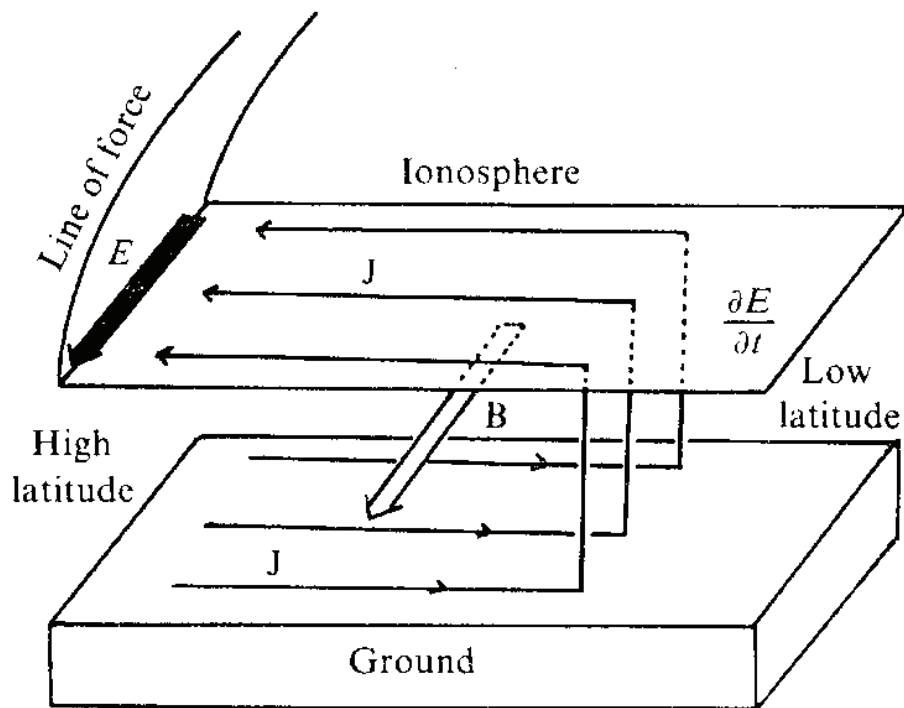




オーロラ物理学シリーズ③

磁気圏電離圏複合系のエネルギー伝送 — 宇宙地球電磁気学入門 —

菊池崇 著



極赤道電場伝送モデル

巻頭言

地磁気変動の研究は、オーロラの研究と表裏一体である。オーロラの電流システムは刻々と変化し、それが地磁気を乱す主因だからである。しかし、世界中に設置された磁力計のデータを並べて見たときに、オーロラ電流系の時間発展と結びつけて、直ちにその意味をボトムアップ的に理解するには、熟練の技を要する。一体、なにを拠り所に、データから情報を引き出せばよいのか、途方にくれてしまふ。過渡応答の最も単純な例である、磁気圏の急激な圧縮による応答ですら、単に世界中で地磁気が強まるわけではなく、非常に奥が深い。

この熟練の技の物理的根幹をなすのが、本書で解説されるエネルギー伝送である。光速で瞬時にグローバルに情報が伝わる電磁波の伝送と、有限の時間をかけてアルベン速度で磁力線に沿って伝わる磁化プラズマ波動の伝送を、はっきりと切り分けることで、整然とした電流回路的な理解の道筋が浮かび上がる。

瞬時の光速伝送が、極域から赤道域までの電離圏の静電ポテンシャル的な振る舞いを説明することは、今ではグローバルシミュレーションの境界条件として標準的に利用されるほどの常識となり、幅広く応用されているが、この発見は、著者が磁気圏圧縮現象のグローバル同時性に導波管によるエネルギー伝送を適用した結果である。また、それと対をなすのが、磁力線に沿って電離圏に流れ込む磁化プラズマ波動のエネルギー伝送の考え方であり、電離圏では渦を形成し、磁気圏ではダイナモを形成する根拠となっている。

本書では、この基礎理論、歴史的な背景から、観測データの多くの実例、その定量的な適用方法、さらに宇宙天気予報までが、網羅されている。今回、編集者である私は、大学院生の頃に、このエネルギー伝送の考え方を知り、それを軸に磁気圏と電離圏のつながりを理解し、博士論文を無事に執筆できた。さらに宇宙天気予報への応用にも感銘を受けて、学位を取得した 2004 年当時、宇宙天気予報センター長をされていた菊池崇先生のもとで、研究者の第一歩、ポスドク生活をはじめることとなった。今の大学院生にも、体系的に、著者自らの言葉で、この知恵を共有できることは何よりの喜びだが、私を含む多くの研究者が魅了されてきた、著者の語る宇宙天気の話の一部が、本書中のコラムとして紹介できることもまた、とても嬉しく思う。

編集担当者 片岡龍峰 2021 年 8 月 31 日

はじめに

【宇宙空間擾乱が社会に与える影響と宇宙天気予報】

現在私たちが享受しているハイテク社会は、通信、放送、測位、気象の衛星や、地上の通信、放送、電力、海底ケーブルなど、多くの基盤施設が支えている。これらの施設は、しばしば太陽面活動に起因する宇宙環境擾乱によってその安全が大きく脅かされる。太陽黒点に蓄積される膨大なエネルギーは太陽フレア(solar flare)によって放出され、X線が8分で、高エネルギー放射線粒子は早ければ30分で地球周辺に到達し、さらにコロナプラズマ塊(CME: coronal mass ejection)は、1日から2日で地球に達する。高エネルギー粒子は地球磁場領域である磁気圏(magnetosphere)の磁場のバリアーを突破して、静止衛星を直撃し、コンピュータの半導体深部に達し、衛星障害を引き起こす。1994年2月のリレハンメル冬季オリンピックの衛星中継中断をはじめ、通信・放送衛星、そして気象衛星の機能一時停止の障害が発生している。衛星が実際には発せられないコマンド(ファントム(幽霊)コマンド)により、太陽電池パネルの向きが変わり電力を喪失し、また、姿勢制御用モーターが不調になったと考えられる。CMEは、磁気圏電離圏を大きく乱す磁気嵐を発生させ、オーロラ発生や放射線帯高エネルギー粒子を強めるなど宇宙空間を危険な状態にする。このとき、磁気圏内に地上磁場を減少させる磁気嵐環電流(ring current)を発達させ、地上100キロメートル高度に広がる電離圏E層(以後、E層を“電離層”とする)に電流を流す。極域電離層にはオーロラジェット電流(AEJ:auroral electrojet)が流れ、電離層電流とこれに伴う電場は赤道電離層にまで流れ、地球規模の地磁気擾乱や電離圏プラズマ変動、そして超高層大気加熱や運動を引き起こす。2001年のX線天文衛星あすかの機能喪失は、超高層大気が加熱され、膨張した結果の大気摩擦(satellite drag)が原因であった。2003年の地球観測衛星みどりの機能喪失は、大量のオーロラ電子の直撃を受けて発生した衛星帯電が原因と推定されている。また、宇宙飛行士や極域を飛行する航空機への放射線被爆も懸念されている。

発展を続ける宇宙利用においては、宇宙環境変動を監視し、予測する技術すなわち宇宙天気予報が必要とされ、国際協力で研究と予報業務が進められている。筆者は、1988年に通信総合研究所(CRL、現・情報通信研究機構 NICT)が世界に先駆けて開始した宇宙天気予報プロジェクトの実施責任者を勤めた。カナダと米国で停電が発生した1989年3月、北海道でオーロラが発生した1989年10月、そしてみどり衛星が故障した2003年10月の大規模磁気嵐を、宇宙天気予報の最前線で経験した。その話題も折り込みながら、宇宙空間で生起する擾乱現象を電磁気エネルギーの生成と伝送の面から解説する。

【宇宙空間の電力伝送網とオーロラ】

磁気嵐(geomagnetic storm)やオーロラ嵐(auroral substorm または単に、substorm)などの宇宙空間(磁気圏、電離圏)の擾乱は、電磁気エネルギーで発生する。一般に、電磁気エネルギーは、大規模な送電線網や集積回路のような小さな機器でも、電流回路で伝送される。エネルギーは電流回路の電圧と電流の積として表されるが、エネルギー伝送を担うのは、電流が流れる導線周辺空間を伝搬する電磁波である。電磁波の電場と磁場の積、すなわち Poynting flux がエネルギーを伝送する。発電所から都市へ時間遅れなく電力が送られるのは、電力送電線周辺の大気中を光速で伝搬する電磁波が Poynting flux を運ぶためである。

宇宙空間でプラズマ粒子は地球磁場に巻き付き、これに沿って動きやすい。磁力線方向に電場がかかると、正負の荷電粒子が反対方向に移動して電流が流れる。一方、磁力線に垂直方向には、円運動をするのみで移動しないが、磁力線に垂直方向に電場を与えると、イオンと電子は磁力線に巻きついた状態を維持して、電場と地球磁場に垂直な方向にドリフト運動する。正負の電荷は同じ方向にドリフトするために、電流は流れない。この結果、磁力線はあたかも電力送電線の役割を果たし、宇宙空間で発生する電磁気エネルギーを極域電離圏へ集中させる。磁気嵐の際に、真っ先に極域でオーロラや地磁気変動、そして超高層大気加熱が発生するのは、このためである。磁気嵐の際には、エネルギー流入の緯度が中緯度へ低下し、北海道など中緯度でもオーロラが現れる(1989年10月21日)。筆者が最初にオーロラを見たのは、南極越冬(1986年)より前、1981年4月の磁気嵐時に米国コロラド州ボルダー(磁気緯度 50 度)で発生した赤色オーロラであった。10年に一度の珍しい現象として、テレビで大きなニュースとなった。1989年3月の磁気嵐は、柿岡地磁気観測所で 644 nT を記録する大規模なものであった。このとき、カナダと米国東部では、電力送電

線に地磁気変動による誘導電流 (GIC: Geomagnetically Induced Current) が流れ、9 時間に及ぶ大規模停電が発生した。磁気嵐時の磁場変動は、地磁気の強度 (日本で約 45000 nT) に比べると、100 分の 1 程度である。コンパスの針が振れるかどうかという程度である。しかし、極域ではオーロラジェット電流 (auroral electrojet) が流れ、大規模磁気嵐時には 3000 nT に達する強い磁場変動が発生する。磁気圏の静止軌道では、磁場変動量は地球磁場強度と同程度であり、放射線帯粒子の大きな変動を引き起こす。磁気嵐が発達しない場合でも、宇宙空間から磁力線を電力送電線として電磁気エネルギーが極域に流入し、極磁気嵐 (サブストーム) を発生させる。サブストームは、太陽活動が低調な時期でも、オーロラを発生させるために、1 年を通してオーロラツアーを楽しませてくれる。筆者は、コロラド州のオーロラを経験したあと、南極昭和基地、アイスランド、アラスカで極域のオーロラを観測した。また、宇宙天気予報の現場で、1989 年 10 月の北海道オーロラの予報にも携わった。これらの経験も交えて、オーロラの電磁気学的な側面を解説する。

【グローバル電離層伝送線路】

電離圏は中性大気粒子が電離した部分電離プラズマであるため、プラズマ粒子と中性大気粒子の衝突が無視できない。とくに、地上 100 km に位置する電離圏 E 層 (以後、電離層) においては、電子が円運動を維持する一方で、イオンが中性大気粒子と衝突するため円運動が不完全となり、電場方向への移動速度が発生する。このため、電場方向のイオン運動により Pedersen 電流が発生する。Pedersen 電流は磁気圏から伝送した電磁エネルギーを消費する一方で、極域から赤道にいたる地球規模の電離層を流れて、エネルギー伝送を担う。電離層中では、磁力線に垂直方向のイオンドリフト速度が減じるため、電子のドリフト速度との間に差が生じ、これが Hall 電流を生む。Hall 電流は電子のドリフト運動と逆方向に流れ、高緯度地磁気変動を担う重要な役割を果たす。

宇宙空間の電力送電網に供給される電磁気エネルギーは、太陽風と磁気圏が相互作用して起動するダイナモで創られる。ダイナモ内には高温高圧のプラズマが集積され、その内部エネルギーが電磁気エネルギーに変換される。火力発電所の高温高圧の蒸気が電力を生むのに似ている。電磁気エネルギーは、内部磁気圏へ伝送され、ここで新たなダイナモを創る。これらのダイナモが流す電流は、磁気圏境界電流 (magnetopause current)、磁気圏尾部電流 (tail current)、地球を環状に取り巻く環電流 (ring current)、磁気圏から極域電離圏へ流れる沿磁力線電流 (FAC: field-aligned current)、極から赤道まで流れる電離層電流 (ionospheric current) と形を変え、三次元構造を持つ

電流回路を造り出す。この電流回路による磁場変動は、観測点の緯度や地方時に強く依存する複雑な分布をする。その磁場変動はさらに固体地球の内部にまで侵入し地表面に電位差を発生させ、地上の電力送電線網に電流(GIC)を流す。固体地球を含む三次元電流は、地磁気変動の理解を難しくしているが、磁気圏と電離圏が沿磁力線電流により結合され、グローバル電離圏がE層電流で結合する複合系の視点で観ると、理解は容易である。磁気圏電離圏複合系では、電流と、これと共に伝送される電位または電場がキーである。本稿では、筆者が論文として発表してきた地上磁場、電離圏電場、そして電磁気エネルギーを伝える伝送線モデルに基づいて解説する。なかでも、エネルギー伝送モデルは、地球電離層導波管(Earth-ionosphere waveguide)を用いた極赤道光速度伝搬モデル(1978)と、これを三次元に拡張した磁気圏電離層地球(MIG: Magnetosphere-Ionosphere-Ground)伝送線モデル(2014)に基づく。

以下に、各章の概要と重要ポイントを示す。その内容は、まず、電磁気エネルギーを生み出すダイナモについて、グローバルシミュレーションを引用して解説し、つぎに、観測される地上磁場変動と、これを生じる電流系、電流と共にエネルギーを伝える電場の観測を、現象の種類に分けて解説する。後半では、電磁気エネルギーの伝送を理解するための導波管・伝送線モデルについて解説する。また、従来、定説と考えられてきた理論やモデルが、複合系の観点や伝送線モデルから見ると、どのような理解になるかを考察する。補遺(Appendix)には、電流が流れるメカニズムなどの電磁気学の基本をまとめた。また、冒頭で述べた宇宙天気予報に関して、筆者が予報の現場で経験した、リレハンメル冬季オリンピック衛星中継の中断、地球観測衛星みどりの故障とオーロラ電子との関係、北海道の赤色オーロラ予報とサブストーム、米国、南極、アイスランドで経験したオーロラにまつわる話題、そして、宇宙空間のエネルギー伝送に導波管モデルを導入した経緯などを、コラムとして挿入した。専門用語については、随時、説明をおこなうが、詳しくは巻末にまとめた。

各章のポイントと用語説明

地磁気嵐やサブストーム時の地磁気変動や電離圏プラズマ変動は、宇宙空間の発電機 (dynamo) がつくる電位と電流が磁力線を送電線として極域電離圏へ伝送され、さらにグローバル電離圏へ伝送される過程で発生する。そのエネルギーは固体地球内部へも伝送され、地上の電力送電線に GIC を誘導するため、電流回路は、磁気圏、電離圏、さらに固体地球に及ぶ。

第1章では、太陽風エネルギーが電位と電流を作り出すダイナモについて、グローバルシミュレーションの結果を引用して解説する。太陽風の磁場 (IMF: interplanetary magnetic field) が南を向くことで起動する IMF ダイナモは、磁気圏カusp (cusp) とマントル (mantle) 領域に集積した高温高圧のプラズマで構成され、朝夕方向 (dawn-to-dusk) の磁気圏プラズマ対流電場 (convection electric field) と領域1型沿磁力線電流 (R1FAC: Region-1 field-aligned current) を生成する。この電場は、磁気圏全体のプラズマ対流運動を担うとともに、R1FAC と共に極域電離圏へエネルギーを供給する重要な働きをする。さらに、対流電場は内部磁気圏へ伝搬し、高温高圧プラズマを集積させ、新たなダイナモを創る。内部磁気圏ダイナモは部分環電流 (PRC: partial ring current) を伴い、対流電場と逆向き (dusk-to-dawn) の遮蔽電場 (shielding electric field) と領域2型沿磁力線電流 (R2FAC) を生成する。遮蔽電場は、中低緯度では、その向きが対流電場を打ち消す向きであるために、遮蔽電場と呼称されるが、金属による静電遮蔽と異なり、新たなダイナモによる新たな電場・電流である。R1FAC, R2FAC はそれぞれオーロラ帯の高緯度側と低緯度側へ流入し、R2FAC は R1FAC と共にオーロラ帯で電場を強め合う結果、オーロラジェット電流 (AEJ: auroral electrojet) を流す。

