小特集
スペースプラズマにおける電場形成とその効果

2．オーロラ上空の電場構造－最近の観測から

鶴　田　浩　一　郎

Electric Field Structure above Aurora : Recent Observations

TSURUDA Koichiro
(Received 5 August 2002)

Abstract

Recent observations of electric field structures in the high altitude polar ionosphere made by FAST satellite are introduced, placing emphasis on the electric potential drops along the magnetic field lines. Though these potential drops have not been demonstrated by direct measurements of parallel electric field, they have been consistently inferred from measurements of perpendicular electric fields and velocity distribution of plasma particles. There are two types of field structure, the upward and the downward electric field. The characteristic difference between these two structures are discussed, referring to FAST high time resolution observations.

Keywords:

field aligned current, parallel electric field, ion conics, ion beam, acceleration region

2.1　はじめに

太陽風によって駆動される巨大なプラズマエンジンである磁気圏は磁力線によってその一端を電離層に繋がれている．電離層は有限の抵抗を持った導電性の気体であり磁気圏へイオンや電子を供給すると同時に磁力線沿いの電流（沿磁力線電流）を介して磁気圏を流れる電流のつじつま合わせに一役買っていると考えられる．オーロラはこのつじつま合わせの一環であると考えると直感的には収まりがよい．いわゆるオーロラオーバルは磁気圏と電離層の間を結ぶ磁力線沿いの電流が集中するところとなっており１平方メートルあたり数μA の電流が磁気圏と電離層の間を行き来している．オーロラの発光には10 keV程度の電子が大気のある100－200 kmの高度まで降りこむことが必要である．電子の源は磁気圏と考えられ，大気層まで電子を降り込ませるには磁気ミラーに打ち勝つべき力が電子に働いていなければならない．磁力線に沿って上向きの電場があれば好都合である．また，降りこんでくる電子のエネルギースペクトルは10 keV程度にピークを持っていることが多い．このことも電場による加速を考えたくなる大きな理由である．

70年代の後半に入って米国の小型極軌道衛星 S3-3で電場の観測をしていたMozerはオーロラ上空でパルス性の大きな電場を観測した[1]．オーロラの上空は降りこんでくる電子に計測器がさらされる場所である．Mozer達の観測はプローブによるものであったから降下電子の影響を受けやすい．私などもなかなか彼等の観測結果が本物だと思えなかったことを記憶している．プローブによる電場観測は第ゼロ近似として磁力線方向の電場は磁力線に垂直な電場に比べ無視できる程度に小さいと仮定して解析し，磁場に直角な電場成分を求める．極地域の上空では磁場はほぼ沿直であるから S3-3 や後で述べるAkebono 衛星のような極軌道衛星は磁力線とほぼ直角に飛行する．衛星の進行方向の電場成分は衛星の進行方向隣り合う磁力線の電位差を表すことになる．Mozer

author's e-mail: tsuruda@blue.ocn.ne.jp

J. Plasma Fusion Res. Vol.78, No.10 (2002) 1009-1014

の観測したパルス性電場も磁場に垂直な成分で，彼等は衛星の飛行に伴いパルスの極性が最初プラスで後でマイナスに振れることに気づき，衛星の下にU字型（あるいはV字型）に伸びる大きな電気ポテンシャルを衛星が通過したと考えた．磁力線はほぼ鉛直に走っているからU字の下の部分では磁力線に沿って電位差ができていると言っていることになる．プラズマの観測から，この電位差により電子が下向きに，イオンが上向に加速されていることもわかり，オーロラ上空，高度数千～1万kmのこの領域はオーロラ電子の加速の舞台として一躍注目を集めることになった．このU字ポテンシャルを作るメカニズムは依然としてはっきりしておらず実態はまだ謎に包まれているが，実態があいまいなまま「加速領域」という言葉が使われることが多い．S3-3衛星に続いてスウェーデンのViking[2,3]，わが国のAkebono[4,5]，米国のDE-1および2，Polar[6]，スウェーデンのFreja[7]，と最も新しい米国のFAST[8]が重要な研究対象として，この「加速領域」の解明を掲げて現在にいたっている．

「加速領域」が存在すると考えられる高度領域（数千～1万km）は低ベータの無衝突プラズマの領域である．普通の状態では磁場に平行な電位差を作り，この電位差を長時間維持することは難しいと思われる．1 m^3 あたり数μAの電流を磁気圏との間で行き来させる必要があるということが普通でないことが起きる原因のようである．我々のAkebono衛星でもこの領域を通過する時，不思議な現象が起きることを経験した．その一つが加速領域を通過すると突然，電場計測の波形が乱れて計測不能になることである．Fig. 1にその例を示すが，Akebono衛星は自転しながら電場を測っているので通常は電場に比例した大きさの正弦波が観測される．ところが上向のイオンビームが観測される正に加速領域の上を通過中とおぼしい時に正弦波形の振幅がストンとゼロになって計測不能に陥ってしまうのである．我々は振幅がゼロになった期間，衛星の周りのプラズマの密度がほとんどゼロになったのではないかと考えた．周囲のプラズマ密度が小さくなると衛星の周りのプラズマシースが成長し，ついには計測用の2つの電極もこのシースの中に入ってしまい電位差が検出できなくなることが考えられる．Akebono衛星が経験した異常現象は周囲の電子密度が通常の1 cm^3 あたり数千個から1個以下に下がってしまったことを示唆している．残念ながらこの現象の継続時間は短く，密度減少の確証を得るにはAkebono搭載のプラズマ密度計測装置の時間分解能は十分でない．この

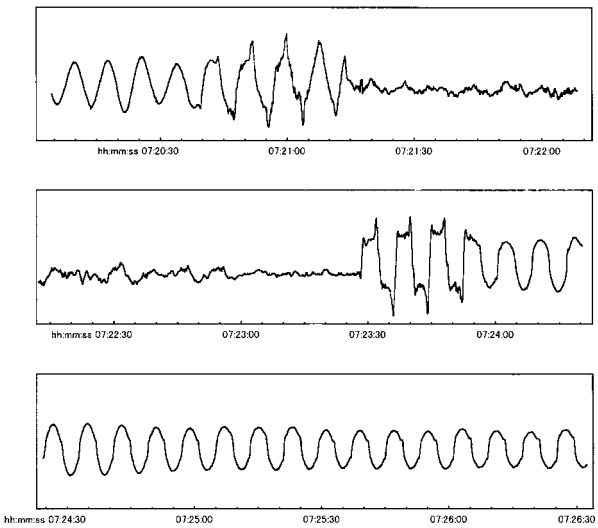


Fig. 1 Raw wave form of the electric field experiment onboard Akebono satellite. Lack of sinusoidal variation corresponds to upward ion beam region.

例からも推測されるように加速領域の空間的な大きさは比較的小さいらしく，Akebonoの電場観測に見られる低プラズマ密度の領域のサイズも1万kmの高度で100－300 km程度である．本稿で紹介するFAST衛星では大変高い時間分解能の観測が可能であり，さらに小スケールの構造が見えている．

加速領域の主役が磁力線に沿った電場加速であるならば，衛星観測でまず実施すべきは平行電場の測定であろう．しかし，現在までのところ，技術的な困難から平行電場の信頼の置ける観測はできていない．現在，衛星による電場観測は電場プローブによる方法[9]と荷電粒子をトレーサーとして使うビーム法[10]の2つが実用化されている．電場プローブは，衛星から一対の電極を数mから数十m突き出し，2つの電極間の電位差を測ることによって電場を求める方法である．衛星も電極もこれを繋ぐブームも日照により光電子の雲を持ちプラズマとの間に複雑なシースを作る．2つの電極の間で電極構造とシースの構造をできるだけ対称にすることがプローブによる電場計測の基本である．設計上は完全に対称に作られたプローブ系でも実際にプラズマの中に入ると対称性が崩れて偽の信号を出すことがある．特に，プローブ系と磁場が平行になった場合は電場の計測はほとんど不可能になる．プラズマの粒子は磁場に沿って移動しているが，粒子の流れに対し衛星が障害物となり2つの電極のプラズマに対する対称性が崩れるためである[11]．荷電粒子ビームをトレーサーとして使う方法は，コリメート

された弱い荷電粒子ビームを衛星から特定の方向に放出し，ジャイロ運動により一回りしてもとの衛星の場所に戻ってきた時の情報をもとに電場や磁場を求める方法である．トレーサーの粒子が衛星から数百～数千 m 先まで飛んで行って戻ってくるため衛星の周囲の状況にはほとんど影響されないで電場の測定ができる．この方法は Akebono 衛星で試みられたが実用化にこぎつけたのは Geotail 衛星からである．現在は磁場に垂直な面内でのトレーサー粒子の電場ドリフト量を計測しているのみで平行電場の計測は行われていない．平行電場の存在する領域ではビームの打ち出し角にオフセットを持たせることが必要で，このオフセット角から平行電場が求まるはずである．極域での平行電場の計測は結局トレーサービームを使う方法の実現まで待つことになるかもしれない．

以上の理由により，現在のところ平行電場を直接測定することはできない．しかし，様々な方法で間接的に推定した磁力線沿いの電位差は驚くほどよく一致し，平行電場の存在が実感される．ただ，間接的な方法で推定しているのはあくまで電位差であり平行電場そのものではない．最近ではスエーデンの Freja 衛星，米国の FAST 衛星といった高時間分解能観測を可能とした衛星の観測が実現し，極域電離層上部の理解が飛躍的に進んだ感がある．本稿では，最も新しい観測である FAST の結果の紹介を兼ねて極域の電離層上部の電場構造について述べる．

2.2 衛星の上下にある電位差の推定

極域を飛行する衛星は上方から降り注ぐ電場加速を受けたと思われる電子，下方からは電場加速を受けたイオンビーム，また，電子のピッチ角分布には下方の大気層でのロスを反映したロスコーンが見える．これらのプラズマ粒子の特性と，電場の計測から衛星の上下にある電位差 $\Delta V_{\parallel}$ を推定することができる．衛星の軌道より上にある電位差は降下電子のエネルギーから推定することができる．衛星の下方にある電位差は Fig. 2 の３つの方法で推定できる．第１番目は加速電場による電子のロスコーンの広がりから推定する方法で，衛星の位置での電子のエネルギー E_e，電子の観測データから読み取ったロスコーンを θ_c，ミラー比を B_m/B_{sc} とすると衛星の下にある電位差は

$$\Delta V_{\parallel} = E_e\left[\cos^2\theta_c + \left(1-\frac{B_m}{B_{sc}}\right)\sin^2\theta_c\right]$$

として求めることができる．

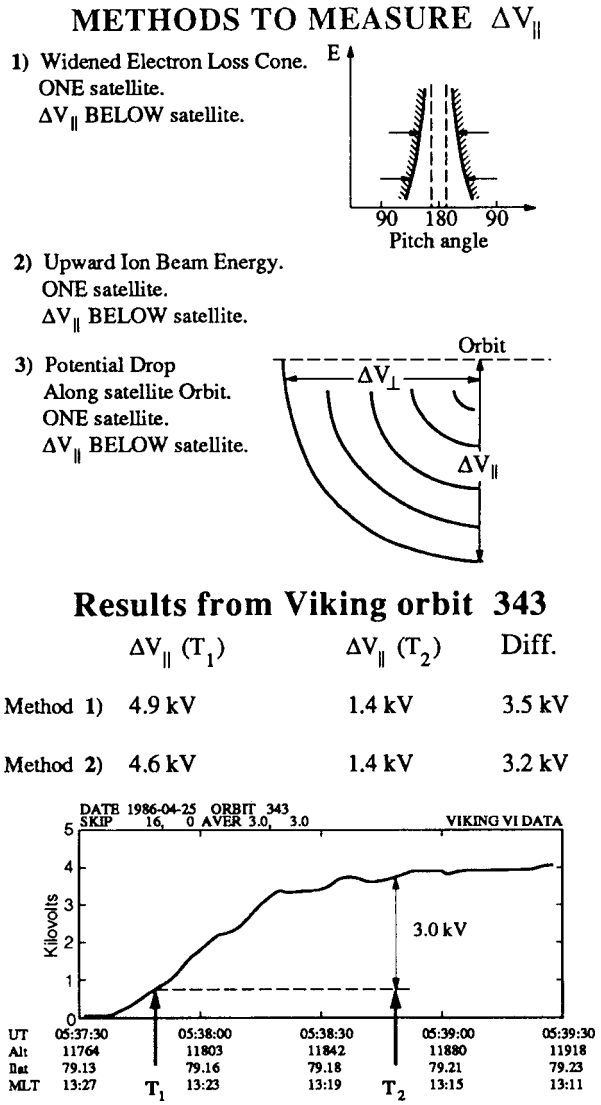


Fig. 2　Estimates of parallel potential drop below Viking (cited from [12]).

第２の方法はより直接的で，上向に加速されてくるイオンビームがあればそのエネルギーが衛星の下にある電位差であるとするものである．

第３の方法は U 字（あるいは V 字）型の等ポテンシャル面が衛星から下方に伸びていると仮定する．先に述べたように衛星はほぼ水平に飛行しながら磁場に直角な電場成分を計測するので電場の軌道に沿った成分を積分すると衛星がよぎったポテンシャル差 $\Delta V_{\perp}$ となる．U 字型ポテンシャルを仮定することはこの $\Delta V_{\perp}$ が磁場に沿った電位差 $\Delta V_{\parallel}$ と等しいことを仮定することになる．図に示されているようにこの３つの方法で求めた衛星下方の電位差は驚くほど良く一致することが多い．

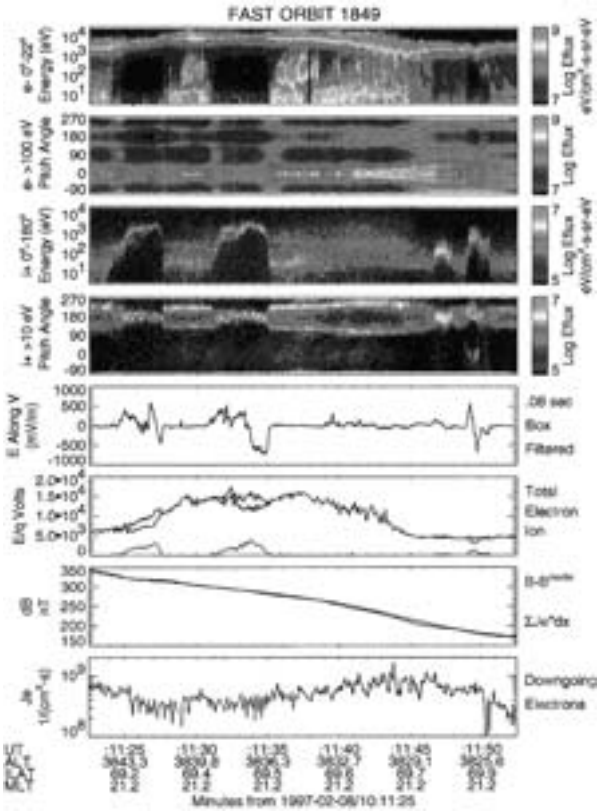


Fig. 3 A 30 sec snapshot of auroral arc crossing of FAST satellite (from [14]).

2.3 オーロラ上空のプラズマ

以下にFASTの観測結果についてMcFadden *et al.*,の研究成果[14]を中心に観測の紹介を行う．Fig. 3はFAST衛星がオーロラ上空約4,000 kmを通過した30秒間の記録である．一番上のパネルは電子のETダイアグラムである．数keVの所に見える細い横の線が衛星の上部で加速を受けて降りこんできている降下電子である．この電子がずっと見えていることから衛星はこの30秒の間上空の加速域の下を飛行しつづけたものと解釈できる．３枚目のパネルはイオンのETダイアグラムで，４枚目がイオンのピッチ角分布である．双方から特徴的な領域を交互に通過していることがわかる．第１はエネルギーの広がりが大きくピッチ角分布が２本の線として現れている領域，第２はエネルギーに広がりが狭くピッチ角がほぼ180度（上向き）の領域である．第１の領域をコニックスの領域，第２をビームの領域と呼ぶことにする．５番目のパネルには電場の衛星軌道に沿った成分をプロットしてある．まず気がつくことはコニックスの領域では電場は小さく，ビームの領域に入ると数百mV/mと大きな値を示すことである．さらによく見ると電場はそれぞれの領域で左側（低緯度側）は正で右側は負の値となっている．U字型のポテンシャル井戸の壁を水平に衛星が突っ切ったと解釈すれば，U字の底に上向きの電場があることになる．６枚目のパネルは電子の代表エネルギー，イオンの代表エネルギーおよびその和である．一番下のパネルは降下電子から計算した上向きの電流値でこれを基にした磁場の計算値と実測値が下から２番目のパネルに描いてある．２本の線がほぼ一致していることから降下電子が上向き電流のほぼ全てを担っており，熱的電子の助けを必要としていないことがわかる．このことは，上向き電流域が熱的プラズマのほとんど存在しない空洞になっているという考えと合致する[13]し，先に述べたAkebonoの異常電場の原因とも符合する．

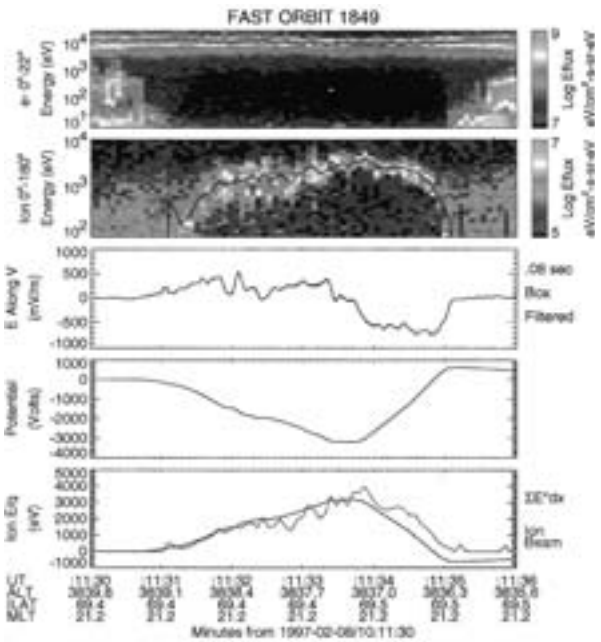


Fig. 4 The comparison between the characteristic energy of the ion beam shown in Fig.3 and integrated electric potential (from [14]).

今，２番目のビーム領域を取り出して一部を拡大表示したものがFig. 4に示してある．表示区間は６秒間であるから空間的な距離は50 km以下である．上から３枚はそれぞれ電子とイオンのETダイアグラムおよび電場の衛星の速度方向成分でFig. 3の拡大版である．４枚目は電場の積分でこれとイオンビームの代表エネルギーとが５枚目にあわせてプロットしてある．図から明らかなように両者は実によく一致している．２枚目のパネルのイオンのETダイアグラムで見ると11:35のあたりでイオンエネルギーは非常に短時間で大きく変化している．こ

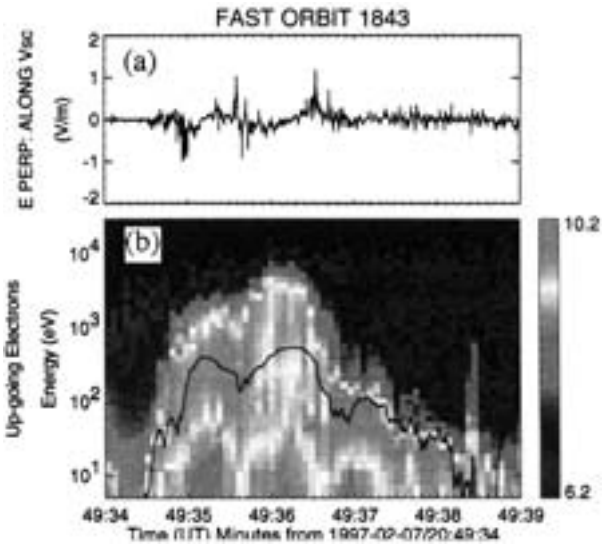


Fig. 5　The electric field perpendicular to the magnetic field and the ET diagram of the upgoing electron beam (from [16]).

