小特集

スペースプラズマにおける電場形成とその効果

4 . 電場形成についての室内実験

畠 山 力 三 , 金 子 俊 郎 , 佐 藤 徳 芳¹⁾

(東北大学工学研究科 , ¹⁾東北大学名誉教授)

Electric Field Formation in Laboratory Plasmas

HATAKEYAMA Rikizo, KANEKO Toshiro and SATO Noriyoshi¹⁾

Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

¹⁾*Professor Emeritus of Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan*

(Received 30 August 2002)

Abstract

Laboratory investigations on the formation of space-related electric fields have been performed using collisionless magnetized-plasma flows. In a set of experiments, potential differences are externally applied along magnetic-field lines, different plasmas come into contact with each other under the currentless condition, a high-speed plasma flow is injected into a region of converging magnetic-field lines, large-amplitude electron plasma waves are generated in a uniform magnetic field, and local electron-cyclotron resonances occur in various kinds of nonuniform magnetic fields. It is found that the electric field is formed in the region of density gradient, a U-shaped double layer (DL) is accompanied by ion-cyclotron oscillations, a DL is formed in the currentless system, and that an electron local-plug results in the formation of a potential dip and hump with a scale length of the order of Debye length. Electron- and ion-acceleration electric fields with a scale lengths of a magnetic-field gradient are also found to be formed by passing ions and electrons through nonuniform magnetic fields, respectively.

Keywords:

laboratory experiment, electric-field formation, collisionless plasma flow, U-shaped double layer (DL), ion-cyclotron oscillation, currentless DL, electron local-plug, potential dip and hump, particle acceleration, scale length of nonuniform magnetic-field gradient

4.1 はじめに

スペースでの観測結果に有用な模擬的室内実験を行うことには、前章にも述べられているように規格化パラメータや境界条件の設定等の非常に難しい問題が付きまとう。例えば、2つの反対符号の空間電荷層間にサンドイッチされた電場より成るプラズマ中の電気二重層(DL)のオーロラ領域における形成の最初のきっかけは、“小さな電位降下”(Potential-driven)なのか“電流”

(Current-driven)なのか、という課題があった。

これに対して計算機シミュレーションにおいては、シミュレーション空間に電位差を与えて実行する方法と、初期には電場をゼロにして電流を流す方法があり、各々の特徴を活かして現象の解明に寄与しようとしてきた。磁気圏 - 電離層間を流れる電流系は観測された直流電場範囲の数十デバイ長よりはるかに大きい空間スケールであることより、そこでの大スケールプロセスを通して最

author's e-mail: hatake@ecei.tohoku.ac.jp

初に電流が流れており、密度勾配等の何らかの不均一箇所局所的に DL が形成されるであろうと考え、Current-driven DL 説を支持することが多いのかもしれない[1]。理論的にも、電流保持プラズマ中において密度窪み箇所から DL が成長することが随分古きに予想されたこともある[2]。しかし、Potential-driven DL のシミュレーションは衛星観測の説明に好都合な電子ホール の発生を突き止めている[3]。

室内実験に関しては事情はさらに複雑になる。例えば、中央部分が括れた直線型放電管の両端電極に直流電圧を印加して生成されたプラズマ中の陽光柱領域に、電位の窪みに後続した電位ジャンプから成る明瞭な DL が形成されたが、同時に電離に伴う電流も流れているために Potential-driven DL と Current-driven DL の区別はそう簡単にはつかない[4]。

Current-driven DL 形成を目的として、フィラメント放電による三重プラズマ装置を用いた実験がある[5]。最初に熱速度以下のドリフトを電子に与えると、軸方向電位分布上に長波長のイオン音波が観測される。この中の電位へこみ部分は、電流を制限しつつ音速 C_s で成長しながら伝搬し、やがて静止して上、下流にわたり非対称な電位分布が形成される。その後この電位窪みは埋まっていき、境界条件で維持されている単調な定常的電位分布(電位差が等価電子温度程度)となる。こうして、電子ドリフトエネルギーを消費して成長するイオン音波の希薄電位パルスが、電子を反射して正の空間電荷層を生み出し非対称電位分布を形成する、という Current-driven DL の存在を主張している。これに関連したシミュレーションにおいて、イオン音波不安定性が関係する DL の遷移領域に負のスパイク状の電位窪みが観測されている[6]。また理論的には、プラズマ中に電流が流れている場合に孤立波的な負の電位窪みが存在すると、ドリフトしている電子が反射されることによって電流が抑制され、その電位窪みの背後に正の電位すなわち DL が形成されることが明らかにされている[7]。