第1章では、もうひとつの太陽風動圧が関わる重要なダイナモについて解説する。CME が磁気圏に衝突する際に、磁気圏の形状を維持している磁気圏境界電流 (magnetopause current or Chapman-Ferraro current) が、磁気圏前面でのみ過渡的に強められる。過渡電流による磁場増加が磁気流体波 (magnetohydrodynamic (MHD) wave) により地球方向へ伝搬し、SC (geomagnetic sudden commencement) を発生させる。電流は常に連続性を維持しなければならないために、増加した境界電流は MHD 波面を流れる電流と連続性を維持する。MHD 波のうち縦波 (longitudinal MHD wave) または圧縮波 (compressional MHD wave) は、地球磁力線に垂直方向に伝搬し、低緯度に磁場増加 (SC の DL (disturbance at low latitude) 成分) をもたらす。一方、磁力線沿いに伝搬

する横波 (transverse MHD wave) または Alfvén 波は、極域電離圏に電位と電流をもたらす。極域電離圏電位と電流は、さらにグローバル電離圏へ伝搬して、SC の初期インパルス PI (preliminary impulse) を引き起こす。PI は、継続時間が 1 分から数分と短く、FAC の向きは R2FAC と同じである。PI 発生のおと、MI (main impulse) の電位と電流が発生する。MI の FAC は R1FAC と同じ向きであり、その成因も類似している。MI の FAC が赤道へ流入することにより SC 振幅の赤道増大 (equatorial enhancement) が発生する。

第 2 章では、IMF ダイナモによる対流電場と R1FAC が流す電離層電流による DP2 型と呼ばれる地上磁場変動を解説する。極域電離圏 E 層へ伝送された電位と電流は、地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) のゼロ次 TM (transverse magnetic) mode (略して TM₀ mode) により赤道電離層まで光速度で伝搬する。伝搬した電位の水平面内の勾配がレーダーで観測される電離圏電場である。光速度伝搬した電場は、高緯度電離層内に Hall 電流を流し、赤道を含むグローバル電離層に Pedersen 電流を流す。とくに、赤道 E 層は Cowling 効果により電気伝導度が低緯度に比べて 1 桁大きくなっているために、電流が集中し、磁場変動が大きくなる。赤道電離層に集中する電流を赤道ジェット電流 (EEJ: equatorial electrojet) と呼ぶ。磁気圏と赤道電離層の間には、IMF ダイナモ-R1FAC-EEJ の 3 次元電流系が発達する。この電流系により、高緯度の磁場変動と相関の良い変動が赤道で観測される。極域電離層起源の磁場変動を DP (disturbance of polar origin) といい、とくに赤道と相関する磁場変動は DP2 と呼ばれる。DP2 は、オーロラ帯で顕著なオーロラジェット電流 (AEJ: auroral electrojet) による磁場変動 (DP1) と区別するために DP2 と命名された。DP2 は、当初 30 分から 1 時間周期の周期変動に名付けられたが、広く、極と赤道で相関のある磁場変動に対して用いられることが多い。太陽風動圧変動による磁場変動が赤道で大きくなる場合にも用いられる。

第 3 章では、IMF が南向きと北向きを繰り返す場合に、DP2 磁場変動に対流電場・R1FAC と遮蔽電場・R2FAC の両方が交互に寄与することを説明する。遮蔽電場は、IMF が南向きのときに対流電場が成長している間でも、時間遅れをもって成長する。このため、北向き IMF により対流電場が急速に弱くなった時、遮蔽電場は成長を継続し、対流電場を超える状況が発生する。この状態を過遮蔽 (overshielding) という。赤道電離層を流れる電流は、南向き IMF 時の東向き EEJ から、過遮蔽時には西向き EEJ すなわち逆赤道電流 (CEJ: counterelectrojet) となる。三次元電流系では、

R2FAC のダイナモ電流である内部磁気圏の部分環電流 (PRC: partial ring current) を用いて、PRC-R2FAC-CEJ 回路が形成される。過遮蔽電場が発達することは、極域レーダー (SuperDARN) により特定され、R2FAC が時間遅れをもって発達することは、リングカレントシミュレーション (CRCM: comprehensive ring current model) により確認される。過遮蔽を引き起こす遮蔽電場は、単に対流電場を弱めるのではなく、中緯度から赤道の電場の向きを逆転させる強い働きをするために、とくに過遮蔽電場と呼ばれる。IMF Bz 成分の正負の変動は頻繁に発生しており、これに伴う過遮蔽の発生もごく普通に発生していると考えられる。

第 4 章では、サブストーム時に発達する電離層電場・電流、および部分環電流をダイナモとする三次元電流系について解説する。南向き IMF により 30 分から 1 時間、対流電場が成長するサブストーム成長相 (growth phase) のあと、オーロラ爆発 (auroral breakup) を伴うサブストーム拡大相 (expansion phase) が開始する。拡大相は、1 時間程度継続し、終息する。成長相では、対流電場と R1FAC が発達し、拡大相では、これに加えて、遮蔽電場と R2FAC が発達する。このため、しばしば、サブストーム中に過遮蔽が発生する。サブストーム過遮蔽の発生は、拡大相において R2FAC が強められることを示している。R2FAC の増強は、グローバル MHD シミュレーションにより確認された。シミュレーションによると、磁気圏尾部の磁場が双極子化 (dipolarization) することにより、環電流領域のプラズマ圧が急激に増加し、部分環電流を強める。また、電離層電流を含むシミュレーションにより、赤道 CEJ が再現された。なお、サブストーム時の過遮蔽に異論を主張する論文があることも紹介する。

第 5 章では、磁気嵐を特徴づける地上磁場減少の原因となる環電流 (ring current) 発達のメカニズムを、シミュレーションを引用して説明する。対流電場によりドリフトするイオンが内部磁気圏の夕方側に高圧プラズマ領域を形成する。この高圧プラズマの周囲を流れる反磁性電流 (diamagnetic current) が磁気嵐環電流となる。電離層電流は、磁気嵐主相時で大規模な DP2 電流であるが、オーロラ帯の緯度が低下して、AEJ が中緯度で発達する。回復相では過遮蔽が発生して、赤道 CEJ が発達する。中緯度電離圏へ伝搬する電場 (PPEF: prompt penetration electric field) は、HF Doppler サウンダーや低軌道衛星 (LEO: low earth orbit satellite) で観測される。電場の特徴として、昼間と夜間で逆向きの電位性電場 (electric potential field) であるが、夕方では昼間と同じ向きで、しかも昼間より強い電場が特徴である。この夕方異常 (evening anomaly) は、SC や DP2

電場にも見られる極域起源のグローバル電離圏電場に共通な性質である。シミュレーションによると、電離層電気伝導度の昼夜非対称性と Hall 効果が原因である。

第 6 章は、SC の地上磁場、電離層電流と電場について解説する。PI、MI とともに DP2 型の電離層電流を発達させるが、現象の時間スケールが数秒から 10 分程度と短いために、高緯度と赤道、昼半球と夜半球との間で、開始時刻や時間変化を 10 秒以内の精度で比較が可能である。特に、PI の開始は数秒の精度で同定できるために、電場・電流の伝搬特性とその経路を知る手がかりを与える。SC 電場は、HF Doppler サウンダーで観測され、昼と夜で逆転し、夕方異常が特徴である。SC は時間スケールが短いために、波動現象として扱われることが多いが、SC 電場は対流電場と同様にポテンシャル場である。地磁気脈動 (1 分–10 分周期) も波動現象であるが、SC と同様に赤道まで電離層電流が流れ、極と赤道で同位相の変動を示す。グローバル同時観測は、電場の性質を決定する上で重要な情報を与える。

第 7 章以下で、磁気圏ダイナモを発生した電位と電流がどのようなメカニズムで極域電離圏や赤道電離圏、さらに固体地球内部へ伝送されるかを解説する。第 7 章では、SC に注目して、磁気圏から電離圏への電場と電流の伝送メカニズムを解説する。太陽風動圧が磁気圏内につくる磁場増加は圧縮性 MHD 波によって磁力線を横切って、低緯度・赤道へ直接伝搬する。歴史的には、圧縮性 MHD 波が低緯度・赤道電離圏へ電場と電流を伝送させると考えられたことがあるが、ここで解説するように、電離層電流を流すことはできない。電離層電流は、沿磁力線電流により極域電離層へ供給されたあと、水平に赤道まで流れる。電場は、電離層電流に付随して伝搬する。極から赤道への伝送を可能にするのは、地球電離層導波管の TM_0 波である。その詳細は第 8 章で解説する。

第 8 章では、極から赤道へ水平伝搬する可能性のある伝搬モードについて解説する。地上磁場の直接原因である電離層電流を流すのが E 層であることから、E 層内の TE (transverse electric) モード波が可能性として挙げられる。しかし、このモードは、伝搬遅延と減衰が大きいために、高速度伝搬を説明できない。E 層に隣接する F 層を水平に伝搬する TE mode は、高速度 (Alfven 速度) で伝搬するが、TE mode に対して F 層が導波管を形成するために、1 Hz 付近の遮断周波数により、SC や磁気嵐電場を伝搬させることはできない。地球と電離層で構成される地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) を伝搬するモードのうち、ゼロ次 TM (TM_0 : zeroth-order transverse magnetic) mode のみが、極域電離層電位を赤道まで光速で伝搬させる。 TM_0 モードは、高緯度と赤道で類

似の地磁気変動が同時に発生することを可能にするが、幾何学的減衰が大きいので、電離層電流による磁場は低緯度で小さく、PI はほとんど観測されない。しかし、赤道では、Cowling 効果により電離層電流が強められ、PI が発生する。PI が低緯度で現れず、赤道で孤立的に現れるために、1960年代まで、赤道PIは高緯度PIと異なるメカニズムで発生すると考えられた。その後(1977年)、PI がグローバルに 10 秒以内で同時に発生することが発見され、極から赤道へ流れる電離層電流によることが判明した。翌 1978 年、電離層電場・電流を極から赤道へ光速度伝搬させるモードとして、地球電離層導波管 TM_0 モードが示された。 TM_0 mode は、SC だけでなく、DP2 など周期によらず、極と赤道で同時に発生する現象を説明する。この導波管モデルが筆者の学位論文であった。PI の磁場は低緯度で観測にかからないくらい小さいが、電場は HF Doppler サウンダーで観測可能な電離圏プラズマ運動を起こす。特に、電離層電流が弱い夜間において、顕著に観測される。電離圏電場は、磁力線沿いに内部磁気圏へ伝搬するために、地球を周回する衛星や、磁気圏内を飛行する衛星により観測される。地球電離層導波管は電離圏電場が内部磁気圏へ伝搬することをも説明する。

第 9 章では、磁気圏の沿磁力線電流と極赤道間電離層電流を連続させる伝送線モデルについて解説する。沿磁力線電流を流す一対の磁力線を完全導体伝送線で置き換え、地球電離層導波管をロスのある導体と完全導体で構成される伝送線に置き換え、両者の間に極域電離層がシャント抵抗として接続される。伝送線に置換することにより、極から赤道への伝搬を有限長の伝送線で置き換えることが可能になる。この回路では、磁力線伝送線の電流が極域電離層と地球電離層伝送線へ分配される。さらに、分布定数回路である伝送線を L (inductance)、 R (resistance) で構成される集中定数回路に置き換えると、電流成長の時定数を求めることが可能になる。地球電離層導波管内に TM_0 mode を励起するため、導波管内に水平磁場を与えるが、沿磁力線電流が電離層の下の空間に磁場をつくらないとする Fukushima 理論と矛盾する。Fukushima 理論が前提とする 1 本の沿磁力線電流が電磁気学の基本と矛盾することを解説する。

第 10 章では、地上へ達した地磁気変動が固体地球内部へ伝搬し、この際に誘導される電場が地上の電力送電線に流す GIC について解説する。GIC は 1989 年 3 月にカナダと米国で大規模停電を発生させたために、宇宙天気予報研究の大きな課題となっている。導電性の固体地球内で、磁場は拡散波として伝搬する。誘導により発生する電場は、電力送電系統中の変電所間に電位差

を発生させ、中性点を接地した変圧器間に電流 (GIC) が流れる。導体地球を 1 層モデルと 2 層モデルとする誘導電場の計算式を示し、地表の磁場変動を与えたときに、畳み込み (convolution) 手法により誘導電場を計算する。

第 11 章は、Fukushima 理論、Tamao 理論、Dungey モデルなど、これまで確立された理論・モデルを磁気圏電離圏複合系の観点から考察する。

第 12 章は、極域電場の中低緯度電離圏への伝搬を観測する手法として、HF Doppler サウンダーと、赤道ジェット電流による磁場観測について解説する。

第 13 章は、外部磁気圏から内部磁気圏と固体地球へのエネルギー伝送など、解決すべき課題を挙げる。

第 14 章は、磁気圏電離圏複合系を理解するために必要な、導波管モードや電流が流れるメカニズムについて説明する。

第 15 章は、本稿で使用した用語を中心に、必要と思われる用語を説明する。

目次

はじめに.....	1
各章のポイントと用語説明.....	5
1. 太陽風ダイナモと磁気圏ダイナモ.....	16
1.0. 本章の概要.....	16
1.1. IMF ダイナモによる磁気圏対流電場と領域 1 型沿磁力線電流.....	16
1.2. 内部磁気圏ダイナモによる遮蔽電場と領域 2 型沿磁力線電流.....	19
1.3. 太陽風動圧ダイナモによる磁気インパルスの電位と電流.....	20
2. 極域起源の電離層電流による DP2 磁場変動.....	22
2.0. 本章の概要.....	22
2.1. 高緯度と赤道の DP2 磁場変動.....	22
2.2. DP2 振幅の緯度分布.....	25
2.3. 電離圏対流電場と DP2 磁場変動.....	26
2.4. 高緯度-赤道 DP2 の同時性.....	28
2.5. R1FAC-EEJ 電流回路.....	30
2.6. 中緯度 DP2.....	31
2.7. 太陽風動圧による DP2.....	32
コラム 1. 初めて見たオーロラは 1981 年 4 月コロラド州の赤色オーロラ.....	33
3. DP2 磁場変動と R1FAC-EEJ, R2FAC-CEJ 電流回路.....	34
3.0. 本章の概要.....	34
3.1. Shielding/overshielding 電場.....	34
3.2. EEJ, CEJ で構成される赤道 DP2.....	35
3.3. 中緯度の対流電場と overshielding 電場.....	36
3.4. 4 セル電離圏対流パターン.....	37
3.5. R2FAC 成長の時間遅れ.....	38
4. Substorm 磁場変動と R2FAC-CEJ 電流回路.....	39
4.0. 本章の概要.....	39
4.1. 対流電場と shielding 電場の分離.....	39
4.2. Substorm 時の対流電場と overshielding 電場.....	40
4.3. Substorm の R2FAC-CEJ 電流系.....	42

4.4. Substorm 電流系シミュレーション	43
4.5. Overshielding 電場の中低緯度 HF Doppler 観測	44
4.6. Sawtooth event に関する議論	45
コラム 2. 1986 年 3 月南極で初めて見た auroral breakup	46
5. 磁気嵐の磁場変動と R1FAC-EEJ、R2FAC-CEJ 電流系	47
5.0. 本章の概要	47
5.1. 磁気嵐環電流の発達	47
5.2. 中高緯度の電離層電流	50
5.3. 赤道 EEJ/CEJ	51
5.4. 中緯度-赤道の電離圏電場	54
5.5. 衛星で観測された磁気嵐電場	56
5.6. 磁気嵐電場が中低緯度電離圏に与える影響	58
5.7. 磁気嵐電場に関する議論	58
6. SC の電場・電流と PI 同時性	59
6.0. 本章の概要	59
6.1. PI、MI の緯度・地方時特性	59
6.2. PI の高緯度-赤道同時性	61
6.3. 高緯度 PI と夜間中緯度電場の同時性	62
6.4. 対流電場 (SC、DP2) の evening anomaly	64
6.5. Evening anomaly のモデル計算	65
コラム 3. 1989 年 10 月北海道赤色オーロラと ACE 衛星受信	67
7. 磁気圏電場の電離圏への伝搬	68
7.0. 本章の概要	68
7.1. 極・赤道電流系の重要性 (第 8 章、第 9 章の概要の一部を兼ねる)	68
7.2. 太陽風動圧による compressional MHD wave の励起と伝搬	69
7.3. Compressional MHD wave の低緯度電離圏への伝搬	70
7.4. Compressional wave の波面で励起される CT mode	71
7.5. PI 電流の生成と transverse wave 伝搬	72
7.6. MI 電流	73
8. 極域電離圏から赤道電離圏への伝搬	74
8.0. 本章の概要	74
8.1. E 層と F 層内 TE mode 伝搬	74