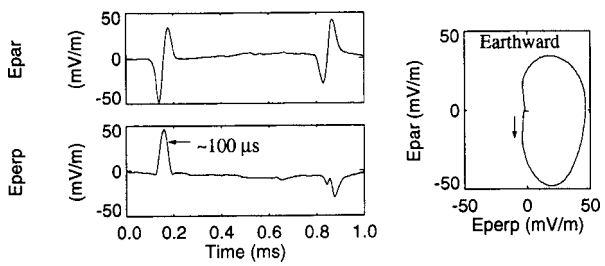


Fig. 6　A Fast solitary wave. The speed of this structure was 2,000 km/s anti-earthward (from [15]).

の変化が衛星の移動に伴う空間的な変化だとすると 1 km あたり約 3 keV のエネルギー増加となり相当する電場の変化は 3 V/m という大きな値になる．実測の電場は 500 mV/m 程度と小さく後半のポテンシャルとイオンビームの代表エネルギーのズレの原因となっている．衛星がポテンシャル構造を飛行している間にポテンシャル構造が変化すれば電場の積分値とイオンエネルギーの一致は崩れる．また，平行電場がある高度領域に局在して存在していて衛星がその領域を通過しなかった場合も同様の不一致が生ずるであろう．現在のところ確立した解釈は出ていないようであるがU字型ポテンシャルの発生・維持機構にもかかわる重要な問題を含んでいる可能性がある．

Fig. 3 の最後のイオンビーム（11:49頃）はピッチ角分布で他の例と異なって下向きのビームの存在を示している．著者らによると機器の特性のチェックが必要[15]とのことであるが，本物であるとすると衛星の下にイオンを加速するポテンシャル差が存在すると同時に衛星の上部にビーム方向を反転させるポテンシャルの障壁が存在したことを示唆している．継続時間が約 1 秒と短いことを考慮すると空間的にも小さいと考えられる．

2.4　下向き電流域と電子ビーム

下向き電流の領域は熱的電子が電流の担い手になっていると考えられていたが FAST による観測の結果，この電子が下向き電場によって加速を受け磁力線に沿った非常に細くコリメートされたビームになっていることがわかった．Fig. 5 に示すようにこの場合は電場は最初マイナスに振れ次にプラスに振れる発散型となる．この発散電場の軌道に沿った積分と上向き電子ビームの平均エネルギーとはイオンビームほど良く一致しないが 2 番目のパネルに示す程度の相関を示している．イオンほどの一致を見ない原因は波動との相互作用の影響が顕著なせいであろうと考えられている．

上向き電子ビームのある領域では Fig. 6 に示す孤立波が頻繁に観測される[16]．磁力線方向に非常に細くコリメートされた電子ビームの非線形発展が作る電子ホールと考えられ磁気圏の他の場所でしばしば観測される孤立波との類似性が考えられる[17]．

2.5　おわりに

Fig. 7 は上向き電流域，下向き電流域の特徴を FAST のグループがまとめたものである[8]．上向き電流域が熱的プラズマの空洞になっていることがほぼ確実となった．オーロラに付随して発生する強い自然電波である AKR（Auroral Kilometric Radiation）の発生機構を考える上で制約条件の一つと考えてよさそうである．Akebono 衛星の観測で確証が取れなかった低密度プラズマの仮定も正しかったようである．

下向き電流域はブラックオーロラの名で知られている現象と対応するようである．大気の発光を引き起こす降下電子がないため発光することはないが，普通のオーロラに隣接して出現した場合，オーロラと似た形状変化として見えるためこの名がつけられた．FAST の観測ではっきりしたことはこの領域に上向きの磁力線方向に細くコリメートされた電子ビームが存在することで，VLF ソーサーの名で知られてきた VLF 帯の波動との関係も納得がいく説明が出てきそうである．

FAST の高時間分解能の観測から，数十 km の空間サイズまで電場の軌道に沿った積分値とイオンビームのエ

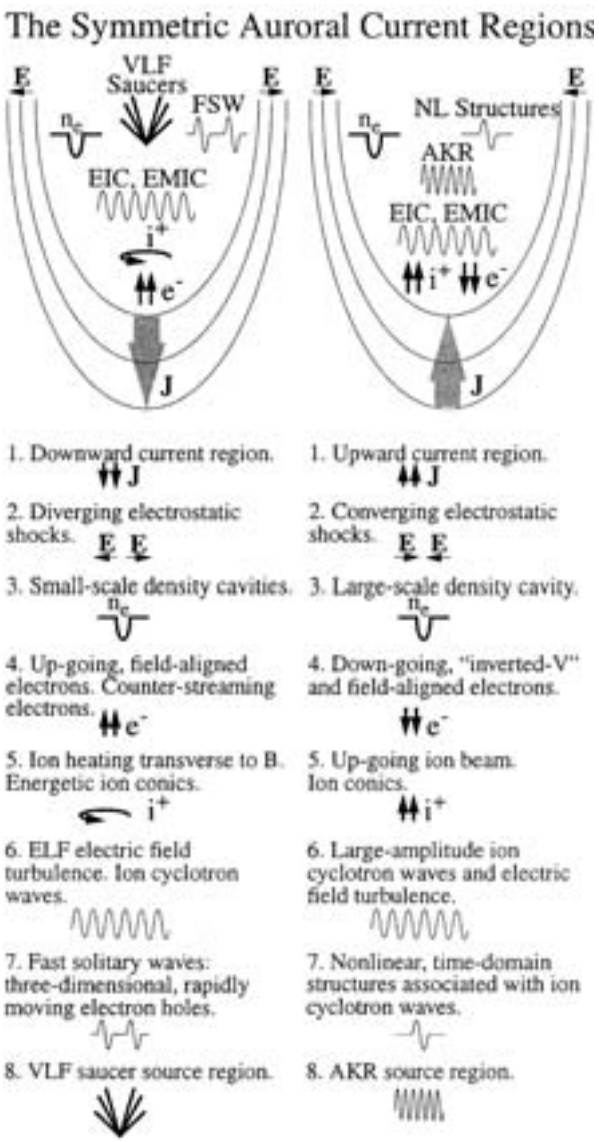


Fig. 7 Characteristic phenomena to upward and downward current regions (from [8]).

ネルギーとが良く一致することがわかった．等ポテンシャル面のUあるいはV字型の変形で磁力線に沿った電位差を説明するという考えはこのサイズまで適用されるようである．また，孤立波や大振幅の波動の存在も確認されるので磁力線沿いに有限の異常抵抗を作ることもそれほど難しくないのかもしれない．

FASTの観測に見られる小スケールのU字ポテンシャルの深さは電離層まで届くほど深いとは考えにくい．むしろ，平行電場は電離層よりはるか上空に局在した形で形成されていると考えるのが自然であろう．電離層と磁気圏の間に然るべき大きさの電流が流れるためには両者の間に電位差が必要になる場合があることは理解できる．しかし，この電位差がある高度領域に局在して形成されるにはそれなりの理由が必要である．FASTの観測結果は，観測の側から局在した平行電場の存在を強く示唆している．次に求められていることは電場の局在の必要性を理論的にどう立証していくかであろう．

参考文献

［1］ F.S. Mozer *et al.,* Phys. Rev. Lett. **38**, 292 (1977).
［2］ B. Hultqvist, Geophys. Res. Lett. **14**, 379 (1987).
［3］ Viking special issue, J. Geophys. Res. **95**, 5749 (1990).
［4］ Exos-D special issue, Geophys. Res. Lett. **18**, 293 (1991).
［5］ Exos-D special issue, J. Geophys. Res. **98**, 11,123 (1993).
［6］ F.S. Mozer and A. Hull, J. Geophys. Res. **106**, 5763 (2001).
［7］ Freja special issue, Geophys. Res. Lett. **21**, 1823 (1994).
［8］ FAST special issue, Geophys. Res. Lett. **25**, 2013 (1998).
［9］ A. Pedersen *et al.,* Geophys. Monograph **103**, 1 (1998).
［10］ K. Tsuruda *et al.,* Geophys. Monograph **103**, 39 (1998).
［11］ K. Amano *et al.,* J. Geophys. Res. **103**, 11, 851 (1998).
［12］ G. Marklund, J. Geophys. Res. **98**, 1691 (1993).
［13］ A.M. Persoon *et al.,* J. Geophys. Res. **93**, 1871 (1988).
［14］ J.P. McFadden *et al.,* Geophys. Res. Lett. **25**, 2021 (1998).
［15］ J.P. McFadden *et al.,* J. Geophys. Res. **104**, 14,453 (1999).
［16］ R.E. Ergun *et al.,* Geophys. Res. Lett. **25**, 2041 (1998).
［17］ H. Matsumoto *et al.,* Geophys. Res. Lett. **21**, 2915 (1994).

小特集
スペースプラズマにおける電場形成とその効果

3. Interrelation between Space and Laboratory Experiments

KOEPKE Mark E.
Department of Physics, West Virginia University, Morgantown, WV 26506-6315 USA

(Received 26 June 2002)

Abstract

The history, benefits, suitability, and limitations of the laboratory simulation of space plasma processes are reviewed. Aspects of waves, instabilities, nonlinearities, particle transport, reconnection, and hydrodynamics are addressed in terms of interrelated experiments performed in space and the laboratory. Over time, the degree to which the interrelated experiments can be compared has increased, thanks to improved diagnostic techniques in space and closer attention to matching dimensionless space parameters in the laboratory.

Keywords:
space plasma, laboratory experiment, astrophysical plasma

3.1 Introduction and History

A scientific alliance exists between those responsible for *in situ* observations, theoretical predictions, and laboratory investigations of plasma physics processes. Theoretical models play the central role in developing an understanding of space phenomena [1], yet laboratory experiments have made significant contributions as well. This paper emphasizes the utility of laboratory experiments in improving the interpretation of space data. The reader is encouraged to explore the references found in the papers cited here.

Historically, laboratory experiments have been responsible for major advances in understanding space plasmas. Birkeland's corpuscular theory [2], was a major advance for space physics 100 years ago. The basis of his theory was synthesized from his ground-based observations of space, his theoretical calculations that he did in collaboration with Störmer [3], and his "terrella" laboratory experiments. As far-fetched to others as his ideas were at the time, the good agreement between space, theory, and experiment convinced him he was on the correct track [4]. Many terrella experiments have followed and some are presently active [5,6].

Langmuir's study of electrostatic sheaths in laboratory plasmas [7] triggered Alfvén's recognition that the dc electric fields associated with plasma sheaths could explain the magnetic-field-aligned particle acceleration process required of Alfvén's model of the aurora [8]. Since that time, evidence of the sheath-like structure in the high-latitude electrostatic potential above the Earth has accumulated to the point where it has become central to the double-layers/solitary-structures model of auroral particle acceleration [9-13].

The benefits of laboratory experiments to investigating space plasma physics are their reproducibility, controllability, diagnosability, reconfigurability, and low cost compared to a satellite mission or rocket campaign. Although the plasma being investigated in a laboratory device is quite different from that being measured by a spaceborne instrument, lab experiments can discover unexpected phenomena, benchmark theoretical models, develop physical insight, establish observational signatures, and pioneer

author's e-mail: mkoepke@wvu.edu

diagnostic techniques. Although explicit reference to such beneficial laboratory contributions occasionally may be left out of the citations in the space-physics literature in favor of theory-paper counterparts, the scientific support that laboratory results can provide to the development of space-relevant theoretical models is usually recognized by theorists.

It is unrealistic to expect the dimensional parameters corresponding to space plasma to be matchable in the laboratory. However, a laboratory experiment is considered well designed if the subset of parameters relevant to a specific process shares the same regime as the subset of analogous space parameters, even if less important parameters are mismatched. Regime boundaries are assigned by normalizing a dimensional parameter to an appropriate reference or scale value to make it dimensionless and noting the values at which transitions occur in the physical behavior or approximations. For example, the criteria for magnetohydrodynamics theory to be valid globally are the Lundquist number far exceeds unity, electrons and ions are both magnetized (i.e., small gyroradii), and the vacuum speed of light far exceeds the Alfvén speed.

3.2 Comparison between Laboratory and Space Plasma Parameters

The morphologies and parameters associated with the heliosphere and planetary magnetospheres are described in the literature [14-17]. In comparison, laboratory devices generate plasmas with dimensions that are too small, magnetic fields that are too big, neutral pressures that are too large, and plasma densities that are too high. Earth's magnetosphere, itself, is carved into distinct regions that, through various processes, have been modified separately to be different from each other. Like laboratory plasma with boundaries, a particular plasma source, and a set of diagnostic instruments, these regions have a specific geometry, range of relevant physics, and thoroughness of documentability.

Although both lab and space plasmas cover the temperature range of 10^{-1} eV – 10^{4} eV, space plasmas are generally 5 – 10 orders of magnitude less dense than lab plasmas. Spatial scales in space can be vastly different from those in laboratory plasmas, but normalization by the gyroradius or the Debye-length allows a more relevant comparison. The ion gyroradius (Debye length) is approximately 1 meter (1 cm) in the ionosphere and 100 km (1 m – 500 m) outside of it, whereas the ion gyroradius (Debye length) in the laboratory can extend below 1 mm (1 μm). The solar wind exhibits complex spatial structure at multiple scales, *e.g.*, large compared to a solar radius, small compared to an astronomical unit, and inbetween. To better connect to the theoretical model, some laboratory experiments are designed to include certain magnetic-field inhomogeneities found in the space context [18-23], some experiments use a solenoidal field [24-27], and some high-temperature-plasma experiments use toroidal fields [28,29]. Laser-produced plasmas, with parameter values far different from those quoted above, are designed to simulate astrophysical processes (*e.g.*, supernova hydrodynamics) based on dimensionless, hydrodynamics parameters that involve ratios of pressure, velocity, and density [30].

Additional parameters, such as composition, flows, nonuniformities, and anisotropies, can be important for specific investigations (*e.g.*, bi-ion and two-stream effects, velocity shear, velocity-space instabilities), but generally are considered to be details that can be incorporated by a straightforward generalization of the results. Therefore, limitations of laboratory plasma sources in matching density profiles, ion masses, and velocity distributions often are not deemed to be an obstacle.

In two examples of experiments that investigate waves in inhomogeneous plasmas, most of the wave-related, dimensionless parameters agree well with analogous parameters in space, whereas the value ω_{pe}/ω_{ci} differs from the space analog by less than an order of magnitude [31,32]. Even when the dimensionless parameters match sufficiently to expect the physics to be relevant, there exists the limitation that the particle lifetime in a collisionless laboratory plasma is usually short compared to the lifetime of a magnetospheric particle, in which case, the full spectrum of acceleration effects may not be accurately simulated in the laboratory. Nevertheless, laboratory experiments can be well suited for investigations of isolated mechanisms.

3.3 Laboratory Experiments Help Discover Unexpected Behavior

Early work on Princeton's Q machine [33] revealed the rich variety of plasma instabilities arising from inhomogeneities and anisotropies in low-temperature, ionospheric-like plasma and stimulated a Q-machine building boom in several countries [34]. Q-machine results became a major component of the foundation of basic plasma physics, still serving as an encyclopedia for interpreting space waves and instabilities [35]. The

discovery of electrostatic ion-cyclotron waves [36] inspired innumerable theoretical papers and many laboratory and space investigations into the possibility of a gyroresonant mechanism of transverse ion acceleration. Space evidence of such a mechanism came from satellite observations of both upward-streaming keV-energy ion beams [37] and electrostatic ion-cyclotron waves [38]. An exhaustive review on this instability covers the first thirty years of theoretical and laboratory work [39].

3.4 Laboratory Experiments Help Develop Physical Insight

Although the many processes involved in space plasma phenomena combine toward an integrated response to the solar driver, deconstructing the response to isolate a single process has had success in advancing the understanding of the physical mechanisms believed to be operating. To the extent that this deconstructionist approach is valid, laboratory experiments can help develop physical insight into space-plasma behavior. Below, are two examples in which fitting experimental data to theoretical models revealed the relative importance of several simultaneous processes.

Consider the topic of supernova hydrodynamics. Spherical, one-dimensional models are insufficient to explain both the highly structured fusion burning that initiates supernova events and the hydrodynamic instabilities that produce three-dimensional structures. Complicated two- and three-dimensional models can be tested by laser-based experiments, since, in terms of the Euler number, localization parameter, Peclet number, and Reynolds number, the laboratory conditions in laser-produced plasma are scale-equivalent to those in supernovae [40]. Although, laboratory experiments can never be extensive or versatile enough to replace modeling, they can confirm the validity of opacities and the equation of state, used as inputs in the model, evaluate a model's inherent compromises in detailed physics, and provide insight into the hydrodynamics of strong shocks, high-mach-number jets, and photon-evaporation-fronts. A copper plasma in a laser-based experiment can be used to study hydrodynamics instabilities in an exploding star [40] and x-ray flux from a laser-produced plasma can explode plastic and push away low-density foam similar to how a supernova explosion can push away circumstellar material [41].

Consider Alfvén waves in inhomogeneous plasma. Precise measurements of the perpendicular components of the perturbed magnetic field and wavevector, were used to compare the experimentally determined parallel electric field $E_{\|}(z)$ associated with Alfvén waves with the WKB predictions [42]. Only by including in the model ion-cyclotron damping, electron Landau damping, and electron-ion Coulomb collisions, could the experiment and theory agree within experimental uncertainty, lending insight into wave-induced parallel electric fields.

Magnetic reconnection plays a key role in the solar dynamo, geodynamo, accretion disks, and fusion plasmas [23]. The theoretical concepts were developed by Sweet [43] and Parker [44] for laboratory plasmas and by Dungey [45] for space plasmas. Spacecraft observations provide evidence for reconnection in space [46,47]. Recent laboratory measurements [48] were used to identify an expression for an effective Lundquist number that yielded good agreement with the Sweet-Parker model and provided insight into the influence of effective resistivity, compressibility, and finite downstream pressure.

3.5 Laboratory Experiments Help Benchmark Theoretical Models

An obvious role of experiments is guiding the development of models by quantitative comparison of experimental results with theoretical predictions. An experimentally benchmarked model can be applied with more confidence to the unique parameter values of space. The benchmarking of ion-acoustic waves illustrates the coupling between theory and experiment. Wong *et al.* [49] measured the propagation and damping of ion-acoustic waves in fully ionized, homogeneous electron-ion plasma, confirming kinetic theory [50]. Kindel and Kennel [51] applied this theory to space conditions, establishing excitation thresholds and describing various scenarios that have been used for the past thirty years to interpret space data. Subsequent generalizations of the theory for the effects of multiple ion components, flow inhomogeneity, and anisotropy have been carried out [52-55] and benchmarked [56-62]. This otherwise-unobtainable insight into these effects from laboratory experiments is valuable in choosing and evaluating candidate processes for explaining space observations [63,64]. In another example, the benchmarking of velocity-shear effects on the electrostatic ion-cyclotron instability [65-70] led to a joint paper with coauthors from space, theory, and the laboratory communities [71] on mechanisms of wave-induced, ionospheric-ion heating.

3.6 Lab Experiments Help Establish Observational Signatures

Alfvén waves are the means by which information about changing currents and magnetic fields are communicated in high-beta plasma. Alfvén waves are prevalent in the magnetosphere, the heliosphere, and in astrophysical settings [72]. If one wished to know what a space instrument might detect if it were moving through a magnetospheric Alfvén wave, one could compile high-spatial-resolution measurements to examine Alfvén-wave details such as the wave's magnetic field. The reconstruction of a trajectory-specific time history of vector magnetic field, known to space physicists as a hodogram, was carried out [73] to provide the space community with the hodogram signature likely to be recorded by a miniature space instrument during a quick pass (transit time short compared to a wave period) through two Alfvén waves propagating side by side, out of phase, and in opposite directions.

3.7 Laboratory Experimentalists Pioneer Diagnostic Methods

Much of space plasma does not glow, necessitating direct spacecraft measurements for gathering information on particles and fields. The principles behind many of these direct measurements were developed by laboratory experimentalists who have extended the original Langmuir probe design [74].

