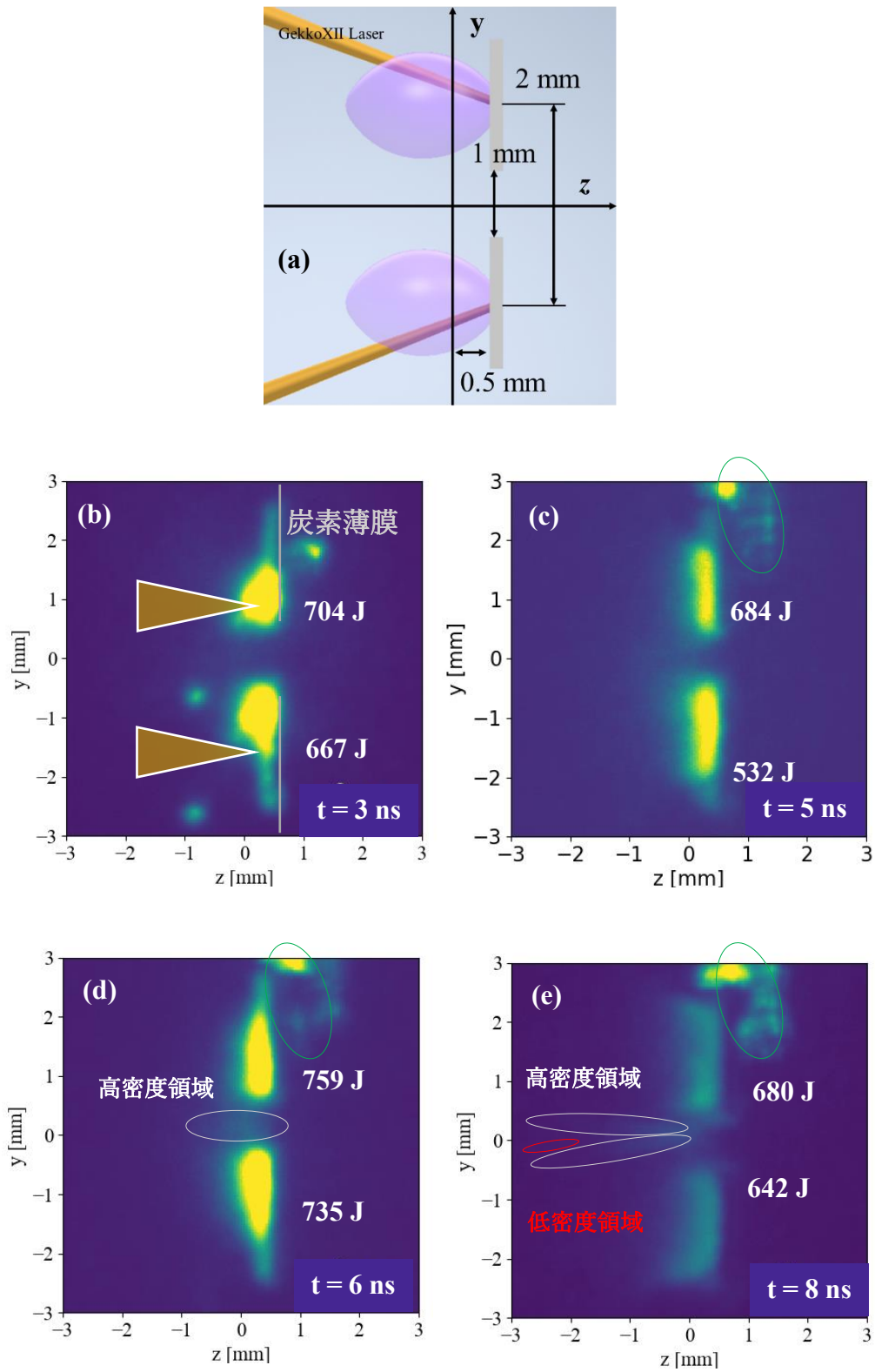
図 3.15 ドライブレーザー照射位置と光軸 p との位置関係

3.4.1 実験 2 における自発光計測の結果

The diagram illustrates a relativistic jet structure. A central vertical axis is labeled z . A horizontal dashed line represents the x & y plane. A purple, elongated, bullet-like shape represents the jet, with a central orange rod-like structure labeled "Current sheet". A grey rectangular region is positioned above the jet. Several vectors and labels are present: k_i (green vector pointing up and left), k_s (green vector pointing up and left, dashed), k_1 (red vector pointing down), k_2 (red vector pointing left), p (green vector pointing up and right), and 0 (orange vector pointing down). Labels include "Thomson scattering for k_2 ", "Self emission", "Out flow", "Current sheet", and "Thomson scattering for k_1 ". A coordinate system with x and y axes is shown in the top right corner.

本実験は 2021 年 9 月に ICCD カメラ(2020 製作の iStar(k_1)と PIMAX_4(k_2))を使用して行われた。 k_1 の測定条件は ICCD カメラのゲート幅を 3 ns、ゲインを 4000 (増倍率：344)、とし直径 200 μm のタングステンワイヤーをノッチフィルタに使用した。 k_2 の測定条件はゲート幅を 3 ns、ゲイン 4000 (増倍率：300) で、直径 200 μm のタングステンワイヤーをノッチフィルタに使用した。

自発光計測によるプラズマの時間発展と観測方向からのターゲットのセットアップをレーザー出力と共に次に載せる。 $z = -0.5 \text{ mm}$ の位置にターゲット表面がある。



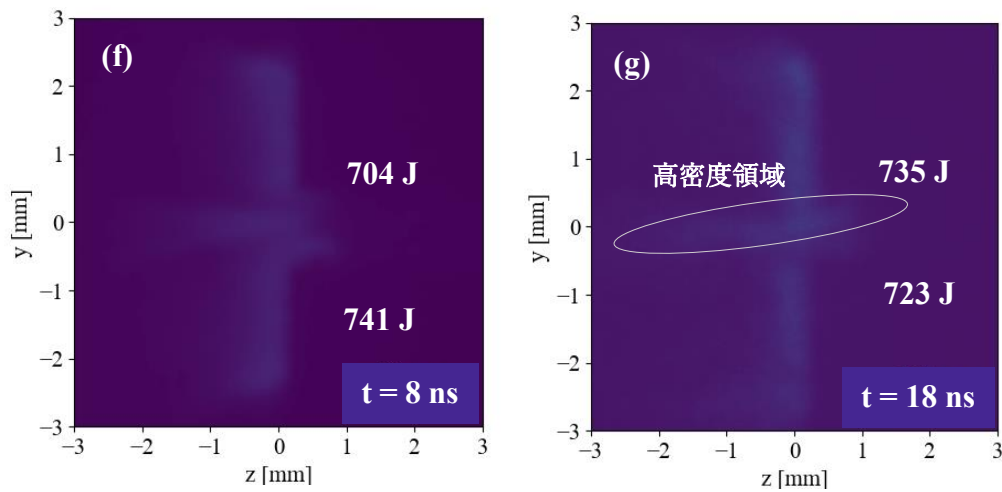


図 3.17 (a)自発光計測の視野からの実験セットアップ、自発光計測の時間発展(横軸：z 軸、縦軸：y 軸) (b)3 ns、(c)5 ns、(d)6 ns、(e)8 ns、(f)8 ns、(g)18 ns

3 ns ではプラズマが広がる前の初期のプラズマが捉えられた。5、6 ns においてはプラズマが薄く広がり、6 ns ではターゲットの中間において密度が上昇している領域(白丸)が観測された。その後 8 ns ではターゲットの中間でのプラズマがより明るくなり、+z 領域にも膨張している様子が見て取れる。8 ns では同じタイミングで二回自発光の計測を行ったが、両者では輝度に大きな差が見られた。照射レーザーのエネルギーは同等で、(d)で観測された高密度領域(赤丸)と低密度領域(白丸)が交互に混ざる構造が(e)でも僅かにターゲットの中間面で観測されたので、計測したタイミングが大きくずれたという要因は考え難い。他の要因としてターゲット設置時にターゲット面が少し傾いた又は測定時に設置する減光を過重にしてしまった事が考えられる。何れにしてもリコネクションによる影響とは結び付け難く、人為的な要因が考えられる。右上の明るい領域(緑丸)はターゲットを上から保持するためのガラスロッドにプローブレザーの一部が回り反射した光を観測した推測する。

3.4.2 k_1 方向のトムソン散乱計測の結果

次に k_1 方向を計測したトムソン散乱計測の結果を示す。

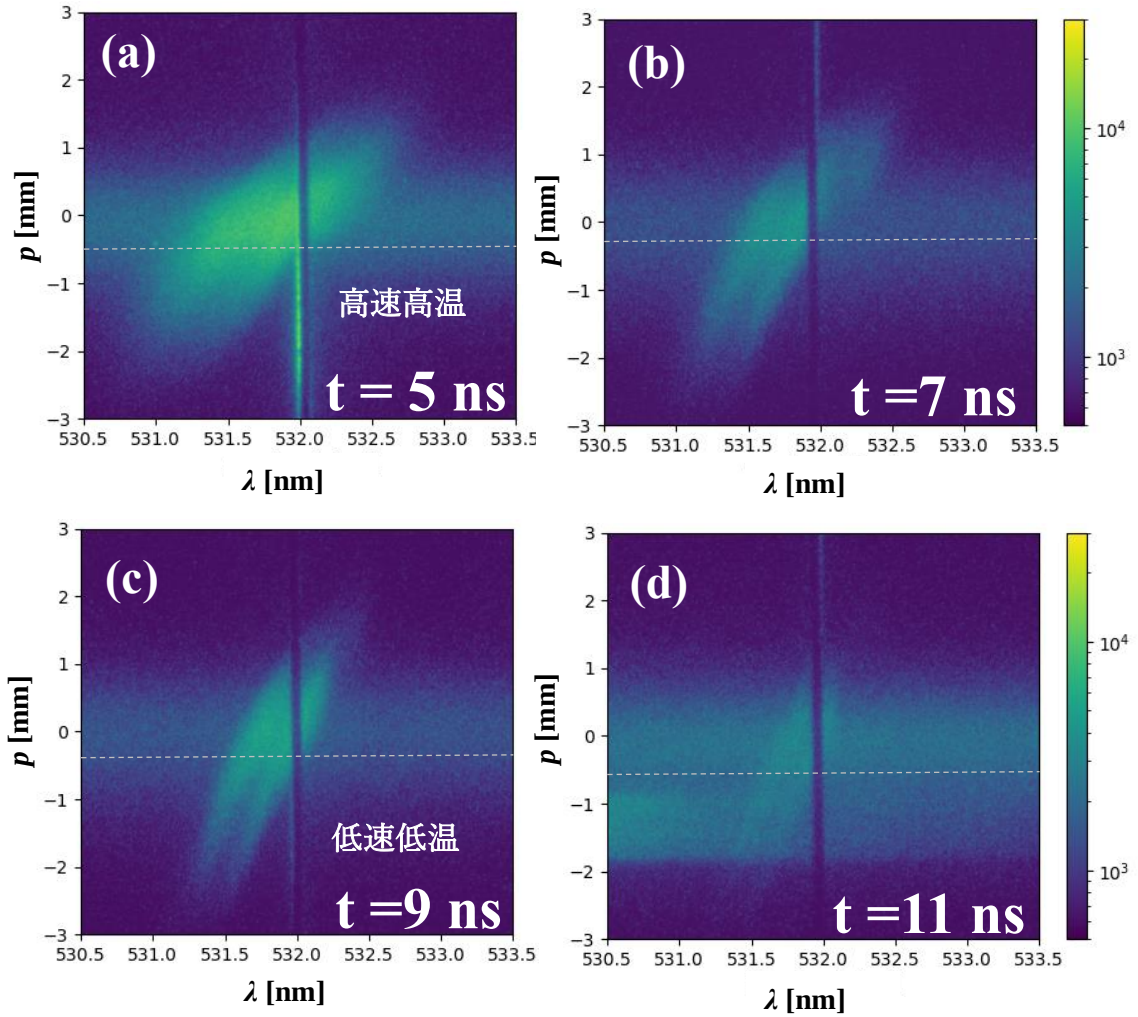


図 3.18 k_1 方向のトムソン散乱計測の結果(横軸：波長、縦軸：光軸 p)