8.2. 地球電離層導波管 TM_0 mode	76
8.3. エネルギー伝送を担う Poynting flux.....	82
8.4. TM_0 波の伝搬減衰.....	83
8.5. 幾何学的減衰と Cowling 電流.....	83
8.6. Cowling 伝導度.....	84
8.7. 電離圏から内部磁気圏への伝搬.....	85
コラム 4. アイスランドのクリスマスプレゼントはオーロラ.....	88
9. 磁気圏電離層地球伝送線.....	89
9.0. 本章の概要	89
9.1. 電流回路の伝送線への置換.....	89
9.2. 磁気圏電離層地球伝送線	90
9.3. 伝送線方程式	91
9.4. 磁気圏電離層伝送線	94
9.5. 磁気圏電離層 LR 回路	96
9.6. 電離層地球伝送線	97
[半無限長 IG 伝送線]	97
[有限長 IG 伝送線]	99
9.7. 電離層地球 LR 回路	102
コラム 5. 1994 年リレハンメル冬季オリンピック衛星放送中断とファントムコマンド	103
10. 地磁気誘導電流	104
10.0. 本章の概要	104
10.1. 電力送電線 GIC	104
10.2. 畳み込み定理 (Convolution theorem)	105
10.3. 1 層モデルのステップ応答関数.....	105
10.4. 1 層モデルの応用例	107
10.5. 2 層モデルのステップ応答関数.....	108
10.6. 1 層 2 層モデルの誘導電場と GIC の相関	109
11. 伝送線から見た従来の理論	111
11.0. 本章の概要	111
11.1. Fukushima モデル.....	111
11.2. Dungey 対流.....	113
11.3. ULF 波動と near field.....	114

11.4. compressional wave の波面での mode 変換	116
コラム 6. 2003 年 10 月地球観測衛星みどり故障時の宇宙環境	118
12. 電離圏電場・電流の計測手法	120
12.0. 本章の概要	120
12.1. 電場によるプラズマ運動の観測 (HF Doppler 周波数と電場)	120
12.2. 磁力計による電場の検知 (赤道 EEJ)	121
12.3. その他の電場計測の手法	122
13. 解決すべき課題	123
コラム 7. 極電離圏電場の赤道への瞬時伝搬と導波管モデルに対する批判	125
14. 補遺	127
14.0. 本章の概要	127
14.1. Laplace 変換	127
14.2. 導波管の TE, TM mode	128
14.3. TM_0 (TEM) mode 励起	132
14.4. TM 波と compressional wave の違い	133
14.5. 電流が流れるメカニズムと沿磁力線電流成長のメカニズム	133
14.6. 電離層電流成長のメカニズム	136
14.7. 磁気圏電離圏結合ケーブル (Alfven 1981)	137
14.8. 磁場は変化するが、移動しない。	138
14.9. 磁化プラズマは誘電体 (Spitzer, 1962)	138
14.10. エネルギー生成、輸送、消費を担う 3 種の電場	139
14.11. Poynting 定理	140
15.用語	142
15.1. 太陽風、磁気圏ダイナモ	142
15.2. 磁気圏波動伝搬	143
15.3. 磁気圏電離圏電流系	144
15.4. 地球電離層導波管伝搬	145
15.5. 電離圏電場	146
15.6. 電離層-地面電流	148
15.7. 地上磁場・インデックス	149
15.8. 磁気嵐・サブストーム	150
15.9. 観測データ入手法	151

15.10. 電磁気学基本	152
16. 謝辞	154
17. 引用文献	155

1. 太陽風ダイナモと磁気圏ダイナモ

1.0. 本章の概要

地磁気変動の直接の原因は、アンペア則 ($J = \nabla \times H$) で表される電流である。電流には磁気圏境界電流、沿磁力線電流、電離圏 E 層電流、内部磁気圏環電流、尾部プラズマシート電流などがあり、磁気圏にはこれらの電流を生み出すダイナモ (発電機) がある。ダイナモは力学エネルギーから電磁エネルギーを生む。火力発電等で使われるダイナモでは、磁場中を運動するコイル導体中の荷電粒子が $V \times B$ の力を受けてコイル両端に集積し、起電力 (electromotive force) を発生させる。この際の電荷移動がダイナモ電流となり、起電力による電場は電流と逆向き ($J \cdot E < 0$) である。負荷をつなぐとダイナモ電流が継続的に流れるが、電場との関係は変わらない。太陽風ダイナモでは、磁気圏境界の磁気リコネクションにより、cusp/mantle 領域に粒子が注入され、熱いプラズマが蓄積される。プラズマの圧力は高く、これと接する地球磁力線に力学的な圧力を及ぼす。プラズマ表面に反磁性電流が流れ、起電力を発生する。内部磁気圏のダイナモも同じ原理である。本章では、太陽風磁場 (IMF)、内部磁気圏プラズマ、そして、SC (geomagnetic sudden commencement) の原因である太陽風動圧 (ram pressure) が創り出すダイナモを説明する。

1.1. IMF ダイナモによる磁気圏対流電場と領域 1 型沿磁力線電流

太陽風磁場 (IMF) が南を向くと、磁気圏境界で磁気再結合 (magnetic reconnection) が起こり、磁気圏プラズマ対流が起動される (Dungey 1961)。グローバル磁気流体 (MHD: magnetohydrodynamics) シミュレーションによると、磁気再結合により生じる磁束管が熱いプラズマ (圧力 p) を cusp/mantle 領域に集積させる (図 1-1 (a) の赤色と白色領域) (Tanaka 1995, 2007)。高圧プラズマとこれに接する地球磁場の境界で反磁性電流 J が流れ、次式に示すように、Lorentz 力がプラズマの慣性力および圧力勾配とバランスする。

$$J \times B = \rho \frac{dV}{dt} + \nabla p \quad (1-1)$$

この電流が領域 1 型沿磁力線電流 (RIFAC) のダイナモ電流である (図 1-1 (a) 赤色ライン、 $J \cdot E < 0$ を満たす)。シミュレーションでは、ダイナモ内の慣性力はプラズマ圧に比べて無視できる

程小さい ($dV / dt \approx 0$) (Tanaka, 1995)。すなわち、ダイナモ内のプラズマ速度が一定である。プラズマが磁場に凍結される条件、

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1-2)$$

が成り立つと、一定速度はダイナモ起電力が一定であることと等価である。電流回路において、電流量が変化しても一定の起電力を維持するダイナモの内部抵抗はゼロである。11.2 節で述べるように、ダイナモの内部抵抗は、磁気圏電離圏対流を維持できるかどうかを決める重要な要素である。ダイナモで造られた電位が R1FAC (黒色ライン、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ を満たす) を伴い、磁力線に沿って極域電離圏に伝搬することで、磁気圏電離圏電流系とプラズマ対流が完成する。

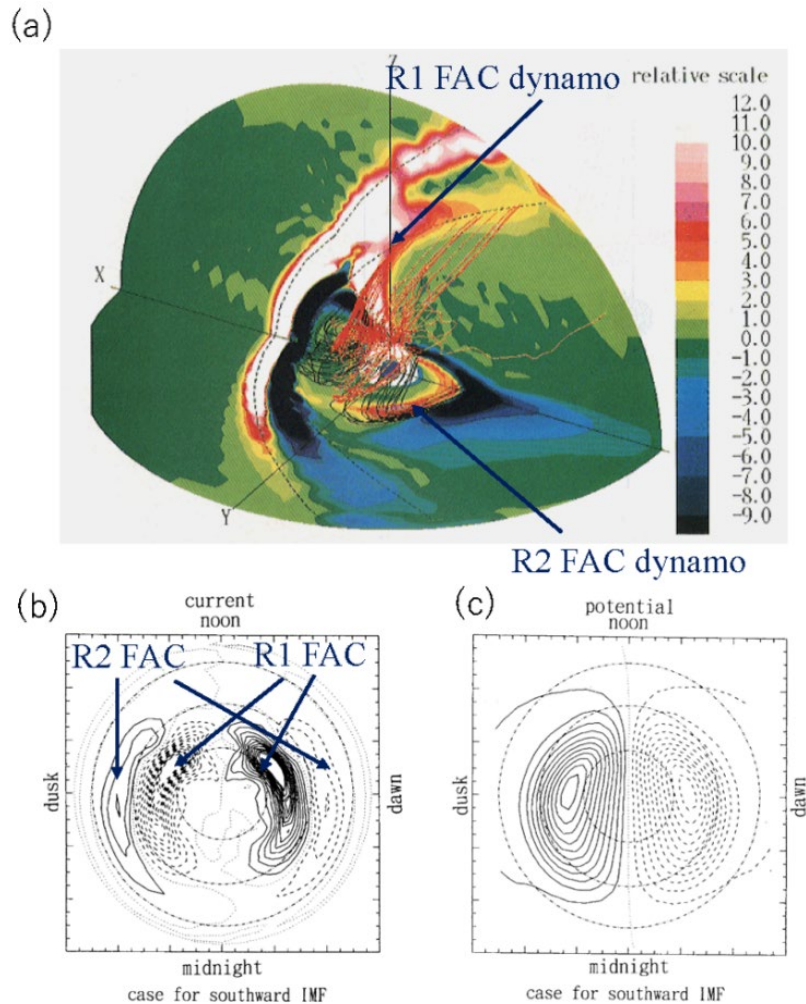


図 1-1 (Fig. 2, 4, 5 of Tanaka 1995)

(a) グローバル MHD シミュレーションにより再現された cusp/mantle 領域の R1FAC ダイナモと内部磁気圏の R2FAC ダイナモ。赤と白色領域は高圧プラズマ領域、赤色ラインはダイナモ電流 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$)、黒色ラインは沿磁力線電流 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) を示す (1 division = $0.02 \mu A / m^2$) (Fig. 5 of Tanaka (1995))。 (b) 北極域電離圏へ流入する R1FAC

と R2FAC。実線が下向き、点線が上向き電流を示す(同 Fig. 2)。(c)極域電離圏電位分布。破線と実線はそれぞれ正負の電位(1 division = 5 kV)を示す(同 Fig. 4)。

図 1-2 は磁気圏対流と沿磁力線電流の関係を模式的に示す。ダイナモ内部では、電流 J と電場 E が逆向きであり、ダイナモ条件 $J \cdot E < 0$ を満たす。Lorentz 力に抗して、プラズマが運動するため力学エネルギーが電磁気エネルギーに変換され、Poynting flux (S) として放射される(式(1-3))。

$$\begin{aligned} J \cdot E &= (J \times B) \times V < 0 \\ \nabla \cdot S &= \nabla \cdot (E \times \Delta B_{\perp} / \mu_0) = -J \cdot E > 0 \end{aligned} \quad (1-3)$$

ダイナモを出た電場と磁場は、磁力線沿いに Alfvén 速度で極域電離圏へ伝搬する(Tamao, 1964a)。Tamao はこの波動を pure transverse (PT) mode と名付けたが、FAC を含む面を波動の伝搬面とすると、磁場が伝搬面に垂直である TM (Transverse magnetic) mode である。電場は伝搬面内にあり、TM mode の波面には変位電流 $J = \epsilon dE / dt$ が流れる。波面通過後は FAC から出る(または入る)ポテンシャル電場が支配する。波面では Lorentz 力が磁化プラズマを加速し、プラズマ対流運動を起動する。これが FAC を取り巻く磁気圏対流である。対流速度は電場に比例するため、対流と電場は等価である(式(1-2))。磁場 B 方向の単位ベクトルを e_B とすると、対流の渦度(vorticity)の B 方向成分は、次式のように表される(Iijima, 2000)。

$$e_B \cdot (\nabla \times v) = e_B \cdot \left(\frac{1}{B^2} \nabla \times (E \times B) \right) = -\frac{1}{|B|} \nabla \cdot E \quad (1-4)$$

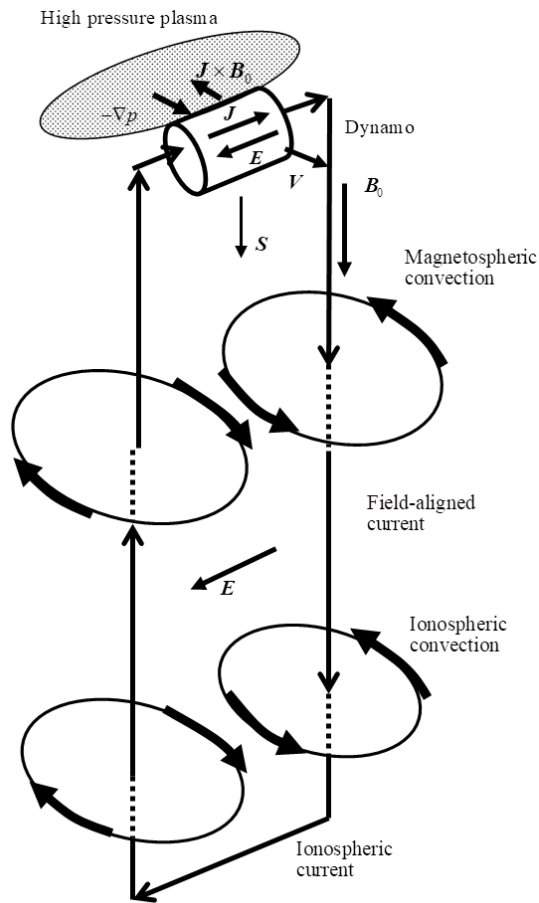


図 1-2 (Fig. 13 of Kikuchi, 2014)

R1FAC と磁気圏プラズマ対流の関係を示す模式図。高圧プラズマと地球磁場の境界を流れる反磁性電流が R1FAC として磁力線の流れ、極域電離圏へ流入する。R1FAC 周辺の空間を Poynting flux (S) が Alfvén 速度で伝搬する。対流運動は電場と直交する 2 つ渦の等電位線に沿う。

式 (1-4) 右辺は、磁化プラズマの誘電率 ϵ (14.9 節) を用いて変形すると、電荷密度に比例する。電荷は TM 波の伝搬と共に移動し、電流 FAC となる (14.5 節)。したがって、渦度を持つプラズマ対流運動の中心には FAC が流れる。

1.2. 内部磁気圏ダイナモによる遮蔽電場と領域 2 型沿磁力線電流

対流電場は内部磁気圏へ伝搬したあと、磁気圏尾部プラズマを地球方向へ輸送し、地球近くのプラズマシートに高圧プラズマ領域を形成する (図 1-1 (a) の内部磁気圏赤色領域)。高圧プラズマ領域と地球磁場が接する境界で反磁性電流が流れ、 ∇p が ∇B と直交する成分を持つとき、夕朝方向の shielding 電場と R2 FAC を生成する (Vasyliunas, 1972)。

R2FAC は R1FAC の低緯度側の午後側で磁気圏から電離圏へ流れ、午前側で電離圏から磁気圏へ流れる (図 1-1 (b))。その方向は R1FAC と逆であり、電場は夕朝方向、すなわち、対流電場と逆向きである。これを遮蔽電場 (shielding electric field) と呼称する。シミュレーションは、極軌道衛星観測による沿磁力線電流の分布 (Iijima and Potemra, 1976) をほぼ再現している。R2FAC は IMF $B_z < 0$ で発達する R1FAC を追いかけるように発達する (3.5 節)。このため、IMF $B_z < 0$ の条件下では、R1FAC による電場が優勢である。電離圏電位分布 (図 1-1 (c)) は R1FAC を囲む 2 つ渦パターンになる。極域レーダー網 (SuperDARN) が観測した 2 つ渦の対流パターン (Ruohoniemi and Greenwald, 1996) を再現している。この状態から IMF $B_z > 0$ に変化すると、対流電場が減少し、R2FAC による shielding 電場が卓越する。中低緯度では、電離圏電場の向きが逆転する overshielding が発生する (3.1 節)。この時、対流パターンは、2 つ渦の低緯度側に逆向き渦を伴う 4 つ渦のパターンになることが SuperDARN で観測され (3.4 節)、CRCM 粒子シミュレーションで確認される (3.5 節)。R2FAC による shielding は金属体による静電シールドと異なり、別種のダイナモで造られる逆向き電場が重畳する現象である。

