# 2. 大型レーザーを用いた磁化無衝突衝撃波生成実験

## 2. Generation of magnetized collisionless shocks using high-power lasers

山崎了<sup>1,2)</sup>,松清修一<sup>3,2)</sup>

YAMAZAKI Ryo<sup>1,2)</sup> and MATSUKIYO Shuichi<sup>3,2)</sup>

1)青山学院大学理工学部,2)大阪大学レーザー科学研究所,3)九州大学大学院総合理工学研究院

(この文書はプラズマ核融合学会誌 2024年12月号に掲載されたものです)

大型レーザーを用いた磁化プラズマ中を伝播する無衝突衝撃波の生成実験についての最近の我々の成果を報告 する。外部磁場は衝撃波の進行方向にほぼ垂直である。実験室内に静止した磁化された窒素プラズマが生成され、 その質量密度は一様である。この窒素プラズマがレーザー駆動のアブレーション・プラズマと相互作用して窒素中 に無衝突衝撃波が生成されていく様子を自発光ストリーク計測と空間分解したレーザートムソン散乱計測を用い て調べた。実験結果と一次元粒子シミュレーションを比較しながら、実験データの理論的解釈を行った。超臨界の 磁化無衝突衝撃波に特徴的な密度構造が形成されていく様子を捉えることに成功したと考えられる。

## Keywords:

high-power laser, magnetized collisionless shock, optical diagnostic, Thomson scattering

## 1. イントロダクション

無衝突衝撃波は、希薄な無衝突プラズマ中に発生する衝撃波であり、超新星残骸や太陽-地球圏、実験室プラズマなどの天体に広く存在する。上流の低エントロピーのプラズマ流が衝撃波に突入すると、その運動エネルギーは高温のイオンや電子、磁気乱流、非熱的粒子などの様々な形態に変換され散逸する。しかし、最先端の天体観測、電磁粒子シミュレーション(particle-in-cell, PIC)、および理論解析[1,2]にもかかわらず、エネルギー散逸の詳細なメカニズムは完全には解明されていない。

高エネルギー天体現象で現れる衝撃波の場合、上流のプ ラズマは磁化されており、外部磁場が衝撃波散逸過程にお いて重要な役割を果たす。そのような「磁化無衝突衝撃波」 の生成過程、特に、アルフベン・マッハ数が3程度以上の

「超臨界」磁化無衝突衝撃波では、高エネルギー粒子(宇 宙線)が生成されると考えられ、その加速過程の理解が 様々な天体現象の理解のために必要となる。超臨界の場合、 入射するイオンの一部が密度や磁場の変化の大きな ramp と呼ばれる領域で上流側へ反射され、上流の外部磁場が衝 撃波面法線に対して垂直に近ければ、磁場旋回運動をして 再び衝撃波前面に戻ってくる[2]。この中で、反射イオンと 上流プラズマの間でさまざまな不安定性が発生してプラ ズマ波動が生成され、粒子の散乱と加速が引き起こされる。 上流に反射されたイオンの存在する領域を foot、さらに、 ramp 直後に形成される高密度領域を overshoot と呼ぶ。

大型レーザーを用いた地上実験は、無衝突衝撃波を研究 する別の方法である。レーザーによって生成されたプラズ マは高速で移動し、長時間持続する。そのため、現在の PIC シミュレーションでは達成不可能な、大規模かつ長時間に わたるプラズマ相互作用の進化を直接測定できると期待 されている。これまで、静電無衝突衝撃波[3]、ワイベル不 安定性起源の磁場を媒介した無衝突衝撃波[4,5]などの生 成実験が行われてきた。さらに、磁化無衝突衝撃波では、 亜臨界の場合の生成実験に成功するとともに[6]、超臨界の 場合についての生成を試みた例もある[7,8]。これまでのと ころ、限られた空間サイズ・時間スケールのために、超臨 界衝撃波の形成の明確な証拠を提示した実験結果は報告 されていないが、プラズマ相互作用が進行すれば衝撃波に 進化すると予想される前駆体の生成を示唆する結果が得 られている。本章では、一次元(1D) PIC シミュレーショ ンと比較しながら、超臨界磁化無衝突衝撃波を生成する 我々の実験結果[9,10]について報告する。これまでの実験 とは異なり、我々の方法は一様な質量密度を持つ静止状態 の磁化プラズマを生成できるため、上流プラズマのパラメ ータを正確に決定できるのが強みとなっている。