If a probe signal is well correlated in space and time, one may use multipoint measurements to resolve spatial and temporal variations separately. The uniform-plasma approximation used in cross correlations is invalid for inhomogeneous plasmas and nonlinear structures where scale size, and thus the wavelength, is comparable to the antenna length. For these cases, the times series are best analyzed in the time domain [75-79].

Because the amplitude of wave potential depends on the wave propagation direction relative to the ambient magnetic field, the radiation pattern of a high-frequency "point" antenna aboard a sounding rocket can be used to determine electron density and electron temperature. The plasma's anisotropic refractive index is responsible for a resonant enhancement localized to a conical shell in the forward and backward direction along the magnetic field, with the "point" antenna located at the vertex of the double cone. This idea was proposed, tested, and refined as a diagnostic technique in laboratory plasmas [80] (see other references in [81]). Asymmetry in the upstream and downstream cones can be translated into the electron drift velocity [82] (see other references in [81]). Koons *et al.* [83], Muldrew and Gonfalone [84], and Michel *et al.* [85] applied the resonance cone technique to ionospheric plasmas. One can use a fixed transmitting frequency and sweep the volume surrounding the transmitter with a receiving antenna on a boom connected to the rigidly rotating rocket. In cases where the payload is spinning along an axis not aligned with the magnetic field, the angle of resonant enhancement can be detected with each rotation, *i.e.*, many times during the flight. One can alternatively sweep the transmitting frequency and use a fixed transmitter-receiver angle with respect to the magnetic field, for example in the case that the spin axis and magnetic field are aligned.

3.8 Overlapping, Present-day Research Objectives

Present-day research objectives with space-laboratory overlap include understanding of the cause and effects of (a) turbulence processes, (b) Alfvén waves, lower-hybrid waves, and energetic particles, (c) auroral plasma structuring, energization, outflow, collisionless energy dissipation, and field-aligned currents, (d) large amplitude solitary waves, (e) self organization of strong plasma flow, and (f) the global electric field distribution in the ionosphere. Neutral-sheet physics, including momentum transport and ion heating, in magnetic reconnection is a theme for investigations throughout the laboratory, space, solar, and astrophysical plasma communities. Also receiving attention is the fine scale dynamics of solar corona processes (especially those processes that are responsible for the heating and acceleration of the solar wind), the role of the cusp and the magnetotail as sites of acceleration processes associated with substorms and as sources for magnetospheric particles, and the physics of the D and E regions of the ionosphere.

Studying both the linear and nonlinear aspects advances our understanding of these processes. Wave phenomena in space are likely to be found in a nonlinearly saturated state, but this state may resemble weakly or strongly the linear-regime properties, depending on the saturation mechanism. Even turbulent amplitudes may obey a linear-regime relation based on marginal stability. Some nonlinear structures appear as rotating eigenmodes [86], reminiscent of lower-hybrid waves enhanced by density striations in laboratory experiments [31].

3.9 Discussion

Most processes caused by the interaction of the solar wind with the magnetosphere and the coupling of this interaction with the ionosphere occur at high geomagnetic latitude in the polar and auroral regions of the ionosphere and magnetosphere, whereas many processes studied in the low-latitude, or equatorial, region of the ionosphere are the result of artificial stimulation by ground based radar. The natural processes occurring in the auroral region, such as auroral substorms, field-aligned currents, and particle acceleration, cover a wide spectrum of spatial and temporal scales. At the largest scale, is the magnetohydrodynamics dynamo that supplies power for the electrical discharge dissipating energy throughout the magnetospheric plasma [87]. At the smallest scale, *i.e.*, Debye length and ion gyroradius, are numerous electrostatic structures and instabilities, both coherent and turbulent. Multiple-spacecraft configurations, with the capability to separate space-time ambiguities, can distinguish spatial gradients from a distribution of time scales.

Using ionospheric modification, one can study ionospheric plasma with laboratory-like control of its parameters with can have long confinement times, global scale lengths, and no confining walls. In addition, with its nearly vertical magnetic field geometry, the auroral ionosphere is endowed with energetic (keV) electron and ion precipitation and mega-ampere currents crossing the earth's magnetic field [88]. Ionospheric resonances enhance the probing radio frequency field at the resonant height. This interaction is reproducible, controllable, and reconfigurable, lending investigations and their results a lab-like degree of precision and interpretability. Such results include the observation of strong turbulence, excitation of low-frequency waves via modification or beating of high-frequency resonances, measurement of the electrojet location, creation of a plasma lens, and LIDAR.

3.10 Conclusion

The interrelationship between plasma experiments in the laboratory and in space has a long history, with numerous demonstrations of the benefits of discovery, benchmarking, and insight afforded the space community by laboratory results. An experiment's suitability and limitations for investigating space processes can be quantitatively established using dimensionless parameters. Even with a partial match of these parameters, aspects of waves, instabilities, nonlinearities, particle transport, reconnection, and hydrodynamics are addressable in a way useful to observers and modelers of space phenomena. Two examples of space publications in which many laboratory papers are cited are Kintner *et al.* [89] and Lysak *et al.*, [90] both of which cite eight laboratory papers. Because diagnostic access to space plasmas, laboratory-experimentalist awareness of space phenomena, and efforts by theorists and funding agencies to help scientists bridge the gap between the space and laboratory communities is increasing, the range of laboratory and space plasma experiments with overlapping scientific issues is widening.

Acknowledgments

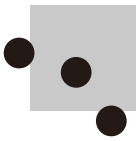
Discussions with members of the space, laboratory, and theory plasma communities are gratefully acknowledged. This work is supported by NASA and the NSF.

References

[1] *e.g.*, D.L. Newman, M.V. Goldman, R.E. Ergun and A. Mangeney, Phys. Rev. Lett. **87**, 255001 (2001).
[2] K. Birkeland, *The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902–1903* (Broggers, Christiania, 1908) pp. 151–160, 297–302.
[3] C. Störmer, *The Polar Aurora* (Clarendon, Oxford, 1955).
[4] K. Rypdal and T. Brundtland, J. Physique IV France **7**, C4-113 (1997).
[5] G. Yur, T.-F. Chang, H.U. Rahman, J. Birn and C.K. Chao, J. Geophys. Res. **104**, 14517 (1999).
[6] B. Levitt, D. Maslovsky and M.E. Mauel, Phys. Plasmas **9**, 2507 (2002).
[7] I. Langmuir, Phys. Rev. **33**, 954 (1929).
[8] S.G. Brush, IEEE Trans. Plasma Sci. **20**, 577 (1992).
[9] L.P. Block, Cosmic Electrodyn. **3**, 349 (1972).
[10] B.H. Quon and A.Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **37**, 1393 (1976).
[11] K. Saeki, P. Michelsen, H.L. Pécseli and J.J. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **42**, 501 (1979).
[12] M. Temerin, K. Cerny. W. Lotko and F.S. Mozer, Phys. Rev. Lett. **48**, 1175 (1982).
[13] R.E. Ergun, Y.-J. Su, L. Andersson, C.W. Carlson, J.P. McFadden, F.S. Mozer, D.L. Newman, M.V. Goldman and R.J. Strangeway, Phys. Rev. Lett. **87**, 045003 (2001).
[14] T.E. Cravens, *Physics of Solar System Plasma*

(Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1997).
[15] M.C. Kelley, *The Earth's Ionosphere* (Academic Press, San Diego, CA, 1989).
[16] M.G. Kivelson and C.T. Russell, *Introduction to Space Physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1995).
[17] T.E. Eastman, IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-18**, 18 (1990).
[18] J.R. Ferron, A.Y. Wong, G. Dimonte and B. Leikind, Phys. Fluids **26**, 2227 (1983).
[19] R.L. Stenzel, M. Ooyama and Y. Nakamura, Phys. Rev. Lett. **45**, 1498 (1980).
[20] M.J. Alport, S. Cartier and R.L. Merlino, J. Geophys. Res. **91**, 1599 (1986).
[21] M.W. Zintl, R. McWilliams and N. Wolf, Phys. Plasmas **2**, 4432 (1995).
[22] H.P. Warren and M.E. Mauel, Phys. Plasmas **2**, 4185 (1999).
[23] M. Yamada, J. Geophys. Res. **104**, 14529 (1999).
[24] N. Rynn and N. D'Angelo, Rev. Sci. Instrum. **31**, 1326 (1960).
[25] W. Gekelman and R.L. Stenzel, Rev. Sci. Instrum. **46**, 1386 (1975).
[26] W. Gekelman, H. Pfister, Z. Lucky, J. Bamber, D. Lenneman and J. Maggs, Rev. Sci. Instrum. **62**, 2875 (1991).
[27] M.J. Alport, J.A. Antoniades, D.A. Boyd, R.G. Greaves and R.F. Ellis, J. Geophys. Res. **95**, 6145 (1990).
[28] A. al-Karkhy, P.K. Browning, G. Cunningham, S.J. Gee and M.G. Rusbridge, Phys. Rev. Lett. **70**, 1814 (1993).
[29] H. Ji, A.F. Almagri, S.C. Prager and J.S. Sarff, Phys. Rev. Lett. **73**, 668 (1994).
[30] B.A. Remmington, D. Arnett, R.P. Drake and H. Takabe, Science **284**, 1488 (1999).
[31] J.F. Bamber, J.E. Maggs and W. Gekelman, J. Geophys. Res. **100**, 23795 (1995)
[32] M.E. Koepke, J.J. Carroll III and M.W. Zintl, J. Geophys. Res. **104**, 14397 (1999).
[33] N. Rynn and N. D'Angelo, Rev. Sci. Instrum. **31**, 1326 (1960).
[34] R.W. Motley, *Q Machines* (Academic, New York, NY, 1975).
[35] M.E. Koepke, Phys. Plasmas **9**, 2420 (2002).
[36] R.W. Motley and N. D'Angelo, Phys. Fluids **18**, 263 (1963).
[37] R.D. Sharp, R.G. Johnson and E.G. Shelley, J. Geophys. Res. **82**, 3324 (1977).
[38] P.M. Kintner, M.C. Kelley and F.S. Mozer, Geophys. Res. Lett. **5**, 139 (1978).
[39] J.J. Rasmussen and R.W. Schrittwieser, IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 457 (1991).
[40] D. Ryutov, R.P. Drake, J. Kane, E. Liang, B.A. Remington and W.M. Wood-Vasey, Astrophys. J. **518**, 821 (1999).
[41] R.P. Drake, J. Geophys. Res. **104**, 14505 (1999); Phys. Plasmas **7**, 4690 (2000).
[42] S. Vincena, W. Gekelman and J. Maggs, Phys. Plasmas **8**, 3884 (2001).
[43] P.A. Sweet, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, B. Lehnert, ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1958) p. 123.
[44] E.N. Parker, J. Geophys. Res. **62**, 509 (1957).
[45] J.W. Dungey, Phys. Rev. Lett. **6**, 47 (1961).
[46] M. Øieroset, T.D. Phan, M. Fujimoto, R.P. Lin, R.P. Lepping, Nature **412**, 414 (2001).
[47] T. Nagai, I. Shinohara, M. Fujimoto, M. Hoshino, Y. Saito, S. Machida and T. Mukai, J. Geophys. Res. **106**, 25929 (2001).
[48] H. Ji, M. Yamada, S. Hsu, R. Kulsrud, T. Carter and S. Zaharia, Phys. Plasmas **6**, 1743 (1999).
[49] A.Y. Wong, R.W. Motley and N. D'Angelo, Phys. Rev. **133**, A436 (1964).
[50] B.D. Fried and R.W. Gould, Phys. Fluids **4**, 139 (1961).
[51] J.M. Kindel and C.F. Kennel, J. Geophys. Res. **76**, 3055 (1971).
[52] N. D'Angelo, Phys. Fluids **8**, 1748 (1965).
[53] N. D'Angelo, J. Geophys. Res. **72**, 1541 (1967).
[54] V.V. Gavrishchaka, S.B. Ganguli and G.I. Ganguli, Phys. Rev. Lett. **80**, 728 (1998).
[55] R.S. Spangler, E.E. Scime and G. Ganguli, Phys. Plasmas **9**, 2526 (2002).
[56] N. D'Angelo and S. von Goeler, Phys. Fluids **9**, 309 (1966).
[57] B. Song, N. D'Angelo and R.L. Merlino, Phys. Fluids **B 3**, 284 (1991).
[58] A. Barkan, N. D'Angelo and R.L. Merlino, Planet. Space Sci. **44**, 239 (1996).
[59] C. Thompson, A. Barkan, N. D'Angelo and R.L. Merlino, Phys. Plasmas **4**, 2331 (1997).
[60] E. Agrimson, N. D'Angleo and R.L. Merlino, Phys. Rev. Lett. **86**, 5282 (2001).
[61] C. Teodorescu, E.W. Reynolds and M.E. Koepke, Phys. Rev. Lett. **88**, 185003 (2002).
[62] E.E. Scime, A.M. Keesee, R.S. Spangler, M.E. Koepke and C. Teodorescu, *submitted to* Phys. Plasmas (2002).
[63] S. Migliuolo, J. Geophys. Res. **89**, 27 (1984).

[64] J.-E. Wahlund, A.I. Eriksson, B. Holback, M.H. Boehm, J. Bonnell, P.M. Kintner, C.E. Seyler, J.H. Clemmons, L. Eliasson, D.J. Knudsen, P. Norqvist and L.J. Zanetti, J. Geophys. Res. **103**, 4343 (1998).
[65] G. Ganguli and P.J. Palmadesso, Geophys. Res. Lett. **15**, 103 (1988).
[66] M.E. Koepke, W.E. Amatucci, J.J. Carroll III, V. Gavrishchaka and G. Ganguli, Phys. Plasmas **5**, 2523 (1995).
[67] M.E. Koepke, J.J. Carroll III, M.W. Zintl, C.A. Selcher and V. Gavrishchaka, Phys. Rev. Lett. **80**, 1441 (1998).
[68] V. Gavrishchaka, M.E. Koepke and G. Ganguli, Phys. Plasmas **3**, 3091 (1996).
[69] W.E. Amatucci, D.N. Walker, G. Ganguli, J.A. Antoniades, D. Duncan, J.H. Bowles, V. Gavrishchaka and M.E. Koepke, J. Geophys. Res. **103**, 11711 (1998).
[70] J.R. Peñano, G. Ganguli, W.E. Amatucci and D.N. Walker, Phys. Plasmas **5**, 4377 (1998).
[71] M. Hamrin, M. André, G. Ganguli, V. Gavrishchaka, M.E. Koepke, M.W. Zintl, N. Ivchenko, T. Karlsson and J.H. Clemmons, J. Geophys. Res. **106**, 10803 (2001).
[72] W. Gekelman, S. Vincena, D. Leneman and J. Maggs, J. Geophys. Res. **102**, 7225 (1997).
[73] W. Gekelman, J. Geophys. Res. **104**, 14417 (1998).
[74] I. Langmiur, in *Collected Works of Irving Langmuir*, G. Suits, ed. (Macmillan/Pergamon, New York, NY, 1961) Vol. 4, p. 23.
[75] M. Temerin, K. Cerny. W. Lotko and F.S. Mozer, Phys. Rev. Lett. **48**, 1175 (1982).
[76] J. Labelle and P.M. Kintner, Rev. Geophys. **27**, 495 (1989).
[77] R.E. Ergun, E. Klementis, C.W. Carlson, J.P. McFadden and J.H. Clemmons, J. Geophys. Res. **96**, 21299 (1991).
[78] R.E. Ergun, C.W. Carlson, J.P. McFadden, F.S. Mozer, L. Muschietti and I. Roth, Phys. Rev. Lett. **81**, 826 (1998).
[79] P.M. Kintner, J. Franz, P. Schuck and E. Klatt, J. Geophys. Res. **105**, 21237 (2000).
[80] R.K. Fisher and R.W. Gould, Phys. Rev. Lett. **22**, 1093 (1969).
[81] V. Rhode, A. Piel, H. Thiemann and K.I. Oyama, J. Geophys. Res. **98**, 19163 (1993).
[82] R. Pottelette, Ann. Geophys. **28**, 257 (1972).
[83] H.C. Koons, C.C. Pridmore-Brown and D.A. McPherson, Radio Sci. **9**, 541 (1974).
[84] D.B. Muldrew and A. Gonfalone, Radio Sci. **9**, 873 (1974).
[85] E. Michel, C. Béghin, A. Gonfalone and I.F. Ivanov, Ann. Geophys. **31**, 463 (1975).
[86] J.L. Pinçon, P.M. Kintner, P.W. Schuck and C.E. Seyler, J. Geophys. Res. **102**, 17283 (1997).
[87] S.-I. Akasofu, Rep. Prog. Phys. **44**, 1123 (1981).
[88] A.Y. Wong and R.G. Brandt, Radio Sci. **25**, 1251 (1990).
[89] P.M. Kintner, M.C. Kelley, R.D. Sharp, A.G. Ghielmetti, M. Temerin, C. Cattell, P.F. Mizera and J.F. Fennell, J. Geophys. Res. **84**, 7201 (1979).
[90] R.L. Lysak, M.K. Hudson and M. Temerin, J. Geophys. Res. **85**, 678 (1980).



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 Noriyoshi[1)]
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 experments, 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 manetic-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 elcetric field is formed in the region of density gradient, a U-shaped double layer (DL) is accompaned 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, collisonless 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で局所的に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る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の関係解明[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解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 に示す一様な強磁場 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 $n \simeq 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$，温度 $T_i \leq T_e \simeq 0.2\,\mathrm{eV}$）$S_1$, 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～10^3×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 ($\propto n$) は電位勾配すなわち電場が形成されてい

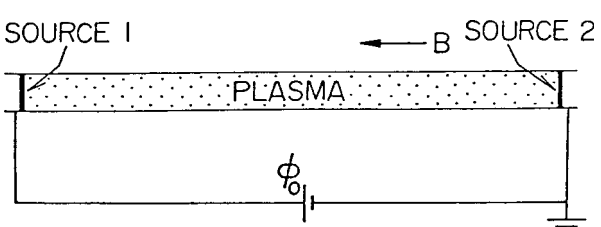


Fig. 1　Schematic of experimental setup.

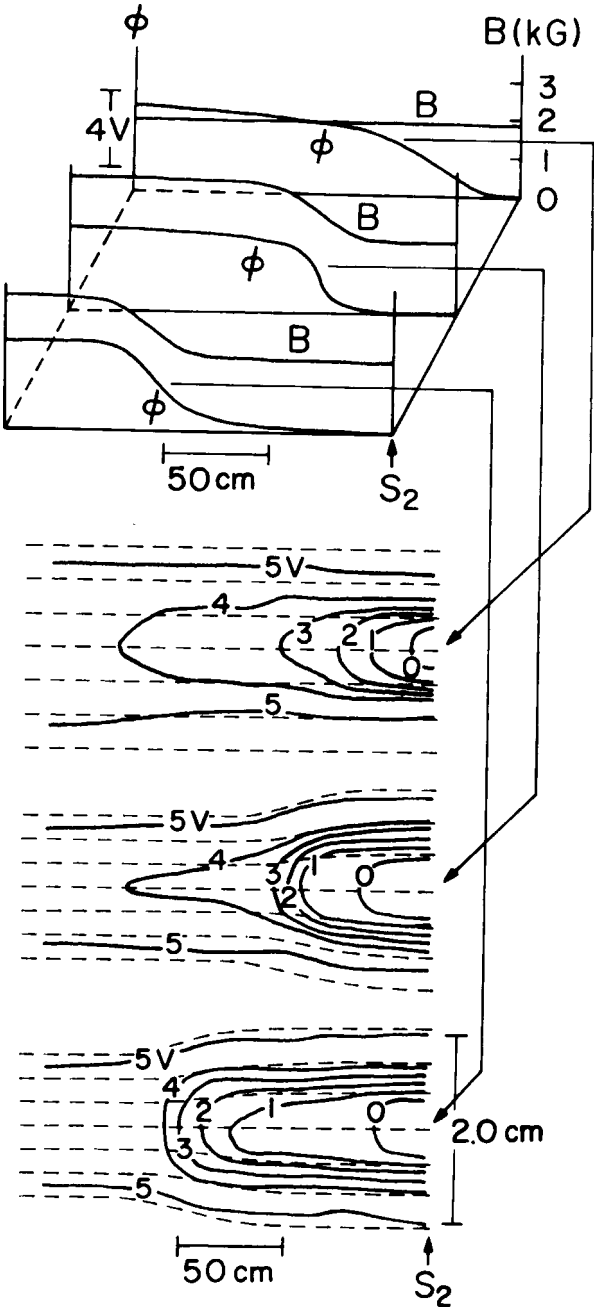


Fig. 3 Potential structures of U-shaped DL at ϕ_0 = 5 V under magnetic fields increasing towards S_1.