BGK 理論によると、慣性力と静電力のバランスによって特徴づけられる DL 平衡が存在し、それを維持するのに不安定波動を必要としない。しかし、ボーム条件の下でプラズマ中に電流が存在するから、DL 形成を Current-driven 不安定の発展過程の最終段階と考える背景はよく理解できる。しかし、上述の実験結果を詳細に吟味すると、DL 形成の最初のきっかけが“小さな電位降下”(Potential-driven)なのか“電流”(Current-driven)なのか、ということ簡単には結論できない。もちろん、ビーム

入射を含む Current-driven 的な多くの実験は、ここに述べたほかにもブネマン不安定性と DL の関係[8] 等を含めて DL 研究に重要な貢献をしてきた。以下ではこれらとは異なり、無衝突プラズマ中で磁力線に沿って外部から“電位差”を与える実験、無電流下での異種プラズマ接触の実験、高速プラズマの流入の実験、高周波電場を印加する実験等について述べる。ここにおいては、電場形成における“電位窪み”、“電位隆起”、“密度勾配”、“磁場勾配”の重要性を強調し、第 1 章で述べたキー物理項目の U 型 DL、高温・低温プラズマ境界での電場形成、不均一磁場と電場形成の関係、プラズマ波動と電場形成の関係のある側面を説明することに重点をおいている。

4.2 無衝突磁化プラズマ中の電場形成

Fig. 1 に示すような強磁場 B が印加されている直線型装置の両端にある接触電離カリウムプラズマ源 (Q マシーン: 密度 $n \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 温度 $T_i \leq T_e \approx 0.2 \text{ eV}$) S_1 , S_2 間に電位差 ϕ_0 を印加すると、完全電離無衝突プラズマ柱の途中に局所的に集中した電位ジャンプ(電位差 $\sim 10^3 \times$ 等価電子温度, 超強定常 DL) が形成される[9]。この場合、ステップ電圧印加により DL の形成過程を測定すると、Fig. 2(a)に示すように最初はプラズマ柱全体の電位 ϕ が上がり次第に低電位側が下がり、局在した電位ジャンプがプラズマ流速で高電位側に移動し、定常的 DL に移っていく。DL の低電位側の尾部には負の電位窪みの形成と消滅が繰り返され、電流制限と尾部の低周波揺動の原因になっている。他端からのプラズマ供給がないときには、明確な移動 DL と電位障壁(窪み)の形成が観測される[10]。これらの DL の移動方向は、第 1 章で述べたスペースの下向き電流領域での DL と同じく加速された電子の方向であり[11]、その速度はプラズマ流の速度を下げていくとスペースと同じイオン音波の速度に近づくものと予想される。また、Fig. 2(b)からわかるようにラングミュアプローブの飽和電流 j_e として測定される電子流束($\bullet \cdot n$)は電位勾配すなわち電場が形成されてい

Fig. 1 Schematic of experimental setup.

Fig. 3 Potential structures of U-shaped DL at $\phi_0 = 5$ V under magnetic fields increasing towards S_1 .

る場所で最小値になっており、第1章で述べたオーロラキャビティの密度勾配領域に沿磁力線電場が形成されている状況に似ている[12]。

Fig. 1の両端のプラズマ源の直径を違えて異径磁化プラズマにして S_1, S_2 間に ϕ_0 を与え、 ϕ 分布を測定し $r-z$ 平面上で等電位線を作成すると、Fig. 3に示すように ϕ_0 にほぼ等しい電位ジャンプをもつU型の3次元電気二

Fig. 2 Spatial profiles of (a) plasma potential ϕ and (b) electron current j_e of the probe at $t > 0$ when a step potential $\phi_0 = 100$ V is applied to S_1 with respect to S_2 at $t = 0$. I denotes the total current passing through the plasma column.

Fig. 4 Fluctuations ($\tilde{n}$) associated with U-shaped DL at $\phi_0 = 5$ V. (a) Frequency spectrum (ion-cyclotron frequency: 0.094 MHz), together with that in case of the 1D DL. (b) Amplitude at various positions (thin lines), together with ϕ profiles ($\tilde{n}/n \leq 8\%$). (c) Phase change yielding azimuthal propagation with mode number $m = 2$.