#### 2. 実験セットアップ

我々は大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザ ー (波長 1053 nm、パルス幅 1.3 ns、エネルギー700 J/ビー ム)を使用した。厚さ2 mmのアルミニウム (Al) 平板タ ーゲットを4本のビームで同時に照射し、ターゲットでの レーザー強度は  $3.4 \times 10^{13}$  W cm<sup>-2</sup> となる。実験概念図を図 1 に示す[9]。レーザーショット前にチャンバーを圧力 P = 5Torr の窒素 (N) ガスで満たす。ショット直前に、強度  $B_0$ 



図1:実験概念図[9]。(a)ターゲットはアルミ(Al)を用い、 ショット前にチャンバー内を窒素(N)ガスで満たす。Nガス はレーザー照射時にアルミからの輻射で電離し、外部磁場 (y方向:黒矢印)により磁化される。(b)レーザー照射により 生じるアブレーション Al プラズマが磁化された N プラズ マを押し広げ(白矢印)、無衝突衝撃波(点線)が発生する。



図2:(a) 実験装置の鳥瞰図[9]。(b) 装置の側面図。ターゲットの法線 (X<sup>\*</sup>軸) は x-z 平面内にある。(c) 装置の上面図。 TS イオン項 (IAW) の測定のためのプローブレーザー ( $k_i$ : p 軸) は TCC(x = y = z = p = 0)に集光し、散乱光は異なる2 方向から測定される。IAW-1( $k_{s,1}$ ) と IAW-2( $k_{s,2}$ )。(d) 測定波数  $k_{IAW,1} = k_{s,1} - k_i$  と  $k_{IAW,2} = k_{s,2} - k_i$ は、アルミプラズマの流れに対して、それぞれおおよそ平行、垂直である。

の外部磁場を印加する。ガスはターゲット Al プラズマか らの輻射によりイオン化され、イオン密度  $N_N = 3.2 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>の磁化プラズマになる。その後、Al プラズマ(図 1(b)の 濃灰色の領域)が磁化された N ガス由来の N プラズマを 押し、磁化無衝突衝撃波を生成する(図 1(b)の点線)。

座標系は図2に示すように、鉛直方向z軸、コイルの中 心軸をy軸にとる。座標原点(x, y, z)=(0,0,0)はターゲット チャンバー中心(TCC)である。ターゲット表面とTCCの 間の距離Lは1.4 cm [9],および、2.1 cm [10]であり、ター ゲットの法線はTCCを通る。外部磁場印加のための電磁 コイルは、4 つの50回巻きを並列に接続した。コイルの内 径と外径はそれぞれ 60 mm と110 mm であり、2 つのコイ ルを $y=\pm 25$  mm に配置し、プラズマの膨張方向に対して ほぼ均一な磁場を生成した(図2(a)および2(c)参照)。各コ イルごとにコンデンサ4個(4×1.5 mF)をそれぞれ電圧 1.4 kVで充電し、~5 kAの準定常電流(持続時間~100 μs)を 流し、TCC付近でB<sub>0</sub>=3.6 T [9], 3.8 T [10]を達成した。

用いたプラズマの計測は、主に以下の二つである。一つ は、ターゲット法線 (X<sup>+</sup>軸) に沿った、プラズマ自発光スト リーク(SOP)計測 (波長 450 nm)である(y 方向から計測)。 もう一つは、レーザートムソン散乱 (TS)計測である。プロ ーブ・レーザー (Nd: YAG、波長 $\lambda_0$ =532 nm、エネルギー 370 mJ、パルス幅約 10 ns) は水平面 z=0 内の、 x 軸・y 軸 から 45 度の角度で入射し (p 軸: 図 2(c)参照。波数 k<sub>i</sub>)、 散乱光は入射方向から 90 度の 2 つの方向(波数 k<sub>s,1</sub>, k<sub>s,2</sub>)か ら検出された。その結果、1 つの散乱波数ベクトル k=k<sub>s</sub>-k<sub>i</sub> は x 方向、もう 1 つは -y 方向となり (図 2(d))、これらの 方向の電子温度、イオン温度、バルク速度を計測できる。 散乱スペクトルは、3 個の回折光子を通過させる分光シス テムと ICCD カメラで測定した(スペクトル分解能は約 10 pm (IAW-1)および 約 18 pm (IAW-2)、 露光時間 3 ns)。