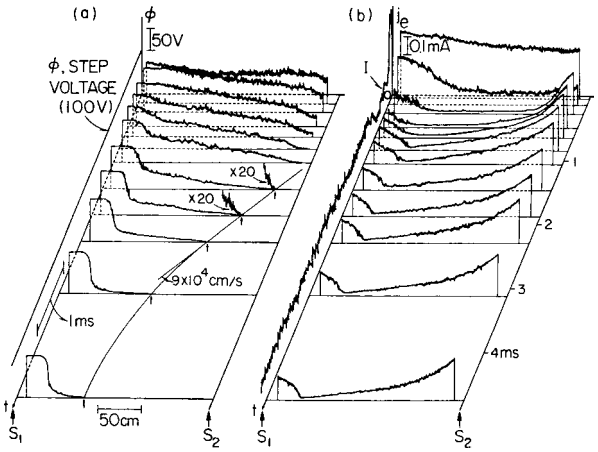


Fig. 2 Spatial profiles of (a) plasma potential ϕ and (b) electron current j_e of the probe at $t > 0$ when a step potential ϕ_0 = 100 V is applied to S_1 with respect to S_2 at $t = 0$. I denotes the total current passing through the plasma column.

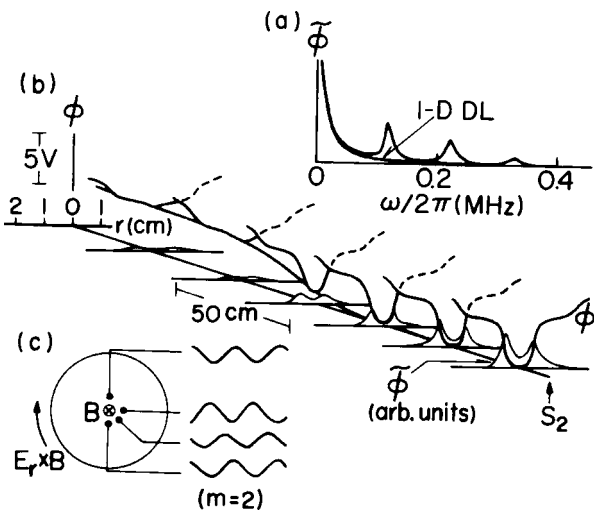


Fig. 4 Fluctuations ($\tilde{n}$) associated with U-shaped DL at ϕ_0 = 5 V. (a) Frequency spectrum (ion-cyclotron frequency: 0.094 MHz), together with that in case of the 1D DL. (b) Amplitude at various positions (thin lines), together with ϕ profiles ($\tilde{n}/n \lesssim 8$ %). (c) Phase change yielding azimuthal propagation with mode number m = 2.

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$\boldsymbol{E}_r \times \boldsymbol{B}$方向にモード数$m = 1, 2, 3\cdots$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（$\lesssim$ 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$P_2/P_1 \simeq 1$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

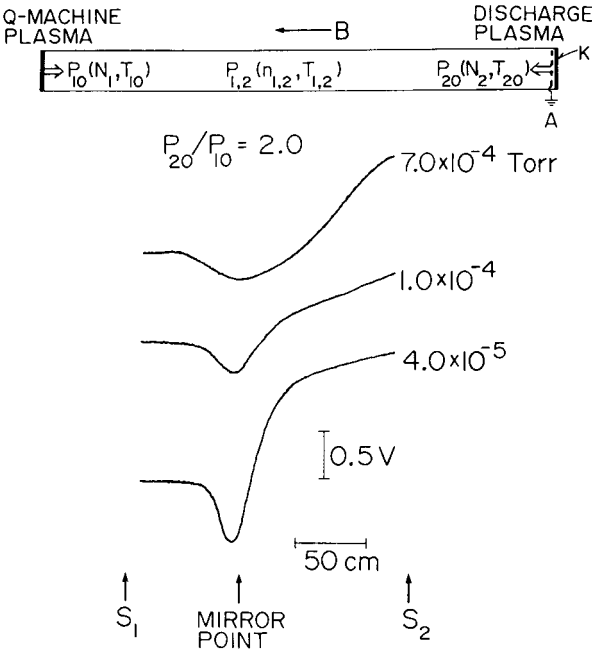


Fig. 5　Schematic of experimental device with two different plasma sources (upper) and potential profiles at typical argon-gas pressures in the expermental region (lower). The magnetic-field strength is maximum at the mirror point of magnetic hill (mirror ratio: R_m = 2.7).

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}（$\simeq \phi_b/e$，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〔$\simeq (2\phi_b/M)^{1/2}$，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

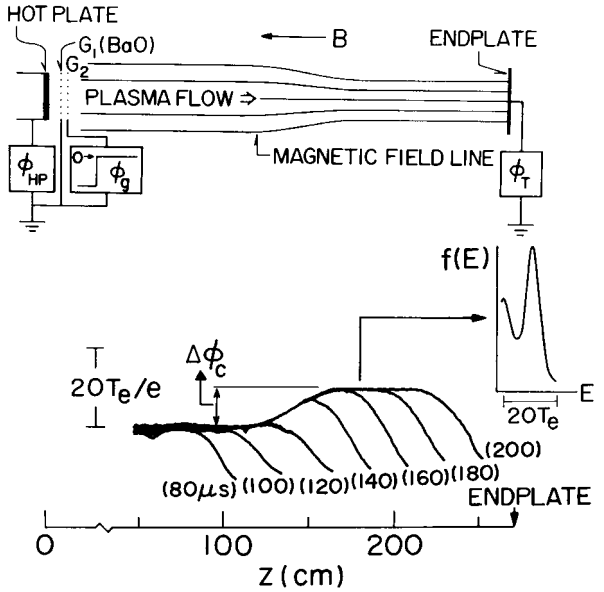


Fig. 6 Schematic of expermental setup including magnetic configuration (upper). Evolution of plasma potential in a plasma flow with V_0/C_s = 20 passing through a region of $\nabla B>0$ with R_m = 7.0, together with electron energy distribution $f(E)$ measured at z = 180 cm and t = 180 μs (lower).

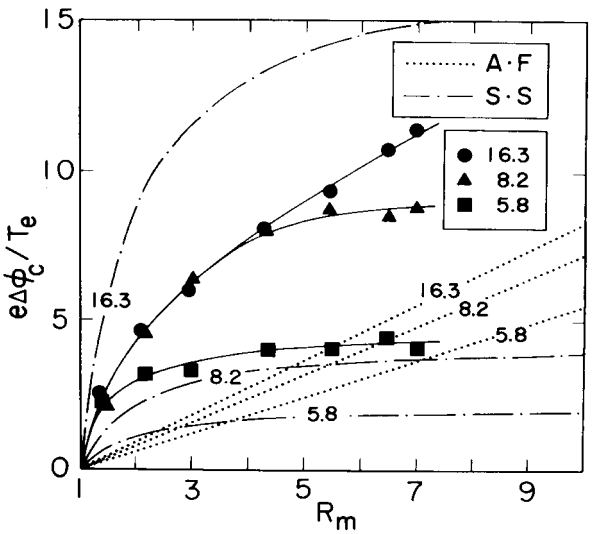


Fig. 7 Normalized potential difference $e\Delta\phi_c/T_e$ as a function of R_m with V_0/C_s (= 5.8, 8.2, 16.3) as a parameter, together with the theories of A・F and S・S.

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（$t \lesssim 80$ μs）両極性拡散形の電位分布をしているが，$\nabla B>0$ 領域（z =120～170 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（$t \gtrsim 160$ μs），$\Delta\phi_c = 10.7\, T_e/e$ 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 μs），$\nabla B>0$ 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，$V_0/C_s \gtrsim 10$の範囲では V_0 に依存せず $e\Delta\phi_c/T_e \simeq 11$ で飽和する．これらの実験結果に対して Alfvén と Falthämmer の理論[16]，$e\Delta\phi/T_e \fallingdotseq (1-\Delta\phi_b/\phi_b)(R_m-1)$，を適用すると（Fig. 7 の点線 A・F），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]，$e\Delta\phi/T_e \simeq (\phi_b/\Delta\phi_b)(1-1/R_m)(1+T_e/\Delta\phi_b)^{-1}$，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，磁場と静電電位による有効ポテンシャルに捕捉された粒子（Yushimanov 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部励起すると（周波数：$\omega/2\pi$ =10－100 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

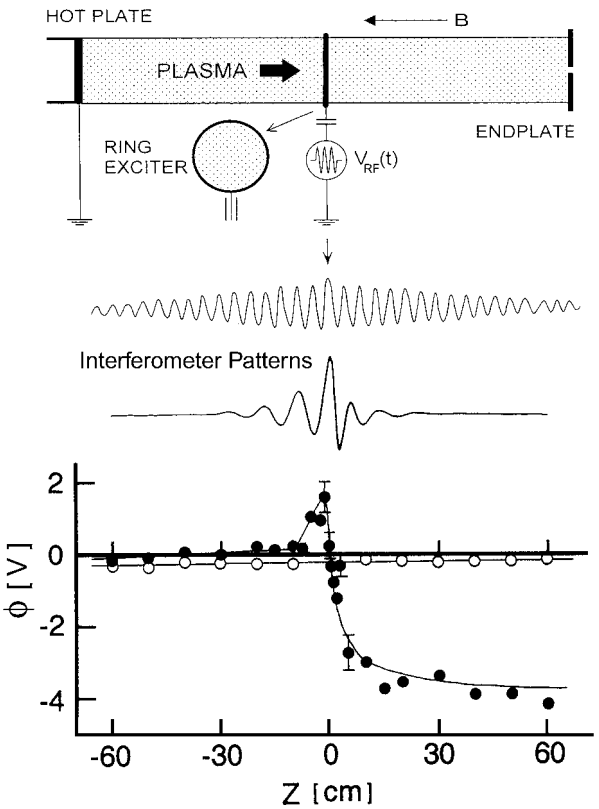


Fig. 8 Schematic of experimental setup (upper). Typical interferometer patterns of linear ($V_{RF} \lesssim 50$ mV) and extremely large-amplitude ($V_{RF} = 8$ V) electron plasma waves (middle). Potential profiles in cases of $V_{RF} \lesssim 50$ mV (open circles) and 8 V (closed circles) (lower).

域におけるプラズマ流速エネルギー（E_{io}～2 eV）相当の電位上昇と，下流域における大きな電位降下（～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

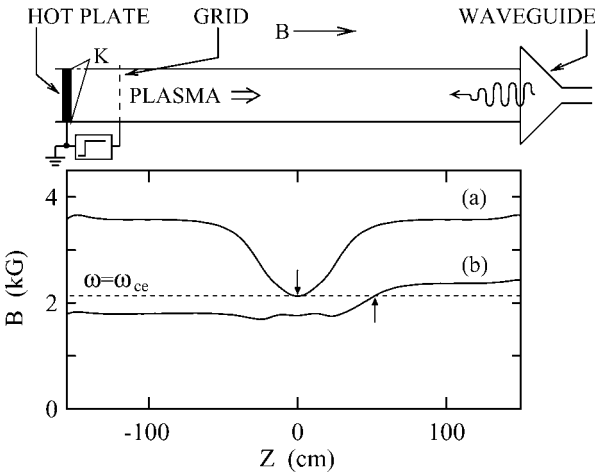


Fig. 9 Schematic of experimental setup (upper). Typical configurations of (a) magnetic well with $R_m = 1.68$ and (b) converging magnetic field with $R_m = 1.3$ (lower). Arrows indicate the ECR points.

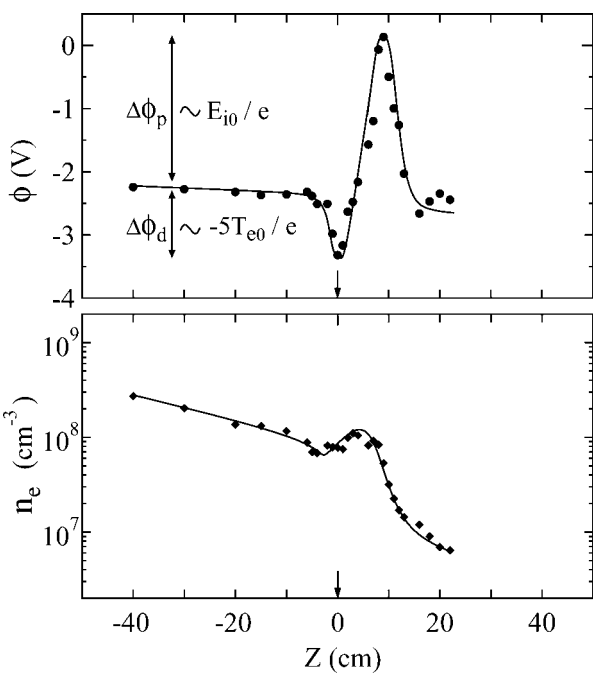


Fig. 10 Spatial profiles of plasma potential and electron density at $t = 0.6$ ms with $R_m = 1.68$ (magnetic well) for $P_\mu = 0.5$ W.

($\omega = \omega_{ce}$）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この電位が窪み，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]．

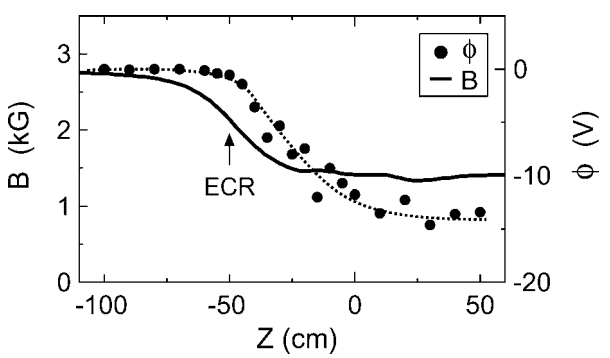


Fig. 11 Diverging magnetic-field configuration with $R_m^{-1} = 1.95$ (solid line) and spatial profile of plasma potential for $P_\mu = 0.5$ W (closed circles).

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).

小特集
スペースプラズマにおける電場形成とその効果

5．静電電位構造形成のシミュレーション

石　黒　静　児
（核融合科学研究所　理論・シミュレーション研究センター）

Numerical Simulation Study on Electrostatic Potential Formation

ISHIGURO Seiji
Theory and Computer Simulation Center, National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan
（Received 7 July 2002）

Abstract

Numerical simulation is a powerful tool for investigating the formation of electric potential structure in plasmas. By means of a self-consistent open boundary two-and-a-half-dimensional particle simulation model, it is demonstrated that a V-shaped dc potential structure is created by a current-driven electrostatic ion-cyclotron instability. A potential difference along the magnetic field is generated by anomalous resistivity. This difference becomes larger for a longer system along the magnetic field; thus, the potential difference may become several kV for a thousand km anomalous resistivity region.

Keywords:

electric field, double layer, simulation, ion acoustic wave, electrostatic ion-cyclotron wave

5.1　はじめに

スペースプラズマにおいて電場，特に磁力線に平行な静電場はプラズマ中の荷電粒子の加速機構として重要な役割を担っている．磁力線平行方向の静電場に加速された電子が電離層の酸素や窒素などに衝突してオーロラを引き起こすと考えられており[1]，多くの観測結果もこの考えを支持している[2]．ところで，プラズマは導電性が非常によいので磁力線方向の電場は生成されにくく，たとえ生成されても維持されにくい．そこで，その生成機構ならびに維持機構の研究は一般的なプラズマ物理の対象としても興味深いものとなっている．地上におけるプラズマ中の電場形成の研究手段としては，室内実験，理論解析，計算機シミュレーションがある．いわゆる理論解析では不安定性の線形解析，小振幅領域での非線形波の解析，定常的な電位構造の解析などが関連している．たとえば，電流駆動不安定性の線形解析によって，どのような初期条件において電位構造が形成される可能性があるかを示すことができる．また，大振幅の定常解（BGK解）[3]の存在可能性を解析しうる．しかしながら，与えられた初期状態からどのようにそのような電位構造が形成されるかを明らかにすることはできない．計算機シミュレーションは現実的な境界条件において，様々な初期状態から，多くの物理過程を経て形成される電位構造を解析しうる唯一の手段といえる．計算機シミュレーションの手法としては大きく分けて流体モデルと運動論的モデルがある．電位構造の解明のためには，運動論的不安定性，電位構造による粒子の反射，捕捉などを自己無撞着に取り扱わなければならないため，運動論的モデルを用いる必要がある．本稿では粒子シミュレーション（Particle-In-Cell）法[4]による研究を取り上げる．**5.2**で

author's e-mail: ishiguro@tcsc.nifs.ac.jp

これらの電位形成機構に関するシミュレーション研究について概観し，**5.3**で電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性によるV字形電位構造形成について述べる．

5.2　電位構造形成のシミュレーション研究

無衝突プラズマ中での沿磁力線電場生成機構としては，主として3つの機構，⑴沿磁力線電流による電流駆動不安定性，⑵磁場の不均一性の効果，および⑶異種プラズマの接触が考えられる．⑴の電流駆動不安定性としては，ビューネマン不安定性，イオン音波不安定性，電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性が候補となる．オーロラ電子（1〜10 keV）が沿磁力線静電場で加速されているという観測結果が明らかになった後，室内実験で以前から観測されていたダブルレイヤー（電気二重層）ができているのではと考えられた[1]．ところが当時の室内実験，シミュレーション等ではビューネマン不安定性が引き起こされると予想される状況でのみダブルレイヤーの生成が観測されており，かつ流体近似の理論モデルで定常的なダブルレイヤーの存在条件として電子の熱速度以上の流速が必要条件であるとされたこともあり[5]，ダブルレイヤーの生成にはビューネマン不安定性が引き起こされる電子のドリフトが必要との考えが支配的であった．しかしながら，オーロラ電子加速の機構を考えるとき，オーロラ電子加速を担うダブルレイヤー生成にさらに高速の電子が必要となると，その高速電子の生成機構を明らかにせねばならず問題の解決にはならない．イオン音波はビューネマン不安定性よりも小さい電子ドリフトで不安定となるが，この領域でのダブルレイヤー生成は長年の室内実験およびシミュレーション研究にもかかわらず見つかっていなかった．1980年にSato and Okuda[6]は，それまでに行われていたシミュレーションよりも非常に大きいシステムで長時間にわたるシミュレーションを実行することにより，イオン音波領域でのダブルレイヤー生成を発見した．ここで見られたダブルレイヤーを横切る電位差は$T_e/e \sim 1$（T_e：電子温度，e：電子の電荷）程度であるが，それが連なってできればオーロラ電子を加速するのに十分な電位差が得られるとした．また，そのダブルレイヤーはその低電位側に負の電位のくぼみを伴っており，その電位くぼみがダブルレイヤー生成に重要な役割を担っていることが，その後の研究で明らかになった[7,8]．このシミュレーションでは粒子に対しては周期境界条件を用いているため，ダブルレイヤー生成に際してエネルギーを奪われた電子は系内を循環する．その後，境界からフレッシュな電子を注入する自己無撞着開境界モデルでのシミュレーションによりイオン音波領域において非常に大きい電位差を持つダブルレイヤー（スーパーイオン音波ダブルレイヤー）が生成されることが新たに見いだされた[9]．