重層が観測される[13]。このU型3次元DLの構造は、地球オーロラオーバル上空の磁場構造を模擬した不均一(収束型)磁場配位の形成により制御され、一様磁場中に比べDLの形は鋭くなりその定常的位置は磁場勾配の移動に付随して移る。このとき、3次元DLの低電位領域には、半径方向電場 E_r の強い位置に局在しイオンサイクロトロン周波数とその高調波より少し高い周波数を持つ静電振動が発生している[Fig. 4(a),(b)]。この不安定波はFigs. 1, 2の1次元DLのときには観測されないが[Fig. 4

(a)], 3次元DLでは $E_r \times B$ 方向にモード数 $m = 1, 2, 3, \dots$ を有して伝搬する[Fig. 4(c)]. スペースではU型電位構造の低電位側のオーロラキャビティ内で大振幅のイオンサイクロトロン波が観測されており[12], 上述のように本実験結果と類似性がある.

スペースの上向きおよび下向き電流領域においては, 低電子温度で高密度電離層プラズマと高電子温度で低密度磁気圏プラズマ間の境界で沿磁力線電場が観測されているが, これに関連する室内実験が行われている[14]. Fig. 5の上に示すように, 直線装置の一方の端の接触電離プラズマ源(密度 N_1 , 温度 T_{10} , 圧力 P_{10})を浮遊電位に保ち(系全体として電流が存在しない), 他端にあるプラズマ源として直流放電プラズマ(N_2, T_{20}, P_{20})を用い両者を接触させる. 前者の電子温度は約0.2 eVであり後者は約2 eVであるので, イオン温度がほぼ同じで(≤ 0.2 eV)電子温度が10倍異なるプラズマが対向に接することになる. 両プラズマ源の圧力比 P_{20}/P_{10} を変化させると, 両プラズマの接触層にブロードな電位窪みが形成される場合があり, そこでは局所プラズマ圧力平衡 $P_2/P_1 \approx 1$ が成立していることがわかった. この電位窪みは, 局所的に磁場が強くなっていて両側からの荷電粒子を減速する磁気丘配位により急峻化する. また, 背景の放電ガス(Ar)圧力を下げ無衝突領域にもっていくとFig. 5の下に示すように, 低電位裾野に電位窪みを有して低温および高温の電子を反射する熱障壁作用を果たす“ルート形”のDL的な電位構造が形成された. 電位窪みではプラズマ密度が最小となっており, スペースの下向き電流領域における密度勾配と沿磁力線電場形成の相関性の観点から興味深い.

なお, 本実験においては外部から電位差を与えることもなく, また系全体として無電流であるにもかかわらず電場が形成されている. このことはDLの形成機構の多様性を物語る貴重な成果であり, 理論的にも無電流DLの形成の可能性が検討されている[15].

4.3 ミラー磁化プラズマ流に伴う電場形成

スペースにおいては, これまで述べた実験に対して度々参照したDLに密接に関連する数十デバイ長内外の短距離電位勾配に加えて, 磁気圏-電離層間全体の電位差の50%近くを担っている長距離にわたる電位勾配が存在する. これを説明するために, ミラー型の不均一磁場下無衝突プラズマ中において, イオンと電子のピッチ角が異なる場合には各々の粒子の反射点の違いによって荷電分離が生じ, プラズマ準中性条件の要請によりそれを

Fig. 5 Schematic of experimental device with two different plasma sources (upper) and potential profiles at typical argon-gas pressures in the experimental region (lower). The magnetic-field strength is maximum at the mirror point of magnetic hill (mirror ratio: $R_m = 2.7$).

補正するような沿磁力線電場が必要であることが指摘された[16]. もちろん, この沿磁力線構造はDLとは異なり, デバイ長よりはるかに大きい磁場が変化する空間スケールで形成されるものである.

これに関連した不均一磁場中低速度プラズマ流の実験[17]を発展させ, 収束型のミラー磁場中に高速の無衝突プラズマ流を入射することによって, 磁場強度の増大とともに上昇する電位分布を観測した実験がある[18]. Fig. 6の上に示すように接触電離プラズマ源をイオン源とし, その前面のBaO塗布メッシュグリッド(接地電位)を電子放出源とすると, 前者に正の直流電圧 ϕ_{HP} ($\approx \phi_b/e$, ϕ_b : 磁力線方向のイオンエネルギー)を印加することにより流速 $V_0 \approx (2\phi_b/M)^{1/2}$, M : イオン質量)制御が自由なプラズマ流を, 磁場強度が徐々に大きくなっているミラー磁場中(ミラー比: R_m)に定常的に入射することができる. また, もう1枚のグリッドのゲート作用により, イオンがミラー反射されないような高速プラズマ流パルス($V_0/C_s = 5-26$)を入射できる. この場合, 磁力線に対するイオンのピッチ角は非常に小さいので($\phi_b \gg \Delta\phi_b$, $\Delta\phi_b$: 磁力線に垂直方向のエネルギー), ほとんどのイオンは磁場勾配 ∇B 領域を通過できるが, 電子の速度分布関数は等方的であるのでその一部は ∇B