(a)5 ns、(b)7 ns、(c)9 ns、(d)11 ns

5 ns においてスペクトルが太いため高温プラズマが観測され、時間が経つにつれ温度が下がったのでスペクトルが細くなったと推測できる。更に後の 11 ns ではプラズマの密度が減少したため弱い散乱強度になった。また時間が経過するとスペクトルの傾きが小さくなることから流速が遅くなっていると予想ができる。 k_1 方向の計測では散乱強度が左右のピークで異なる様な結果を期待する。しかし目視で図 3.18 から読み取る事が難しいので、下図に白破線の部分でフィッティングした結果の一部を載せる。

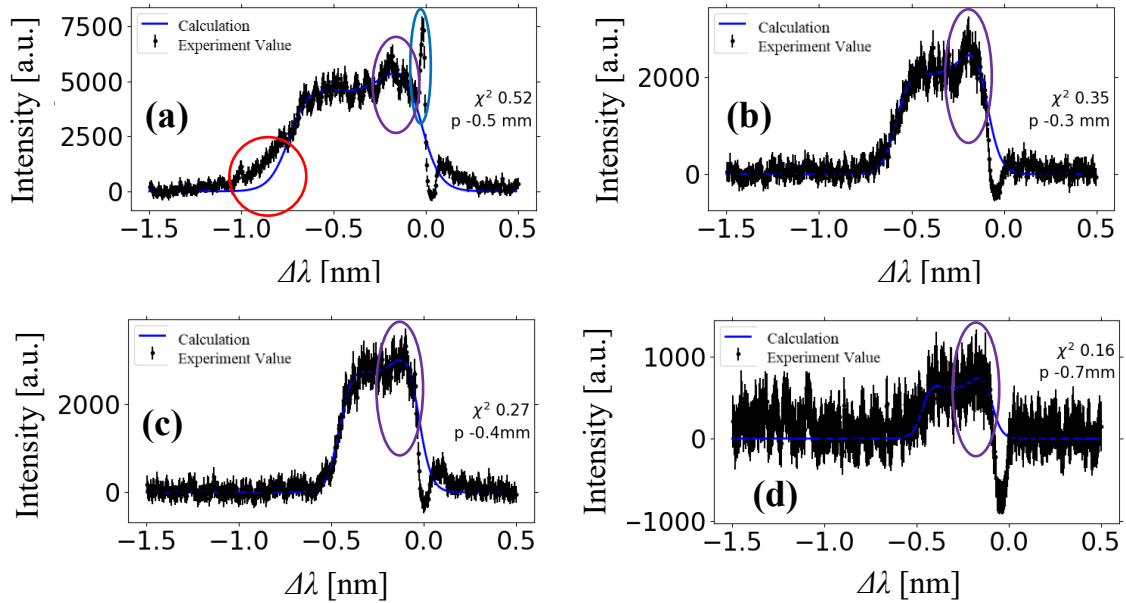


図 3.19 k_1 方向のトムソン散乱フィッティング結果 (横軸：入射波長との差、縦軸：散乱強度)、(a) 5 ns、(b) 7 ns、(c) 9 ns、(d) 11 ns

5 ns の $\Delta\lambda = 0$ nm 付近見られる局所的な散乱強度の上昇(青丸)はノッチフィルターで消しきれなかったプローブレーザーの迷光が検出されたことによって起きた。5 ns でのテール部分が上手く再現できなかった(赤丸)。これは 3.3 節の 11 ns でも同様に生じ、解析をする中でテール部分の再現が出来ない場合が度々見受けられた。また 11 ns は散乱強度が弱いため、周囲のノイズレベルとトムソン散乱光のレベル近い値になってしまい見かけ上の統計誤差が大きくなった。

各データにおいて僅かに長波長側のピークが高い傾向が得られた(紫丸)。そのため図 2.10 からイオンから見た電子が k_1 方向に対し逆方向の速度を有することになる。つまり計測された電流の方向は k_1 と一致し、予測していた電流シートの方角(図 3.16)とも辻褄が合う。

実際のパラメータの光軸 p に沿う空間分布は以下の様なる。

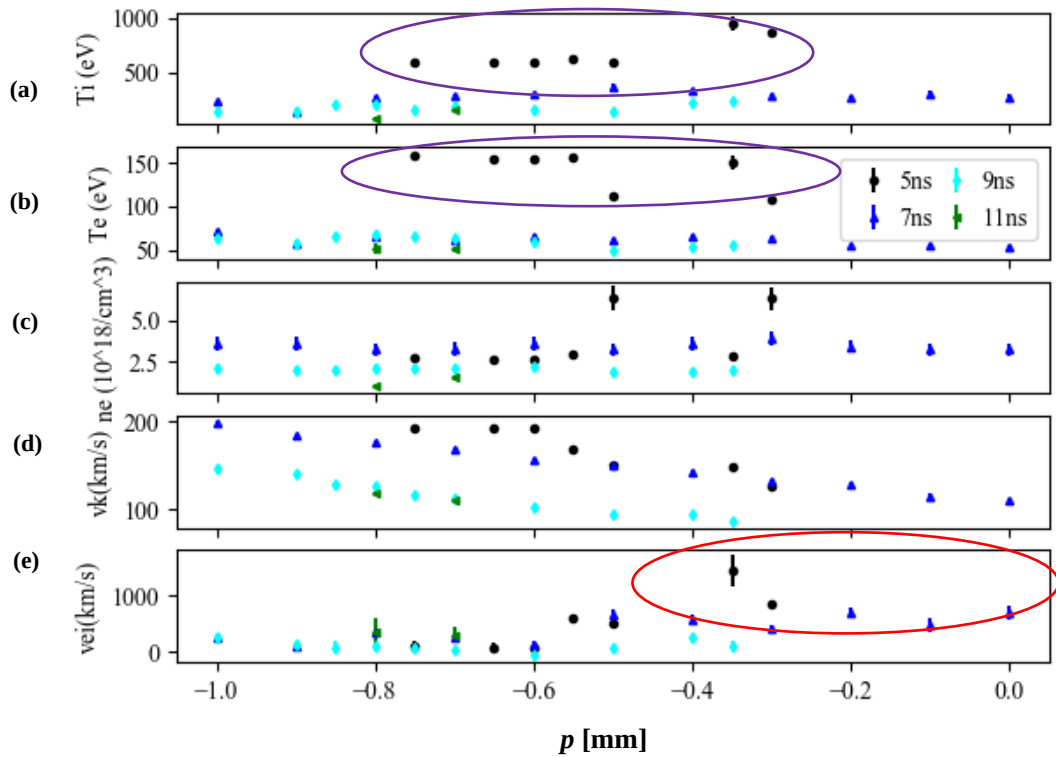


図 3.20 k_1 方向のトムソン散乱計測によるパラメータの空間分布 ((a)イオン温度 (eV)、(b)電子温度(eV)、(c)電子密度(/m³)、(d)流速度(km/s)、(e)イオン電子間の相対速度(km/s))

11 ns は弱い散乱強度のため解析が可能となる箇所が二点しかなかった。先程予測したように 5 ns で高温な電子・イオン密度が検出された(紫丸)。また時間の経過に伴い熱平衡により電子とイオン温度の開きが小さくなった。電子密度は 5 ns での -0.5、-0.3 mm の位置で著しく大きくなっている点を除けば全体的に空間に一樣であった。流速は一定の変化を伴いながら変動していた。イオン視点での電子の速度 v_{ei} は k 方向に速い時は負、遅いと正をとるので、算出された相対速度が生成する電流は k_1 に流れ、電流シートの向きと一致する。加えて 0 mm に近づくに伴い相対速度が大きくなり、電流値が増している(赤丸)。

3.4.3 k_2 方向のトムソン散乱計測の結果

最後に k_2 方向のトムソン散乱計測の結果を示す。

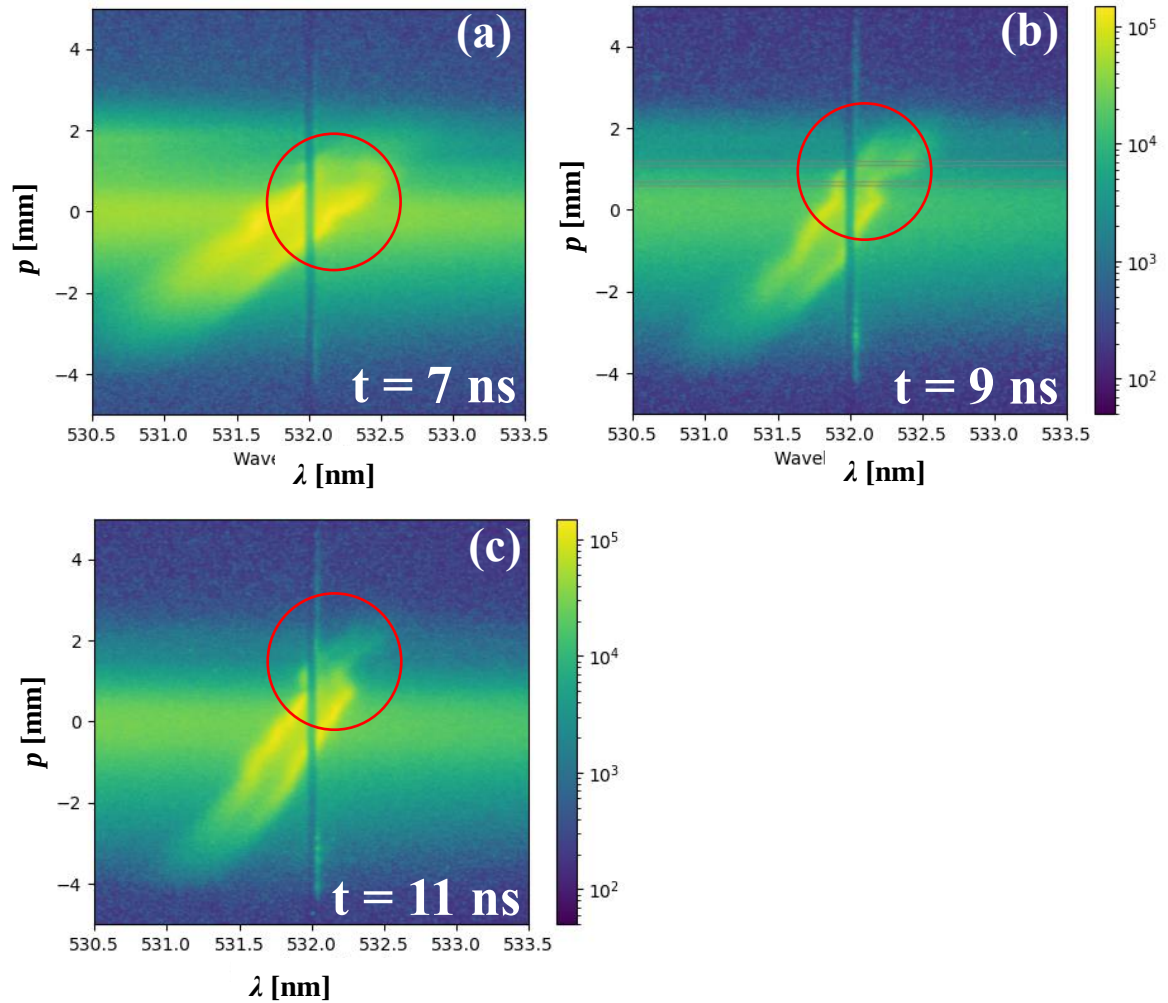


図 3.21 k_2 方向のトムソン散乱計測の結果(横軸：波長、縦軸：光軸 p)、(a)7 ns、(b)9 ns、(c)11 ns

k_1 (図 3.18)と k_2 方向の計測の結果において両者とも左下から右上に伸びるようなトムソン散乱光が取得された。斜めになる理由は 3.2 節で述べた様にドップラー効果に起因するものである。 k_1 方向の計測ではプラズマが噴き出す方向への流速(図 3.16 で-z 方向)を、 k_2 方向の計測ではプラズマが膨張する速度とリコネクションアウトフローによって排出される流速をそれぞれ計測している。そのため k_1 と k_2 で計測されたスペクトルを比較すると、 k_1 では急激な流速変化が観測されなかったのに対して、 k_2 では 7 ns 0 mm、9 ns 0.5 mm、11 ns 1 mm 付近で突然プラズマの速度変化が見られた(赤丸)。また k_2 方向では k_1 と比べてダブルピークが細く鮮明であり、プラズマの挙動が等方的ではないことを示唆している。