1.3. 太陽風動圧ダイナモによる磁気インパルスの電位と電流

磁気圏が太陽風の ram pressure $F = \rho v^2$ により圧縮されると、それまで磁気圏境界面で閉じていた磁気圏境界電流 (定常的な磁気圏の形状をつくる Chapman-Ferraro 電流) が過渡的に前面でのみ強められ、磁気圏内に磁場増加 b_z (z は地球磁場方向) をもたらす。この b_z は compressional MHD 波により地球方向へ伝搬し、階段状磁場増加 (DL: disturbance at low latitude) として低緯度の地上で観測される。SC には DL に加えて、主に高緯度と昼間赤道で電離層電流による 2 つの成分; PI (preliminary impulse) と MI (main impulse) が重畳する。それぞれ、1 分程度、数分–10 分の継続時間を持ち、磁気圏圧縮により創られる 2 種類のダイナモによる。PI, MI の沿磁力線電流は、それぞれ、R2FAC と R1FAC と同じ向きを持つ (Slinker *et al.*, 1999; Fujita *et al.*, 2003a, b)。

Tamao (1964a) は、磁気圏境界電流 $\mathbf{F} \times \mathbf{B} / B^2$ による電位と電流の生成を次の方程式で表した。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A = -\frac{\mu_0}{B^2} \mathbf{F} \times \mathbf{B} \quad (1-5)$$

ここで、 μ_0 、 A 、 V_A は透磁率、磁気ベクトルポテンシャル (magnetic vector potential)、Alfven 速度を表す。式 (1-5) は、磁気圏内の 2 つの伝搬モードを含んでおり、それらは、式 (1-5) に rot と div を作用させることで得られる (次式 (1-6) (1-7))。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla_z \times A_{\perp} = -\mu_0 \nabla_z \times \left(\frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (1-6)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot A_{\perp} = -\mu_0 \nabla \cdot \left(\frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (1-7)$$

式 (1-6) は、 $b_z = \nabla_z \times A_{\perp}$ が、compressional MHD wave として伝搬することを示す。磁場増加は、夜側磁気圏へも伝搬し (Wilken *et al.*, 1982)、西向き電場を伝える。この電場による ExB プラズマドリフトは地球方向を向いており、磁気圏全体を圧縮する (Shinbori *et al.*, 2004)。

式 (1-7) は TM 波 (transverse magnetic mode) が電位と FAC を磁力線沿いに伝送することを表す。電位は FAC を伴って極域電離圏へ伝搬し (7.5 節)、さらにグローバル電離圏へ伝搬する (8.2 節)。この結果、中緯度-赤道で極域起源の電離層電流による磁場変動 (PI) と電離圏プラズマ変動を引き起す。プラズマ変動は HF Doppler サウンダーで観測される (6.3 節)。

2. 極域起源の電離層電流による DP2 磁場変動

2.0. 本章の概要

地磁気変動のうち DP2 磁場変動は、高緯度から赤道までグローバルに出現し、高緯度と赤道で高い相関関係にある周期 20 分から 1 時間程度の変動である。高緯度 DP2 電流は電離圏 E 層を流れる Hall 電流であり、赤道 DP2 電流は Pedersen 電流が強められた Cowling 電流である。高緯度 Hall 電流は R1FAC を取り囲む 2 つ渦の閉じた電流回路を形成し、赤道電流は中緯度 Pedersen 電流を介して R1FAC に接続する電流回路を形成する。この結果、IMF が周期変動すると高緯度-赤道の磁場が周期変動する。この磁場変動は、オーロラジェット電流 (AEJ: auroral electrojet) により極域で強く現れる磁場変動を DP1 として、これと区別するため、DP2 と名付けられた (Obayashi and Nishida, 1968)。このほか、DP2 磁場変動の原因には、IMF だけでなく、太陽風動圧変動がある (Sibeck *et al.*, 1998)。

2.1. 高緯度と赤道の DP2 磁場変動

周期 20 分から 1 時間の磁場変動が極域と昼間磁気赤道で同期して発生することが Nishida *et al.* (1966) により報告された。この変動は、IMF の南向き成分の変動と同期することが Nishida (1968b) により発見された。図 2-1 が示すように、地上磁場変動が電離層電流によると仮定して描いた等価電流は、高緯度の 2 つ渦電流と赤道の東西電流で構成される (Nishida, 1968b)。2 つ渦電流は Hall 電流であり、Hall 電流と逆向きに E 層で主に電子が、F 層でイオンと電子がドリフトする。DP2 は高緯度と赤道で顕著であるがグローバルに出現し (Nishida, 1968a)、IMF ダイナモがつくる対流電場が極域から赤道まで広がることを示す現象である。対流電場の赤道での観測はペルーの Jicamarca 非干渉性レーダー (incoherent scatter radar) によりなされ、太陽風電場との定量関係が示された (Kelley *et al.*, 2003)。赤道電離圏への対流電場と DP2 電流の伝搬は、磁気圏赤道面の波動によると考えられた (Nishida, 1968b; Kelley *et al.*, 2003) が、第 7、8、9 章で詳述するように、電場と電流は磁気圏から極域電離圏を経由して赤道電離圏へ伝送される。

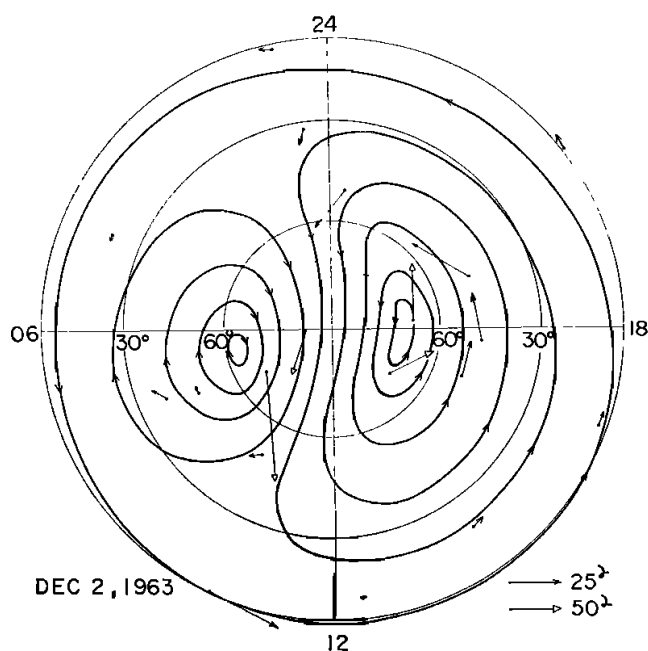


図 2-1 (Fig. 1 of Nishida, 1968b)

DP2 磁場変動の等価電流系。地上の磁場がすべて電離層電流によると仮定して描かれた電流パターン。高緯度の 2 つ渦電流と赤道の東西電流で構成される。実際には、それぞれ、Hall 電流と Cowling 電流である。コンターライン間の電流量は 5×10^4 アンペアである。

磁気圏対流電場が R1FAC を伴って極域電離圏へ伝搬すると、電離圏 F 層のプラズマ対流を引き起こす。F 層では、イオンと電子が電場と垂直方向に同じ速度でドリフト運動 (1-2 式) するため、電流は生じない。電場が E 層に入ると、電子のドリフト運動は継続するが、イオンは中性粒子の抵抗を受けてドリフト運動速度が減じる一方、電場方向の運動が生じる。電子とイオンのドリフト速度の差が Hall 電流を生み、電場方向のイオン運動が Pedersen 電流を生む。この結果、E 層の Hall 電流は F 層の対流と同じパターンで、向きが逆である。Hall 電流は R1FAC (午前下向き、午後上向き) を取り囲む 2 つ渦のパターンになり、DP2 等価電流と一致する。高緯度 DP2 電流が Hall 電流であることは、スカンジナビアの EISCAT 非干渉性レーダーによる電場観測により確認された (Kikuchi *et al.*, 1996) (2.3 節)。

Pedersen 電流は電場方向、すなわち Hall 電流と垂直方向に流れる。R1FAC から中低緯度へ広がる Pedersen 電流は、電気伝導度が Cowling 効果 (8.6 節) により強められた赤道 E 層へ流入し、東西方向に強い電流 (EEJ) を流す。電離層電流の伝送速度は光速度であるため (8.2 節)、高緯度 Hall 電流と赤道 EEJ は同時に発達し、類似の DP2 磁場変動が観測される。図 2-2 は、12-14 UT

(午後)に、スカンジナビアの IMAGE 磁力計チェーン(10 秒値)のオーロラ帯(Kilpisjärvi)、サブオーロラ帯(Nurmijarvi)とアフリカ磁気赤道(Mokolo)の H/X 成分で観測された周期 30–40 分の DP2 磁場変動を示す。緯度が下がると振幅は小さくなり、アフリカ低緯度 Tamanrasset ではほとんど観測されない。しかし、赤道 Mokolo で EEJ のために大きい振幅で観測される。中緯度の Pedersen 電流は R1FAC と EEJ の間を南北に流れる。この結果、地磁気 D 成分を生じる(2.6 節)。一方、沿磁力線電流が地上につくる D 成分は Pedersen 電流がつくる D 成分と逆向きである。どちらが卓越するかは、電離層伝導度などの条件による(Kikuchi *et al.*, 2001)。Pedersen 電流は R1FAC と EEJ を結び、磁気圏電離圏電流系を赤道まで広げる重要な働きをする。

高緯度と赤道で同時に発生し、赤道で顕著な振幅増大する現象は、DP2 以外にも多くの地磁気変動; SC (Araki, 1977)、磁気インパルス SI (Nishida and Jacobs, 1962)、地磁気脈動 Pc5 (Matuura, 1961; Motoba *et al.*, 2002)、Pi2 (Sastry *et al.*, 1983; Imajo *et al.*, 2015)、substorm (Akasofu and Meng, 1968; Kikuchi *et al.*, 2000) 等に見られる。これらの現象は成因(ダイナモ)を異にするが、電流回路の観点から見ると、1 対の FAC と DP2 型電離層電流の結合で理解できる。

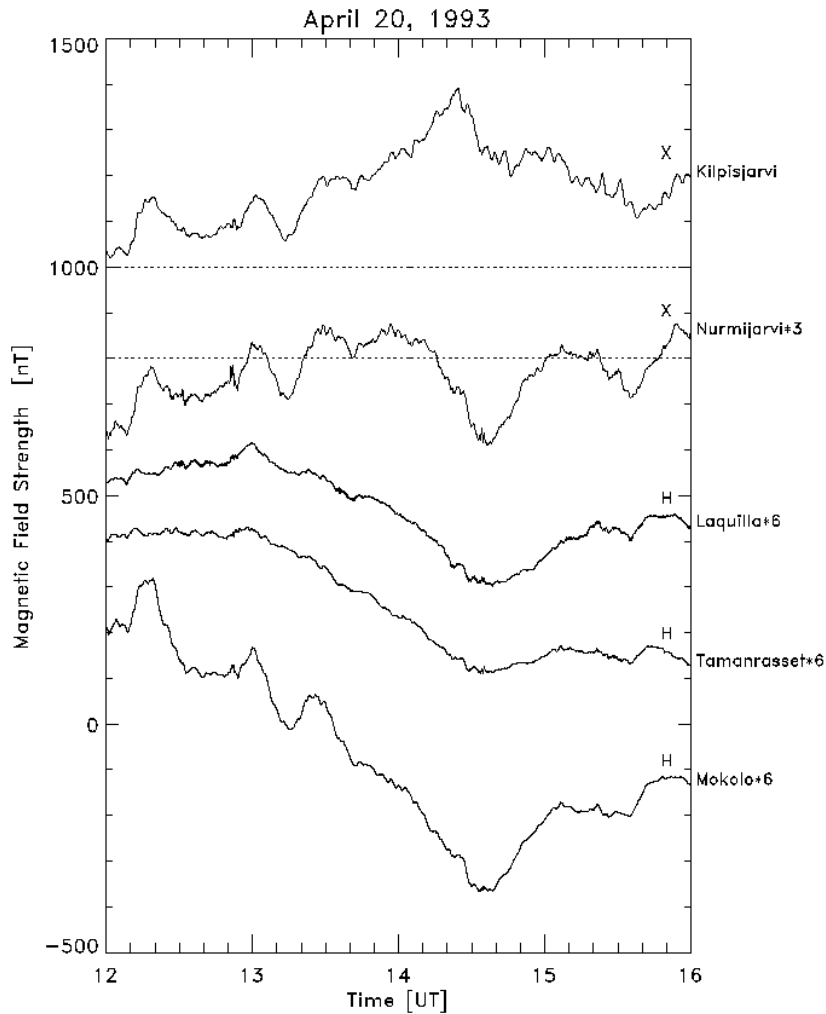


図 2-2 (Fig. 2 of Kikuchi *et al.*, 1996)

オーロラ帯 (Kilpisjarvi)、サブオーロラ帯 (Nurmijarvi)、中低緯度 (Laquilla, Tamanrasset)、赤道 (Mokolo) で発生した DP2 磁場変動 (12–14 UT)。水平破線は静穏時の夜間レベルを示す。DP2 変動の振幅は緯度の低下と共に減少するが、変動を見やすくするために、Nurmijarvi を 3 倍、中緯度-赤道を 6 倍している。

2.2. DP2 振幅の緯度分布

DP2 の振幅は、図 2-3 に示すように、緯度の低下とともに減少し、赤道で著しく増大する (equatorial enhancement)。低緯度との比は、アフリカで 3、ブラジルで 4 であった。Tsunomura and Araki (1984) のモデル計算でも比は 4 であった。高緯度から中緯度の緯度的減少は、shielding 効果ではなく、電離層電流が極域から低緯度へ向かって二次元的に広がる幾何学的減衰のためである (Kikuchi *et al.*, 1978)。極域電場の空間スケールが小さい程、また極域からの距離が大きい程、幾何学的減衰は大きい。赤道では、極域の 10 分の 1 以下に減少する。一方、DP2 電流が赤道

で EEJ として集中すると、低緯度電流は幾何学的減少よりさらに減少する(8.5 節)。赤道増大を引き起こす Cowling 効果は、東西方向電場が鉛直方向に流す Hall 電流が E 層の上端と下端に電荷を集積し、二次的な電場を生成するためである(Hirono, 1952; Baker and Martin, 1953) (詳細は 8.6 節)。その結果、図 2-3 に示すように、赤道での振幅が増加して、その大きさはサブオーロラ帯(55° 付近)と同程度である。

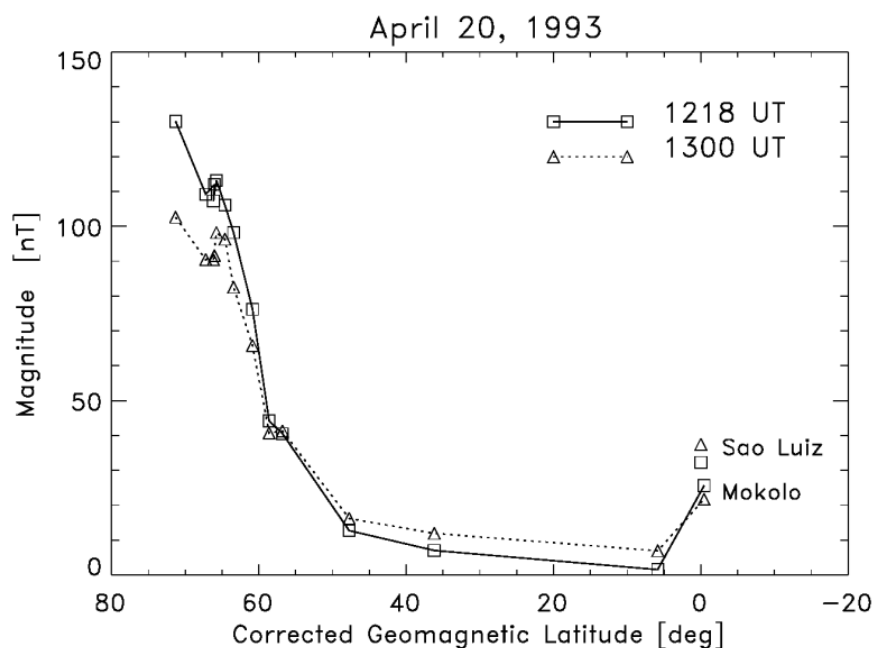


図 2-3 (Fig. 7 of Kikuchi *et al.*, 1996)