Fig. 6 Schematic of experimental setup including magnetic configuration (upper). Evolution of plasma potential in a plasma flow with $V_0/C_s = 20$ passing through a region of $\nabla B > 0$ with $R_m = 7.0$, together with electron energy distribution $f(E)$ measured at $z = 180$ cm and $t = 180$ μ s (lower).

で反射される。

時間 $t = 0$ で入射されたプラズマ流が ∇B 領域に達する前では ($t \leq 80$ μ s) 両極性拡散形の電位分布をしているが、 $\nabla B > 0$ 領域 ($z = 120 \sim 170$ cm) にさしかかると電位が空間的に上昇する (Fig. 6 の下)。プラズマフロントがここを通過すると ($t \geq 160$ μ s), $\Delta\phi_c = 10.7 T_e/e$ の大きな電位上昇を発生しその先ではプラズマフロントまで一定の電位分布が形成される。この過渡的電位差 $\Delta\phi_c$ が形成されているときに ($t = 180$ μ s), $\nabla B > 0$ を超えた場所で測定された磁力線方向の電子エネルギー分布関数 [$f(E)$, E : 電子のエネルギー] には、止まっている電子による低エネルギー成分と、 $\Delta\phi_c$ によって加速されミラー磁場を通過するに十分な電子の高エネルギー成分が観測されている。

典型的なプラズマ流速をパラメータとして、規格化された過渡的電位差をミラー比に対してプロットした結果を Fig. 7 に示している。 R_m を大きくするにつれて $\Delta\phi_c$ は増加していきやがて飽和するが、飽和し始める R_m は V_0 とともに増加する。一定の R_m に対して $\Delta\phi_c$ は V_0 の増加とともに大きくなるが、 $V_0/C_s \geq 10$ の範囲では V_0 に依存せず $e\Delta\phi_c/T_e \approx 11$ で飽和する。これらの実験結果に対して Alfvén と Falthammer の理論 [16], $e\Delta\phi_c/T_e \approx (1 - \Delta\phi_b/\phi_b)(R_m - 1)$, を適用すると (Fig. 7 の点線 A・F),

Fig. 7 Normalized potential difference $e\Delta\phi_c/T_e$ as a function of R_m with $V_0/C_s (= 5.8, 8.2, 16.3)$ as a parameter, together with the theories of A・F and S・S.

定性的傾向は大まかに一致するが、飽和現象と流速に対する強い依存性を説明することができない。一方、計算機シミュレーションによる経験的関係式 [19], $e\Delta\phi_c/T_e \approx (\phi_b/\Delta\phi_b)(1 - 1/R_m)(1 + T_e/\Delta\phi_b)^{-1}$, を適用すると、定性的傾向の一致性はかなり改善されたが定量的には流速依存性の不一致が見られる (Fig. 7 の一点鎖線 S・S)。したがって、磁場と静電位による有効ポテンシャルに捕捉された粒子 (Yushmanov particle) を考慮する等の工夫が必要である [20]。

4.4 高周波電場による直流電場形成

最初に述べたように、DL 平衡を維持するのに不安定波動を必要としない。一方、一様プラズマ中に局所的に不安定揺動が発生した場合には、高周波 (RF) 電場強度の空間勾配に基づく動重力により、特定の荷電粒子が独立な直流 (DC) 的な力を感じ荷電分離が生じる結果 DL 形成に至る、という考え方もできる [21]。以下ではこれらの議論をもっと一般化して、RF 電場による DC 電場の形成という観点で述べる。

Fig. 8 に示すように、一様磁場に沿った接触電離無衝突プラズマ流中で電子プラズマ波を外周励起すると (周波数: $\omega/2\pi = 10 \sim 100$ MHz), 小振幅の場合は上下流にランダウ減衰しながら対称に伝搬する [22]。しかし、励起電圧 V_{RF} を上げ極端に大振幅化すると電子プラズマ波は激しく減衰し励起点近傍に局在し、上下流で非対称な干渉波形となる。このときの電位分布は、波動の局在領

Fig. 8 Schematic of experimental setup (upper). Typical interferometer patterns of linear ($V_{RF} \leq 50$ mV) and extremely large-amplitude ($V_{RF} = 8$ V) electron plasma waves (middle). Potential profiles in cases of $V_{RF} \leq 50$ mV (open circles) and 8 V (closed circles) (lower).