先に解析の結果を言うと二章で説明した理論関数でフィッティングをすると 9 ns のデータと 11 ns の一部(0.0 mm ~ 0.5 mm)でしか正確なフィッティングが出来なかった。11 ns の 0.5 mm 以上では左側のスペクトルがノッチフィルターによって遮られ解析が難航した。7 ns の例は後ほど示すが、そもそもスペクトルの再現をすることが出来なかった。

図 3.22 で示したフィッティングの結果は図 3.21 の 9 ns の灰色実線の場合(0.6、0.7、1.1、1.2 mm)で速度の変動が顕著になる箇所である。トムソン散乱が急激に曲げられて、左側のトムソン散乱ピークがノッチフィルターによって遮られる 0.7 mm と、再度左側のピークが観測された 1.1 mm での最適化処理の結果(a2、a3)に着目する。するとダブルピークの谷の波長位置(青破線)と入射波長(緑実線)の間が大きく異なる事が分かる。これは大きな速度変化が生じた証拠である。

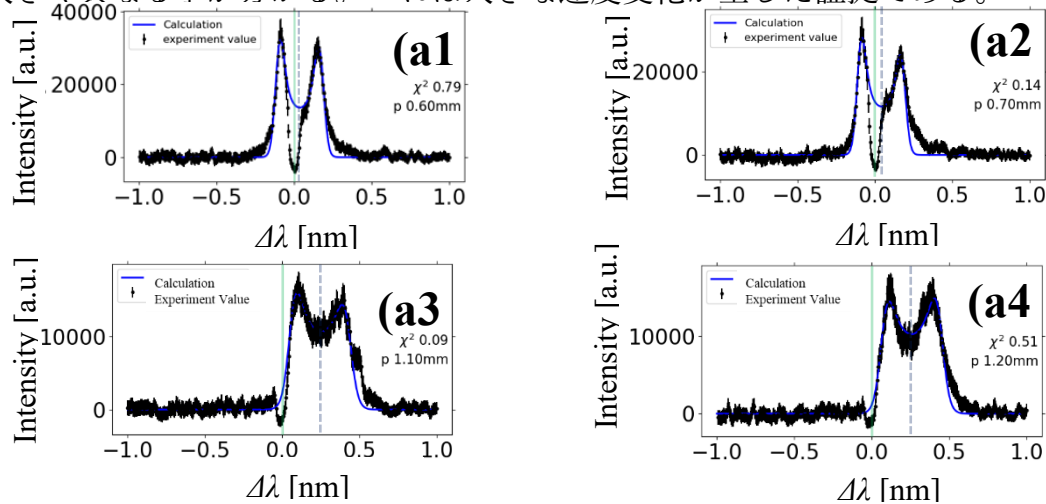


図 3.22 k_2 方向 9 ns でのトムソン散乱フィッティング結果(横軸：入射波長との差、縦軸：散乱強度)、(a1)0.6 mm、(a2)0.7 mm、(c)1.1 mm、(d)1.2 mm

先程 11 ns のデータでダブルピークの短波長側がノッチフィルターに遮られて解析ができないと説明した。しかし下に示す 1.3 mm でのスペクトル断面の様にダブルピークの谷の位置が分かると温度、密度は算出できないが、流速の算出は可能となる。以下に 9 ns と 11 ns での解析の結果を載せるが、11 ns の一部では流速のみのデータを示す。

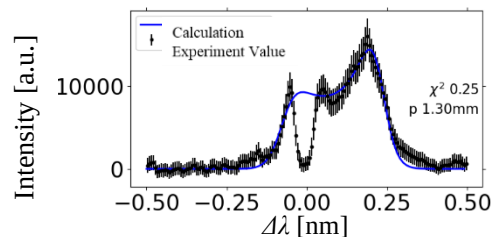


図 3.23 11 ns、1.3 mm でのフィッティングの結果(横軸：入射波長との差、縦軸：散乱強度)

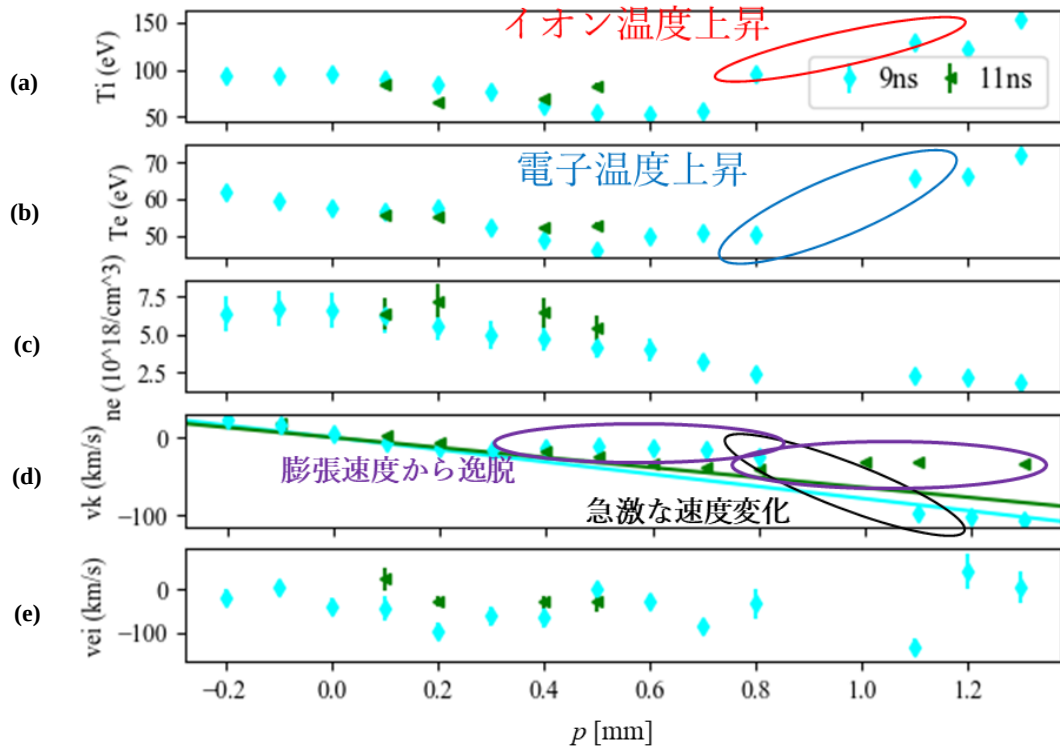


図 3.24 k_2 方向のトムソン散乱計測によるパラメータの空間分布 ((a)イオン温度 (eV)、(b)電子温度(eV)、(c)電子密度(/ m^3)、(d)流速度(km/s)、(e)イオン電子間の相対速度(km/s))

図中の直線(水色実線、緑実線)の説明をする。図 3.16 のターゲットの照射位置 $(x, y, z) = (0, \pm 1, 0.5)$ mm と入射光軸 p との距離を各時間で割り、算出した速度の k 方向の成分を示している。流速の変化に着目すると 9 ns では 0.5 mm から 11 ns では 0.8 mm から徐々に膨張速度から逸脱している(紫円)。更に 9 ns の 0.8 mm での流速は膨張速度より遅いにも関わらず、1.1 mm では膨張速度を上回る値となり急激な速度変化があった事がパラメータからも判明した。またこの速度の変化領域(0.8 mm ~ 1.1 mm)においてイオン温度、電子温度も上昇しており急激な加熱があった(赤円、青円)。一方でこの領域において際立った電子密度の変化は確認されなかった。相対速度は 0 mm 付近において $v_{ei} = 0$ km/s の周りを変動しており、中心付近で相対速度の上昇が見られ無かった。ここからアウトフロー方向には一定の方向を持った電流が無く、空間に依存して電流の方向が変動し、且つ微量な電流が存在する事になる。

3.4.4 k_2 方向のトムソン散乱計測の二成分熱分布を想定した解析

今まで使用していた協同トムソン散乱の関数で 7 ns、-0.15 mm のフィッティングをした結果を載せる。ここからスペクトル形状の表現が出来ず整合性が取れなかった。このスペクトルの特徴として左右ピークの太さが違う事が挙げられる(a,b)。青実線の「理論関数では左右のピークの高さの違いを電子-イオン間の相対速度で表現したが、ピーク幅の非対称性を再現する事はできない。

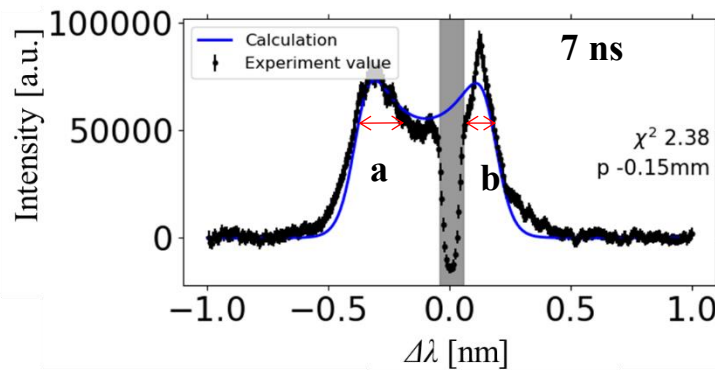


図 3.24 7 ns のフィッティング結果

今までの理論関数はイオンの速度分布が一成分のマクスウェル分布に従う場合を想定していた。そこでイオンが二成分のマクスウェル分布を持ち、この熱分布の重ね合わせた分布関数を速度分布とした理論関数を使用してみる。二成分の重ね合わせに条件を絞った理由は、 k_2 方向にプラズマの膨張速度とアウトフローで加速された速度の二種類の速度成分が存在すると考えたためである。

イオンの熱分布が二種類になると複素誘電率(式 2.18)が以下の様に書き換えられる。

$$\varepsilon = 1 + \chi_{i1} + \chi_{i2} + \chi_e \quad (3.2)$$

誘電率はそれぞれの熱分布に従う荷電粒子の電気感受率の和で与えられるので、もし二つ以上の熱分布や二種類以上のイオンが存在すると想定する場合は $\varepsilon = 1 + \sum_{h=1}^n \chi_{ih} + \chi_e$ の式を用いれば良い。またプラズマがマクスウェル分布に従わない時、電気感受率は式(2.5.17)の様に簡易化する事が出来ず、式(2.5.14)の複素積分を解かなければならない。今回はマクスウェル分布の重ね合わせなので式(2.5.14)を適用する事ができる。実際の関数では二成分のイオン流速の相対速度 v_{ii} のみを考慮した式(3.3)の右辺第二項と第三項を使用した。

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{kn_e} \left[\left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_{ek} \left(\frac{\omega}{k} - \mathbf{v}_k \right) + \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 \left\{ Z_{1i}^2 f_{1ik} \left(\frac{\omega}{k} - \mathbf{v}_k \right) + Z_{2i}^2 f_{2ik} \left(\frac{\omega}{k} - \mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{ii} \right) \right\} \right] (3.3)$$

第二項、第三項は二成分熱分布に従うそれぞれのイオン項を意味し、電子の流速は第二項のイオンに追随すると仮定している。つまり第三項で示されるトムソン理論関数には電子ーイオン、イオンーイオンの相対速度の効果が付与される。