#### 3. 実験結果

まず、N ガスと外部磁場が共にない状態( $P=B_0=0$ )では、 Al プラズマは弱い光を放出しながら初速度を保って自由 膨張するはずである。SOP 計測結果より、Al プラズマの初 速度は  $v_{Al,0} \approx 800 \text{ km s}^{-1}$ と推定された。

以降では、このような高速で動く Al プラズマと静止した N プラズマの相互作用から衝撃波が生成される様子を見ていく。3.1 節では L = 1.4 cm,  $B_0 = 3.6$  T, P = 5 Torr の場合で主に超臨界磁化衝撃波の生成段階についての計測結果[9]を、3.2 節では L = 2.1 cm,  $B_0 = 3.8$  T, P = 5 Torr の場合で我々が「種衝撃波」と呼ぶ構造の時空間発展についての計測結果[10]を紹介する。

#### $3.1 L = 1.4 \text{ cm}, B_0 = 3.6 \text{ T}$

外部磁場を印加しない場合( $B_0 = 0$ )と、強度  $B_0 = 3.6 \text{ T}$ で印加した場合の SOP 計測結果の比較を図3に示す。両者 で最も自発光強度の明るい領域の先端(強度変化の大きな 位置)の軌跡 X'(t)は、関数形

 $X'(t) = v_0 t (1 - t/t_0), \qquad (1)$ 

および共通のパラメータ値  $v_0 = 590 \text{ km s}^{-1}, t_0 = 148 \text{ ns}$  でよ く説明できる(図中の Pl, P2 で示す破線。本節ではターゲ ットの位置を X'=0 としている)。このことは、P1 と P2 が Al プラズマとN プラズマの(電子スケールでの)境界である と仮定すれば自然に理解できる。その場合、Al プラズマの 動圧が非常に大きいため、二つのプラズマの相互作用の初 期段階では N プラズマの磁気圧の有無は無視できるから である。

P1 や P2 よりも上流側では、外部磁場の有無で明確な違いが見られる。外部磁場のない場合(*B*<sub>0</sub>=0)、P1 よりも前方 へ速く移動する構造「R1」は、*t*=15 ns で P1 の前を約 700



図3:SOP 計測の結果(L=1.4 cm)[9]。左は外部磁場無し( $B_0$ =0)、右は外部磁場強度  $B_0$ =3.6 T の場合の結果。発光強度の変化の大きな部分 P1, P2, R1, R2 を点線で示した。TCC は X'=1.4 cm (p=0) に位置し、図4、5に示されている TS 測定の時刻がゲート幅を意味する誤差棒付きの白丸で示されている。X'方向に沿った法線ベクトルを持つ平面波を仮定し、図4右 (p=1 mm) における TS 測定の位置と時刻を白四角で、上流プラズマパラメータを推定する位置(p=-2 mm)を白三角で示す。

km s<sup>-1</sup>の速度で進む。R1 は  $v_0 = 1600$  km s<sup>-1</sup>,  $t_0 = 48$  ns とと れば(1)式の関数形で良く説明できる。一方、外部磁場を印 加した場合、TS 計測を行った時刻 t=23 ns では、 $X' \approx 1.47$ cm に小さなジャンプ(図 3 右に「R2」と示す)が確認で きた。R2 と P2 の間隔は、 $B_0=0$ の場合のR1 と P1 の間隔 よりも狭く、外部磁場によってイオンのダイナミクスが変 わったことを示唆している。R2 も  $v_0 = 1000$  km s<sup>-1</sup>,  $t_0 = 64$ ns ととれば(1)式で説明可能である。R2 は外向きに伝播し ていることもわかる。