域におけるプラズマ流速エネルギー ($E_{i0} \sim 2$ eV) 相当の電位上昇と、下流域における大きな電位降下 ($\sim 20 T_{e0}/e$) から成る“逆ルート形”となっている。前者の電場は、波の局在化に伴う動重力によって電子が上流側に反射されたために、イオン流を反射し電荷中性条件を維持するように形成される。またエネルギー分布関数の測定によると、後者の電場は、急激な波動減衰に伴う脱捕捉電子の非線形加速による下流領域における電子密度減少に対応して、イオンを加速するように形成されることがわかった。この強電場形成の特性長はデバイ長の数倍であり、DLの理論的幅とほぼ一致する。

次に、不均一磁場中電子サイクロトロン共鳴 (ECR) と電場形成の実験について述べる。上記同様の完全電離無衝突プラズマ流に対向して、他端からマイクロ波 ($\omega/2\pi = 6$ GHz, $P_\mu = 0 - 1$ W) を放射する。磁場分布は Fig. 9 のように装置中央付近に井戸型 (a) と収束型 (b) ミラーを有する配位になっているので、プラズマ源に向かって伝搬してきたマイクロ波は各々唯一点の ECR 点

Fig. 9 Schematic of experimental setup (upper). Typical configurations of (a) magnetic well with $R_m = 1.68$ and (b) converging magnetic field with $R_m = 1.3$ (lower). Arrows indicate the ECR points.

Fig. 10 Spatial profiles of plasma potential and electron density at $t = 0.6$ ms with $R_m = 1.68$ (magnetic well) for $P_\mu = 0.5$ W.

($\omega = \omega_{ce}$) 近傍で局所共鳴を起こす。Fig. 10 は井戸型ミラーにおいて、プラズマ流パルスが ECR 領域に到達した時点で測定された典型的プラズマ空間電位と電子密度の沿磁力線分布である[23]。電位構造は ECR 点近傍に形成された電位窪み $\Delta\phi_d (< 0)$ と、プラズマ流に沿ってこれに後続した電位隆起 $\Delta\phi_p (> 0)$ から成っている。電子密

度は下流に向かって両極性拡散により徐々に減少していくが、ECR 領域でよどみが発生して上昇しその先では急激な密度降下が起きている。すなわち、プラズマ流が ECR によって形成された DC 電場によりほぼ完全に阻止（プラグ）されている。

$\Delta\phi_p$ はイオンの流速エネルギー相当であるので、その流れを阻止するのに十分な値である（プラグ電位）。 $-\Delta\phi_d$ は T_{e0} の 5 倍相当であるので、プラズマ源からの低温電子と ECR 領域の高温電子の混じり合いを妨げている（熱障壁電位）。 $\Delta\phi_p$ と $-\Delta\phi_d$ の両方とも R_m と P_μ を増加すると、最初は大きくなるが最終的には上記の値で飽和する。これらの事実は、局所 ECR で磁力線に垂直方向に加熱された電子がミラー井戸に捕捉されるためその電位が窪み、イオンは ECR の影響を受けずに通過しようとするので電位隆起が発生し、結果的に電荷中性条件を維持するように自己無撞着電場が形成されることを示している。計算機シミュレーション結果 [24] も含めて総合的に判断すると、捕捉された電子の周りをイオンがプラズマ振動するので、電場形成の特性長はデバイ長の数十倍となり DL の場合とほぼ同じであることが判明している [25]。収束型磁場配位の場合もほぼ同様な電位分布となるが、ECR 点が良い磁場曲率に位置する時には電場は定常的に維持され、悪い磁場曲率に位置する時には過渡的にしか電場が形成されないことが明瞭に観測されている [26]。

一方、発散型磁場配位の場合は Fig. 11 に示すように、局所 ECR の結果作用する $-\mu_e \nabla B$ 力 (μ_e : 電子の磁気モーメント) は電子を下流に加速する方向であるため、電荷中性条件によりイオンを沿磁力線加速するような大きな電位降下が発生し、実際に高エネルギーイオンが確認されている。この場合の電場形成の特性長は井戸型お

Fig. 11 Diverging magnetic-field configuration with $R_m^{-1} = 1.95$ (solid line) and spatial profile of plasma potential for $P_\mu = 0.5$ W (closed circles).