DP2 (図 2-2) の振幅の緯度変化。2 本の線は 1218 UT、1300 UT の値を示す。ブラジル磁気赤道 Sao Luiz でも equatorial enhancement が見られる。赤道の振幅はサブオーロラ帯(55°)の振幅に近い。

2.3. 電離圏対流電場と DP2 磁場変動

スカンジナビアの EISCAT レーダー観測により、DP2 電場と電気伝導度が得られた(Kikuchi *et al.*, 1996)。図 2-4 (上段) は午後側オーロラ帯(66.16°CGM Lat) の南北電場(実線)と東西電場(点線)を示す。図中段には、Hall(実線)、Pedersen(点線)電気伝導度を示す。電場と伝導度から計算された Hall 電流の東西成分(図下段、実線)と南北成分(点線)を示す。電場は北向き成分が卓越し(40 mV/m, 1220 UT)、東西成分は小さい(7 mV/m)。対流電場が経度方向に伸びたシート状 R1FAC(図 1-1 (b)) に直交するためである。Hall 伝導度 9[S]は Pedersen 伝導度 7[S]より大き

い。北向き対流電場による東向き Hall 電流の時間変化が、Kilpisjarvi の DP2 変動 (図 2-2) に似ていることは、高緯度 DP2 電流が Hall 電流であることを示している。

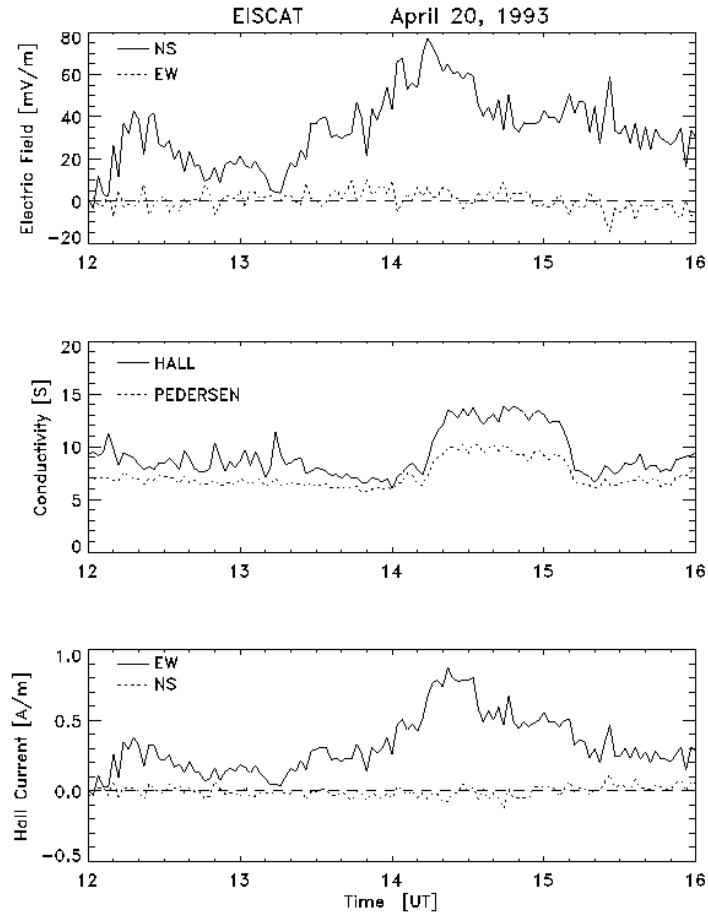


図 2-4 (Fig. 5 of Kikuchi *et al.*, 1996)

(上段) DP2 磁場変動時 (12–14 UT) に EISCAT 非干渉性レーダーで観測された電場の南北 (NS)、東西 (EW) 成分。(中段) Hall、Pedersen 電気伝導度、(下段) 電場と伝導度から計算した Hall 電流の NS、EW 成分。NS 電場は DP2 変動するが、伝導度は変化しない。

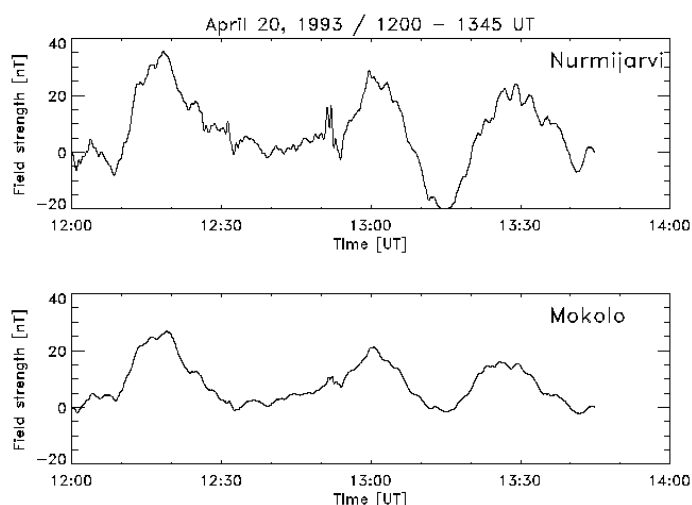


図 2-5 (Fig. 4 of Kikuchi *et al.*, 1996)

赤道 (Mokolo) とサブオーロラ帯 (Nurmijarvi) の DP2 間の相関。背景のゆっくりした変動を除去すると、25 秒の時間精度で相関係数が 0.9 である。

2.4. 高緯度-赤道 DP2 の同時性

DP2 が高緯度と赤道で同期することは Nishida (1968b) により示されたが、ここで定量的に示す。図 2-5 は、図 2-2 のサブオーロラ帯 Nurmijarvi と磁気赤道 Mokolo の DP2 を示す。両地点間の相関をとるために、背景のゆっくりした変化を除いた。両者の相関係数は 25 秒の精度で 0.9 である。高時間分解能データによる極と赤道の高い相関は、Araki (1977) が示した SC の PI の極赤道同時性 (10 秒以内) と同様に、極域電離層電流が赤道までほとんど瞬間的に伝搬することを示している。この瞬時伝搬は、地球電離層導波管 TM_0 mode 伝搬 (8.2 節) によって説明される。Nishida (1968b) が解析したデータの精度は極と赤道で 2 分の時間遅れを示していたため、磁気圏赤道面を伝搬する波動によるとされた。高時間分解能データによる高い相関は、電離層電流が極から赤道まで瞬時に伝搬するメカニズムを支持する。一方、図 2-5 の 1250 UT に発生した磁気インパルスは、そのピークが赤道で約 10 秒の時間遅延を伴う。赤道でのピークの遅延は TM_0 mode が電気伝導度の高い赤道電離層に定常電流を実現する際の時定数で理解される (9.6 節)。

上記した極赤道 DP2 の相関解析において、背景のゆっくりした磁場変動を除去した。図 2-6 に示すように、赤道 (Mokolo) の DP2 が発生した時間帯 (12–14 UT) の磁場 (実線) は、静穏時 (点線) より 80 nT 減少している。一方、中低緯度 (Laquilla, Tamanrasset) では静穏時と同レベルである。赤

道で擾乱時のレベル低下は頻繁に見られるため、DP2 を静穏時レベルから負の方向に測るべきではないかとの指摘がなされた (Matsushita and Balsley, 1973)。これに対して、Nishida (1973) は、負の方向に測ると、高緯度 DP2 との間に数 10 分の時間差が生じ、不自然であると反論した。上で示したように、DP2 変動のみに注目すると、時間精度 25 秒で高い相関係数 0.9 を得る。この結果は、背景レベルによらず正方向に測った Nishida (1973) を支持している。背景レベルの低下は、熱圏擾乱ダイナモ (disturbance dynamo) (Blanc and Richmond, 1980) による西向き電場の効果と思われる。実際、磁気嵐時にはしばしば擾乱ダイナモ電場が発生している (5.4 節)。

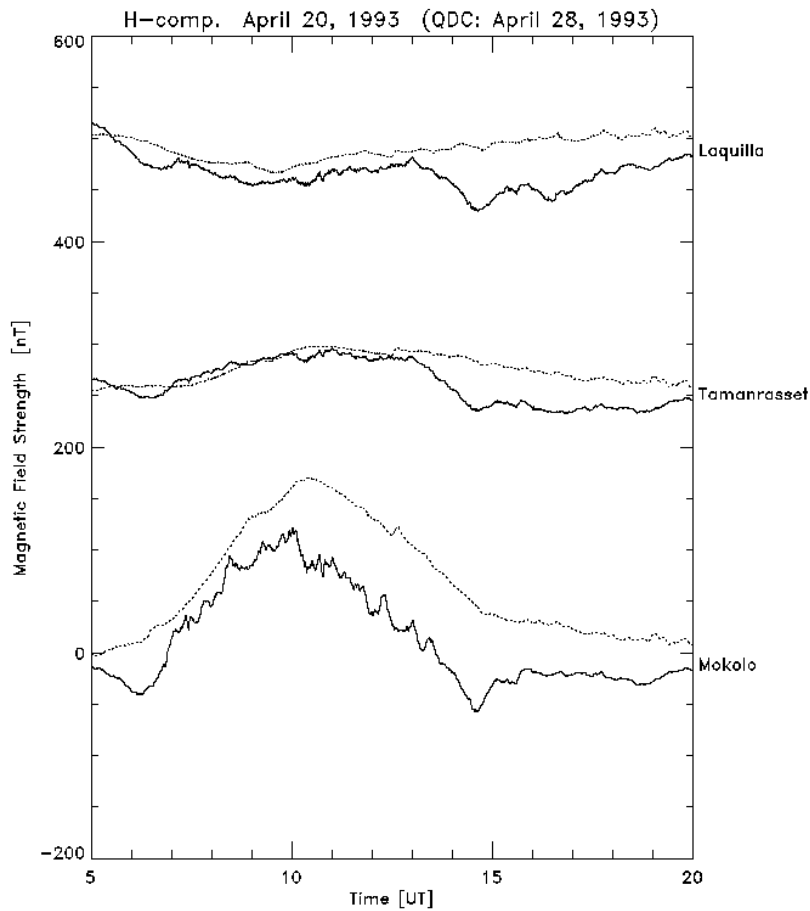


図 2-6 (Fig. 3 of Kikuchi *et al.*, 1996)

中低緯度 (Laquilla, Tamanrasset) と赤道 (Mokolo) の擾乱時 (実線) と静穏時 (破線) の磁場変化。DP2 発生時 (12-14 UT) に、低緯度のレベルは静穏時と同じであるが、昼間赤道のレベルが 80 nT 低下している。

2.5. R1FAC-EEJ 電流回路

図 2-7 は R1FAC と赤道ジェット電流 (EEJ) の間で実現される電流回路を模式的に描いたものである (Kikuchi *et al.*, 1996)。高緯度電離層では、R1FAC を取り囲むように、午前で時計回り (clockwise)、午後で反時計回り (counter-clockwise) の Hall 電流 (DP2 電流) が流れる。朝夕電場は平面電離圏を仮定すると、1 対の R1FAC を正負の電荷とした双極子型となり、Hall 電流は電場に直交する等電位線に沿う。また、R1FAC が中緯度 Pedersen 電流を経由して、赤道 Cowling 電流 (EEJ) と接続する。極赤道電離層電流回路は、ほとんど瞬時に完成するために、昼間赤道と午後側高緯度の DP2 は時間遅れがなく、正相関である。R1FAC-中緯度 Pedersen 電流-EEJ 回路は、磁気圏のダイナモからグローバル電離圏への電磁エネルギー伝送路でもある (第 9 章)。

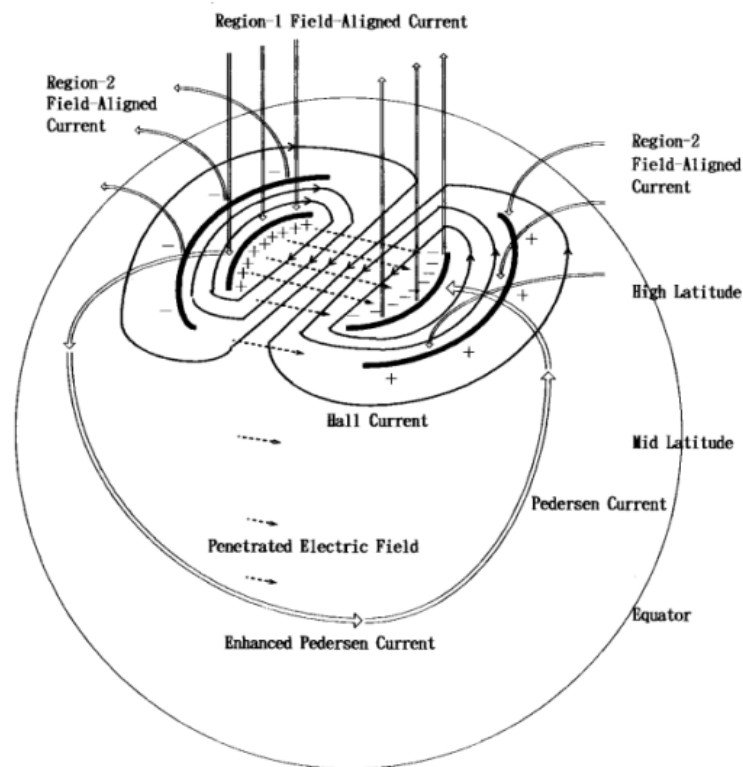


図 2-7 (Fig. 9 of Kikuchi *et al.*, 1996)

IMF $B_z < 0$ で発達する DP2 電流系の模式図。R1FAC を囲む 2 つの Hall 電流渦と R1FAC-Pedersen 電流-EEJ 回路で構成される。Pedersen 電流は中低緯度へ二次元的に広がるが、図には EEJ との回路のみを示した。R2 沿磁力線電流も示しているが、 $B_z < 0$ の条件では R1FAC が卓越する。

2.6. 中緯度 DP2

R1FACとEEJを結ぶPedersen電流が中低緯度で地磁気D成分変動の原因となる。その例を図2-8に示す(Hashimoto *et al.*, 2002)。図上段は極冠域の地方時の異なる4ステーション(07–20 MLT)で観測されたDP2磁場である(縦線、1725–1752 UT)。図下段は、オーロラ帯から中緯度の午前(09–11 MLT)で観測された地磁気D成分を示す。午前の極域電離圏に流入するR1FACがPedersen電流として赤道方向へ流れ、中低緯度の地上でD成分を増加させた。DP2の開始(破線)は極冠から中緯度まで、データの精度(1分)で同時である。Pedersen電流がR1FACから赤道方向へ瞬時に伝送されたことを示す。その振幅は、図2-3と同様に緯度の低下と共に減少し、幾何学的減衰を示している。

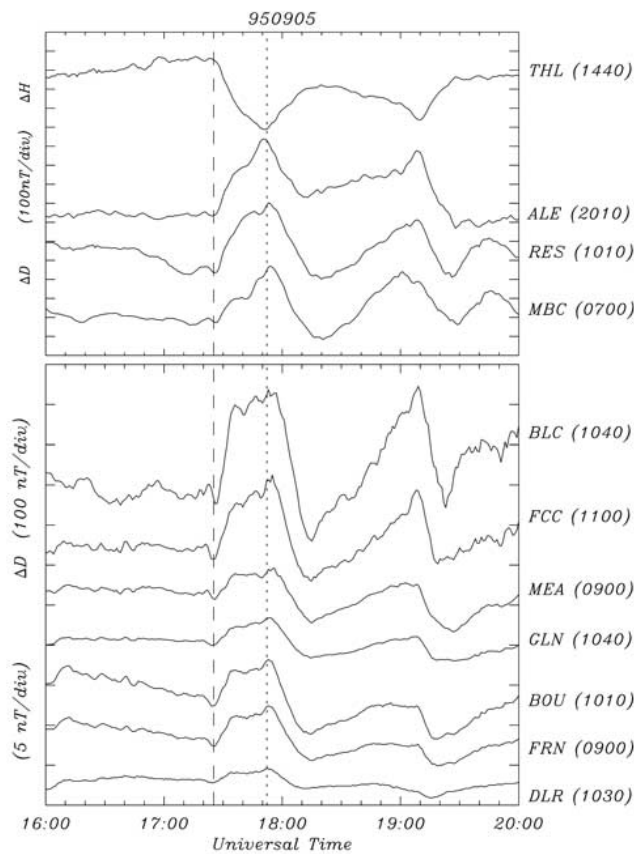


図 2-8 (Fig. 2 of Hashimoto *et al.*, 2002)