次に TS 計測の結果を紹介する。まず外部磁場を印加し ない場合について見てみる。図4左には、散乱波数ベクト ル方向のイオン音波(IAW)との共鳴に対応するダブルピー クをもつスペクトルが入射波長 532 nm 付近に現れている。 これらは、ほぼ静止している上流のNプラズマからのもの である。R1 通過後数ナノ秒 (t = 15 ns) で、静止していた N プラズマが加熱されている ( $T_e \approx 100 \text{ eV}$ 、 $T_i \approx 230 \text{ eV}$ )。 また、IAW-1 では2 ≈530.2 nm で移動するプラズマの存在 を確認できるが、IAW-2には現れていない。これは、高速 で動くプラズマと静止した N プラズマが同じ空間位置に 共存していることを示し、イオンのダイナミクスが無衝突 であることを示す。この高速成分が X'軸に沿って移動して いると仮定すると、バルク速度  $V_{X'} \approx 740 \, \text{km s}^{-1}$ が導かれ、 これは SOP 計測で得られた t≈15 ns の R1 の速度とほぼ一 致する。t = 23 ns (p = 0) で取得された TS スペクトルは、 明確なダブルピークを示していない (図4左)。得られた スペクトルがマクスウェル分布を持つプラズマ内の IAW による散乱光だと仮定してスペクトルのフィッティング



図4:TS 計測によって得られたスペクトル[9]。(a) 外部磁 場なしの場合の時刻 t=15 ns での IAW-1 と IAW-2 の計測 結果の比較(TCC: p=0)。(b) t=23 ns での IAW-1 による外部 磁場の有無による計測結果の比較(p=1 mm)。



図5:外部磁場  $B_0=3.6T$  の場合の t=23ns での TS 計測結果 と 1D PIC シミュレーションの比較[9]。(a)プローブレーザ ー軸 p に沿って空間分解された TS スペクトルの測定結果 (IAW-1)。(b)~(d) 1D PIC シミュレーションの結果。横軸 はターゲットからの距離 X'を表す。(b), (c), (d)は、それぞ れ、電子、Al イオン、N イオンの位相空間プロット。(c), (d)で灰色線は電子のバルク速度を示す。

を行うと、物理的に不自然なパラメータが導かれる。これ は、この時刻および場所におけるプラズマが非定常である か、または高度に非線形な状態にあって上記の仮定が成立 しないことを示唆する。

次に、強度  $B_0 = 3.6 \text{ T}$ の外部磁場を印加したショットの TS スペクトルを解析した。図 5 (a)は、t=23 ns における空 間分解された TS スペクトルを示しており、縦軸 p はプロ ーブレーザーに沿った位置(図 2(c)参照)である(p=0 が TCC に対応)。p>0のときに明確な IAW によるダブルピークが 現れた。N プラズマを仮定して p=1 mmのスペクトル(図 4 右)をフィットした結果、 $V_X = 400 \text{ km s}^{-1}$ 、イオン密度  $N_N$  $= N_o/Z = 1.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ が得られ、これは初期の上流の密度 の約 3.6 倍であり、イオンの圧縮を示している。さらに、 p<0では散乱光が存在しない(図 5(a))。このようなエッジ の特徴は図 3 右の R2 に対応しており、空間分解された TS 測定によって初めて確認できたことである。

以下では、実験と類似した条件下での 1D PIC シミュレ ーションとの比較を通じて実験結果を解釈してみたい。こ のような議論は、過去の超臨界磁化衝撃波に関する実験研 究でも行われているが、レーザー実験では現実のイオン・ 電子質量比を持つ3次元粒子シミュレーションでは達成不 可能な大空間・長時間のプラズマ相互作用の進化を調べて いる点は指摘しておきたい。つまり、実験結果とシミュレ ーション結果を比較する際に、実験結果がシミュレーショ ン結果と完全に(定量的に)一致する必要はない。それに もかかわらず、以下に述べるように、外部磁場あり・なし の両方の場合で 1D PIC シミュレーション結果は実験デー タと大雑把に一致しているため、シミュレーションは磁化 衝撃波形成に関連する本質的な特徴を既に捉えていると 期待できる。

 $B_0 = 0$ の条件での1DPICシミュレーション[11]によると、 電子密度の急激な上昇はNとAl プラズマの境界面で起こ るため、図3左で見えた P1 はこの電子スケールの不連続 面であると解釈できる。これはt = 15 ns と 23 ns で、この 境界面の上流側で電子温度およびイオン温度が高いこと とも無矛盾である。Al プラズマ内で自己生成された磁場 (Biermann 磁場)は衝撃波の形成の始まる頃(t>10 ns)でも Al プラズマの先端付近で約10Tほどの強度を保ち、Nイオン の反射の原因となる[11]。その後、AIとNプラズマの相互 作用により境界面 P1 は減速する。外部磁場がないため、 一部の Al イオンが境界面 Pl を越えて N プラズマ中へと 侵入し、その際、ポンデロモーティブ力によって加速され る[11]。これらの高速 Al イオンが図3左で見た R1 に対応 する。これらの高速イオンは静止している上流 N プラズマ との相互作用により減速し、P1 と R1 の間の領域で入射 N プラズマが加熱される。