よび収束型ミラー磁場配位と異なり、Fig. 11 からわかるように磁場が発散する長い空間スケールである [27]。

以上本節での成果を直接的にスペースにおける電場形成に符号させることには無理があると思われるが、磁気圏 - 電離層間の不均一磁場下で電子プラズマ周波数、電子およびイオンサイクロトロン周波数をカバーする広い周波数帯の揺動・乱流が観測されているので、そこでの電場形成の何らかの素過程解明への基礎資料提供になる可能性がある。

4.5 おわりに

電場形成についての室内実験として無衝突磁化プラズマ流を対象に、磁力線に沿って外部から電位差を与える 1 次元と 3 次元の実験、無電流条件下で電子温度の異なるプラズマを接触させる実験、空間的に磁場が強まるミラー磁場中へ高速プラズマ流を入射する実験、一様磁場中で大振幅電子プラズマ波を励起する実験、各種不均一磁場中の局所電子サイクロトロン共鳴の実験を行った。その結果、電気二重層 (DL) の低電位裾野には電位窪みが伴っていること、電場形成領域で大きな密度勾配が存在していること、U 型 DL の低電位裾野ではイオンサイクロトロン不安定が発生していること、および無電流下でも DL が形成されることが明らかになった。また、プラズマ流の電子を局所的に堰き止めると電位窪みと電位隆起が発生し、その電場形成の空間スケールは DL と同じくデバイ長で支配されていることがわかった。他方、プラズマ流のイオンと電子の一方のみを不均一磁場に沿って加速して通過させると、反対の荷電粒子を加速させるような大きな電場が形成され、その空間スケールは磁場勾配の特性長で決定されていることが明らかになった。これらの成果のいくつかは、磁気圏 - 電離層にわたる不均一磁場中スペースプラズマ中の電場形成の素過程を理解する上で、有用な知見を提示していることを期待したい。

謝辞

本稿の随所に、佐伯紘一教授、飯塚 哲助教授、三重野 哲教授、佐藤直幸助教授および多数の卒業生との共同研究成果を使用させていただいた。ここに、関連諸氏のご貢献に感謝する次第であります。

参考文献

- [1] D.L. Newman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 255001 (2001).
- [2] P. Carlqvist, Cosmic Electrodyn. 3, 377 (1972).

- [3] N. Singh, *Geophys. Res. Lett.* 27, 927 (2000).
- [4] J.S. Levine and F.W. Crawford, *J. Plasma Phys.* 24, 359 (1980).
- [5] C. Chan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 52, 1782 (1984).
- [6] T. Sato and H. Okuda, *Phys. Rev. Lett.* 44, 740 (1980).
- [7] A. Hasegawa and T. Sato, *Phys. Fluids* 25, 632 (1982).
- [8] S. Iizuka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 43, 1404 (1979).
- [9] N. Sato *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 46, 1330 (1981).
- [10] S. Iizuka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 48, 145 (1982).
- [11] L. Andersson *et al.*, *Phys. Plasmas* 9, 3600 (2002).
- [12] R.E. Ergun *et al.*, *Phys. Plasmas* 9, 3685 (2002).
- [13] N. Sato *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 57, 1227 (1986).
- [14] R. Hatakeyama *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1203 (1983).
- [15] F.W. Perkins and Y.C. Sun, *Phys. Rev. Lett.* 46, 115 (1981).
- [16] H. Alfvén and C.-G. Fälthammar, *Cosmical Electrodynamics* (Oxford Univ. Press, London, 1963) 2nd ed., p. 162.
- [17] Y. Suzuki *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* 55, 1568 (1986).
- [18] N. Sato *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1615 (1988).
- [19] Y. Serizawa and T. Sato, *Geophys. Res. Lett.* 11, 595 (1984).
- [20] H. Washimi and I. Katanuma, *Geophys. Res. Lett.* 13, 897 (1986).
- [21] L.P. Block, *Astrophys. Space Sci.* 55, 59 (1978).
- [22] N.Y. Sato *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* 20, 181 (1993).
- [23] T. Kaneko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 80, 2602 (1998).
- [24] T. Kaneko *et al.*, *Phys. Plasmas* 9, 1271 (2002).
- [25] R. Hatakeyama *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES* 4, 69 (2001).
- [26] T. Kaneko *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* 69, 2060 (2000).
- [27] T. Kaneko *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 28, 1747 (2000).