もう1つの電流駆動不安定性の候補である電流駆動静電イオンサイクロトロン波が関与する電位構造形成は**5.3**で詳述する．

ミラー磁場中の電子とイオンの平均的なピッチ角が異なると磁力線に沿って電位差ができる[10]．特に，磁気圏尾部での磁気リコネクションにより生成される高速プラズマ流が磁力線に沿って極域に侵入すると非常に大きな電位差が生成しうる．これは，磁力線に沿って同じドリフト速度を持つ電子とイオンがあるとき，イオンの方が熱速度が小さいため，イオンの平均的ピッチ角が電子に比べて小さくなるためにイオンの方が強磁場領域まで侵入でき，電荷分離を生ずることによっている[11,12]．この原理での電位差形成は，磁気モーメントの保存の効果を粒子の運動方程式に付加項として付け加えた1次元粒子シミュレーションにより実証された[13]．さらに，Qマシンによる室内実験[14]に対応する形で2-1/2次元（実空間2次元，速度空間3次元）の粒子シミュレーションが行われ，実験とよい一致が得られている[15]．

異種プラズマ接触による電位構造形成は，高温の磁気圏プラズマと低温の電離層プラズマの境界に電位構造ができうるのではという発想から行われた[16]．初期に高温プラズマと低温プラズマを接触させるという条件のもとで，1次元の粒子シミュレーションが行われ，高温プラズマの電子温度に対応する電位差と低温プラズマの電子温度に対応する負の電位くぼみが独立に生成されることが見いだされた．ただし，この機構で生ずる電位差は電子を高温側に加速する方向であるため，オーロラ電子の加速を担うことはできない．

5.3　電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性による電位構造形成

オーロラ電子の加速を担う電位構造の形成機構として電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性は有力な候補である．静電イオンサイクロトロン波は磁場とほぼ垂直に伝播する波で，その周波数はイオンサイクロトロン周波数近傍およびその整数倍近傍となる．磁場に平行方向にドリフトする電子によって不安定化され，広いパラメータ領域でイオン音波よりも小さい電子ドリフト速度で不安定となる[17]．また，衛星による観測では，イオンサイクロトロン周波数近傍の信号とともにV字型（U

字型という場合もある）電位構造の存在を示す結果が得られている[18]．これらのことを背景に，室内実験[19,20]およびシミュレーション[21]でイオンサイクロトロン振動とV字形（U字型）電位構造の関連を解明する研究が多く行われた．しかしながら，電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性によるV字形電位構造形成を実証することには長年成功しなかった．

ここでは，この不安定性に関する周期境界条件を用いた粒子シミュレーション[22]を紹介したのち，自己無撞着開境界モデルによる粒子シミュレーション[23-25]を紹介する．シミュレーションは2-1/2次元静電粒子シミュレーションコードで行われた．ここで2-1/2次元というのは，速度空間は(v_x,v_y,v_z)の3次元，実空間は(x,y)の2次元空間を取り扱うことを意味しており，実空間のz方向は一様と仮定している．速度空間を3次元とすることで荷電粒子のサイクロトロン運動を取り入れることが可能となる．ただし，電子に関してはドリフト近似を用いており，さらに，電場の方向がx,yの2次元空間内にあること，採用した配位で磁場がx方向を向いていることから，荷電粒子の$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ドリフトは$z$方向となり解く必要はない．Fig. 1に示すようにx方向へ向かう電流分布は一様な場合と，釣り鐘状の分布を持つ場合の2つの場合の結果を示す．一様電流分布の場合の電子のドリフト速度は，v_{te}を電子の熱速度，T_eを電子温度(エネルギー単位)，m_eを電子の質量として，$v_{de}=0.8v_{te}$ $(=0.8(T_e/m_e)^{1/2})$とし，釣り鐘状の分布の場合は$v_{de}(y)=[0.6-0.2\cos(2\pi y/L_y)]v_{te}$で与えられている．イオンと電子の質量比は $m_i/m_e=400$，電子サイクロトロン振動数と電子プラズマ振動数の比は$\omega_{ce}/\omega_{pe}=5$， イオンサイクロトロン振動数と電子プラズマ振動数の比は$\omega_{ci}/\omega_{pe}=0.0125$，イオンと電子の温度比は$T_i/T_e=0.5$，時間ステップ幅は$\Delta t=0.2\omega_{pe}^{-1}$をとしている．系の大きさは，$\lambda_{De}$を電子デバイ長として，$L_x\times L_y=512\lambda_{De}\times 128\lambda_{De}$，空間格子は512×128である．ここで，イオンと電子の質量比を現実の水素イオンと電子の質量比よりも小さくとっている．これは，プラズマ粒子シミュレーションでは数値不安定性を避けるため時間ステップ幅を電子プラズマ振動の周期より十分に小さくとる必要があることを考慮しつつ，イオンの運動の時間スケールの現象をできるだけ少ない時間ステップ数で現象を追跡するため，特徴的な振動数の大小関係が現実と変わらないことを注意した上で，設定しているものである．

先に述べたように静電イオンサイクロトロン波は磁力線方向にドリフトする電子により励起される．その分散

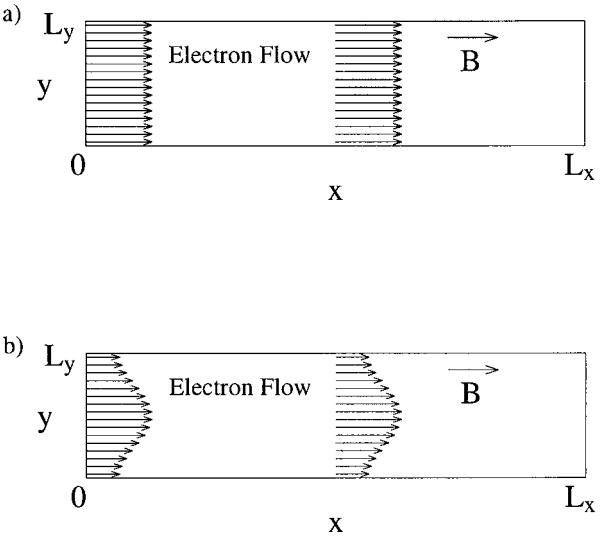


Fig. 1 Sketch of simulation system and initial electron stream profiles: (a) uniform stream profile and (b) bell-shaped stream profile [22].

関係式は

$$0=1-\sum_{j=i,e}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\Gamma_n(\mu_j)}{k^2\lambda_{Dj}^2}\left[1+\frac{\omega-k_\parallel v_{dj}}{\sqrt{2}k_\parallel v_{tj}}Z\left(\frac{\omega-k_\parallel v_{dj}+n\omega_{cj}}{\sqrt{2}k_\parallel v_{tj}}\right)\right], \quad (1)$$

となる．ここで，$v_{tj}=(T_j/m_j)$, v_{dj}, ω_{cj}は，それぞれj種粒子の熱速度，ドリフト速度，サイクロトロン振動数であり，$\Gamma_n(\mu_j)=\exp(-\mu_j)I_n(\mu_j)$，$\mu_j=(k_\perp v_{tj}/\omega_{cj})^2\equiv(k_\perp\rho_j)^2$であり，ここで$I_n$は$n$次の変形ベッセル関数である．$\rho_j=(T_j/m_j\omega_j^2)^{1/2}$，$\lambda_{Dj}(=v_{tj}/\omega_{pj})$，$Z$はそれぞれジャイロ半径，デバイ長，プラズマ分散関数，$k_\parallel$および$k_\perp$は磁場に平行および垂直方向の波数，ωは複素振動数である．この分散関係式を空間的に一様な電流分布の場合のシミュレーションパラメータについて解くと，振動数の実数部が$\omega_r\sim\omega_{ci}$であるモードの虚数部は$k_\parallel$，$k_\perp$空間で$0.11\leqq k_\parallel\rho_i\leqq 0.18$, $1.0\leqq k_\perp\rho_i\leqq 1.6$の領域で正となり，この領域のモードの静電イオンサイクロトロン波が不安定であることが導かれる．なお，このパラメータではイオン音波の振動数の虚数部分は負であり，不安定ではない．Fig. 2に示した電位分布（プラズマ振動の3倍の周期で時間平均をしている）の時間発展から，斜め格子状の波のパターンが現れており，磁場にほぼ垂直の波面を持つ静電波が現れていることがわかる．このパターンは波数空間で静電イオンサイクロトロン不安定性の最大成長率に

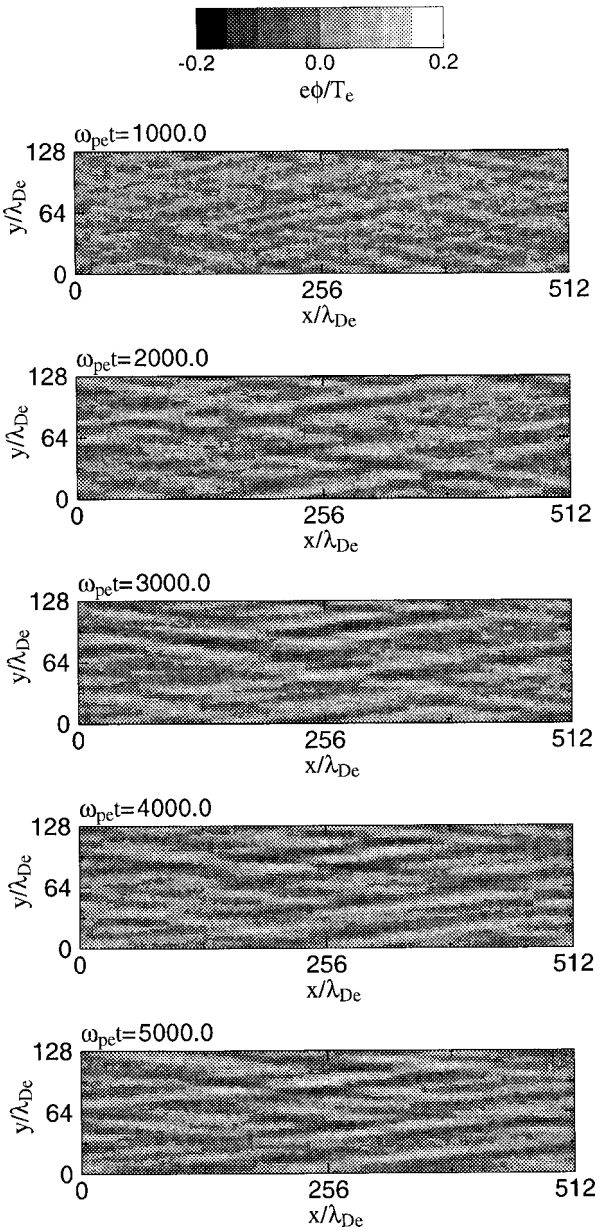


Fig. 2 Gray scale plot of the potential profile at $\omega_{pe}t$=1,000, 2,000, 3,000, 4,000, and 5,000, for the case with uniform electron stream [22].

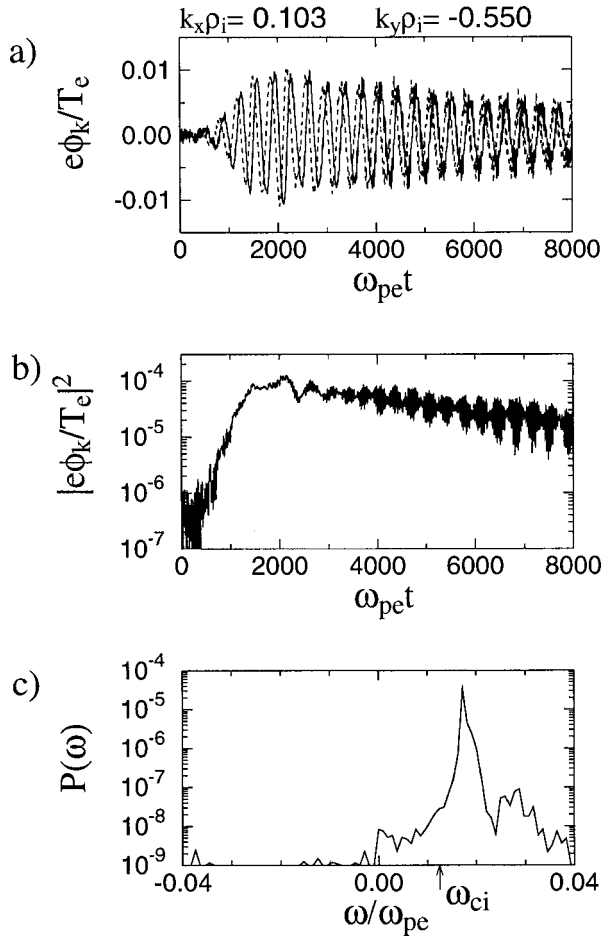


Fig. 3 Time evolutions of the real (solid line) and the imaginary part (dashed line) (a), the square of the absolute value (b), and the frequency spectrum of (3,-4) mode of the potential with $k_x\rho_i = 0.103$, $k_y\rho_i = -0.55$ for the case with uniform electron stream [22].

対応するモードが現れていることに対応している．時間の経過とともに波面の角度が磁場と平行方向に近づいているのは，初期に最も不安定であったモードの成長に伴って磁力線平行方向の電子の速度分布が変形され，$k_{\parallel}$の小さいモードが励起されるためである．Fig. 3 は初期条件に対する典型的な不安定モード $k_x\rho_i = 0.103$, $k_y\rho_i = -0.55$ の時間発展およびスペクトラムであり，初期から時間とともに成長し，$\omega_{pe}t$ =2,000 あたりでその成長が飽和していること，周波数が静電イオンサイクロトロン波に対応していることがわかる．また，Fig. 4の電子の磁力線平行方向の速度分布から，不安定性長に伴ってイオンサイクロトロン波の位相速度に対応する部分で分布の勾配が緩くなっていくことがわかる．続いて，電流分布が釣り鐘状の場合の結果を示そう．Fig. 5 は電位分布の時間発展であり，電子流速の大きい領域から小さい領域に進行する波動の波面が見られV字型のパターンを形成していることがわかる．ここでも，一様電流分布の場合と同様に，時間の経過と伴に波面は磁場と平行方向に近づいていくのがわかる．

これら２つの周期境界条件のシミュレーションでは電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性に伴って波の伝播パターンが見られた．この波の振幅の成長は，時間

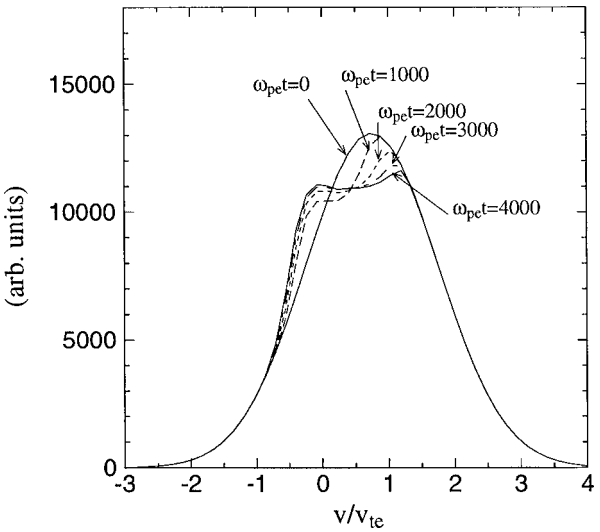


Fig. 4 Electron velocity distribution at t=1,000, 2,000, 3,000, and 4,000 for the case with uniform electron stream[22].

経過の後に飽和し，顕著な直流的電位構造は見られなかった．オーロラ電子の加速領域は閉じた系ではなく外部からの電流供給がある．そこで，よりリアリスティックなモデルとして開境界モデルでのシミュレーションを行った．この開境界モデルは Takamaru *et al*.[26]が開発した手法を２次元に拡張したもので境界での正味のフラックスを一定に保ちつつ指定した速度分布関数で粒子を注入することができる．シミュレーションモデルの概念図を Fig. 6 に示す．外部一様磁場は x 方向をむいている．y 方向には周期境界条件を適用し，x 方向の境界には開境界条件を適用した．$x=0$, L_x の境界は y 方向にセグメントに分割し，そのセグメントごとに粒子の流入量を制御する．シミュレーションパラメータは上記の周期境界条件を採用したシミュレーションの釣り鐘状電流分布の場合と同じとした．Fig. 7 は静電イオンサイクロトロン波の典型的な不安定モードの成長の様子を示している．同様なパラメータでの周期境界条件のシミュレーションでは $\omega_{pe}t=2{,}000$ 程度で不安定の成長が飽和しているのに対して，この開境界のシミュレーションでは長時間にわたって成長し続けているのがわかる．これは，境界から絶えずフレッシュな電子を注入しているため，不安定の飽和がおきにくいためと考えられる．Fig. 8 のイオンの密度揺動の時間発展には，高電流領域から低電流領域に磁場と10度程度の角度を持つ波面が伝播する様子が見られる．

Fig. 9 にイオンサイクロトロン波の周期で平均操作した電位分布（直流電位分布）を示す．x 方向に $x/\lambda_{De}=$

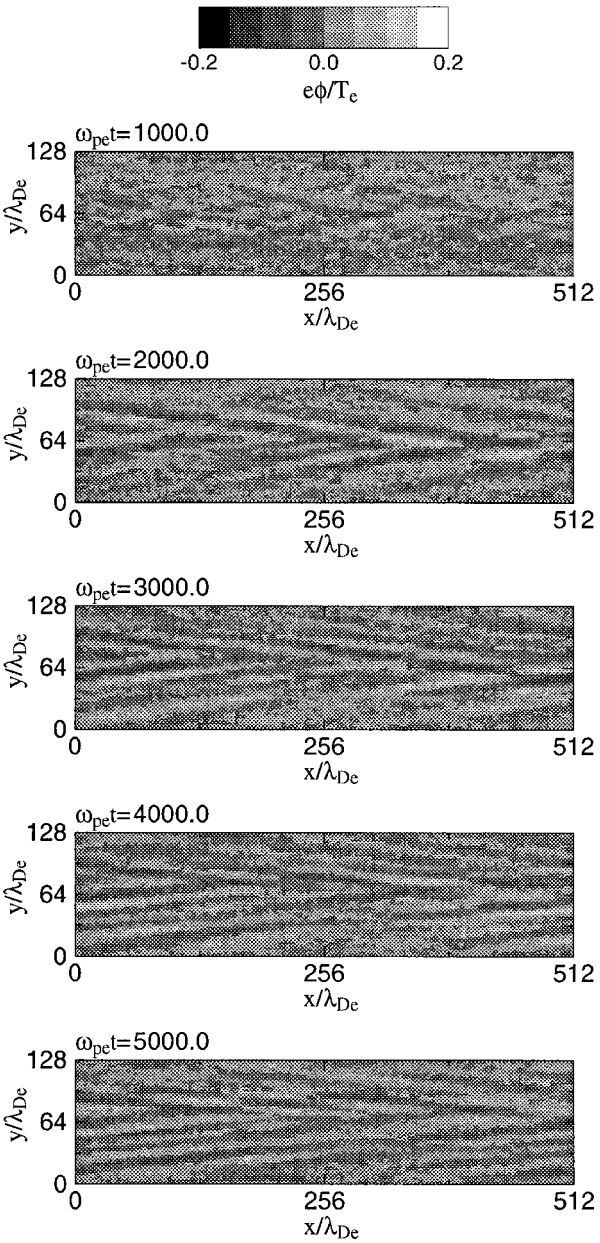


Fig. 5 Gray scale plot of the potential profile at $\omega_{pe}t$=1,000, 2,000, 3,000, 4,000, and 5,000 for the case with bell-shaped electron stream [22].

200 付近から下流に向かって電位が緩やかに上昇していることがわかる．また，磁力線を横切る方向には井戸型の電位分布となっており，全体として V 字型の電位構造が形成されている．この磁力線に平行方向の電位差は電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性による異常抵抗が担っていると考えられ，磁力線を横切る方向の井戸状の電位差は電子流速の大きい領域から小さい領域へのイオン輸送，あるいは不安定性によるイオン加熱の空間

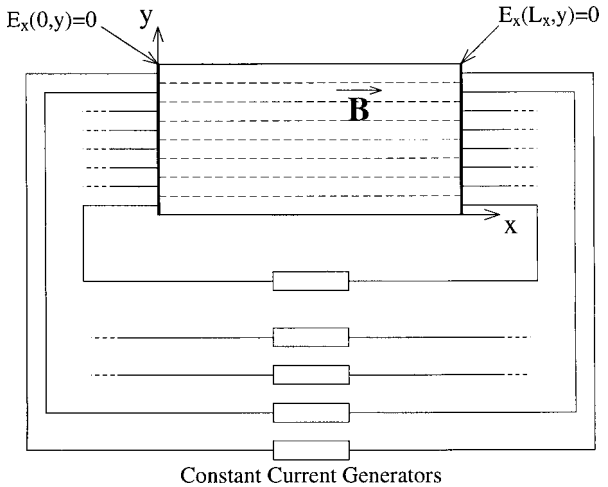


Fig. 6　Open boundary simulation system connected to constant current generators [23].