下記に式(3.3)の理論関数の軌跡を4つのイオンーイオン間の相対速度条件で表示する。プラズマの条件は電子温度 100 eV、電子密度 $15 \times 10^{24} / \text{m}^3$ 、 f_{1k} の熱分布を持つイオン 1 が 200 eV、 f_{2k} の熱分布を持つイオン 2 が 300 eV、イオン 1、2 の存在比は 1:1 としてある。またイオン 1 と電子の流速は常に 0 とした。

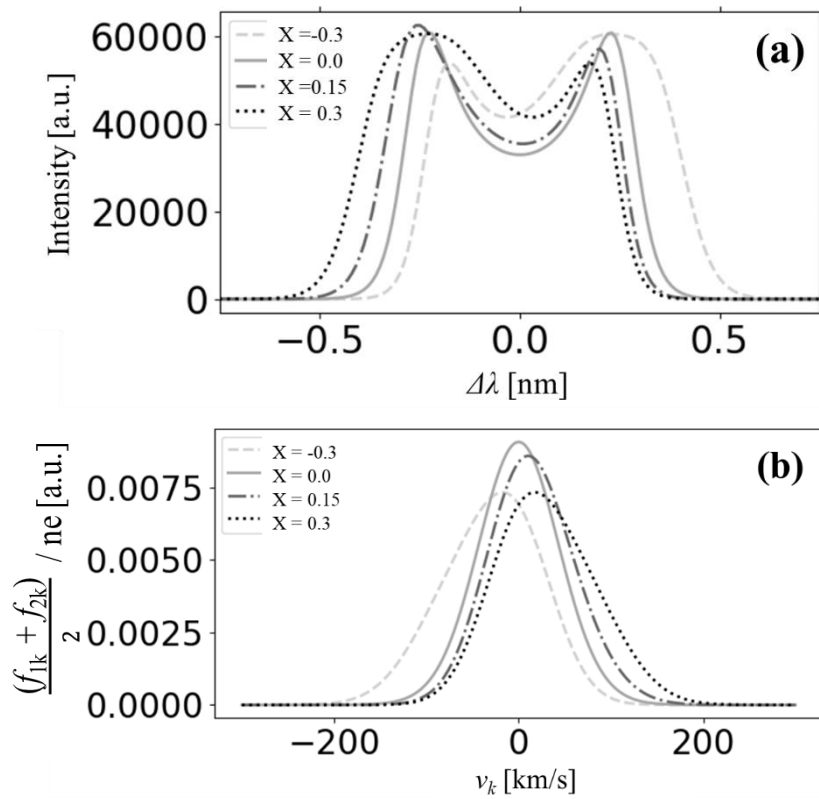


図 3.25 (a)イオン同士の相対速度を変化させた時のトムソン散乱の形状変化(横軸は波長変化量、縦軸は散乱強度とし、 $X = v_{ii} / T_e$)、(b)相対速度を変化させた時の速度分布関数(横軸は速度、縦軸はマクスウェル分布関数を電子密度で規格化した値 $\frac{(f_{1k} + f_{2k})}{2} / ne$)

二成分のイオンが従うマクスウェル分布の間に相対速度が生じると、左右のピークの高さと幅が異なるトムソン散乱スペクトルを再現できる。破線($X = -0.3$)は

高温のイオン成分が $-k$ 方向に移動している場合(波長軸では長波長側)で、速度分布関数は低速側で緩やかな勾配になり、長波長側のトムソン散乱ピークが太くなった。点線($X = 0.3$)は高温のイオン成分が $+k$ 方向に移動している場合(波長軸では短波長側)で、高速側で緩やかな勾配の分布になり、短波長側のトムソン散乱ピークが太くなった。また $X = 0.15$ 、 0.3 でのトムソン散乱の形状を比較すると相対速度が大きくなるに連れて左右の非対称性の傾向が強くなる。

実際に式(3.3)を用いて 7 ns の図 3.24 のデータをフィッティングした結果と速度分布関数を合わせて表示する。赤線がフィッティング後の理論曲線である。凡例ではそれぞれのマクスウェル分布に従うイオンの存在比を示した。以下では f_1 に従うイオンをイオン 1、 f_2 に従うイオンをイオン 2 と呼ぶ。

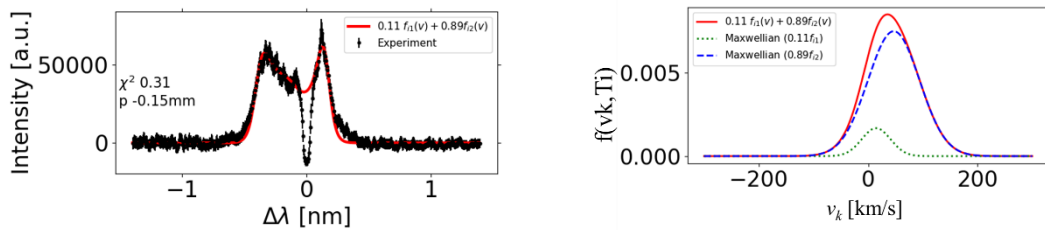


図 3.26 イオンが二成分の熱分布を伴う理論関数によるフィッティングの結果(a: 7 ns のトムソン散乱とのフィッティング結果、b: 7 ns のフィッティングに使用した速度分布関数(赤)、式(3.3)の右辺第二項のマクスウェル分布 f_1 (緑)、右辺第三項のマクスウェル分布 f_2 (青))

図 3.24 と上図の χ^2 の値を比較するとより再現度の高いフィッティングがされたと言える。低温成分の f_1 (図 3.26(b)青)に従うイオン 1 と、高温成分である f_2 (図 3.26(b)緑破線)に従うイオン 2 の存在比率は 1:9 であった。

次に 7 ns のイオン温度と電子温度、流速、イオン密度、電子密度、 f_1 と f_2 に従うイオンの割合の空間分布の結果を載せる。イオン密度は電子密度を価数で割った値を用いた。

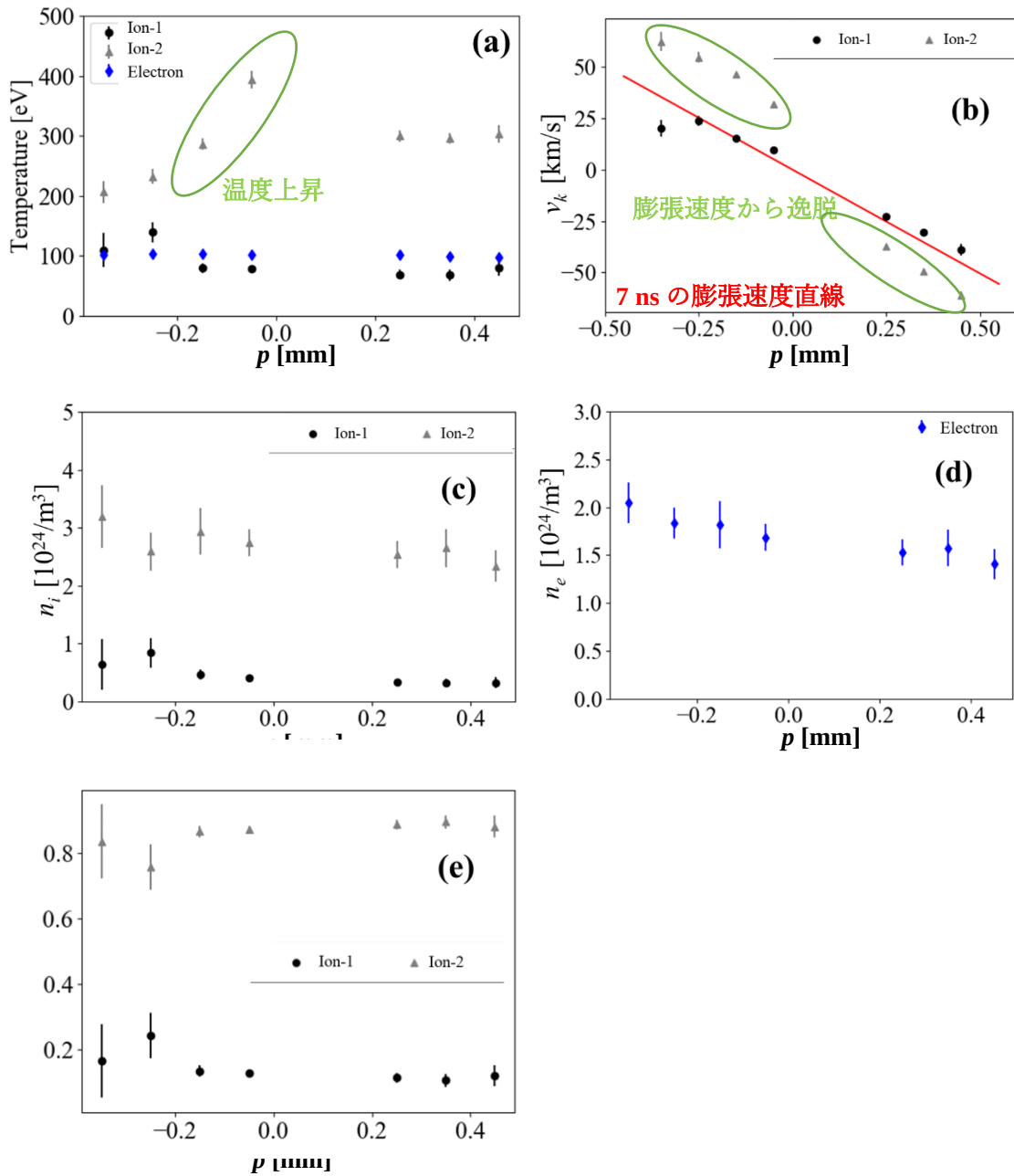


図 3.27 k_2 方向のトムソン散乱計測による 7 ns でのパラメータの空間分布((a)イオン温度と電子温度(eV)、(b)流速(km/s)、(c)イオン密度($10^{24}/\text{m}^3$)、(d)電子密度($10^{24}/\text{m}^3$)、(e) f_1 と f_2 の熱分布に従うイオンの存在比率)

(b)の膨張速度線はプラズマがターゲット照射位置から直線的に計測位置に来た時の k 成分の速度である。つまりプラズマの膨張速度を示す。計低温で膨張速度

に沿うプラズマ 1 が全体の約 1.5 割、高温で膨張速度から逸脱した速度を持つプラズマ 2 が 8.5 割で計測したプラズマが構成されていた。1.5 割を占めるイオン 1 は電子と近い温度を有していることから計測された領域では常に熱平衡にあったと言える。また熱膨張速度に沿っているので、イオン 1 は膨張し熱平衡となった成分である。イオン 2 は膨張速度から逸脱しているのが分かる、 $p < 0$ の領域では $-k$ 方向に、 $p > 0$ の領域では $+k$ 方向に加速されている。これはアウトフローが生じた時それぞれの領域で加速される方向と一致する。更にこのイオン 2 成分は温度も高く、イオン 1 と比較し大きなエネルギーを持っている。またイオン 2 の温度は空間に対して非一様で $p < 0$ において温度の変化が顕著になっていた。密度と存在比率は空間に足して一様だと言える。

4 章 考察

4.1 実験 1 での左右対称な実験体系における結果の考察

3.2 節の実験の結果に関して考察を述べる。この計測では図 3.2 の様にターゲットに対してほぼ垂直にプローブレザーを通し、 z 軸対称の実験セットアップを観測する事で電流シートを計測しようとした。その結果が図 3.6 である。

イオン温度に着目すると、`left_side` では広範囲において一定であるのに対して `right_side` では $p = -1 \sim -2 \text{ mm}$ で高いイオン温度が計測された。しかし `right_side` の同じ領域の電子温度は中心付近と比較し上昇しておらず、イオンのみ加熱される現象が生じた。原因としてリコネクション中の流入と流出する領域間で発生する衝撃破(スローショック)による加速を仮定すると、アウトフロー加速が発生してなければならない。しかし、解析が可能であった箇所の情報だけでは流速の大きな変化があったとは言えず、リコネクションが原因だと断言できない。また流速度の変動はイオン温度の上昇が無かった `left_side` と同じ様に分布しているため、このイオンを加熱した機構では流速の変化が生じない事が分かる。因みにリコネクションによる加熱の機構を以下にまとめる⁽³⁰⁾。