(上段)極冠域のDP2変動(縦線の区間)。(下段)オーロラ帯(BLC)から中緯度(DLR)の午前(0900–1100 MLT)で観測されたDP2。D成分の増加は南向きPedersen電流による。極冠から中緯度までデータの精度(1分)で同時に開始した。

2.7. 太陽風動圧による DP2

DP2 磁場変動の原因が IMF Bz であることは、上に示したとおりである (Nishida, 1968b; Kikuchi *et al.*, 2010)。一方、Sibeck *et al.* (1998) は、DP2 事象のうち IMF 由来は 3 分の 1、太陽風動圧が 3 分の 1、残り 3 分の 1 が substorm 由来であると指摘した。確かに、SC 時には DP2 型電流が太陽風動圧によって生成され、SC の赤道増大の原因であることが知られる (Araki, 1994)。しかし、Sibeck 論文で太陽風動圧が原因とされた DP2 事例の中に、図 2-5 や次節で示す図 3-1 のような周期変動は示されていない。また、substorm による DP2 とされた事象の静止衛星軌道の電子束増加は、赤道ジェット電流の減少すなわち電離圏電場の減少に対応している。この減少は、第 4 節で示す substorm 時に発達する overshielding 電場 (Wei *et al.*, 2009; Hashimoto *et al.*, 2017) の可能性が高い。したがって、周期変動する DP2 は IMF Bz の周期変動が原因とするのが妥当である。ただし、太陽風動圧増加による対流電場増加は磁気嵐時の EEJ 増大、すなわち、低緯度電離圏電場の増大に寄与する可能性があるために、これを含めた広い意味での DP2 は今後の課題として重要である。

コラム 1. 初めて見たオーロラは 1981 年 4 月コロラド州の赤色オーロラ

筆者がコロラド州 Boulder の米国商務省宇宙環境研究所 (NOAA/SEL) に滞在中、1981 年 4 月 13 日夜 9 時過ぎに真っ赤なオーロラに遭遇した。磁気緯度 50 度の Boulder では珍しい現象であった。その日の午前中、SEL の H. Leinbach 博士が、今夜オーロラが出るよ、と研究所の廊下をアナウンスしながら歩いていた。アメリカ人らしい冗談かと聞いていたが、予報が的中した。親しくしていたコロラド大学の日本人学生が電話してくるなど、町中が騒ぎになった。Leinbach 博士は、太陽面を観測する波長 10830 オングストロームの $H\alpha$ 像で大規模の太陽フレアを見たあと、このオーロラを予測した。彼の口から出た 10830 (ten eight thirty) という発音が今でも耳に快く残っている。中緯度のオーロラは極域のカーテンオーロラと違い、暗く赤いオーロラがゆらゆらと動いていたのが印象的だった。後年、みどり衛星故障時のオーロラ電子解析を手伝ってくれた D.S. Evans 博士と、NOAA 衛星が観測したオーロラ電子を解析した。高度 300 km 前後の F 層を電離する数 100 eV の電子が大量に降り注いでいた。赤色オーロラがこの高度で光ることを実感として知った。オーロラを撮影した SEL 所員からもらった写真を示す。白い筋は数 keV の電子が光らせるグリーンが白っぽく見えたものと思われる。



3. DP2 磁場変動と R1FAC-EEJ、R2FAC-CEJ 電流回路

3.0. 本章の概要

磁気圏内部のプラズマ対流が創生するダイナモは夕朝方向 (dusk-to-dawn) の shielding 電場と R2FAC を生成する。対流電場が急に弱くなると shielding 電場が卓越する過遮蔽 (overshielding) が発生する。第 2 章の DP2 磁場変動は対流電場の振動が原因であったが、IMF が南向きと北向きに交互に振動する場合には、対流電場と overshielding 電場が交互に寄与する。このとき、赤道 DP2 電流は、東向きの EEJ と西向きの CEJ で構成される。SuperDARN レーダー網から得られる極域電離圏プラズマ対流は、EEJ 区間で R1FAC 周辺の 2 つ渦対流、CEJ 区間で R1FAC の低緯度側に R2FAC の逆向き対流渦を伴う 4 つ渦対流となる。R2FAC の発達には時間遅れがあるために、IMF が北向きになると R1FAC が減少する一方で、R2FAC の成長が継続する。この状況下で、overshielding が発生する。

3.1. Shielding/overshielding 電場

Shielding 電場は夕朝方向であるため、中低緯度において朝夕方向の対流電場に重畳してこれを弱める。これを shielding と称する。IMF が北向きに変わることにより対流電場が減少すると、shielding 電場が卓越し、中低緯度の電場・電流の向きが逆転する (Rastogi and Patel, 1975)。昼間赤道では西向き EEJ (または、CEJ: counterelectrojet) により磁場が減少する。これを overshielding という (Kelley *et al.*, 1979)。以下で使用する overshielding 電場は、R2FAC に伴う shielding 電場と同じ電場であるが、shielding 電場が対流電場を超えて主要な働きをする場合に overshielding と呼称する。Fejer *et al.* (1979) は、赤道 Jicamarca 非干渉性レーダーで IMF $B_z > 0$ による overshielding を確認し、さらに substorm により overshielding が発生することを示した。Nopper and Carovillano (1978) は R1FAC、R2FAC を与えたモデル計算をおこない、R2FAC が R1FAC と同程度になると、赤道で overshielding が発生することを示した。一方で、shielding 電場は R2FAC の高緯度側のオーロラ帯で対流電場を強める (Kikuchi *et al.*, 2000)。このために電離圏プラズマ高速流 (auroral westward flow channel) (Parkinson *et al.*, 2003) や SAPS (sub-auroral polarization stream) (Foster and Burke, 2002) となって現れる。

対流電場が中低緯度へ侵入して shielding 効果が有効になるまでの時間は、磁場観測に基づくと 20 分程度 (Somayajulu *et al.*, 1987)、そして理論モデルによると 20–30 分程度である (Senior and Blanc, 1984; Peymirat *et al.*, 2000)。この間、電場は shielding 効果を受けずに中低緯度へ侵入できる。Shielding 電場は、オーロラ帯電気伝導度が大きいと弱くなるため、対流電場侵入時間は長くなる (Senior and Blanc, 1984)。磁気嵐時には数時間以上になる可能性がある (Huang *et al.*, 2007)。また、overshielding が継続する時間は数 10 分から 2 時間に及ぶ場合がある (Kikuchi *et al.*, 2008ab, 2010)。

3.2. EEJ、CEJ で構成される赤道 DP2

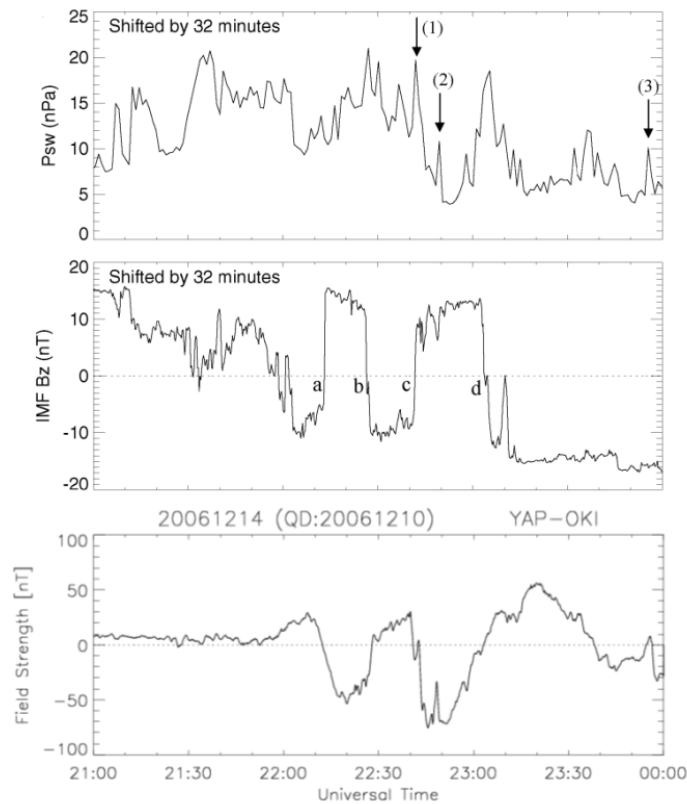


図3-1 (Fig. 7 of Kikuchi *et al.*, 2010)

(上段) ACE 衛星で観測された太陽風動圧、(中段) IMF Bz、(下段) 赤道電離層電流による磁場 (YAP-OKI) を示す。太陽風動圧のインパルス (1) (2) (3) と赤道磁場インパルスの対応を利用して、太陽風データ時刻を 32 分遅らせた。

DP2磁場変動は南向きIMFによるR1FACの変動が原因と考えられた (Nishida, 1968b; Kikuchi *et al.*, 1996)。しかし、IMFが南向き、北向きと変化する場合はDP2には、それぞれ、R1FAC、R2FAC

が寄与する (Kikuchi *et al.* 2010)。図3-1に示すDP2イベントでは、IMFが南向き、北向きを繰り返し (図中段、時刻を32分遅らせた)、これに対応して赤道電離層電流には、EEJとCEJが交互に寄与した (図下段)。IMFがゼロをクロスする時刻 (a, b, c, d) は、EEJがゼロをクロスする時刻と1分の精度で一致する (a: 2213/2212、b: 2227/2228、c: 2242/2241、d: 2304/2303)。両者の一致は、IMF北向きの時間帯でR2FACが卓越する overshielding が発生していることを示す。

3.3. 中緯度の対流電場と overshielding 電場

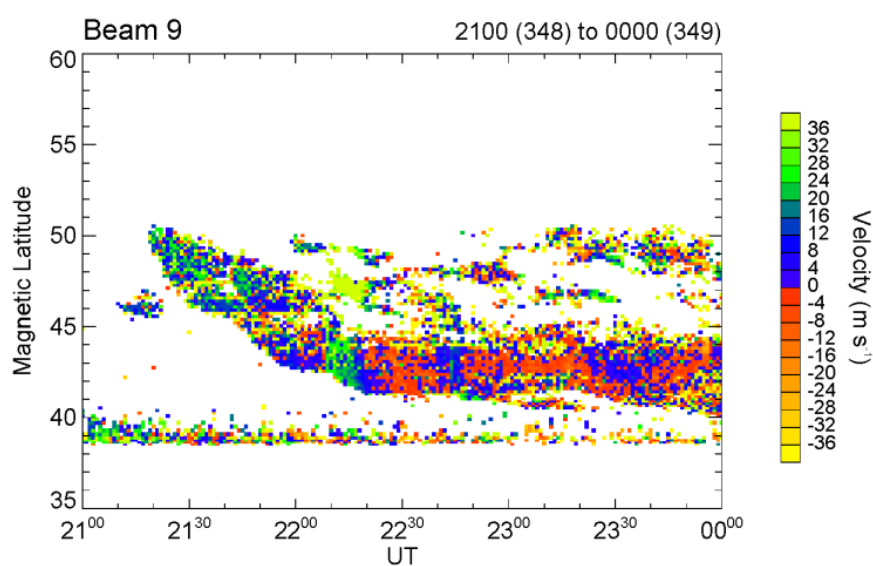


図 3-2 (Fig. 9 of Kikuchi *et al.*, 2010)

DP2 イベント中の北海道 SuperDARN レーダー-beam#9 の視線方向速度。暖色 (赤-黄) は、レーダー波を反射する電離圏プラズマ構造が観測点から遠ざかる速度を表す。寒色 (紺-緑) は近づく速度を表す。

図 3-1 の DP2 磁場変動時に、北海道 SuperDARN レーダーが中緯度へ伝搬した対流電場と overshielding 電場を捉えた。図 3-2 は北海道レーダーの Beam#9 の視線方向プラズマ速度 (LOS (line of sight) velocity) を示す。暖色・寒色はレーダーから遠ざかる・近づく速度を表す。これらは、東向き・西向き電場に対応しており、EEJがゼロをクロスする時刻付近で電場の向きが変化する。地磁気データのみを使用すると、地磁気の基準レベルの選び方で、正負の振動なのか、正または負の振動なのか、判然としない可能性がある (2.4 節)。異なる観測手段であるレーダー観測との一致により、DP2 振動が電場・電流の正負の振動であることが確認できる。

3.4. 4セル電離圏対流パターン

極域電離圏対流を観測する SuperDARN レーダーは、EEJ の時間帯で 2 つ渦、CEJ の時間帯で 4 つ渦のプラズマ流を観測した。図 3-3 は北半球の昼側の電離圏対流ベクトルのマップを示す(上が正午)。各図右上のクロックは 32 分前の IMF の向きを示す。IMF が南向きの時(図(1)(4)(6))には、R1FAC を取り囲む大きなスケールの 2 セル対流パターンとなる。統計的に得られた対流パターン(Ruohoniemi and Greenwald, 1996)と一致する。一方、北向き IMF 時(図(2)(3)(5))には、2 セルの低緯度側に逆向きの対流セルが現れ、全体として 4 セルの渦構造となる。R1FAC の低緯度側で R2FAC を囲む 2 セル対流が発達したことを示す。4 セル対流に対応して、赤道では CEJ になっており、赤道 overshielding が発生した。

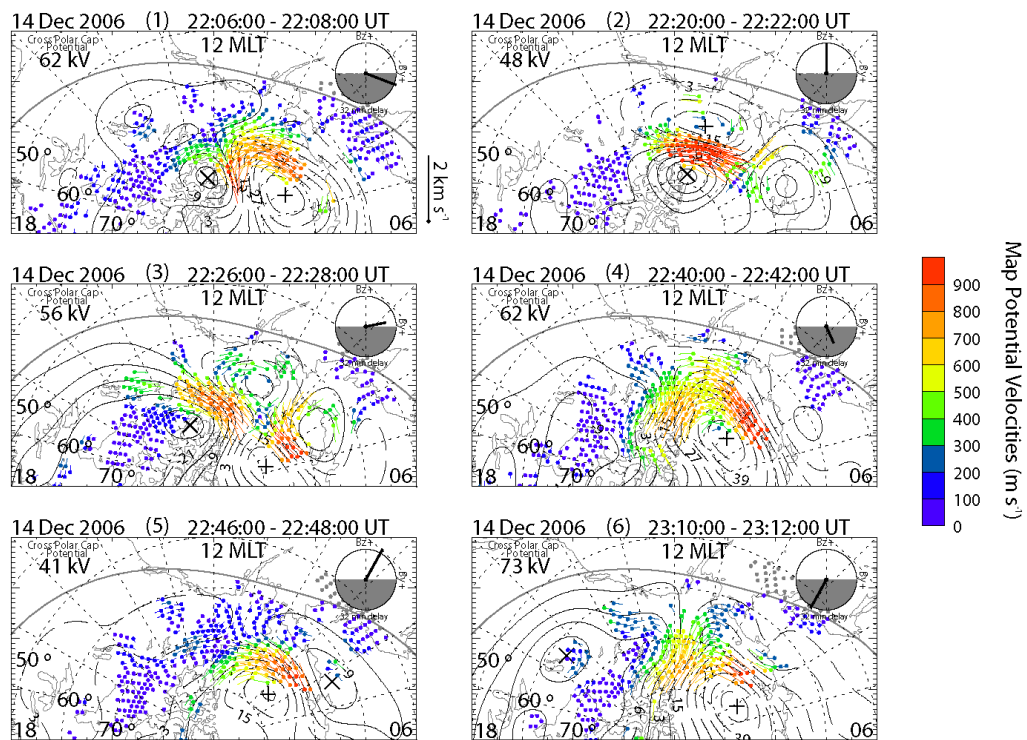


図 3-3 (Fig. 8 of Kikuchi *et al.*, 2010)

昼間側極冠-中緯度 (>50° CGML) の SuperDARN 対流マップ。図中右上の clock は ACE 衛星により 32 分前に観測された IMF ベクトルを示す。(1)(4)(6) は南向き IMF による 2 セル構造、(2)(3)(5) は北向き IMF 時の 4 セル構造を示す。対流マップ中の色付き矢印は対流の方向を示し、色が速度を示す。