B<sub>0</sub> = 3.6 T の場合の SOP および TS 測定の解析結果も、 1D PIC シミュレーション結果とおおよそ一致している(図 5b.c.d)。図3右のP2は、AlとNプラズマの境界面と解釈 される[図 5 (b)]。入射 N イオンは圧縮された Biermann 磁 場のために Al プラズマ深くには侵入できない[図 5(d)]。一 方、Alイオンは圧縮された外部磁場に捕捉され、N プラズ マ中には侵入できない[図5(c)]。入射Nイオンは、初期は AlとNプラズマの境界面P2付近で反射され、しばらく後 の時間帯では N プラズマ内の圧縮された外部磁場によっ て反射される。反射後、外部磁場の影響で旋回する[foot: 図5(d)]。したがって、図3右のR2は反射されたNイオン の端に対応すると解釈するのが自然である。これは TS 測 定の結果でも見えている[図5(a)]。電子密度は p≈1 mm で 最大値を取り、これは shock overshoot の前駆体に相当する。 したがって、このまま時間がたてば磁化無衝突衝撃波の特 徴である foot~overshoot といった構造に発展していくと予 想される。

TS 計測を用いて上流 N プラズマの物理量を推定することができる。 $B_0 = 0$ の場合のt = 10 ns およびp = -2 mm の IAW-1 のデータを解析し、R1 の不連続がまだ到達していない場所(図3の白三角印)での TS スペクトルをフィットして N イオン密度  $N_N = N_0/Z = (4.4 \pm 1.5) \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>を得る。



さらに、電

図 6:外部磁場(a)(c)*B*<sub>0</sub>=0 T および(b)(d)*B*<sub>0</sub>=3.8 T の場合の SOP データ。(a)および(b)では、縦軸はレーザーショット からの経過時間、色は自発光強度を表す。(c),(d)は、いくつ かの時刻における(a),(b)の断面。(文献[10]Fig.2 より転載)

子温度とイオン温度が 6 eV 程度であることから、上流の 音速 ≈11 km/s、アルフベン速度 ≈32 km/s、イオン(電子) プラズマベータ $\beta_i$ ≈0.08 ( $\beta_e$ ≈0.2) と見積もれる。したが って、Magnetosonic マッハ数 >12 およびアルフベン・マッ ハ数> 13 の超臨界磁化衝撃波に発展すると予想される。N イオン間のクーロン散乱の平均自由行程は $\lambda_{ii}$ ≈3.5 cm で あり、イオン同士は無衝突であることも確認できた。

#### $3.2 L = 2.1 \text{ cm}, B_0 = 3.8 \text{ T}$

図 6 は SOP のデータで、外部磁場を印加していないと き ( $B_0=0$ ) の時空図が(a)、このときのいくつかの時刻にお ける断面が(c)に示されており、同じフォーマットで外部磁 場 ( $B_0=3.8$  T)を印加したときの時空図を(b)、いくつかの 時刻における断面を(d)に示している。(a)や(b)で、発光強度 の強いピークが時間とともに X'の正方向に伝搬しており、 X'=0 (TCC) 通過時の伝搬速度はそれぞれ~270 km s<sup>-1</sup> (a) および~210 km/s (b)である(本節では TCC を X'座標の原 点



図 7:  $t = 35(\pm 2.5)$  ns における外部磁場(a)(c) $B_0=0$  T および (b)(d) $B_0=3.8$  T の場合の TS スペクトル。(a)および(b)では、 縦軸はプローブ光に沿った位置(p 軸)、横軸は $\lambda_0$ からの 波長シフト $\Delta\lambda$ を示しており、色は散乱光強度を表す。(c) および(d)は p = -0.5 mm に沿った断面を表す。(文献 [10]Fig.3 より転載)