- 磁気流体衝撃波による加熱→イオン加熱
- 電流シートによる加熱→電子加熱(オーム加熱)

次にリコネクション以外のイオン加熱の要因を考えると熱平衡と不安定性、粘性加熱が挙げられる。この実験体系で最も該当する不安定性は二流体不安定性であると推測する。二流体不安定性とは対向流プラズマが無衝突状態で衝突する時に生じ、それぞれの速度分布の違いから高速低温な流体成分が速度分布を安定化させるために電場にエネルギーを与え、その電場によってイオンと電子が加熱される現象である。実際にレーザー照射による対向流高密度プラズマ実験でこの不安定性の観測が報告されている⁽³¹⁾。二流体不安定性は粒子の相対速度と電子温度によって四種類に分類される⁽³²⁾。

1. 低温低速電子と電子ビーム

低温低速電子と電子ビーム間での不安定性が支配的となり、電子の加熱が生じる

2. 高温低速電子と電子ビーム

高温低速イオンと電子ビーム間の不安定性が支配的となり、電子、イオンの加熱が生じる(Bunemann 不安定性)

3. 低温低速電子とイオンビーム

低温低速電子とイオンビームとの不安定性が支配的となり、電子、イオンの加熱が生じる(Bunemann 不安定性)

4. 高温度低速電イオンとイオンビーム

低温低速イオンとイオンビーム間の不安定性が支配的となり、イオンの加熱が生じる

以上からイオンのみの加熱は高速イオンと低速イオン間での二流体不安定性に帰着させることが最適である。しかし図 3.6 から、-1 ~ -2 mm の領域で right_side の電子温度がイオン温度に比べ低温なので、Bunemann 不安定性の発生を想定した方が正しいと思う。観測タイミングは right_side の方が 3 ns 早い、-1 ~ -2 mm の right_side の電子温度は 1.3 ~ 2.2 mm の left_side の電子温度より高い事からも Bunemann 不安定性に起因すると考えると納得できる。

二流体不安定性は無衝突プラズマで見られる現象なので、ここではプラズマの衝突状態の検証を行う。式(4.1、4.2)から導かれるプラズマの平均自由行程が代表長さより十分に長い時に無衝突状態と呼ばれる。それぞれの式は一流体プラズマ中の熱運動による平均自由行程 $\lambda_{qq}(1 \rightarrow 1)$ 、二流体間での相対運動による平均自由行程 $\lambda_{qq}(1 \rightarrow 2)$ を示す。下付きの q は粒種を示している⁽³³⁾。

$$\lambda(1 \rightarrow 1) = \frac{4\pi\epsilon_0^2(k_B T_1)^2}{e^4 Z^4 n_1 \ln(\varphi_{11})} \quad (4.1)$$

$$\lambda(1 \rightarrow 2) = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_q^2 V_{12}^4}{e^4 Z^4 n_2 \ln(\varphi_{12})} \quad (4.2)$$

1、2 は上下から流入する各磁化プラズマ群を表す。よって v_{12} は対向流プラズマの相対速度を指す事になる。対向流プラズマが衝突する際は xz 成分の速度が同になる想定している。つまり相対速度は y 成分のみを考慮すれば良いのでレーザースポット間の距離 2 mm を計測タイミングで割り算出した(125 km/s)。 $\ln(\varphi)$ はクーロン対数で下式により定義される⁽³⁴⁾。

$$\ln(\varphi) = \ln\left(\sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \left(\frac{4\pi\epsilon_0 m_q V_{thq}^2}{Z^2 e^2}\right)\right) \quad (4.3)$$

右辺の三次元熱速度は以下より算出される。

$$V_{thq} = \sqrt{\frac{3k_B T_q}{m_q}} \quad (4.4)$$

前述したが磁場が繋ぎ代わる拡散領域の厚さはイオンが磁化されなくなる領域を考えており、イオン慣性長 δ_i 程度と言われている。

$$\delta_i = \frac{c}{\omega_{pi}} \quad (4.5)$$

上式の ω_{pi} はイオンプラズマ周波数で次式により求まる。

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i Z^2 e^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad (4.5)$$

以上を用いて right_side の 1.7 mm でのデータ(表 4.1)から平均自由行程とイオン慣性長を表 4.2 に見積もる。

表 4.1 right_side 1.7 mm でのプラズマパラメータ

イオン 温度(eV)	電子温 度(eV)	電子密度 (/m ³)	価数	プラズマ 流速度 (km/s)	イオン質 量(kg)	電子質量 (kg)
150	71.7	1.29×10 ²⁴	4	49	2×10 ⁻²⁶	9.1×10 ⁻³¹

表 4.2 right_side 1.7 mm でのイオン慣性長と平均自由行程

q	δ_i (μm)	熱速度 (km/s)	クーロンロ ガリズム $\ln(\varphi)$	平均自由行 程($\lambda(1-1)$) (μm)	平均自由行程 ($\lambda(1-2)$) (μm)
Ion	188	70.9	6.75	6.02	524
electron		3480	4.54	0.0268	
Ion-electron				2.24	195

計算結果より、二流体間での平均自由行程 $\lambda(1 \rightarrow 2)$ はどの粒種でも慣性長程度、若しくは数倍程度となり完全な無衝突状態とは言えない。そのため二流体不安定性が発生する条件から少し離れている。

熱運動による平均自由行程 $\lambda(1 \rightarrow 1)$ は慣性長に比べ短く熱平衡になるための衝突が頻繁に発生していることが判明した。ここから一流体中のイオン同士の熱衝突からイオンの加熱が生じたとも考えられる。

ここで衝撃波による加熱を考察する。想定するのはリコネクションの下流領域におけるファストショックである。図 4.1 にファストショックの機構を示す。磁力線はゴムの様な復元力を持つため、繋ぎ替わった初期(赤矢印)では強い復元力でプラズマを排出するが、下流に向かうほど曲率半径が大きくなり押し出す力が低下する。最終的には再結合が完全に終わってしまった磁場(赤破線矢印)にプラ

ズマが衝突して、プラズマを滞留させることで速度の遅い領域(ファストショック(濃橙の領域))を形成し熱化する。アウトフロー加速ではイオンと電子がアルフベン速度まで加速され、イオンと電子は質量差からイオンの方が大きいエネルギーを取得するため、減速した時の温度の上昇率が電子よりも高いと予想する。ファストショックによるイオンの異常加熱は実際に報告されている⁽³⁵⁾。

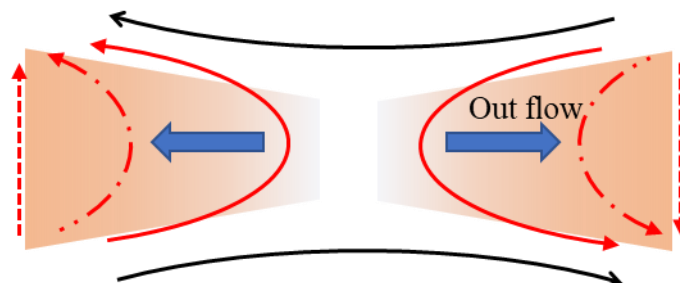


図 4.1 ファストショックによる加熱

以上より、このイオンのみの加熱はファストショックに説明できると考える。因みに 0 mm 付近での電子温度の上昇は熱平衡によるものとオーム加熱、衝撃波によるところが大きいと考える。

right と left_side で得られた 0 mm 近傍の相対速度について議論する。図 3.6 の赤丸と黒丸で囲った相対速度の方向はそれぞれ予想した電流シート方向(図 3.3(a1、b1))と一致する。しかし直ぐに right、left_side の相対速度の向きが一転し電流がそれぞれ予想と異なる結果になった。確実な証拠はないが今回は電流シートから斜め約 40° を計測しており(図 3.3 b1)、アウトフロー方向の加速や二流体不安定性等の様々な要因が重複した事が起因すると考える。図 3.3 (a2)、(b2)の自発光計測の結果においても電子密度が高い領域が斜めになっており(赤丸と白丸)、上下非対称なプラズマが衝突したと考えられるため予測した対向流プラズマ同士の衝突とはならなかった。そのため電流シートの議論は実験 2 で行った方がよいと考える。

もう一つ予測とは逆向きの相対速度が計測された可能性としてティアリング不安定性が挙げられる。これは太陽フレアや磁気圏尾部での天体リコネクションでしばしば観測される現象で、磁気レイノルズ数が 10^4 になると発生しやすいと言われている。図 4.2(b)の様に流入するプラズマの速度に強弱の偏りが生じると、電流シートの厚さに局所的な揺らぎが生じる。この薄くなった箇所では磁場が繋ぎ代わり電流シート内に局所的な磁気島を発生させ、局所的な磁気島同士が時間と共に局所的なリコネクションを伴い合体し成長するというメカニズムになっている。本実験でどの程度のスケールを有した磁気島が生じるか不明だが、もしティアリング不安定性が成長し磁気島がトムソン散乱で観測可能なスケール($\sim 100 \mu\text{m}$)

になると、図 4.2(c)の様に局所的なリコネクションの電流シートとして逆向きの電流が計測される可能性がある⁽³⁶⁾。

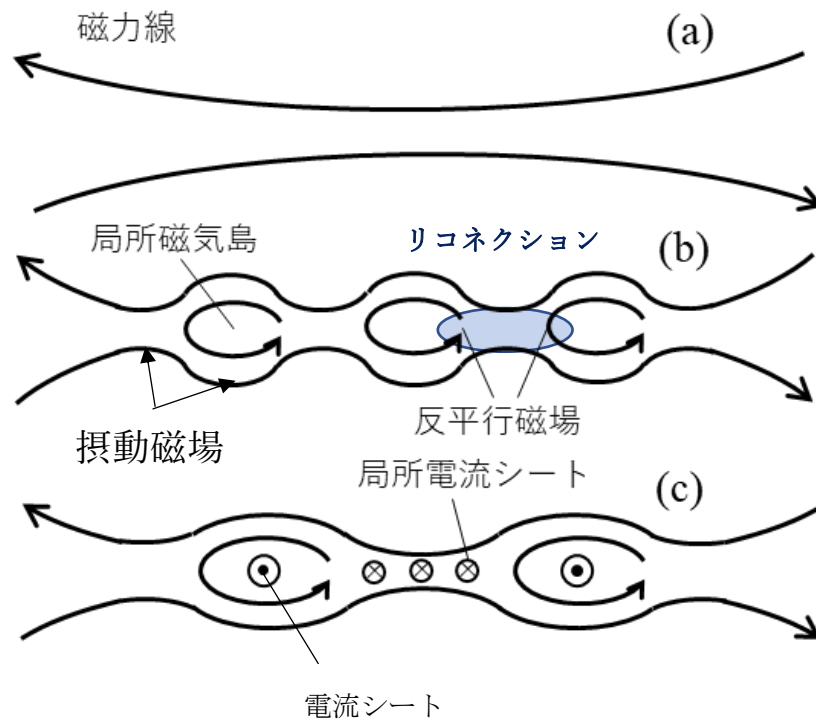


図 4.2 ティアリング不安定性の成長過程、(a)反平行磁場の衝突、(b)局所的な磁気島が発生する様子、(c)磁気島が成長し大きくなる様子

4.2 実験 1 におけるアウトフロー領域での計測結果の考察

本実験では図 3.8 の様にアウトフローでプラズマが排出される方向と平行に近い角度でプローブレーザーを入射し急激な速度変化の取得を狙った。よりプラズマが高密度な領域をトムソン散乱計測で観測するためターゲット表面からプラズマアブレーション方向に 0.5 mm の位置にレーザーを集光した。