3.5. R2FAC 成長の時間遅れ

非対称環電流を再現する CRCM (comprehensive ring current model) (Fok *et al.*, 2001) を走らせると、R2FAC が R1FAC 増加から少し遅れて成長する。この結果から R1FAC 減少によって overshielding が起きることを確認できる。図 3-4 (上段) は、時間を 32 分遅らせた IMF B_z を示す。太陽風のデータを Weimer (2001) モデルに入力して、極冠電位 (PCP: polar cap potential) を計算し (図下段の実線)、CRCM により R2FAC の総量を計算した (図下段の破線)。R2FAC は PCP の増加を追いかけるように成長し、北向き IMF により PCP が減少したあとも成長を続け、6 分の時間遅れのち減少する。このモデルは shielding 電場を計算するものではないが、R2FAC の成長と衰退に時間遅れがあることを示している。

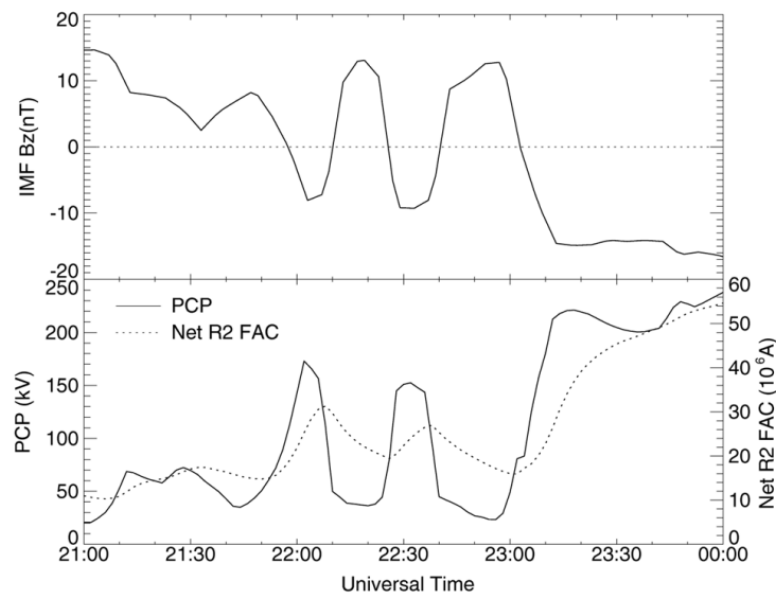


図 3-4 (Fig. 11 of Kikuchi *et al.*, 2010)

上段に、DP2 変動の原因となった IMF B_z (32 分遅らせている) を示す。下段に、太陽風データを入力して Weimer (2001) モデルで計算した極冠電位差 (PCP) (実線) と CRCM で計算した R2FAC の総量 (点線) を示す。

4. Substorm 磁場変動と R2FAC-CEJ 電流回路

4.0. 本章の概要

EISCAT レーダーによる電場観測と、IMAGE 磁力計チェーンの磁場データを組み合わせると対流電場と shielding 電場を分離することができる。Substorm の拡大相 (expansion phase) で R2FAC と shielding 電場が強められ、地上磁場の緯度依存が大きく変化し、赤道 CEJ が発生する。Expansion phase における R2FAC の増強はグローバル MHD シミュレーションで再現される。磁気圏尾部磁場の双極子化 (dipolarization) により生成される高圧プラズマが、R2FAC のダイナモである。Substorm で強められる overshielding 電場は中低緯度の HF Doppler サウンダーにより観測される。一方、substorm 時の赤道電場が overshielding でなく、対流電場であるとの主張があり、議論が継続している。

4.1. 対流電場と shielding 電場の分離

Substorm 成長相 (growth phase) は IMF が南を向くことで開始され、DP2 電流が発達する (McPherron, 1970; Nishida and Kamide, 1983; Clauer and Kamide, 1985; Kamide, 1991)。一方、拡大相 (expansion phase) では R2FAC が発達し、サブオーロラ帯から赤道で DP2 電流と逆向きの overshielding 電流が流れる。特に赤道では CEJ が流れるため、部分環電流による低緯度 negative bay が equatorial enhancement する (Kikuchi *et al.*, 2000)。Kikuchi *et al.* (2000) は、図 2-2 の DP2 変動 (12–14 UT) の直後 (14–16 UT) に発生した substorm 時の EISCAT レーダーと IMAGE 磁力計網のデータから、対流電場と shielding 電場を分離した。図 2-2 において、X (Nurmijarvi) は 14 UT までは X (Kilpisjarvi) と相関がよいが、substorm 開始 (14 UT) 以後、相関が著しく減少した。X (Nurmijarvi) は減少し、X (Kilpisjarvi) は増加を継続している。2 つのステーション間に R2FAC が流入し、shielding 電場が低緯度側 (Nurmijarvi) で電場を弱め、高緯度側 (Kilpisjarvi) で強めたためである。この条件のもと、図 4-1 に示すように、対流電場 E_1 (実線) と shielding 電場 E_2 (破線) を分離することができる。図上段はオーロラ帯 (EISCAT)、図下段はサブオーロラ帯 (Nurmijarvi) の電場を示す。 E_1 は両ステーションで相似形であるが、サブオーロラ帯の対流電場は幾何学的減衰により強度が $E_1 * 0.40$ になる。一方、 E_2 は、substorm 開始 (縦の点線) 以降に発達し、EISCAT で北

向き、Nurmijarvi で南向き電場を与える。その結果、 E_2 はオーロラ帯の電場を強め、サブオーロラ帯の電場を弱める。1430 UT 頃には Nurmijarvi で $-E_2$ が E_1 を凌駕しており、電場の逆転、すなわち、overshielding が発生した。この時、赤道 Mokolo では CEJ が流れ、negative bay の振幅が低緯度 Tamanrasset より大きくなる equatorial enhancement が発生した。

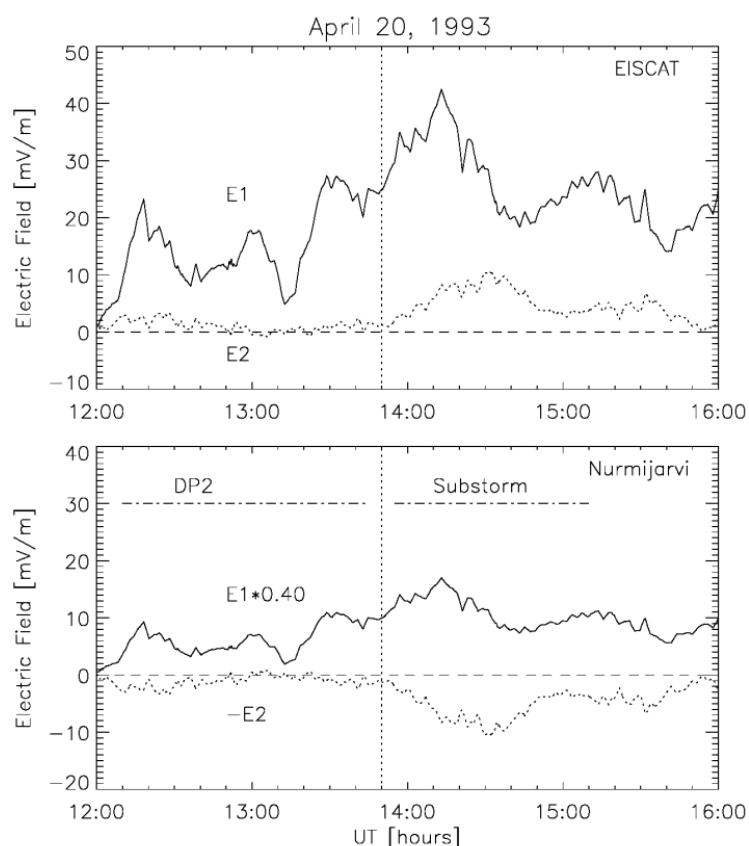


図 4-1 (Fig. 8 of Kikuchi *et al.*, 2000)

EISCAT レーダーと IMAGE 磁力計チェーンから求めたオーロラ帯 (EISCAT) とサブオーロラ帯 (Nurmijarvi) における対流電場 (E_1) と shielding 電場 (E_2) (それぞれ、実線と点線)。 E_1 、 E_2 は北向きが正である。 E_2 は substorm 前 (12–14 UT) で弱い、substorm 中 (14–16 UT) に発達する。対流電場は Nurmijarvi で幾何学的減衰のため $E_1 \cdot 0.40$ の強度となり、shielding 電場が卓越すると overshielding が発生する。

4.2. Substorm 時の対流電場と overshielding 電場

図 4-2 に、substorm 開始時に対流電場と overshielding 電場が強くなる例を示す (Hashimoto *et al.*, 2011)。Growth phase が 1430 UT に開始し (最初の縦線)、午後の極冠 (NAL) で西向き極冠電流、オーロラ帯 (KIR) で東向き AEJ がゆっくりと発達した。R1FAC の増大に伴い電離圏対流電場が強くなったことを示す。1557 UT に substorm が開始すると (2 番目縦線)、極冠電流、AEJ 共に

急速に増加し、同時に、サブオーロラ帯 (NUR) で著しい磁場減少が発生した。極冠電流の増加は電離圏対流がさらに強くなったことを示しており、SOR 付近で R1FAC が増強したと考えられる。一方、サブオーロラ帯の磁場減少は overshielding が発生したことを示しており、OUJ 付近で R2FAC が強くなったと見られる。オーロラ帯の AEJ 増加には、R1FAC、R2FAC の両方が寄与したと考えられる (4.1 節)。昼間赤道に位置するブラジル Sao Luiz (SLZ) では (データは示さないが)、growth phase で EEJ がゆっくり増加し、substorm 開始と同時に CEJ が発生した。対流電場・R1FAC と overshielding 電場・R2FAC が高速度で赤道へ伝搬したためである。

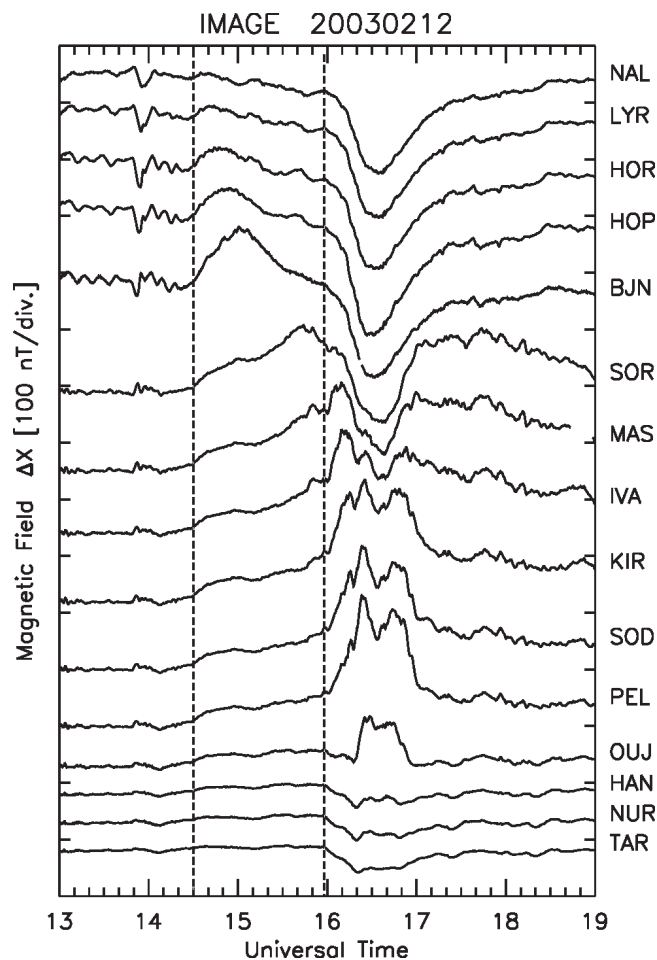


図 4-2 (Fig. 4 of Hashimoto *et al.*, 2011)

午後側に位置する IMAGE 磁力計チェーンの磁場は、substorm growth phase (1430 UT) の対流電場・R1FAC の増加と、expansion phase (1557 UT) の overshielding 電場・R2FAC の増加を示す。

4.3. Substorm の R2FAC-CEJ 電流系

Substorm 電流系は、部分環電流 (PRC)、R2FAC、東向き AEJ で構成されることが Kamide *et al.* (1976) によって示された。一方、substorm overshielding 電流の存在は、図 4-3 で示すように、R2FAC と赤道 CEJ が回路を形成する新たな電流系を必要とする (Kikuchi *et al.*, 2003)。R1FAC の低緯度側で発達する R2FAC の周りには、R1FAC の周辺の Hall 電流 (DP2 電流) と同様に、逆向きの Hall 電流 (overshielding 電流) が取り囲む。図 4-2 で見たように、R2FAC は substorm 開始と同時に発達し、これが R1FAC による対流電場を超える強度を持つと overshielding になる。Overshielding は substorm 開始と同時に発生する (Wei *et al.*, 2009; Hashimoto *et al.*, 2011) だけでなく、substorm 中に IMF が北向きになると、R1FAC が弱くなり、強い overshielding が発生する (Kikuchi *et al.*, 2003; Hashimoto *et al.*, 2017)。Hashimoto *et al.* (2011) は、substorm 開始時に R1FAC と R2FAC の両方が増加し、R2FAC が overshielding を起こすだけの強度を持つことを示した。図 4-1 で示した R2FAC 発達は昼間 (午後) で発生している。この事実は、内部磁気圏ダイナモと電離圏が夜側だけでなく、昼側でも強く結合していることを示す。

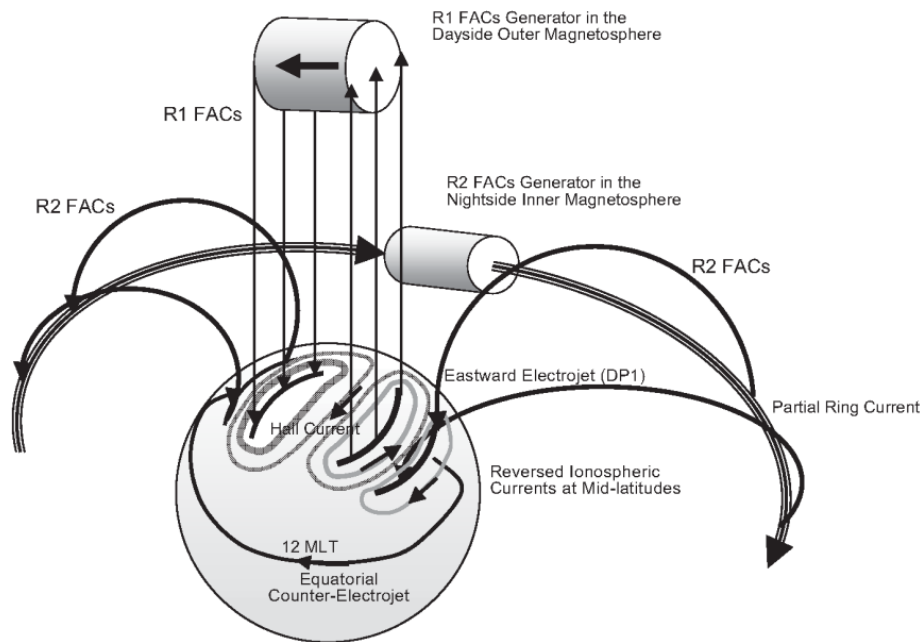


図 4-3 (Fig. 11 of Kikuchi *et al.*, 2003)

Substorm overshielding の電流系。部分環電流 (partial ring current)、R2 FACs、赤道 CEJ が電流回路を形成する。R1FACs とこれを囲む Hall 電流 (DP2 電流) の低緯度側に R2FACs を囲んで Hall 電流 (overshielding 電流) が流れる。

4.4. Substorm 電流系シミュレーション

図 4-4 は、グローバル MHD シミュレーションで再現された substorm 電流系を示す (Tanaka *et al.*, 2010)。磁気圏尾部磁場の双極子化 (dipolarization) が近地球プラズマシートに磁化プラズマを集積させる結果、高圧プラズマ領域が形成される (図中の領域 (4))。この領域を取り巻くようにして、部分環電流と R2 FACs が発生する (図中赤線 a)。シミュレーションでつくられた R2FACs をソースとして overshielding 電流、特に赤道 CEJ が再現された (Ebihara *et al.*, 2014)。観測とシミュレーションの一致は、substorm overshielding と赤道 CEJ が R2 FACs の増強によることを支持している。