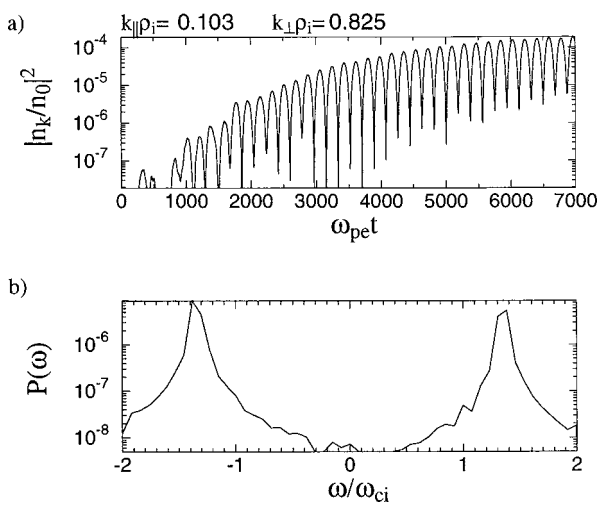


Fig. 7　Time history of ion density fluctuation (a) and frequency spectrum (b) with $k_{\parallel}\rho_i = 0.103$ and $k_{\perp}\rho_i = 0.825$ [23].

的不均一によるものと考えられる．ここで得られた沿磁力線電位差は $e\phi/T_e = 0.02$ 程度と小さいが，系の長さに比例してこの電位差が大きくなると仮定すれば，数千キロメートルの異常抵抗領域に対して数 kV の電位差となり，オーロラ電子の生成を説明しうることになる．実際に，x 方向の系の長さを $1{,}024\lambda_{De}$，$2{,}048\lambda_{De}$，$4{,}096\lambda_{De}$ としてシミュレーションを行い，ほぼ系の長さに比例して電位差が増加する結果が得られている．

5.4　おわりに

本稿では，オーロラ電子の加速に関連したスペースプラズマ中の電位構造形成のシミュレーション研究につい

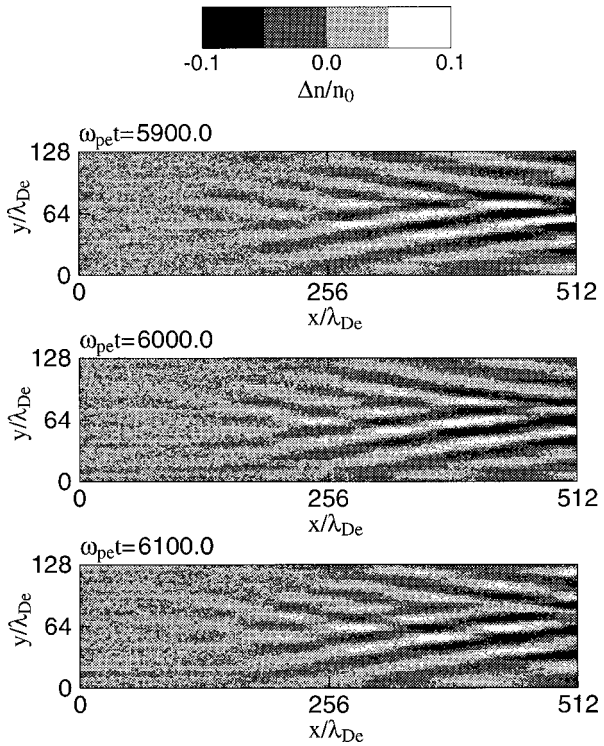


Fig. 8　Gray scale plots of the ion density fluctuation at $\omega_{pe}t$ = 5,900, 6,000, and 6,100 [23].

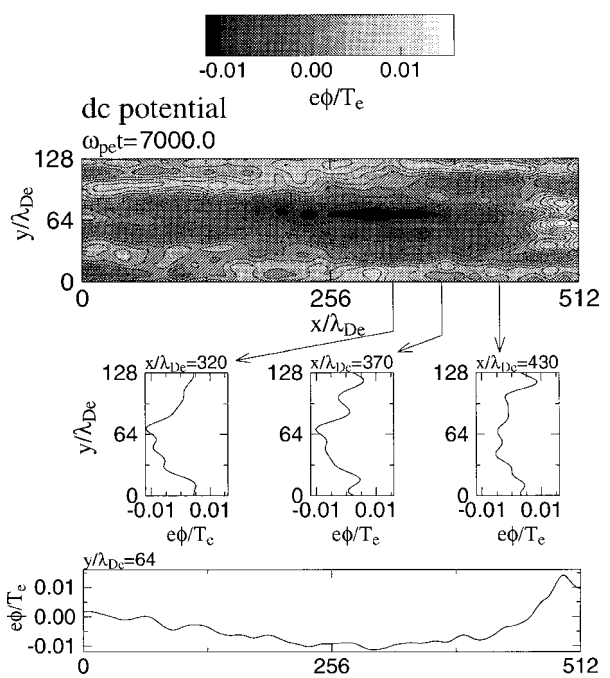


Fig. 9　Gray scale contour plot of the dc potential profile together with the x direction profile at $y/\lambda_{De} = 64$ and the y direction profile at $x/\lambda_{De} = 320$, 370, and 430 at $\omega_{pe}t$ = 7,000 [23].

て，電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性による電位構造形成を中心に紹介した．比較的新しい観測では，大規模な構造以外にも，比較的スケールの小さい構造が存在することが報告されている[27]．その形成機構の可能性の１つとして，電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性によって大域的な電位構造がつくられ，その構造に伴う電位差によって電子が加速され，その加速された電子によってイオン音波不安定性が励起されて，小さい空間スケールの構造が形成されるというシナリオが考えられる．あるいは，ほとんど同時に２つの不安定性が励起されて，イオン音波不安定性による小さい空間スケールの構造と電流駆動静電イオンサイクロトロン不安定性に関連する大域的構造が独立に形成される可能性がある．このことに関連して，イオン音波と静電イオンサイクロトロン波が同時に不安定となるパラメータ領域で，開境界モデルでのシミュレーションを開始している．

参考文献

［1］ L.P. Block, Cosmic Electrodyn. **3**, 349 (1972).
［2］ L.A. Frank and L.A. Ackerson, J. Geophys. Res. **76**, 3612 (1971).
［3］ I.B. Bernstein *et al.,* Phys. Rev. **108**, 546 (1957).
［4］ C.K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill Book Company, New York, 1985 and Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, 1991).
［5］ P. Carlqvist, Cosmic Electrodyn. **3**, 377 (1972).
［6］ T. Sato and H. Okuda, Phys. Rev. Lett. **44**, 740 (1980); J. Geophys. Res. **86**, 3357 (1981).
［7］ A. Hasegawa and T. Sato, Phys. Fluids **25**, 632 (1982).
［8］ G. Chanteur *et al.,* Phys. Fluids **26**, 1584 (1983).
［9］ T. Sato *et al.,* Phys. Plasmas **2**, 3609 (1995).
［10］ H. Alfvén and C.-G. Fälthammar, *Cosmical Electrodynamics* (Oxford University Press, London, 1963) p.162.
［11］ Y. Serizawa and T. Sato, Geophys. Res. Lett. **11**, 595 (1984).
［12］ H. Washimi and I. Katanuma, Geophys. Res. Lett. **13**, 897 (1986).
［13］ Y. Serizawa and T. Sato, Phys. Fluids **29**, 2753 (1986); Y. Serizawa, J. Phys. Soc. Jpn. **54** 4869 (1985).
［14］ N. Sato *et al.,* Phys. Rev. Lett. **61**, 1615 (1988).
［15］ S. Ishiguro *et al.,* Phys. Plasmas **95**, 3271 (1995).
［16］ S. Ishiguro *et al.,* Phys. Fluids **28**, 2100 (1985); S. Ishiguro, J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 1354 (1987).
［17］ J.M. Kindel and C.F. Kennel, J. Geophys. Res. **76**, 3055 (1971).
［18］ F.S. Mozer *et al.,* Phys. Rev. Lett. **38**, 292 (1977).
［19］ M.J. Alport *et al,* J. Geophys. Res. **91**, 1599 (1986).
［20］ N. Sato *et al.,* Phys. Rev. Lett. **57**, 1227 (1986).
［21］ H. Okuda *et al.,* Phys. Fluids **24**, 1060 (1981).
［22］ S. Ishiguro *et al.,* Phys. Plasmas **4**, 2886 (1997).
［23］ S. Ishiguro *et al.,* Phys. Rev. Lett. **78**, 4761 (1997).
［24］ S. Ishiguro *et al.,* J. Plasma Phys. **61**, 407 (1999).
［25］ S. Ishiguro and T. Sato, J. Plasma Fusion Res. SERIES **2**, 157 (1999).
［26］ H. Takamaru *et al.,* J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 3826 (1997).
［27］ R.E. Ergen *et al.,* Phys. Rev. Lett. **81**, 826 (1998).

小特集
スペースプラズマにおける電場形成とその効果

6．静電局所構造と電子ホール

佐 伯 紘 一
（静岡大学理学部）

Electrostatic Localized Structures and Electron Holes

SAEKI Koichi
Department of Physics, Faculty of Science, Shizuoka University, Shizuoka 422-8529, Japan
（Received 10 August 2002）

Abstract

A diagram of the real phase velocity vs. the imaginary wave number clearly demonstrates the existence region of one-dimentional electrostatic localized structures: sheaths, solitons, electron holes, and ion holes. Especially in collisionless space plasma, electron holes survive for a relatively long time because of a lack of electron reflection.

Keywords:

phase-space vortex, electron hole, ion hole, collisionless Vlasov plasma, electrostatic solitary wave, space plasma, electron plama wave, electrostatic whistler wave

6.1 はじめに

プラズマ中には，種々の静電局所構造が存在する．たとえば，プラズマ中に設置した電極の前面にできる電子シースやイオンシースがある．また，電子シースやイオンシースの組み合わせからなる電気二重層が存在し，伝播型と非伝播型の２種類がある．一方，非線型波動の最も典型的な例である，イオン音波ソリトンが伝播する．イオン音波ソリトンにイオン温度の効果を考慮すると，ソリトン前面におけるイオンの反射により，イオン音波ソリトンは減衰する．したがって，有限温度のプラズマ中においてはソリトンは長距離にわたって伝播することができない．

これに対して，位相空間渦[1]という，イオン音波ソリトンとは対照的な静電局所構造が存在する．位相空間渦は位相空間（位置と速度）における渦である．この渦は，渦の中心部において位相流体密度（速度分布関数）が減少しているため，ホール(電子ホール，イオンホール)とも呼ばれる．電子ホールは，対向電子ビームプラズマの計算機シミュレーションにおいて見出された[2]．すなわち，実空間上では互いに反対向きに流れる流体が接している時，その境界面に流体の渦が発生する．これと同様に位相空間上において，対向する電子ビームの境界領域に位相流体の渦が発生することになる．この電子ホールは捕捉電子と非捕捉電子と背景イオンとからなる．電子ホールに向かって流入するすべての電子は非捕捉電子であり，電子ホールにより反射されないので，１次元無衝突プラズマ中では減衰しない．シミュレーションにおいても，電子ホールは安定であり，かつ隣り合った電子ホールはお互いに引き合い，融合する．

一方，実験室においては，金属円筒を用いて磁化プラズマに電位を加えることにより，電子ホールの観測に成功している[3]．このプラズマ中では境界条件で決定される電子プラズマ波が存在する．したがってまず電子波ソリトンが励起され，さらに電子波の位相速度より速い

author's e-mail: spksaek@ipc.shizuoka.ac.jp

J. Plasma Fusion Res. Vol.78, No.10 (2002) 1037-1042

電子流が注入される時，電子ホールが生成されることが観測されている．プラズマが無衝突であるため，電子波ソリトンは熱電子によって大きく減衰し，電子ホールはほとんど減衰しないことを示す明瞭なデータが得られている．

このように，１次元無衝突プラズマ中においては，位相空間渦（電子ホール，イオンホール）の減衰は非常に小さい．したがって，この小特集で話題にしているスペースプラズマが，地球の大気圏から離れた大部分の領域においてほとんど無衝突であることを考えれば，この位相空間渦が多数存在できるであろうことが予想できる．実際，GEOTAIL 衛星を用いた静電場の観測データ[4]から，地球磁気圏尾部において電子ホールの電場波形が観測された．その後，地球磁気圏尾部以外でも多数の電子ホールが観測され，いまでは無衝突性スペースプラズマにおいて，多数の電子ホールが遍く存在することが確実になっている．

同様にして，実験室プラズマ中ではイオンホールも観測されている[5,6]．しかしながら，現在までにスペースプラズマにおける明瞭なイオンホールの観測例はない．ところで，スペースプラズマ研究者の間では，この位相空間渦のことを静電孤立波(elctrostatic solitary wave)と呼んでいる．しかし，上に述べたように，実空間の渦が波動とは異なる概念であることと同様に，位相空間の渦も波動とは異なる概念である．実際，たとえばイオン音波ソリトンは静電孤立波の一種であるが，波動の概念に非線形性を取り入れたものであり，ソリトンの伝播速度はイオン音波の伝播速度を基本としている．一方，位相空間渦はたとえば電子ホールの場合，電子熱速度より遅い範囲で，伝播速度は自由であり，通常の実数の波数を持つ波動のように媒質で決まる伝播速度に従わない．したがって，位相空間渦を静電孤立波と呼ぶことは物理的に適切ではなく，不必要な混乱を与えるのでこの名称は使わないほうがよいと思われる．

6.2 波数･位相速度ダイアグラムと静電局所構造

ここで，磁化されていない１次元プラズマにおける静電局所構造について考察してみたい．そして，静電局所構造の存在領域を判定するためには，波数・位相速度ダイアグラムを活用すべきであることを提案したい[6]．このようなプラズマの場合の分散関係は，

$$\varepsilon=\varepsilon_0\left(1-\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{k^2(u^2-\gamma_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{te}}^2)}-\frac{\omega_{\mathrm{pi}}^2}{k^2(u^2-\gamma_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{ti}}^2)}\right)=0. \quad (1)$$

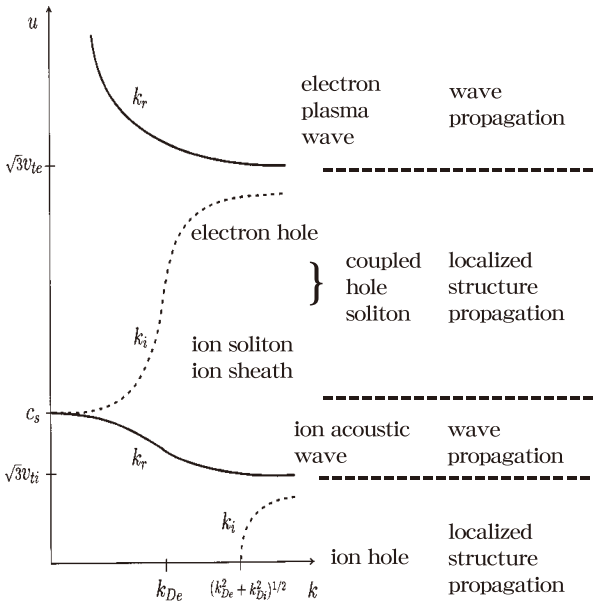


Fig. 1 Wave number k vs. phase velocity u diagram in one-dimentional uniform plasma. Localized structures of an electron hole, an ion soliton, an ion sheath, an ion hole and a coupled hole soliton (CHS) exist in the regions of imaginary wave number k_{i}.

のように書ける．ここで，ε，ω_{pe}，ω_{pi} は，それぞれ，プラズマ誘電率，電子，イオンプラズマ角周波数である．v_{ti}，v_{te} は，電子，イオン熱速度である．u，k は，波の位相速度と波数である．γ_{e}，γ_{i} は．電子およびイオンの比熱比である．ここで，$\gamma_{\mathrm{e,i}}$ は $u\gg v_{\mathrm{te,ti}}$ の時，３であり，$u\ll v_{\mathrm{te,ti}}$ の時，１である．

上式より計算して得られる，波数 k と位相速度 u の間の関係を表した，波数・位相速度ダイアグラムを Fig. 1 に示す．ここで位相速度 u は実数であるとしている．c_{s}，k_{De}，k_{Di} は，イオン音波速度，電子，イオンのデバイ長の逆数である．$u>\sqrt{3}v_{\mathrm{te}}$ と $c_{\mathrm{s}}>u>\sqrt{3}v_{\mathrm{ti}}$ の領域でそれぞれ，実数の波数 k を持つ電子プラズマ波とイオン音波が得られる．

一方，$u<\sqrt{3}v_{\mathrm{ti}}$ の領域においては，伝播速度 u のイオンホールが伝播可能である．この時，伝播速度 u のイオンホールに対応する波数は純虚数 k_{i}（破線）である．したがってイオンホールの尾部の波形は純虚数の波数 k_{i} にしたがって指数関数的に $(\exp(-k_{\mathrm{i}}x))$ 減衰する．すなわち実数 u の位相速度，純虚数の波数 k_{i} の解は局所構造解に対応していることになる．同様にして，波数・位相速度ダイアグラムより，イオン音波ソリトンは $c_{\mathrm{s}}<u$ の領域に，電子ホールは $u<\sqrt{3}v_{\mathrm{te}}$ の領域に存在する．

さらに，波数・位相速度ダイアグラムの意味を明らか

にするために，最低次の非線形項のみを考慮した，すなわち K-dV 方程式で記述できる場合のイオン音波ソリトンと波数・位相速度ダイアグラムの関係を調べてみよう．イオン音波ソリトンの電位波形 ϕ は[6]，

$$\phi = \phi_{\max} \mathrm{sech}^2\left(\frac{x-ut}{\Delta}\right), \tag{2}$$

$$\frac{u-c_s}{c_s} = \frac{2}{k_{De}^2\Delta^2} = \frac{e\phi_{\max}}{3\kappa T_e}. \tag{3}$$

で与えられる．ここで，$\phi_{\max}$，Δ はイオン音波ソリトンの振幅と半値幅である．また，x，κ，T_e はそれぞれ，ソリトンの伝播距離，ボルツマン定数，電子温度である．したがって，ソリトンの半値幅 Δ と伝播速度 u の関係は，

$$\frac{2}{\Delta} = k_{De}\sqrt{2(u-c_s)/c_s} = k_{De}\sqrt{2(M-1)}. \tag{4}$$

となる．ここで M $(= u/c_s)$ はマッハ数である．一方，分散式 Eq. (1)より，ソリトンの尾部における純虚数の波数 k_i と伝播速度 u の関係は，

$$k_i = \sqrt{k_{De}^2 - \omega_{pi}^2/u^2} \simeq k_{De}\sqrt{2(M-1)}, \tag{5}$$

のようになる．すなわち，K-dV 方程式で記述できるイオン音波ソリトンの場合，速度 u で伝播するイオン音波に対応する純虚数の波数 k_i は，ソリトンの尾部の形だけでなく，ソリトンの半値幅 Δ をも決定することになる．位相空間渦の半値幅の場合は，速度分布関数の積分形で表されるため，このような単純な式にはならない．

波数・位相速度ダイアグラムの有効性は，次のようなケースにおいて確認できる．すなわち，Fig. 1をよくみると，イオン音波ソリトンの領域と電子ホールの領域は，位相速度 u が実数，波数 k が純虚数の領域であり，かつ連続的につながっている．このことから，イオン音波ソリトンと電子ホールを完全に区別することはできず，イオン音波ソリトンの領域，イオン音波と電子ホールが相互作用する領域，電子ホールの領域が連続的につながっている可能性がある．実際にこの中間領域において，後述するようにイオン音波ソリトンと電子ホールの結合した結合ホールソリトンが存在することを示すことができる[7,8]．

6.3 電子ホール

6.3.1 電子ホールの観測

スペースプラズマにおいては，磁気的観測が先んじてなされ，静電電子プラズマ波や電子ホールなどの観測は

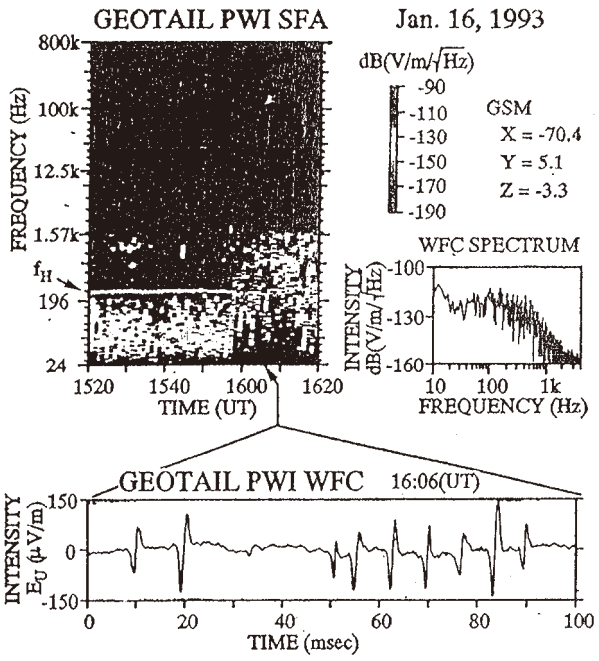


Fig. 2　Dynamic spectra of BEN and electron-hole signals in the plasma sheet boundary layer observed by the Geotail spacecraft. The white line shows the local electron cyclotron frequency (after Matsumoto *et al.* [4]).