図 3.12 が計測結果になる。中心付近での 11 ns の電子密度と図 3.6 の right_side の電子密度を比較すると二倍程度まで上昇し、2 ns のタイミングの差はあるが、より高密度な領域の計測に成功した。図 4.3 に中心付近での right_side(13 ns)と upper_shot(11 ns)の α 値を横軸に光軸 p を取り示す。灰色点線は $\alpha = 1$ を指しており、両者とも 1 を越えている。両者を比較すると upper_shot の誤差が大きく見積もられているが、right_side より大きな α 値を有していることが分かる。そのためより協同散乱の条件の式(2.5.8)を満たしている事から right_side よりダブルピークが明瞭になった。

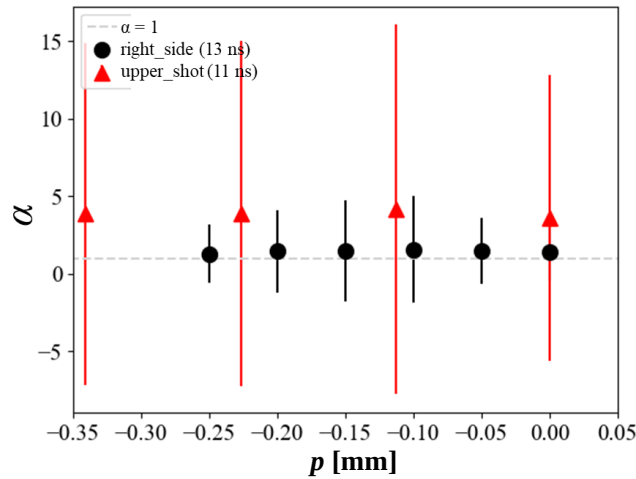


図 4.3 α 値の比較

upper_shot の $t = 8, 9$ ns ではイオン温度と電子温度がほぼ同じ値且つ空間に一樣なので熱平衡状態にあると考える。一方 $t = 11$ ns では $p = -0.5$ mm から -1 mm に渡りイオン温度のみが上昇している。前節で述べた、不安定性、音速衝撃波、熱衝突が原因と考える。

また電子密度の変化が小さい理由を考察する。本実験は前節で考察した実験体系(図 3.2)とは 90°回した実験体系(図 3.8)で行われ、前者は電流シートが流れる領域を後者はアウトフローによってプラズマが排出される領域を計測した。このため、リコネクションに対する観測領域が異なることが要因と考える。電子はイオンよりも磁化され易いため、電子線と磁力線の方法は一致するはずである⁽³⁷⁾。ターゲットを

正面からみた時の反平行磁場の構造は図 4.4(a) (図 2.1 参照)に様になり、そこから予想される電子線を図 4.4(b)に示す。リコネクションの発生過程として反平行磁場が衝突した瞬間に磁力線の再結合が生じるのではなく、衝突して磁場が拡散することで磁力線が繋ぎ代わる。その間磁場は積み重なることで磁気圧(pile up)を上昇させながら、流入するプラズマに押され水平方向に広がっていくので下図のようになる⁽³⁷⁾。本実験配置ではプローブレザーが水平方向に通っている所以对向流プラズマが衝突するターゲットの中間面で電子が滞留し、水平方向に広がると考えると電子密度の空間変化が小さくなると考える。

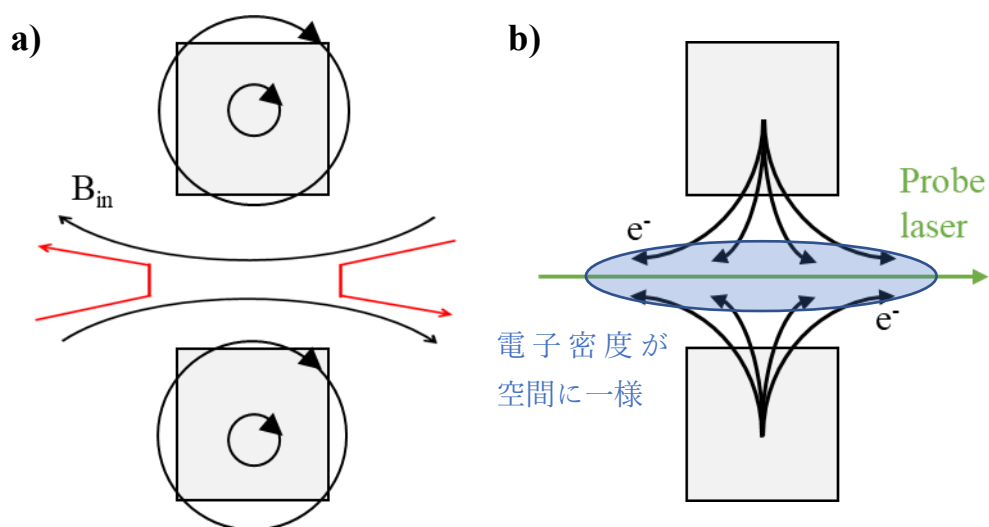


図 4.4 (a)磁力線の概略図、(b)電子線の概略図

11 ns の流入プラズマを計測する実験結果(3.3.1 節)で流速度が片側の照射スポットから膨張するプラズマの速度に沿っていると述べた。つまり対向流プラズマとの相互作用が小さいことが予想される。すると計測されたイオン、電子温度が拡散領域に流れ込むことになる。 -0.68 mm で電子温度 71 eV、イオン温度 76 eV で等温(熱平衡)に近い値を示した。

一見すると流速は一定の変化を伴う分布をしている。しかし図 3.10(b)に示した様に 1.7 mm で図 4.5 の散乱スペクトルが得られた。ピークが四つあり、図 3.10(b)の二つの協同トムソン散乱光(1、2)が観測されたと考える。今回は最適化された関数が実測の統計誤差内に収まり χ^2 の値が小さく評価されているが、四つのピークをこの関数では表現する事ができない。

先ずこの波形が取得された仮説を述べる。ICCD のゲート幅 2.8 ns の間にプラズマの流速に変化が生じ、二種類の流速速度に対応するトムソン散乱がそれぞれ検出された。または速度の異なるプラズマの境界をプローブレーザーが通過したため二成分となったと考える。ここで二つのトムソン散乱の速度差がリコネクションのアウトフローと仮定してみる。因みに赤い領域が解析範囲にあたる。

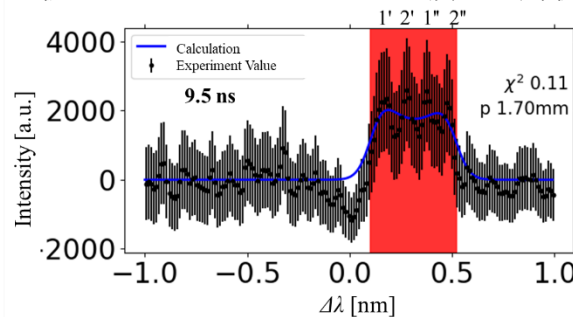


図 4.5 図 3.10(9.5 ns)1.7 mm での 4 ピークのトムソン散乱

解析手法は 1'、1''と 2'、2''の頂点がそれぞれ図 3.10(b)に示したトムソン散乱 1 と 2 に対応すると考え、別々にフィッティングすることでダブルピークの山の位置から流速速度を算出する。トムソン散乱 1、2 の解析結果と流速速度を図 4.6 に示す。

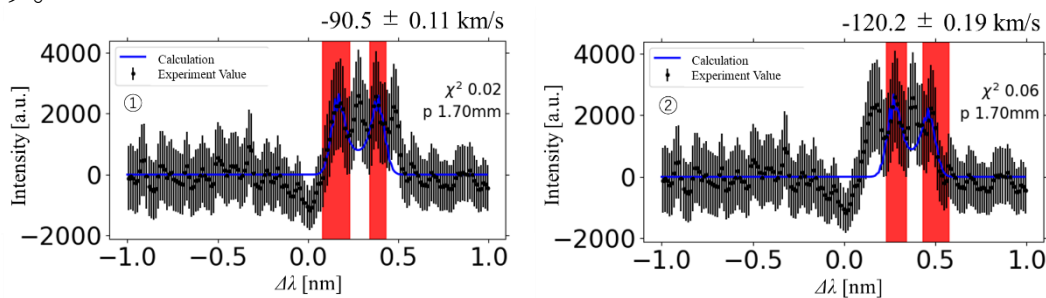


図 4.6 トムソン散乱フィッティング(①1 のフィット、②2 のフィット)

流速速度差は -29.7 km/s であった。これを k ベクトルからアウトフローの方向に修正するために $\cos(38.8^\circ)$ との商を取ると -38.1 km/s になる。序論で述べた様にアウトフローによるプラズマの加速はアルフベン速度程度となる。アルフベン速度は式(4.6)で導かる。-38.1 km/s がアルフベン速度として磁束密度の値(再結合後の磁束密度)を見積もると 3.48 T となった。

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}} \quad (4.6)$$

μ_0 は真空の透磁率 1.26×10^{-6} [N/A²]とする。ここで松尾氏が同実験体系におけるプロトンバックライト計測から算出した 9 ns 後の y 成分の磁場は 2 Tmm であった。これを踏まえると、磁場計測より少し強い値が見積もられたことになり、3.48 T は現実的な値ではあるが信頼性を得る事はできなかった。また $p = 1.7$ mm の位置でプラズマが 9.5 ns 後に到達すると膨張速度の k 成分は -187.5 km/s となる。 $p > 0$ mm の領域でアウトフローによる加速が存在するならば、 $-k$ 方向にプラズマが加速される。そのため $-k$ 方向に高速な成分がアウトフロー加速、低速成分の 90.5 km/s が膨張速度となるはずである。しかしこの低速成分の値は理論膨張速度の半分程度でこれが膨張速度だとは断言できない。

次にリコネクション時間スケールを算出する。磁気流体では磁気リコネクションの時間スケール t_{rec} は以下で算出される⁽³⁸⁾。

$$t_{rec} \cong \sqrt{t_R t_A} \quad (4.7)$$

$$t_R = L^2 / \eta \quad (4.8)$$

$$\eta = 1 / \mu_0 \sigma_0 \quad (4.9)$$

$$\sigma_0 = n_e e^2 / m_e v_{ei} \quad (4.10)$$

$$v_{ei} = 1.5 \times 10^{-6} \frac{z n_e \ln(\varphi_{12})}{(T_e * 11600)^{1.5}} \quad (4.11)$$

$$t_A = L / V_A \quad (4.12)$$

t_R は磁気拡散の時間スケールで代表長さの L の二乗と磁束拡散係数 η の商で示される。磁束拡散係数を求める式が(4.9)~(4.11)で σ_0 は伝導率とする。伝導率は式(4.10)によりイオンと電子の衝突周波数 v_{ei} で定まる。式(4.11)は衝突周波数の近似式である。 t_A はアルフベン時間スケールと呼ばれ代表長さ L とアルフベン速度の商で算出される⁽³⁾。今回代表長さ L にターゲットの中間($y = 0$)からドライブレザー照射位置の距離 1 mm を採用し、先程の -38.1 km/s をアルフベン速度として算出をする。しかし 1.7 mm での温度、密度、価数が算出できなかったため、1.7 mm に近い箇所での解析が可能であった 1.53 mm での値を適用してリコネクション時間を求める。各値を表 4.3 に記載する。

表 4.3 リコネクションの時間スケール

電子温度 (eV)	電子密度 (/m ³)	価数	衝突周 波数 (/s)	磁気拡散 時間 (ns)	アルフベ ン時間 (ns)	リコネクシ ョン時間 (ns)
22.75	1.66×10^{24}	3.99	4.04×10^{11}	145	5.12	27.3

リコネクションの時間スケールは 27.3 ns となった。算出にあたり様々な近似をしているので正確な値だとは言えないが、数十 ns の時間スケールでリコネクションのイベントが発生していると予測ができる。この値はカメラのゲート幅 2.8 ns より長いので観測している間に流速が変わったと考え難い。

図 3.9 の自発光計測ではプラズマの成長過程をターゲット裏面から観測している。全てのデータにおいて高密度領域(白丸)と低密度領域(赤丸)が交互に現れている。 $y = 0\text{ mm}$ 周りの低密度領域は反平行磁場によりプラズマが侵入できない領域と考える。そのためプラズマが反平行磁場の周りで滞留し密度が上がる領域が上下の高密度部分である。 $y = 0\text{ mm}$ 近傍に存在する高密度領域は以下の様な解釈で説明される。計測された自発光は z 方向に積算されているので、単純に反平行磁場が弱い領域でプラズマ圧が支配的となり、 $y = 0\text{ mm}$ に侵入したと考える事が出来る。