としている点に注意されたい)。(a)では、ピークの前面に 発光強度が少しだけ増す領域が広がっている。ここではこ の領域を「precursor」と呼ぶ。precursor は、(b)では  $\kappa$ 40 ns に、限られた空間領域でのみ確認できる。Precursor の起源 として、初期の磁気的構造で反射された N イオンや、ター ゲット起源の Al イオンの可能性がある。レーザー照射後 の早い時刻に生成された高速のイオンが上流側にしみ出 したものと考えられ、(b)では外部磁場によるサイクロトロ ン運動でイオンの軌道が曲げられてサイクロトロン半径 程度まで到達したものをかろうじて捉えたと考えられる。 仮にアブレーションで生成されたアルミイオンの初速度 を 800 km s<sup>-1</sup>とすると、3.8T の磁場中でのアルミイオンの ジャイロ半径は $\rho_{Al}$ ~58/ $Z_{Al}$  mm ( $Z_{Al}$ はイオン価数) となる。  $Z_{Al} \geq 3 \ colument column column$ 

外部磁場がないとき(*B*<sub>0</sub> = 0)の自発光の空間波形(c)は、 比較的単純で安定なピーク構造を呈しているのに対して、 外部磁場のある場合は明らかにピークが内部構造を有し ており(d)、その波形が時間変化していることがわかる。ピ ークのすぐ前面に平坦化した構造が見られ、遷移領域のサ イズが時間とともに大きくなっている。遷移領域の空間サ イズは 2 mm 程度で、外部磁場のないとき(1 mm 程度以下) よりも有意に大きい。

図 7(a)に、 $B_0=0$ のときの $t = 35 \pm 2.5$  ns における TS ス ペクトルを示す。縦軸はプローブ光に沿った位置p、横軸は プローブ光波長( $\lambda_0 = 532$  nm)からのずれを表わし、 $\lambda_0$ 付 近の光はカットして迷光を拾わないようにしている。p > 0 の領域で、散乱光波長の急なシフトと広帯域化が確認でき る。precursorに相当する $p = 0.5 \pm 0.01$ mm での断面を図 7(c)に示す。青点線が平均値、エラーバーを灰色で表した。 スペクトルをフィットして、電子密度 $N_e \approx 1.4 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>、 電子温度 $T_e \approx 240$  eV、電子ドリフト速度 $v_{de} \approx 40$  km s<sup>-1</sup>、 イオン温度 $T_N \approx 450$  eV、平均価数 $Z_N \approx 3.9$ 、およびイオン ドリフト速度 $v_{di} \approx 40$  km s<sup>-1</sup>の各値を得た。 $N_e/N_N \approx$ 3.6×10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup>の値は 5 Torr のNガス中の原子の数密度 ( $\approx 3.2 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>)とおおむね一致するので、計測位置の プラズマは完全電離していると考えられる。

 $B_0 = 3.8 \text{ T}$ のときの $t = 35 \pm 2.5 \text{ ns}$ における TS スペクト ルを図 7(b)に示す。スペクトルがp > 0.5 nmにおいて徐々 に広帯域化しており、この領域は図 6(b)で見られた小さな precursor の端付近に相当している。p = -0.5 nmにおけ るスペクトルの断面を図 7(d)に示す。カットされているピ ーク以外の青点線に対する最良フィットのパラメータと して $N_e \approx 4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^3$ 、 $T_e \approx 7 \text{ eV}$ 、 $T_N \approx 5 \text{ eV}$ 、 $Z_N \approx 1.3$ 、  $v_{de} \approx v_{di} \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ を得た。ここでも $N_e \ge Z_N$ の値から 5 Torr のNガスが完全電離していると考えられる。これらの 値を用いてNプラズマの衝撃波上流でのアルフベン速度を 見積もると $V_{AG} \approx 38.6 \text{ km s}^{-1}$ であった。したがって図 6(b) で見られたピーク構造の伝搬速度 210 km s<sup>-1</sup>はアルフベン マッハ数 $M_A \approx 5.4$  (超臨界衝撃波)に相当する。なお、上 流の電子ベータ値は $\beta_e \approx 0.1$ と見積もられた。