後になってなされた．静電的観測により，電子プラズマ周波数より低い周波数領域に，BEN（Broadband Electrostatic Noise）と呼ばれる，広帯域静電ノイズが観測された[9]．その後，GEOTAIL 衛星により観測された電子ホールのデータが Fig. 2 である．下図の電場の時間変化の図からわかるように，電場が正負に変化することはポテンシャルがパルス的に変化していることを示しており，この波形が電子ホールであることがわかる[4]．同時に電子ホールの伝播方向も知ることができる．上図の周波数スペクトラムは，広帯域静電ノイズである BEN が，実は連続する多数の電子ホールの正負のパルス列であったことを示している．この観測は，地球磁気圏尾部のプラズマシート境界領域でなされた．この領域では地球の大気の影響はなく十分に無衝突であり，電子ホールの寿命は十分に長いものと予想できる．

電子ホールが存在する場合の電子の分布関数を観測したのが Fig. 3 である．電子ホールが存在することにより，電子の速度分布関数は高エネルギー領域で大きな値となり，結果的に分布関数は，平行方向の速度 $v_\parallel$ について非対称になっている．電子ホールの生成領域は，観測点から遠く隔たっている[10]．

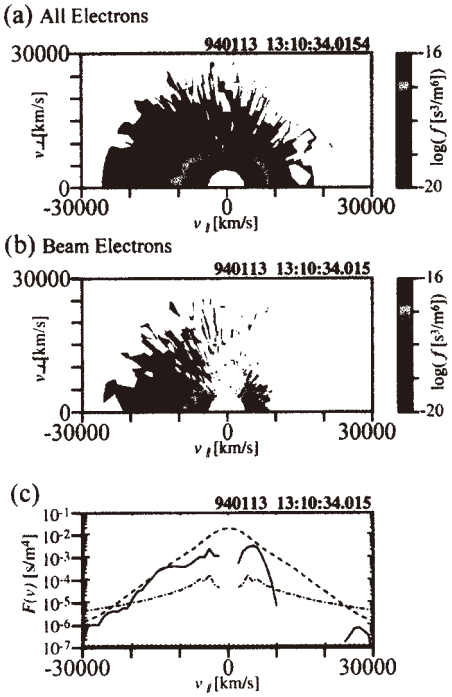


Fig. 3 Electron velocity distribution functions observed by the Geotail spacecraft in the plasma sheet boundary layer (after Omura *et al.* [10]).

電子ホールの生成機構として考えられるものは，第一に電子ビームの存在である．また，電子ホールを実験室で初めて観測した時のように大きな電位差を局所的に加えても励起される[3]．また，計算機シミュレーションにより，マッハ数が大きい磁気音波衝撃波を生じさせると，衝撃波前面における多量の反射イオンと電子の間で強い二流体不安定が励起され，衝撃波の前面に電子ホールが励起されることもわかっている[11]．

6.3.2 電子ホールの融合による電子プラズマ波の励起

計算機シミュレーションからも明らかなように，電子ホールは互いに引き合い，互いの相対速度が小さい場合には融合する．ここで，融合に伴いどのような現象が起こるかをシミュレーションにより調べる．Fig. 4は，正の電位パルスである２つの電子ホールを衝突させたときの様子を示している．左図は時間をパラメータとした電位の位置依存性である．右図は位置をパラメータとした電位の時間依存性で，融合したホールから左右に電位変動が伝播する様子がわかるようにならべたものである．電子ホールは融合し，その直後に融合したホールの両側から大きな電位変動が伝播していくことがわかる．ここでは，円筒の磁化プラズマを想定している．したがって，この円筒プラズマ中には局所的には磁場に斜めに伝播す

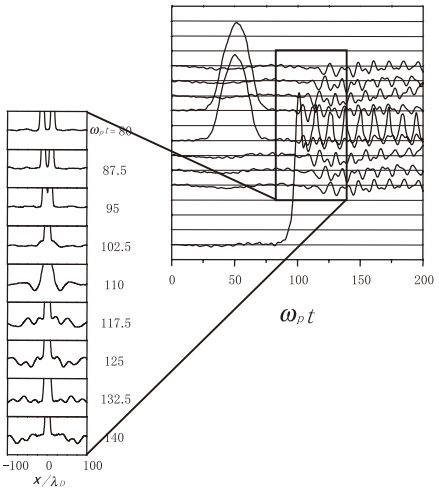


Fig. 4 Electron plasma wave emission due to the coalescence of two electron hole.

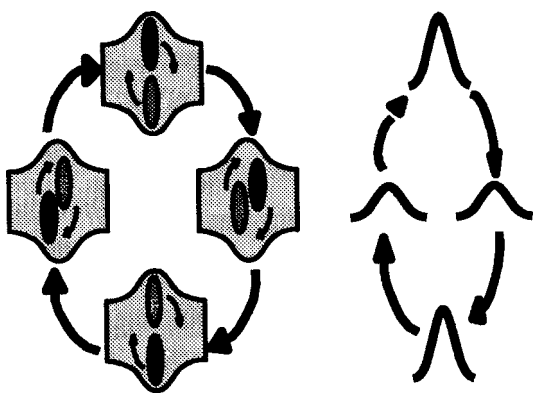


Fig. 5 Electron bounce oscillation and hole potential oscillation due to the coalescence of two electron holes.

る電子プラズマ波（TG モード）が存在し，結果的に導波管モードのように１次元的に磁場に沿って電子プラズマ波が伝播する．融合に伴って伝播する電位変動は，この電子波であり，電子プラズマ波の磁場方向の伝播速度が電子熱速度の８倍程度のときに，電子波がよく励起される．

次に融合に伴う電子波の励起機構を考えてみる．融合した結果できる大きな電子ホールは，その形を定常に保っているわけではない．すなわち Fig. 5 に示されるように，２つのホールが融合してもすぐに１つの安定なホールになるわけではなく，融合したホールの内部で元の２つのホールの形をある程度維持しながら，捕捉運動をするために，捕捉された電子のバウンス周波数に関係した，大振幅のホール振動（Fig. 4 の右図の中心の電位波形）が励起される．この時の捕捉電子の運動と電子ホー

ル自身の電位振動を比較すれば，ホール振動の周波数は電子バウンス振動の周波数の２倍になることがわかる．Fig. 4 に示した電子波の波形は歪んでいるが，その基本周波数は，ホール振動の周波数と一致する．すなわち，融合した電子ホールは，電子バウンス振動の周波数の２倍の周波数を基本波とする電子波を，ホールの両側から放出することになる．融合に伴う大振幅のホール振動が重要な役割を果たしていたことになる．

6.3.3 電子バウンス運動と電子プラズマ波の結合による電子ホールの崩壊

前節で，磁化円筒プラズマの場合について，ホール振動の重要性を示した．室内実験ではこのような現象が見られると予想される．しかし，スペースプラズマのような境界のない広大なプラズマにおいては，電子バウンス振動，ホール振動に起因した全く別の現象が起こり得ることを示したのが，Fig. 6である[12]．これは２次元の粒子シミュレーションである．まず最初に，磁場に垂直方向に３つの１次元電子ホールを配置する．時間経過を追っていくと，上図より電子ホールが電子プラズマ波と相互作用することにより，急にホールが変形しはじめ，ついには崩壊してしまう．この時，電場のエネルギーは，電子ホールから斜め伝播の電子プラズマ波に移行していることが下図よりよくわかる．スペースプラズマ関係者の間では，この電子プラズマ波は，静電ウイスラー波と呼ばれている．

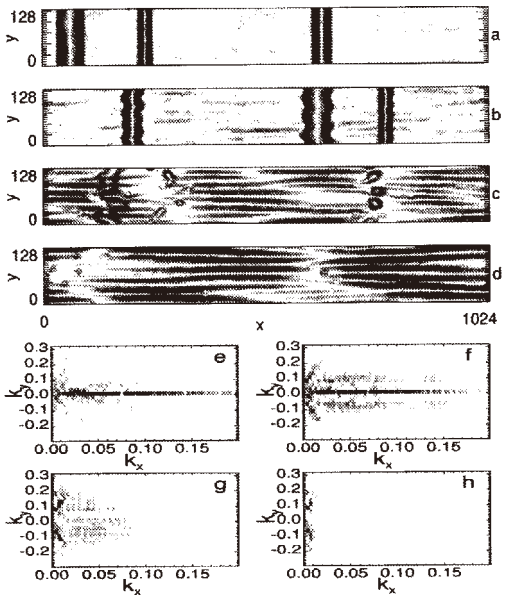


Fig. 6　Evolution of three stable 1D electron holes. Electric field energy plotted versus x and y from a 2D simulation at four defferent times (a) at 0, (b) at 320 ω_{pe}^{-1}, (c) at 640 ω_{pe}^{-1} (d) at 1760 ω_{pe}^{-1}. (e)－(h) show electric field intensity at these same times and show the migration of energy from electron holes to electron plasma waves (after Oppenheim *et al.* [12]).

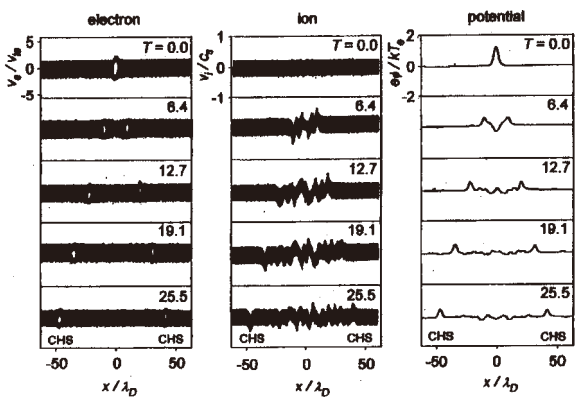


Fig. 7　Electron-hole disruption and formation of coupled hole solitons(CHSs). Figures show phase-space plots of electrons and ions, and potential plot, respectively (after saeki *et al.* [12]).

6.4 結合ホールソリトン

波数・位相速度ダイアグラムのところで，イオン音波と電子ホールが相互作用する領域がありうることを指摘した．このことを示したのが Fig. 7 である．具体的には，イオンが動きうるとした時，速度零の電子ホールがどのように振る舞うかを示している．図からわかるように電子ホールはイオンにより２つのホールに分離し，分離した２つのホールはそれぞれイオン音波と結合して，結合電子ホールイオン音波ソリトン(結合ホールソリトン)を形成する．さらにホールと結合しないイオン音波も励起されている．すなわち，波数・位相速度ダイアグラの $c_s < u < \sqrt{3}v_{te}$ の領域には，電子ホール，イオン音波ソリトン以外に，結合ホールソリトンも存在することを示している[7,8]．

6.5 おわりに

まず，波数・位相速度ダイアグラムを用いて，波動と静電局所構造の関係を示した．次に，静電局所構造の中で，スペースプラズマにおいて遍く観測されている電子ホールに着目した．はじめに述べたように，無衝突プラズマにおいては，ソリトンは有限温度のためにかなり速く減衰してしまうが，電子ホールは１次元性が保たれる場合は，長寿命である．１次元性を保つためには，電子プラズマ周波数より大きい電子サイクロトロン周波数を持つ強い磁場が必要である．実際，安定な電子ホールが

観測されるスペースプラズマでは必ず磁場が存在する．現実の電子ホールは，電子ホールの融合に伴うホール振動や波動励起，電子バウンス振動による電子ホールの多次元不安定性，イオンとの結合による電子ホールの崩壊や結合ホールソリトンの励起など非常に複雑な振る舞いを示す．電子ホールは，スペースプラズマの観測データのうちで，最も華麗な波形を示す現象である点を最後に強調しておきたい．

謝辞

スペースプラズマ中における電子ホールの観測や理論の現状についてお教えいただきました大村善治博士，院生として共同研究を行った源馬　仁氏，藤田達弘氏，青山　豊氏に感謝いたします．

参考文献

［1］H. Schamel, Phys. Reports **140**, 161 (1986).
［2］H.L. Berk and K.V. Roberts, Phys. Fluids **10**, 1595 (1967); H.L. Berk, C.E. Nielsen and K.V. Roberts, Phys. Fluids **13**, 980 (1970).
［3］K. Saeki, P. Michelsen, H.L. Pecseli and J.J. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **42**, 501 (1979).
［4］H. Matsumoto *et al.,* Geophys. Res. Lett. **21**, 2915 (1994).
［5］H.L. Pécseli, R.J. Armstrong and J. Trulsen, Phys. Lett. **81A**, 386 (1981).
［6］K. Saeki, J. Plasma Fusion Res. SERIES **4**, 23 (2001).
［7］K. Saeki and J.J. Rasmussen, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 735 (1991).
［8］K. Saeki and H. Genma, Phys. Rev. Lett. **80**, 1224 (1998).
［9］D.A. Gurnett, L.A. Frank and R.P. Lepping, J. Geophys. Res. **81**, 6059 (1976).
［10］Y. Omura, H. Kojima, T. Umeda and H. Matsumoto, Astrophys. Space Sci. **277**, 45 (2001).
［11］N. Shimada and M. Hoshino, Astrophys. J. **543**, L67 (2000). 星野真弘：プラズマ・核融合学会誌 **78**, 668 (2002).
［12］M. Oppenheim, D.L. Newman and M.V. Goldman, Phys. Rev. Lett. **83**, 2344 (1999).

小特集
スペースプラズマにおける電場形成とその効果

7．“運動論的”アルヴェン波と沿磁力線電場形成

中　村　　匡
（福井県立大学教養センター）

“Kinetic”Alfvén Waves and Parallel Electric Fields

NAKAMURA Tadas K.
Center for Arts and Sciences, Fukui Prefectural University, Fukui 910-1195, Japan
(Received 27 June 2002)

Abstract

The present paper provides a basic introduction to the mechanism of so-called“ kinetic ”Alfvén wave propagation and associated parallel electric field generation. It is clarified that kinetic effects are not essential for the“ kinetic ”Alfvén waves, either in propagation or in parallel electric flied generation. The derivation of the “ kinetic ”Alfvén wave here is based simply on: polarization currents carried by ions; equations of electron parallel motion; and Maxwell equations. One major application of “ kinetic ”Alfvén waves to the magnetospheric physics is the problem of auroral particle acceleration; recent observational, experimental, and theoretical developments on this topic are briefly reported.

Keywords:

kinetic Alfvén wave, dispersive Alfvén wave, field-aligned electric field, auroral electron acceleration, two-fluid theory

7.1　はじめに

先日，「ワンダフルライフ」や「パンダの親指」などの著作で我が国にもファンの多い一筆者もその一人である一古生物学者の S.J.グールドが亡くなった．彼が Natural History 誌に連載した一連のエッセイのなかで“ヘラジカ”について解説するのに，神聖ローマ帝国をひきあいにだすくだりがある．この国は名前に反して神聖でもないし，地理的にもローマからはなれているうえに，帝国でもないそうだ．これと同様にヘラジカも名前に反してシカの仲間ではなく，実はウシの系統である，という話題から進化論の深淵を解説するグールド独特のエッセイが始まるわけであるが，実は，本稿の主題である“運動論的アルヴェン波”という名前もヘラジカと同様に「看板に偽りあり」といえるだろう．アルヴェン波であることには間違いはないのだが，“運動論的”とは言いがたいのである．

そもそも“運動論的”と呼ぶからには，たとえばバーンスタインモードのように，流体の方程式では導出することができず，ブラソフ方程式で書いてみて初めてでてくるような波動であるべきだと筆者は思うのであるが，“運動論的”アルヴェン波は二流体の方程式からでてくる．したがって最近の文献では運動論的アルヴェン波（Kinetic Alfvén Wave）とは呼ばずに，分散性アルヴェン波（Dispersive Alfvén Wave）と呼んでいるのをよくみかける．以下ではこれに従い，略して DAW という呼称を使うことにする．

しかしながら筆者は，“運動論的アルヴェン波”というネーミングはやはり秀逸だと思うこともある．科学とい

author's e-mail: tadas@fpu.ac.jp

えども，一般の市場経済と同じく，新概念が普及するには印象的でキャッチーな名前がついていることが望ましい．そういう意味では“分散性アルヴェン波”では，いささかインパクトが弱く，“運動論的”といういかにも難しげで高級そうな名前にはかなわない．だがその反面，名前が難しげで，しかもオリジナルの論文[1]が少々難解な数式を使っているため，その物理的機構を理解するのが敬遠されがちということはないだろうか．筆者も何人かの研究者にDAWについて質問をうけ，ちょっと説明すると「なんだ，そんな簡単なことだったのか」という反応をうけた経験がある．そこで本稿ではDAWの基本的なメカニズムと，その応用上重要な平行電場形成（以下“平行”，“垂直”という言葉は磁力線に対しての方向を意味することにする）について，教科書的な知識のみで平易に解説することを目的とする．まだ，DAWの磁気圏物理における主たる応用分野である，オーロラ粒子加速の問題についても簡単にふれる．なお，本稿の脱稿以降に見つかった誤りや補足説明などの情報は，著者のウェブサイト（http://mira.bio.fpu.ac.jp/~tadas）で提供していく予定である．

7.2 アルヴェン波

さきに述べたように，この波動の導出には運動論は必要なく，流体の方程式で本質的なところは理解できる．ひとことで言ってしまうと，普通のアルヴェン波に電子のダイナミクスをかませるとDAWが得られる．まず，普通のアルヴェン波の復習から始めよう．いま，直角デカルト座標のz軸方向にB_0の一様磁場があるものとし，これに電磁波動が加わる状況を考える．本稿の場合，一般性を失うことなく2次元性$(\partial/\partial y = 0)$を仮定できる．電磁誘導の法則 $\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = \partial\boldsymbol{B}/\partial t$ は

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \qquad (1)$$

となる．本稿ではとくに断らない限り，慣習的な記号（$\boldsymbol{E}$：電場など）をつかう．

さて，ここでしばらく，$\partial/\partial x = 0$ の場合を考えてみよう．言い方をかえれば，磁力線方向に伝搬する波動を考えることになる．これにより，(1)の左辺第二項はゼロになる．ビオサバールの法則は

$$\mu_0 \frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial E_x}{\partial t} + J_x \qquad (2)$$

となる．もし，プラズマがなくて真空中の波動の伝搬の場合，上式の右辺第二項はゼロで，よく知られたように，これを(1)と組み合わせると光速で伝搬する電磁波の方程式が得られる．通常，アルヴェン波の場合はこれと状況が逆で，低周波波動のため，右辺第一項(変位電流)は右辺第二項にくらべて圧倒的に小さい．右辺第二項はプラズマ粒子の運動によって生じる電流であるが，周波数が十分に低い（≪イオンのサイクロトロン周波数）場合は，y方向には電流は流れず，x方向の電流は分極電流であらわされる．これはイオンの分極ドリフトによって運ばれる(電子の寄与は質量比ぶんだけ小さい)電流で，以下で与えられる

$$J_x = \frac{1}{\mu_0 V_A^2} \frac{\partial E_x}{\partial t} \qquad (3)$$

簡単のためにイオンの温度をゼロとすると，本稿の議論で必要なイオンのダイナミクスは，この式がすべてである[1]．これと(2)の変位電流の項を比べると，ともに電場の時間微分という数式的には同じ形をしていることがわかる．したがって，変位電流が無視できる場合には，(2)であたえられる分極電流が変位電流のかわりになって伝搬する波動が存在することになる．これがアルヴェン波である．このアルヴェン波の伝搬メカニズムを模式的に書くとFig. 1(a)のようになる．(1)電場の時間変化が(2)分極電流をつくり，その電流がビオ・サバールの法則で(3)磁場を誘導する．そして磁場の時間変化が(4)電場をつくり，(1)に戻る，というサイクルである．

では次に $\partial/\partial x \neq 0$ の場合を考えてみよう．この場合の模式図はFig. 1(b)のようになる．$\partial/\partial x \neq 0$ ということは，

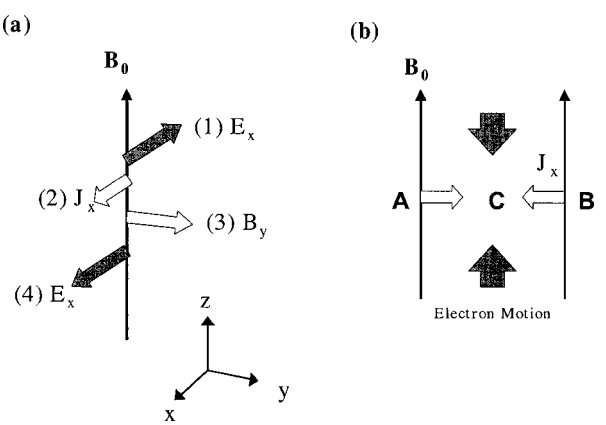


Fig. 1 Schematic illustration of the Alfvén wave propagation with (a) $k_\perp = 0$, and (b) $k_\perp \neq 0$.