4.3 実験 2 での k_1 方向のトムソン散乱計測の結果の考察

図 3.17 の自発光計測はターゲットを真横から捉えた様子になっている。実験形態は異なるが 3.3 節の自発光計測の構造をほぼ真横から捉えている。

8 ns(図 3.17(e))を見ると $z < 0$ mm 方向に噴き出したプラズマが $p = 0$ mm 近傍において $y = 0$ mm に観測されているが、 $p = -1$ mm 付近から徐々に上下に分かれながら分布している。その後 18 ns では上下に分かれる構造が消え、高密度領域が一つになった。この上下に分かれる要因として流入プラズマ圧に対して、磁気圧が支配的となり、プラズマが侵入できない領域が厚くなった事が挙げられる。その後、プラズマ圧が支配的となり拡散領域が潰された事で、8 ns(e)で観測された $y = 0$ mm 付近でのプラズマの薄い領域が見えなくなったと推測する。プラズマ圧が支配的になる理由としてリコネクションにより磁場が拡散され磁気圧が低下したことが考えられる。

続いて k_1 方向のトムソン散乱計測の解析結果に関して議論する。流速はプラズマがターゲット表面に対し垂直方向に噴き出す速度を捉えたと考えらる。アウトフローによる加速は k_1 に垂直方向なので(図 3.16)、 k_1 方向の流速では急激な変化が生じないと予想する。実際に流速度は直線的に変化し予想と一致する挙動であった。

自発光計測から、6 ns 後にトムソン散乱の計測領域($y = 0$ mm)での電子密度が上昇し、徐々に高密度領域が広がった(図 3.17(e))。図 3.20 の電子密度の結果から局所的な密度上昇(5 ns、-0.5、-0.3 mm)を考慮しないと、全体的に 7 ns(青)の時に密度が高くそれから時間が経過するごとに低くなる傾向が得られた。これは自発光計測の $y = 0$ mm において 5 ns、6 ns で少しずつ密度が高くなり、8 ns で明瞭な密度構造が得られ、18 ns では微弱な発光が取得された挙動と類似する。

7 ns を境に密度が低下する原因として時間が経過する事でプラズマがより広範囲に分布するため密度が低くなる事が考えられる。もしリコネクションによりプラズマが排出される事で密度が低下するならば、7~9 ns で同じ空間領域にて流速の急激な変化や電流シート値の変化が検出されるはずである。 k_1 方向計測ではアウトフローによる加速を検知する事ができないため、電流値の変化に焦点を当てる。速度変化は後ほど k_2 の実験結果から議論する。

計測された相対速度から予測される電流シートの方向が図 3.16 に示した予想される電流シートの方向と一致することは 3.4.2 節で説明した。本節では得られた相対速度から電流密度 j (A/m²)を計算する。計算式を以下に記す。

$$j = -e \times n_e \times v_{ei} \quad (4.13)$$

上式から算出した電流密度の空間分布を、横軸に光軸 p 、縦軸に電流密度[TA/m²]を取り図 4.7 に示す。

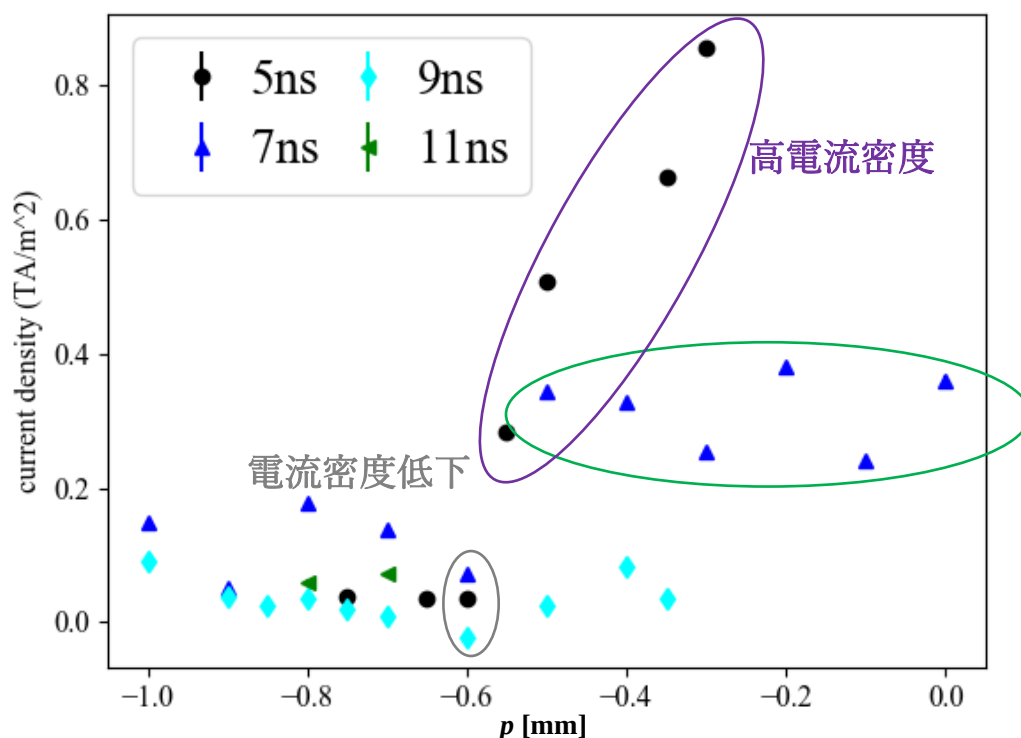


図 4.7 電流密度の分布

上図より早い時間程、高い電流密度を示す事が見て取れる。5 ns では 0 mm に近づく程、電流密度の値が大きくなり(紫丸)-0.6 mm で落ち込んだ(灰色丸)。また 7 ns では中心に向かって定常的な値を示しながら(緑丸)、同様に-0.6 mm で突然低くなる(灰色丸)という結果になった。5 ns と 7 ns における $p > -0.6$ mm の挙動の違いに関して議論する。

5 ns の電流密度の上昇は自己生成磁場がプラズマによって押し広げられ、図 4.8(b)の様にターゲット表面に近づくにつれて高い強度の反平行磁場が形成されたためと考える。一方で 7 ns では 5 ns より時間が経過し、図 4.8(c)の様に磁束密度が電流シート方向に対して一様に分布したため、定常な値の電流密度が得られた。つまり電流シートが時間を追うごとに定常な分布に落ち着いたと言える。

更に $p > -0.6$ mm での 9 ns では電流値が急激に落ちている(赤紫領域)。すると電流密度の低下つまりリコネクションが 7~9 ns の間で発生したと考えられる。図 3.20 で電子密度が 7 ns で極大値になっている事も 7 ns - 9 ns の間にリコネクションが発生し計測領域からプラズマが排出され電子密度が低下したと考えれば辻褄が合う。

$p < -0.6$ mm では全時間帯で電流密度が比較的低い値で落ち着いている。そのため電流シートの幅は $|p| < 0.6$ mm の位置で終わると考える。もしターゲット表面の真下(0, 0.5, 0) mm から電流シートが発生しているとする電流シートは x 方向に約 1 mm 程度の幅を持っている事になる。

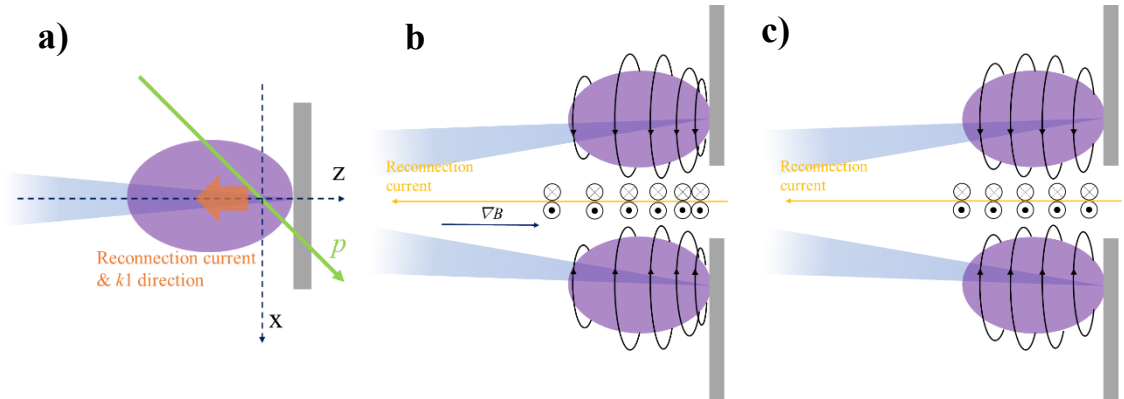


図 4.8 (a)実験体系を上から観察した様子、(b)x 軸から実験体系を観察した 5 ns での自己生成磁場の向きと分布、(c) x 軸から実験体系を観察した 7 ns での自己生成磁場の向きと分布

次に先程の算出した電流の値からアンペールの法則(式(1.11))により磁束密度を逆算することで流入した反平行磁場 B_{in} を検証する。図 4.9 に横軸に光軸 p 、縦軸に磁束密度を取った時の磁束分布を示す

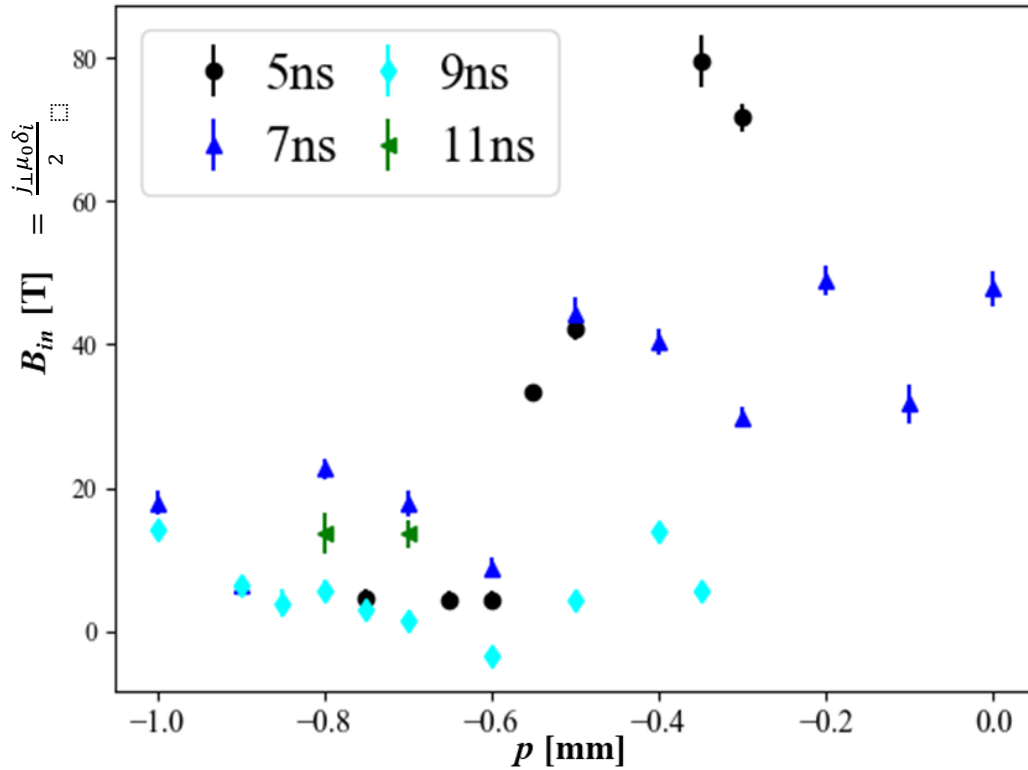


図 4.9 流入磁場分布

プロトンバックライト法を用いた先行研究でプラスチック薄膜に 10^{14} W/cm^2 の高強度レーザーを照射すると照射スポット付近で約 50 T の自己生成磁場が発生するという報告があった⁽¹⁴⁾。そこから押し広げられた磁場が拡散領域で再結合されるまで積み重なることで図 4.7 の様な強磁場となったと考える。実際にプラズマに圧縮され積み重なった磁場が 3 倍程度大きくなった前例もあるため妥当な値と考える⁽³⁸⁾。