ここでも、実験を模した数値実験を行って実験結果の解 釈を試みる。1次元 PIC 計算を用いて Al プラズマと N プラ ズマの相互作用の様子を調べた。初期に、静止した一様な ガスプラズマで系を満たす。実験で得られた上流Nイオン の平均価数(Z<sub>N</sub>≈1.3)が1に近いことから、計算でのN イオンの価数は1とした。N イオンと電子の質量比を  $m_G/m_e = 100$ 、電子プラズマ周波数とサイクロトロン周波 数の比を $\omega_{Ge}/\Omega_{Ge} = 20$ 、電子およびイオンのベータ値を  $\beta_{Ge} = \beta_{Gi} = 0.1$ 、分布関数はマックスウェル分布を仮定し た。 $X' = -2/\cos 14^\circ$  cm の位置から、Al プラズマを有限時 間  $(0 \leq \Omega_{Gi} t \leq 0.035)$  注入する。 $\Omega_{Gi}$ はNイオンのサイク ロトロン周波数である。Al プラズマは電子と6価の陽イオ ンから成り、その質量比は $m_T/m_e = 200$ とした。Al プラズ マ由来の電子とNプラズマ由来の電子の密度比は  $N_{Te}/N_{Ge} = 9$ 、Al プラズマが運ぶ磁場は外部磁場の6倍と した。Al イオンの注入速度 $v_{in} = 27v_A$ はとした。ただし $v_A$ はNプラズマのアルフベン速度である。Al プラズマの電子 の分布関数はマックスウェル分布で与えるが、vr成分は  $v_x > 0$ のみの速度を持つように与えた。電子温度は $T_e =$  $2m_e v_{in}^2 \ge lt_{\circ}$ 

アブレーション時にターゲット表面で生成される Biermann磁場の強度は~100 Tに及ぶことが知られている が、ショット後はターゲットプラズマが拡散するのに伴っ て磁場も弱くなる。この過程は複雑なため、磁場強度の時 間変化を正確に予測することは難しい。ここでは 22.8 Tの ー定強度の磁場(Z方向)をAlプラズマとともに注入した。 上述の注入時間はレーザーのパルス幅1.3 nsに、注入速



図 8: PIC 計算で再現したイオン位相空間の進化と、電子 密度(黒線)および磁場(灰色線)の波形。(文献[10]Fig.4 より転載)

度は~900 km s<sup>-1</sup> に相当する。イオンー電子間質量比には 実際よりも小さい値を用いたが、Al イオンとNイオンの質 量比は2 であり、これは現実の質量比とほぼ同じ値である。 系のサイズは25 $v_A/\Omega_{Gi}$  ( $\approx$  32 mm)、空間格子数は 72,000、 各粒子種の超粒子数はセルあたり 256 個とした。

イオンの位相空間分布の時間発展を図8に示す。重ね て描いた黒線と灰色線は、それぞれ電子密度と磁場の波形 である。t=2.0 ns において、入射したターゲットイオンが 確認できる。イオンはその後、速度分散のために位相空間 を広がりつつ、外部磁場を感じてサイクロトロン運動して いる (*t*=15.1 ns)。サイクロトロン周期の 1/4 (*t*≈19 ns) をすぎると、Al イオンはその運動方向を反転して原点(TCC) 付近から遠ざかる (t = 25.1, 35.1 ns)。Al プラズマの注入 時間が短いため、N プラズマはじゅうぶんに圧縮されてお らず、t~30 ns ではまだ衝撃波は形成されていない。しか しながら、Al イオンによって弱いながらも加速されたNイ オンが X' 方向の速度を持ち、その後徐々に前方に堆積し て圧縮され、密度波形の突っ立った衝撃波に似た構造を作 っている (t = 35.1 ns)。ただし突っ立ち構造のすぐ後方 では密度が減少しており、十分発達した衝撃波とは言い難 い。以降ではこれを「種衝撃波」と呼ぶことにする。

図 6(b)の自発光データと視野をそろえた電子密度の時 空図を図 9(a)に示す。t < 40 ns では、密度ピークの上流 側に電子密度が少しだけ上昇する領域が確認できる。その 後、ピークの前方に密度がやや上昇した(緑色の)領域が 形成され、この領域のすぐ後ろに種衝撃波が見られる。t =70 nsにおける構造の伝搬速度は $v_{sh} \approx 153$  km s<sup>-1</sup> ( $M_A \approx$  4.4)であり、この値は実験での同時刻の速度v<sub>sh</sub> ≈ 146 km/s (M<sub>A</sub> ≈ 3.8)と近い。