[1]イオンの平行方向の運動は電子に比べて十分に小さいので無視できる．

$z=$ 一定の面内で，場所によって E_x，J_x などの向き・大きさがちがってくるということである．たとえば，ある時刻に Fig. 1(b)の点 A で分極電流 J_x は右向き，点 B では左向きだったとしよう．そうすると，点 A と点 B の中間点 C には正電荷が集中することになるが，準中性条件をまもらなくてはならないので，この正電荷をキャンセルする負電荷が必要になる．この負電荷は電子が磁力線方向に動くことによって供給される．したがって $\partial/\partial x \neq 0$ の場合はアルヴェン波の伝搬に電子のダイナミクスがからんでくることになる．

しかしながら，MHD スケールのアルヴェン波の場合，この電子のダイナミクスは，波動の伝搬に関しては無視して差し支えない．電子は磁力線方向には簡単に動くためである．感覚的な表現をすれば，波動の伝搬そのものはイオンと磁力線の “ 都合 ” で決まってしまって，その都合によってできた電荷分布を電子が中和する，そのとき，電子は軽いので電子の運動の影響が波動の伝搬にフィードバックするのは無視できる，ということになる．

この事情を，数式を使って確かめてみよう．（1），（2），（3）を連立させると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{VA^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E_x+\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}E_z=0 \qquad (4)$$

となる．$\partial/\partial x \neq 0$ ということは，（1）の左辺第二項がゼロではないということであるが，もし，この項がゼロと見なしていいくらい小さければ，波動の伝搬特性は $\partial/\partial x=0$ の場合と同じであるといえる．つまり，この第二項が第一項にくらべて無視できるというのが，電子のダイナミクスを無視していい条件になる．以下では $\partial/\partial x \neq 0$ として波動伝搬を解いてみよう．

（4）を解くには E_z がわかればよいわけだが，これには線形化した電子の磁力線方向の運動方程式[2]

$$\frac{\partial v_e}{\partial t}=-\frac{e}{m_e}E_z+\frac{T}{m_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} \qquad (5)$$

および連続の式と準中性条件[3] $n_e=n_i$ を使う（n_i は分極ドリフトの発散から $n_i=k_x J_x/e\omega n_0$）．以下では物理量をラプラス（時間）・フーリエ（空間）変換して，偏微分を ω と k_x，k_z で表す．これにより，

$$(\omega^2-V_A^2k_z^2)-\frac{c^2k_x^2}{\omega_{pe}^2}(\omega^2-v_{th}^2k_z^2)=0 \qquad (6)$$

の分散関係が得られ（v_{th} は電子の熱速度，V_A はアルヴェン速度，ω_{pe} はプラズマ振動数である），平行／垂直方向の電場の比は

$$\frac{E_z}{E_x}=\frac{\omega_{pe}^2(\omega^2-V_A^2k_z^2)}{c^2k_xk_zV_A^2} \qquad (7)$$

となる．これから MHD 理論では $\omega/k_z=V_A$ として，平行電場を無視していることがわかる．実際にはここで計算したように（6）の右辺第二項が補正項として加わり，それによって ω/k_z がアルヴェン速度からずれる．（7）をみると，その差に対応して平行電場が存在することがわかる．

ここまでの計算で，「MHD 方程式では平行電場をゼロとしてあつかう」ということの意味が理解できる．前述のように $k_\perp \neq 0$ の場合は電子が磁力線方向に運動して準中性をみたすわけだが，その運動は平行電場によってひきおこされる．ということは，詳しく見ると平行電場はゼロではないわけだが，電子は磁力線方向にきわめて容易に動くので，準中性条件を満たすには微弱な電場で十分なわけである．それがどれくらい微弱かというのが（7）で与えられているわけだが，$k_\perp (=k_x)$ が十分に小さい場合は（6）の右辺第二項が無視でき，（7）より $E_\parallel \propto \omega^2-V_A^2k_z^2 \simeq 0$ となって，無視してさしつかえないということだ．ということは，逆に $k_\perp$ が大きくなってくると，無視できない平行電場が存在することになる．これが，DAW である．次節でこの波動の特性を調べてみよう．

7.3 “ 運動論的 ” アルヴェン波

繰り返しになるが，前節での議論をおおざっぱにまとめると，以下のようになる：(1)電磁波の方程式の変位電流のかわりに分極電流をいれるとアルヴェン波の伝搬が得られる；(2)$k_\perp \neq 0$ のときには変位電流によってイオンの電荷の過不足ができるが，これは電子の平行方向の運動でキャンセルされて準中性が保たれる；(3)この電子の運動のためには平行電場が必要だが，電子は動きやすいので $k_\perp$ があまり大きくない場合はこの電場は無視できるくらい小さい；(4)しかし，いくら電子が動きやすいと

[2]左辺第二項の圧力項は温度 T の等温過程としてあつかっている．

[3]真正直にやるには準中性条件をつかわずに，ポアソン方程式を解けばよいが，その結果で $\omega \ll \omega_{pe}$ の極限をとると以下の結果と同じになる．

いっても，あまり $k_\perp$ が大きくなると，イオンの電荷がたまりすぎて，これを解消するのに無視できない平行電場が必要になってくる．DAW とは，このような平行電場が無視できないくらい $k_\perp$ の大きなアルヴェン波のことである．

(3)や(4)で「$k_\perp$ があまり大きくない／あまり大きくなると」などと感覚的な表現をしたが，以下ではこの点を数式を使って定量的に調べてみよう．このためには，電子温度の高温極限（$v_{\rm th} \gg V_{\rm A}$）と低温極限（$v_{\rm th} \ll V_{\rm A}$）を考えると理解しやすい．それによって，実際に平行電場をつくるメカニズムがあきらかになる．

まず高温極限をとる．$v_{\rm th} \gg V_{\rm A}$ の場合（6）の左辺第二項括弧内の ω^2 の因子が無視できることがわかる．そのとき，分散関係は

$$\omega = V_{\rm A} k_z \sqrt{1+\left(\frac{ck_x v_{\rm th}}{\omega_{\rm pe} V_{\rm A}}\right)^2} \qquad (8)$$

となる．これから垂直方向のスケール λ_x（$= 1/k_x$）が $cv_{\rm th}/\omega_{\rm pe}V_{\rm A}$ 程度になってくると，電子の影響によって[4]位相速度がアルヴェン速度からずれてくることがわかる．ここで，高温極限ということで(6)式で無視した因子がどこから来ているのかを調べてみると，これは電子の運動方程式（(5)式）の左辺第一項，つまり慣性項であることがわかる．高温極限ではこれを無視し，電場 E_z と圧力勾配 $\partial P/\partial z$ が釣り合っているとしているわけである．この意味で，高温極限では電子の圧力が平行電場を支えていると言える．

それに対して低温極限（$v_{\rm th} \ll V_{\rm A}$）では（6）式の左辺第二項括弧内の $v_{\rm th}^2 k_z^2$ の因子が落とせる．分散関係は

$$\omega = \frac{V_{\rm A} k_z}{\sqrt{1+(ck_x/\omega_{\rm pe})^2}} \qquad (9)$$

となり，垂直方向のスケールが電子の慣性長（$c/\omega_{\rm pe}$）程度になると電子のダイナミクスが利いてくることがわかる．この場合は高温極限とは逆に，電子の運動方程式の圧力項が無視され，慣性項と電場の項が釣り合っている．つまり平行電場は電子の慣性によって支えられている．

ここまで DAW のメカニズムを見てきたが，はじめにのべたように，これを理解するのに運動論的な考察は必要ない．つまり“運動論的”アルヴェン波という名前はヘラジカや神聖ローマ帝国と同じく「看板に偽りあり」ということになる．もちろん，上でみた２つの極限の中間の場合は，電子の熱速度が波の位相速度と同程度になり，波のランダウ減衰を正しく解くにはブラソフ方程式が必要だが[2,3]，分散関係と平行電場ができるメカニズムについては二流体の計算で十分理解できるのである．さらに，電子の熱速度が波の位相速度より十分に遅い場合は，どう考えても“運動論的”という名称はおかしい．この場合，平行電場を支えているのは電子の慣性なので，最近の文献では“慣性アルヴェン波”（Inertial Alfvén Wave）と呼んでいるのをみかける．

7.4 オーロラ電子加速

この DAW が磁気圏物理で重要な役割を果たすと考えられるのは，主としてオーロラ加速機構に関連してである．オーロラは宇宙空間で加速された電子が上層大気に衝突して発光する現象だが，Discrete Aurora と呼ばれるオーロラ（カーテン状オーロラ．よく TV や写真などでみかけるオーロラは，ほとんどすべてこのタイプ）については，この電子加速が電離層上空数千～一万数千キロメートルの領域で，磁場に平行な電場によってなされていることが観測事実からわかっている．問題はこの電子を加速するのに十分な平行電場をどうやって維持するかである．これはいまだに解決されていない磁気圏物理の難問で，たとえば Borovsky の1993年のレビュー[4]では22通りもの違ったメカニズムを紹介している．

DAW がつくる平行電場に最初に注目し，オーロラ粒子の加速機構に応用したのは Hasegawa[1]および Goeltz and Boswell[5]である．Hasegawa の論文[1]では前節でみたふたつの極限のうち，高温極限の計算を使っていたが実際のオーロラ加速領域では電子温度はかなり低く，低温極限がよくなりたつ[5]ので，以降の論文ではもっぱらこの極限が使われている．これらの論文が発表された1970年代後半には，DAW の存在やそれによる粒子加速を直接示唆する観測事実はほとんどなかった．また，オーロラ電子加速について DAW の有力対抗馬であるダブルレーヤーや非線形イオン音波が，このころの計

[4]この $cv_{\rm th}/\omega_{\rm pe}V_{\rm A}$ という量は，電子とイオンの温度が等しいとするとイオンの典型的なサイクロトロン半径になる．したがって，「垂直方向のスケールがイオンのサイクロトロン半径程度になると無視できない平行電場がでてくる」と表現することが多いが，それを勘違いして「イオンの有限サイクロトロン半径効果によって平行電場がでてくる」と記述してある文献をいまだにみかける．ここでの議論でわかるように，平行電場をつくるメカニズムは電子のダイナミクスであり，イオンのサイクロトロン半径は関係ない．

算機能力で可能な静電粒子シミュレーションの格好の対象であったため，しばらくはDAWの旗色はかんばしくなかったと言える．しかし，その後の観測技術の進歩により，DAWによる平行電場生成とそれによる粒子加速を示唆する事実がつぎつぎと見つかっている[6]．

磁気圏物理の“定番”の研究対象に超低周波の地磁気脈動があるが，このうち，周波数が1 Hz〜1 mHz程度の脈動は南極と北極を両端とする地球磁力線上のアルヴェン波の定在波だと考えられている．近年，地上から光学観測したオーロラ[7]や人工衛星で観測した加速された粒子[8]の原因になっていると考えられるような地磁気脈動が報告されている．アルヴェン波動がDAWの性質をもつには，前節みたように大きな$k_\perp$が必要，つまり磁力線に垂直方向に局在化していることが必要である．オーロラ加速に重要であると思われる低温極限の場合，このスケールは電子の慣性長程度であるが，これは電離層に投影したときに数kmから数百mになる．これは最近の観測によるDiscrete Auroraの厚さに一致する[9]．したがって，Discrete Auroraに対応する地磁気脈動はDAWの定在波で，それに伴う平行電場でオーロラ粒子を加速していると考えられる[5]．

このような定在波では電離層での反射が重要になってくるが，もっと高い周波数レンジ(1 Hzから10 Hz程度)の波動については，電離層の影響は無視できる．この場合(1)から，波動の電場と磁場が互いに垂直で，その比$\delta E/\delta B$は波の位相速度$\omega/k_\parallel \sim V_\mathrm{A}$に対応することがわかる．近年のロケット／人工衛星観測では電場，磁場を直接の高精度・高分解能で観測することが可能なので，得られたデータとアルヴェン速度を直接比較することによって，観測された電磁場の擾乱がアルヴェン波かどうかを判定することができる．北欧のFrejaや米国のFASTといった人工衛星などによって，DAWと思われる擾乱が観測され，また，それによるとみられる電子加速も報告されている[10-12]．

さらにDAWに関する近年の話題として重要なのは，室内実験であろう．大型の実験装置による室内実験で，実際にDAWを励起し，分散性や粒子加速などが理論と一致することが確かめられてきている[13, 14]．これらはDAWの存在のハードエビデンスであり，今後，人工衛星観測や理論・シミュレーションなどと相補的な重要な研究手段になっていくに違いない．

以上では最近のDAWの観測・実験事実を紹介したが，それではオーロラ電子加速についてはDAWですべて説明できるのかと言うと，すくなくとも筆者は—そして多分，多くの研究者は—そういう感覚はもっていない．オーロラ加速領域にDAWが存在することは確実で，そこでなされる電子加速のいくつかのものについてはDAWが原因であろうとは言えるだろうが，オーロラ電子加速のすべてをDAWで説明するにはいろいろと無理がある．たとえば，単純なDAWのモデルでは定常的な平行電場を作れないという問題がある．(7)式でω/k_zを一定にして$\omega \to 0$をとると$E_z \to 0$となる，つまり時間変化が存在しないと平行電場はゼロである．ところが，実際には数分から十数分の間[6]，ほぼ定常的にでているオーロラも頻繁にみられるのである．

これらの問題を克服するために微視的乱流による異常抵抗[15, 16]や，非線形効果[17]，ミラー効果[18, 19]などを考慮にいれたメカニズムが提案されている．紙面の関係でこれらの個々について詳しく述べるわけにはいかないが，ひとことで言ってしまうと，なんらかの方法で電子の平行方向の移動度をおさえようという試みである．前節で見たように，低温極限でDAWの平行電場をささえているものは電子慣性であるが，それよりも電子を動きにくくするなんらかのメカニズムがあれば，大きな平行電場が得られるはずである．そこで異常抵抗やミラー力によって電子の動きをおさえてやるというのが，これらのモデルの基本的な考えである．

この定常電場を作るという問題は一例だが，ほかにもDAWによるオーロラ電子加速の解明については，まだまだ解かなくてはいけない問題が多く，また，DAWだけですべてが説明できるとも思えない．広い視野に立った今後の研究の発展がまたれるところである．

7.5 まとめ

本稿では“運動論的”アルヴェン波（DAW）とよばれる波動の基礎的なところを平易に解説し，本質的には，「イオンによる分極電流」＋「電子流体の平行方向の運動方程式」＋「マクスウェル方程式」だけで理解できる簡単なものであることを示した．DAWが磁気圏物理に重要なのは，その沿磁力線電場がオーロラ電子の加速に関連あると考えられるからだが，近年の高精度・高分解能の観測によって，オーロラとアルヴェン波的な構造の密

[5]ただし，これはオーロラ粒子加速がすべてDAWでなされるという意味ではない．粒子加速の中に，DAWに対応する部分があるということである．

[6]これはアルヴェン波がオーロラ加速領域を横切る時間より十分に長い．

接な関係が指摘されている．また，沿磁力線電場形成の有力候補とみられていたダブルレイヤーの旗色が，最近いささか悪いところなどをみると，DAW の研究の今後が期待される．また，オーロラ加速領域のみならず，磁気圏尾部などの地球磁気圏の他の領域や，パルサーなどの他天体への DAW の応用の可能性も指摘さている．

最後になったが，本稿の執筆にあたり，貴重なコメントをいただいた吉川顕正博士，緒岡倫子博士に謝意を表したい。

参考文献

［1］ A. Hasegawa, J. Geophys. Res. **81**, 5083 (1976).
［2］ T.K. Nakamura, J. Geophys. Res. **94**, 111 (1989).
［3］ R.L. Lysak, J. Geophys. Res. **101**, 5085 (1996).
［4］ J.E. Borovsky, J. Geophys. Res. **98**, 6101 (1993).
［5］ C.K. Goertz and R.W. Boswell, J. Geophys. Res. **84**, 7239 (1979).
［6］ K. Stasiewicz *et al.*, Space Sci. Rev. **92**, 423 (2000).
［7］ B.-L. Xu *et al.*, J. Geophys. Res. **98**, 11531 (1993).
［8］ N. Nosé *et al.*, J. Geophys. Res. **103**, 17587 (1998).
［9］ T.S. Trondsen and L.L. Cogger, J. Geophys. Res. **103**, 9405 (1998).
［10］ C.A. Kletzing, J. Geophys. Res. **99**, 11095 (1994).
［11］ K. Stasiewicz *et al.*, Geophys. Res. Lett. **27**, 173 (2000).
［12］ C.C. Chaston *et al.*, Goephys. Res. Lett. **26**, 647 (1999).
［13］ Y. Amagishi, ITEE Trans. Plasma Sci. **20**, 622 (1992).
［14］ J.E. Maggs, Phys. Plasmas. **4**, 1881 (1997).
［15］ R.L. Lysak and C.T. Dum, J. Geophys. Res. **88**, 365 (1983).
［16］ A.V. Streltsov and W. Lotoko, J. Geophys. Res. **104**, 4411 (1999).
［17］ K. Ronnmark, Geophys. Res. Lett. **26**, 983 (1999).
［18］ R.J.C. Rankin, J.C. Samson and V.T. Tikhonchuk, Geophys. Res. Lett. **26**, 3601 (1999).
［19］ T.K. Nakamura, J. Geophys. Res. **105**, 10729 (2000).