4.4 実験 2 での k_2 方向のトムソン散乱計測の結果の考察

まず 9 ns、11 ns での解析の結果図 3.24 に関して論じる。3.4.3 節では 9 ns において流速の急激な変化が見られる領域($p = 0.8 \sim 1.1$ mm)でイオン、電子温度が上昇したと述べた。この変化はリコネクションによるプラズマの加速・加熱と捉える。更に $+p$ の領域でのアフトラフローは図 3.16 の様に $+x$ 方向にプラズマを排出するので k_2 成分では負の方向になると推測する。 $p = 0.8 \sim 1.1$ mm における 9 ns での流速変化も $-v_k$ 方向に加速されているので予測された加速方向と一致する。

ここで 1.2 節にて説明した磁気レイノルズ数 R_m の値を使い議論をする。 R_m は値が大きい程磁場が凍結される項が強くなり MHD に従う、一方で $R_m < 1$ を満たすと磁場の拡散を示す。磁気レイノルズ数は式(4.14)に基づき算出した。

$$R_m = LV_A/\eta \quad (4.14)$$

計測箇所が少し離れているが 9 ns における 0.8 mm と 1.1 mm での k_2 方向の速度の変化量(74 [km/s])がアルフベン速度と仮定する。式(4.9)~(4.11)から磁気拡散係数を求め上式に代入すると、 $R_m = 10.8$ と求まる。 $R_m > 1$ から磁場の拡散を示すことが出来なかった。しかしこの値は一昨年九大チームが行った実験で算出された値 183 より小さく、より拡散状態に近い領域を計測することが出来た⁽¹⁶⁾。

続いてイオンが二成分の熱分布に従う関数で 7 ns のトムソン散乱光をフィッティングした結果の考察を行う。この計測では膨張速度に沿う低温成分のイオン 1 が 1.5 割、膨張速度から逸脱した高温成分のイオン 2 が 8.5 割を占めている。つまり大部分のプラズマがリコネクションによって加熱・加速されたと捉える事ができる。また -0.05 から -0.25 に掛けて急激にイオン 2 の速度が変化している。これは 9 ns、11 ns でも見られた挙動に類似しており、アフトラフローによる加速と捉えられる。今回は解析できなかったが、もし 7 ns の高速成分が $p = -0.6$ mm 近辺で膨速度直線に沿うような挙動が観測されたら、電流シートが低下する領域と辻褄があい、リコネクションが発生したと予測できる。

5 章 結言

1 実験 1 における左右対称比較実験

本実験では差分散型分光器を作成し、自発光とトムソン散乱の同時計測に成功した。左右のピークの高さが非対称なトムソン散乱スペクトルを電子イオン間の相対速度を考慮する事で表現した。自発光計測ではターゲットの中間面で密度が高くなる領域が上下に傾きながら分布していることから、上下非対称な磁化プラズマの衝突があった事を突き止めた。トムソン散乱計測では、温度、流速度、密度、相対速度の算出に成功した。ファストショック思われるイオン加熱を計測するに至った。更にターゲットの真下($p \sim 0$)の領域において対向流プラズマの相互作用による電子温度、密度の上昇の計測に成功し、更なる議論が必要だが電流シートと思われる反転した相対速度を検知した。

2 実験 1 でのアウトフロー領域の計測を目的とした実験

本実験も同様に差分散型分光器を作成し、自発光とトムソン散乱の同時計測に成功した。自発光計測では対向流プラズマがターゲット中間面で衝突し xz 平面に広がっていく様子を捉えた。ターゲット表面の手前 0.5 mm にプローブレーザーを集光し、高密度領域の計測を行い。実際に協同散乱の条件となる $\alpha > 1$ を先程の条件よりも大きく満たす事になった。この実験ではアウトフローの取得には至らなかったが、8 ns ~ 11 ns の間で一定の変化を保ちながら空間分布する流速度が得られた。追加実験ではリコネクションの拡散領域に流入するプラズマの温度が 70 eV 以下である事を捉え、拡散領域から排出されるプラズマが加熱されている事が分かった。

3 実験 2 での実験

本実験では加分散型分光器を作成し k_1, k_2 の二方向トムソン散乱と自発光の同時計測に成功した。自発光計測で反平行磁場の存在を確認することが出来た。 k_1 方向のトムソン散乱計測では電流密度の推定を行い、7 ns ~ 9 ns の間で落ち込む事が分かった。またそれに呼応して電子密度も 7 ns での値を極大値としていることから、電子密度の低下と電流密度の低下の時間帯が同じことを突き止めた。また 5 ns では $p = 0$ に近づくに連れ上昇する電流密度、7 ns の同じ領域においては定常な電流密度を検出する事が出来た。 k_2 方向のトムソン散乱計測では、急激に歪曲するトムソン散乱スペクトルが得られた。ここから解析においてもプラズマの膨張速度では説明できない流速が算出され、速度変化が起きた同じ領域でプラズマの加熱があった。また新しくイオンが二成分の熱分布に従う場合を考慮することで、今まで理論関数では説明できなかった左右のピークの太さが非対称なトムソン散乱のスペクトルを再現する事ができた。

参考文献

- (1) E. G. Zweibel, Y. Masaaki, “Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasmas,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 47, 291-332, (2009).
- (2) 横井喜充, “乱流磁気リコネクション,” *j-stage*, vol. 65, No.1, (2013).
- (3) 川中宣太, “ブラックホール降着円盤からの x 線放射について,” 筑波大学 計算科学研究センター, (2008).
- (4) 政宗貞男, 永田正義, “磁気閉じ込め核融合プラズマにおけるダイナモと自己組織化現象”, *電気学会*, vol. 125, No. 1, (2005).
- (5) 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).
- (6) T. Lina, “With NASA Data, Researchers Find Standing Waves at Edge of Earth’s Magnetic Bubble,” *National aeronautics and Space Administration*, (2021).
- (7) E. G. Zweibel, Y. Masaaki, “Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasmas,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 47, 291-332, (2009).
- (8) 長島圭祐, “卒業論文 高出力レーザー実験と輻射磁気流体シミュレーションによる磁気リコネクションの研究,” 九州大学, (2018).
- (9) 廣田真, “無衝突プラズマにおける爆発的磁気リコネクションの理論,” *Journal of Plasma and Fusion research*, vol. 92, No. 12, 861-867, (2016).
- (10) P. M. Nilson, *et.al*, “Magnetic Reconnection and Plasma Dynamics in Two-Beam Laser-Solid Interactions,” *Physical Review Letters*, vol. 97, No. 25, 255001, (2006).
- (11) 玉川貴文, “修士論文 Hall-MHD シミュレーションによる無衝突磁気リコネクションの研究,” 名古屋大学, (2003).
- (12) 江尻昌, “教養学部生のための磁気リコネクション入門,” 全学自由研究ゼミナール「複雑理工学の探求(巨視的物理現象論)」講義改変, 東京大学, (2007).
- (13) K. M. Schoeffler, N. F. Loureiro, R. A. Fonseca, *et.al*, “the Generation of Magnetic Fields by the Biermann Battery and the Interplay with Weibel Instability,” *Physics of Plasmas*, vol. 23, No. 5, 056304 (2016).

- (14) C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje, *et.al*, "Measuring E and B Fields in Laser-Produced Plasmas with Monoenergetic Proton Radiography," *Physical Review Letters*, vol. 97, No. 13, 135003, (2006).
- (15) P.M. Nilson, L. Willingale, *et.al*, "Magnetic Reconnection and Plasma Dynamics in Two-Beam Laser-Solid Interactions," *Physical Review Letters*, vol. 25, No. 13, 255001, (2006).
- (16) 児島拓仁, "大型レーザー生成プラズマにおける磁気リコネクション," 九州大学, (2019).
- (17) "レーザー科学研究所 - 大阪大学," (2021). <https://www.ile.osaka-u.ac.jp/ja/index.html>
- (18) 森田太智, "はじめてみよう!高エネルギー密度プラズマ計測 5. レーザー宇宙プラズマ計測," *Journal of Plasma and Fusion research*, vol. 92, No. 3, 218-220, (2016).
- (19) 海老沢研, "2014 年度新潟大学理学部物理学科「プラズマ物理学特論」講義ノート," 25-34, (2014).
- (20) D. H. Froula, S. H. Glenzer, N. C. Luhmann Jr, *et.al*, "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation second edition," Academic Press, 104-108, (2011).
- (21) 村上克紀, "小特集 磁場閉じ込め高温プラズマにおけるレーザー応用プラズマ計測の最近の進展," *プラズマ核融合学会誌*, vol. 76, 860, (2000).
- (22) F. F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Third Edition," springer international publishing Switzerland, (2016).
- (23) I.H.Hutchinson, "principles of plasma Diagnostics second edition," Cambridge university press, 296-300, (2002).
- (24) FLYCHK at IAEA, <https://www-amdis.iaea.org/FLYCHK/>, (2021).
- (25) 根本孝七, "レーザー粒子加速の現状と将来 レーザーイオン加速の現状と応用展開," *The Japan Society of Applied Physics*, vol. 37, No. 11, (2008).
- (26) E. R. Tubman, A. S. Joglekar, "Observation of pressure anisotropy effects within semi-collisional magnetized plasma bubbles," *nature communications*, vol. 12, No.334, (2021).
- (27) W. Fox, D. B. Schaeffer, "Fast magnetic reconnection in highly-extended current sheets at the National Ignition Facility," Cornell University, No.06351, (2020).

- (28) 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).
- (29) W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics experiments A How-to Approach Second Revised Edition,” Springer-Verlag, (1994).
- (30) 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).
- (31) J. S. Ross, *et.al*,”Collisionless Coupling of Ion and Electron Temperatures in Counterstreaming Plasma Flows,” Physical Review Letters, vol. 110, No.145005, (2013).
- (32) 白石英之, 杉山徹, 大村善治, 松本紘,”ビームプラズマ不安定性に関する基本課題,” 千葉大学 サマースクール講義テキスト, (2003).
- (33) C. C. Popovics, P. Renaudin, O. Raucu, “Kinetic to thermal energy transfer and interpenetration in the collision of laser produced plasmas,” Physics of Plasma, vol. 4, No. 1, 190-208, (1997).
- (34)L. Spitzer Jr, “Physics of Fully Ionized Gases,” Dover Publications Inc, 127, (2006).
- (35)Y Ono, H Tanabe, T Yamada, “Ion and Electron Heating Characteristics of Magnetic Reconnection in Tokamak Plasma Merging Experiments,” Plasma Physics and Controlled Fusion, vol.54, No.12, 124039, (2012).
- (36) 井通暁, 西塚直人,”小特集 プラズモイド放出と非定常リコネクション,” プラズマ核融合学会誌, vol. 89, No. 11, 869-773, (2013).
- (37) D. D. Ryutov, N. L. Kugland, M. C. Levy, *et.al*, “Magnetic field advection in two interpenetrating plasma streams,” Physics of Plasma, vol. 20, No. 3, 032703, (2013).
- (38)桜井隆, 児島正宣, 小杉健郎, 柴田一成, “太陽 シリーズ現代の天文学第 10 巻,” 日本評論社, (2009).
- (39) G. Fiksel, W. Fox, P.M. Nilson, *et.al*,”Magnetic Reconnection between Colliding Magnetized Laser-Produced Plasma Plumes,” Physical Review Letters, vol. 113, No. 10, 105003, (2014).

謝辞

山本さん、森田さん、松尾君、そして皆様

誠にお世話になりました。

ありがとうございます。

またお会いしましょう。

児島拓仁。