図 9: (a) 電子密度の時空間発展。(b) *B*<sub>0</sub>=0 T の場合のレー ザー実験で得られた、*p*=1.36 mm、*t*=35 ns における TS スペクトル。(c) (a)の#における電子(実線)およびイオン (破線)分布関数。(d) イオン位相空間の時間発展と(e) 電 子密度波形。(文献[10]Fig.5 より転載)

図 9(d, e)では、t = 50 ns において $X' \approx -0.5$  mm に種衝撃 波が見られる。その後、密度ピークの前面に平坦部が形成 される。種衝撃波面で上流 N イオンの一部が反射されてお り、平坦部は反射イオンが占める領域に相当している。こ れは foot と呼ばれる構造で、反射イオンの運動とともに 時間発展する。種衝撃波の以上の振る舞いは、よく発達し た超臨界衝撃波の波面の振る舞いと共通している。数値実 験ではこの後、種衝撃波は自己再形成しながら発達した下 流構造を蓄えていく。

 $B_0=3.8$  T の実験での precursor における TS スペクトル (図 9(b)) では、短波長側 ( $\Delta\lambda < -0.2$  nm) のスペクトル の裾が明らかに上昇している。これはイオンよりも速いバ ルク速度で上流に向かって運動する電子の存在を示唆す る。数値実験の同様の位置および時刻(図9(a)の#)での 電子分布関数(図9(c))はV<sub>x</sub> > 0でやや上昇している。破 線で示したイオンの分布関数を見ると、一部のイオンが正 の速度を持っており、これらのイオンが電子を引きずるこ とで電子分布の上昇が起こっていることを示唆している。 このことから、実験で見られる非対称な TS スペクトルは 非対称な電子分布関数に起因している可能性がある。

### 4. まとめと今後の課題

本稿では、我々の行っている大型レーザーを用いた超臨 界磁化無衝突衝撃波の生成実験の最近の進展[9,10]につい てまとめた。 $B_0$ =3.6 T, P=5 Torr の場合で主に超臨界磁化 衝撃波の生成段階についての計測結果[9]と、 $B_0$ =3.8 T, P= 5 Torr の場合に観測された種衝撃波の時空間発展[10]につ いて紹介した。その後、2022 年度の実験ではP=1 Torr の 窒素ガスに対して同様の実験を行い、磁場の直接計測によ り磁気波動を直接計測できているほか、ヘリウムガスを用 いた実験にも着手している。今後は、磁化プラズマに起因 する時空間構造や波動の同定、さらには長時間計測による 被加速粒子の計測を目指していきたい。

## 謝 辞

本節で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費 補助金(18H01232, 22H01251, 23K22522),住友財団環境研 究助成(203099),およびレーザー科学研究所の共同利用・ 共同研究からの助成のもとで行われました。大型レーザー 運転に関しては、大阪大学レーザーエネルギー学研究セン ターの激光 XII 号レーザーの技術者、研究者の方々に感謝 致します.九州大学の森田太智氏と諫山翔伍氏、富山大学 の竹崎太智氏、北海道大学の富田健太郎氏と梅田隆行氏、 東京大学の大平豊氏と星野真弘氏、大阪大学の蔵満康浩氏、 佐野孝好氏と坂和洋一氏に感謝します.またそれ以上に多 くの学生の助けにより、大型レーザー実験を行うことがで きました.感謝いたします.

#### 参考文献

- [1] 山崎了:プラズマ・核融合学会誌 92,78 (2016).
- [2] 松清修一:プラズマ・核融合学会誌 92,87 (2016).
- [3] 森田太智他:プラズマ・核融合学会誌 92,98(2016).
- [4] 坂和洋一:プラズマ・核融合学会誌 92,102(2016).
- [5] F. Fiuza et al., Nat. Phys. 16, 916 (2020).
- [6] C. Niemann et al., Geophys. Res. Lett. 41, 7413 (2014).
- [7] D. B. Schaeffer et al., Phys. Rev. Lett. 122, 245001 (2019).
- [8] W. Yao et al. Nat. Phys. 17, 1177 (2021).
- [9] R. Yamazaki et al., Phys. Rev. E 105, 025203 (2022).

- [10] S. Matsukiyo et al. Phys. Rev. E 106, 025205 (2022).
- [11] T. Umeda et al., Phys. Plasmas 26, 032303 (2019).