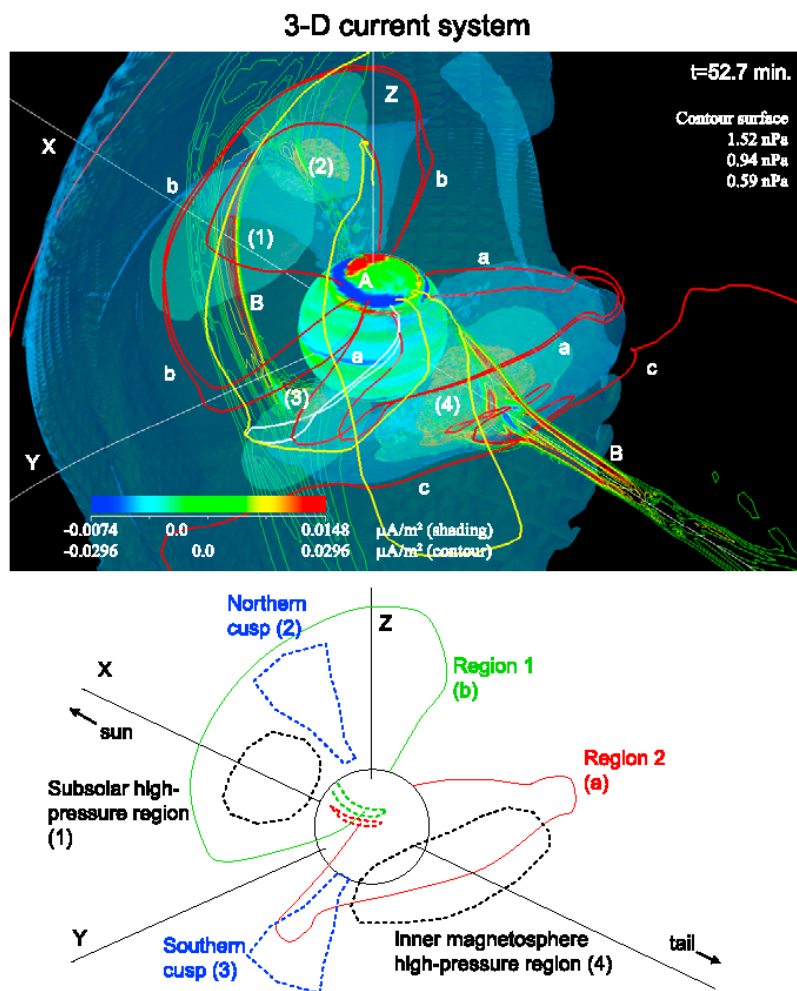


図 4-4 (Fig. 14 of Tanaka *et al.*, 2010)

グローバル MHD シミュレーションにより創られた substorm 時の内部磁気圏プラズマと磁気圏電離圏電流系。4 つの高圧プラズマ領域 (1) - (4) が形成され、領域 (4) のプラズマにより部分環電流と R2FACs (赤線 a) がつくられる。

4.5. Overshielding 電場の中低緯度 HF Doppler 観測

Substorm 時に夜側中緯度電離圏へ伝搬した overshielding 電場が、菅平 (SGD) の HF Doppler サウンダーにより観測された (Hashimoto *et al.*, 2017)。図 4-5 (a) は同一子午線上の赤道 Yap (YAP) と低緯度 Okinawa (OKI) の真夜中過ぎ (01MLT, 1600 UT) に発生した positive bay を示す。Substorm 開始時 (1600 UT) に、図 (c) に示すように、東向き overshielding 電場が SGD で観測された。同時に、反対半球の昼間磁気赤道ブラジル Sao Luiz (SLZ) において、CEJ が発生した (図 (b))。1635 UT に再び SGD で強い東向き overshielding 電場が発生し、SLZ で CEJ が発生した。夕朝方向の overshielding 電場が substorm 拡大相 (1600–1630 UT) と回復相 (1635–1720 UT) で発生し、昼間側と夜間側の低緯度および赤道へ同時に伝搬したことを示す。Substorm 開始時の overshielding は、R2FACs の急速な増加 (4.4 節) によるものであり、回復相の overshielding は IMF の北転による対流電場の減少が原因である (Hashimoto *et al.*, 2017)。また、overshielding 電場は伝導度が小さい夜側赤道電離圏にも EEJ を流し、これが positive bay の YAP, OKI での振幅の違いを生じた (図 (a))。これらのデータは、substorm 時に昼間側で R2FAC-CEJ 電流回路が形成され、夜側で R2FAC-EEJ 回路が形成されることを示す。

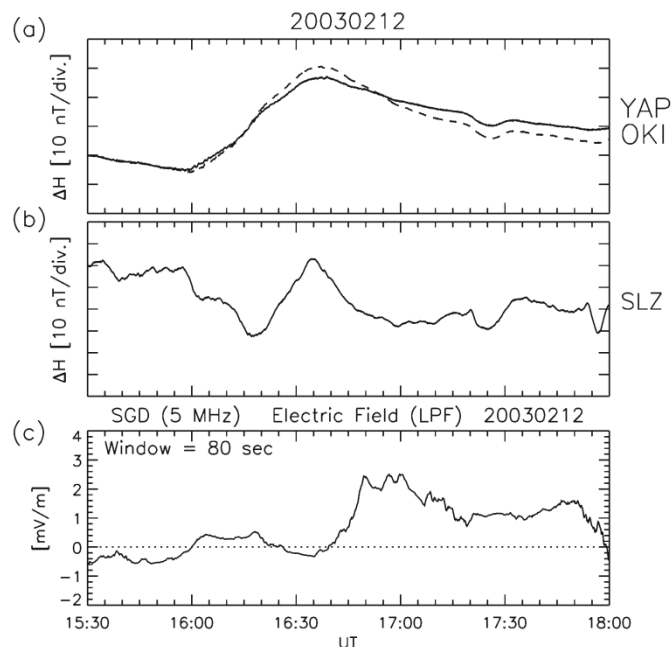


図 4-5 (Fig. 2 of Hashimoto *et al.*, 2017)

(a) 夜間 (01 MLT) の低緯度 (OKI; 点線) と磁気赤道 (YAP; 実線) で観測された positive bay (1600 UT)。 (b) 昼間 (13 MLT) のブラジル赤道 (SLZ) における連続した CEJ (1600 UT, 1635 UT)。 (c) 菅平 (SGD) HF ドップラーサ

ウンダーにより CEJ と同時に観測された夜側 (0100–0300 MLT) の東向き overshielding 電場。ノイズ成分をカットするために 80 秒の window で low pass filter をかけている。

4.6. Sawtooth event に関する議論

Substorm 時に overshielding 電場が卓越することは、これまで多くの論文で報告されている。なかでも、Hashimoto *et al.* (2017) は 2 年間に発生した substorm から 90 例の overshielding イベントを調べ、substorm overshielding が特別な条件下でなく、頻繁に発生する現象であることを示した。一方、sawtooth イベントを substorm だとして、逆に対流電場が強くなるという主張がある (Huang, 2009)。両者の主張の根拠は、一方が孤立型 substorm であり、他方が sawtooth event である。Sawtooth イベントについては、substorm ではなく、太陽風動圧により起動される対流増加現象であるとの指摘がある (Lee *et al.*, 2004)。また、sawtooth イベントは、substorm の要件である真夜中のバルジ (bulge) と呼ばれるオーロラの形成や静止軌道粒子束の分散を伴わないという指摘がある (Feldstein *et al.*, 2014)。これが妥当とすれば、sawtooth イベントの電場は、SC や太陽風動圧由来の DP2 と同様に、磁気圏対流電場と見ることができると考えられる。Sawtooth イベントの議論は残るが、孤立型 substorm が overshielding 電場・R2FAC を生成することに疑いはない。残る課題として、overshielding の発生やその強度は電離層伝導度に強く依存すると考えられるため、地方時特性や季節特性を調べる必要がある。

コラム 2. 1986 年 3 月南極で初めて見た auroral breakup

昭和基地で初めて見たオーロラ爆発の様子を、『宇宙の渚 (NHK 出版)』に記したので、一部、修正を加えて抜粋する。

『筆者が越冬した 1986 年は、2 月の始めに大規模な太陽フレア (黒点爆発) とこれに続いて大規模な磁気嵐が発生し、北半球で美しいオーロラが現れた。しかし、惜しくも、南極昭和基地は夜中でも明るく、越冬隊員はオーロラを見ることができなかった。地磁気などの観測機器が測定限界を超え、故障と錯覚したほど異常な値を示したことで、その規模を知ることとなった。その後、太陽の自転周期 27 日が巡ってきた 3 月 7 日、美しく激しいオーロラが現れた。筆者が最初に見たオーロラ爆発 (auroral breakup) であった。Breakup が起こる前、天空を東西に長くのびる帯状の白っぽい弧状のオーロラ (discrete arc) が、昭和基地から南方の空に見えたあと、ゆっくりと北の方向 (低緯度方向) へ移動した。オーロラアークは明るさを徐々に増し、30 分ほどして突然、アークの一部が明るい光を放った。その光はみるみるアークに沿って広がり、薄く細い帯状だったオーロラが爆発的に太く明るいオーロラに変貌していく。猛烈なスピードで北の空から頭上へ広がり、天空を覆いつくす。ピンク、オレンジ、緑とめまぐるしく色を変え、天空に大きな渦をつくる。オーロラ爆発である。帯状のアークは、カーテンオーロラの裾であった。カーテンは幾重にも重なり、裾をピンクの波が走る。カーテンの中に高さ方向に伸びる緑や赤の筋に沿って宇宙から何かが降り注いでいるようだ。めまぐるしく色を変え、形を変え、また、精緻な構造を見せるオーロラが空一面をスクリーンにして乱舞する。自然の現象でこれほど美しく激しい動きを知らない。オーロラ観測棟の入り口に立ち尽くし、天空を見上げたまま身動きできないほどの衝撃であった。漆黒の闇のなかで妖しくも激しい光の乱舞を見ていると、怖いような感覚さえ湧いてくる。科学が発達しない古代のヨーロッパでは、不吉や戦争に結び付けたことが記録として残っているが、充分理解できる。オーロラ爆発は数分間のあつという間の出来事だった。それまで多彩な光を放っていた天空が一面、灰色の雲で覆われる。雲と見えたのはこれもオーロラである (diffuse aurora)。太い筋、モザイク、パッチなどと形容できる様々な形が埋もれているのが見える。帯状や線状のカーテンオーロラとはまったく違うオーロラだ。変化の仕方も異様だ。太い筋に沿って時折、光が走る。パッチが点滅している。周期的に、あるいは不規則に明るさを変化させ、位置を変え、現れては消える。脈を打つように変化することから脈動オーロラ (pulsating aurora) と呼ばれる。脈動オーロラは、カーテンオーロラのように宇宙空間に伸びる筋構造は見えない。宇宙空間からはパッチに対応した、かたまり状のものが降ってくるようだ。』

5. 磁気嵐の磁場変動と R1FAC-EEJ、R2FAC-CEJ 電流系

5.0. 本章の概要

磁気嵐は、典型的には、SC で開始し、主相で南向き IMF が環電流 (ring current) を発達させるため、地磁気水平成分が減少する。IMF が北を向くか、南 IMF が減少すると回復相に移行し、磁場強度はゆっくり回復する。磁気嵐主相では対流電場が強いために、内部磁気圏で環電流が発達する。環電流シミュレーションは、環電流が夕方から発達することを示しており、観測される低緯度磁場減少が夕方で大きくなる朝夕非対称を説明する。一方、オーロラ帯 DP2 電流 (AEJ: auroral electrojet) の緯度が低下し、サブオーロラ帯から中緯度で発達するため、中緯度磁場が午前で大きく減少する朝夕非対称を示す。赤道では、主相で東向き EEJ、回復相で西向き CEJ が流れる。この結果、赤道の磁気嵐の振幅が低緯度より大きい equatorial enhancement が発生する。EEJ は、振幅は小さいが夜間赤道電離層にも流れ、昼間の方向と逆向きである。磁気嵐電場は中緯度 HF Doppler サウンダー、赤道 Jicamarca IS レーダーで観測され、低軌道衛星で観測される。この電場は低緯度電離圏に電子密度増加など大きな変動をもたらす。

5.1. 磁気嵐環電流の発達

磁気嵐は太陽風衝撃波による磁気急始 (SC) により開始し、南向き IMF により発達する地球を取り巻く環電流 (ring current) による磁場減少を特徴とする。図 5-1 に典型的な磁気嵐を示す。図上段に示すように、IMF Bz が 02 UT 付近で -50nT を超えて減少した。SC は、図下段の SYM-H に現れるように、0152 UT に開始し、その振幅は 89nT であった。南向き IMF により環電流が発達する磁気嵐主相 (main phase) は、0310 UT まで 80 分間継続し、磁場減少は SC のピークから 330nT に達した。その後、環電流が衰退する回復相 (recovery phase) に入り、1 日以上継続した。SYM-H は中低緯度 11 観測所の磁場の平均で、SC や環電流などグローバル地磁気変動の成長衰退を見る地磁気インデックスである (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index-j.html>)。

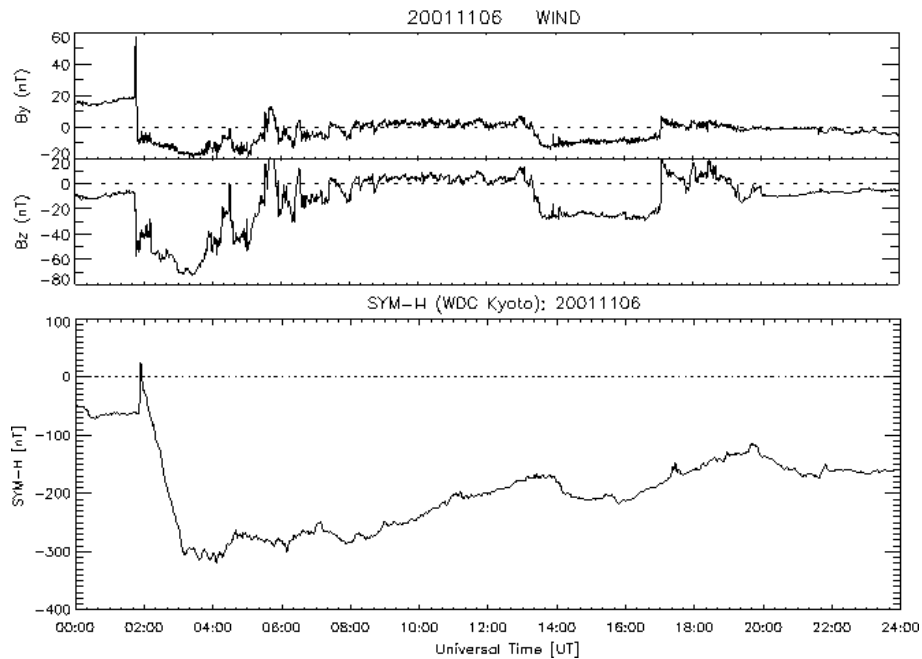


図5-1 (Fig. 3 of Kikuchi *et al.*, 2008b)

(上段) November 6, 2001の磁気嵐中にWIND衛星 (44.1、75.0、22.0 Re) が観測したIMF By、Bz。(下段) 地磁気SYM-Hインデックスが示すSC (0152 UT) と急激な磁場減少を伴う磁気嵐主相とゆっくり増加する回復相。

磁気嵐主相で、対流電場により plasma sheet プラズマが磁気圏内部に輸送され、高圧プラズマ領域が形成される。プラズマ領域の表面に反磁性電流が流れ、地上の地磁気は減少する (Ebihara and Ejiri, 2000)。図 5-2 は、環電流シミュレーションで再現された環電流磁場の指標 Dst (図上段)、環電流発達の段階 A、B、C に対応する内部磁気圏プラズマ圧 (図中段)、反磁性電流ベクトル (図下段) を示す。磁気嵐が段階 A から段階 B に進行すると、プラズマ圧が高くなり、しかも夕方で高圧になる朝夕非対称を示す。回復相 (段階 C) になると、磁気圏対流が弱くなるためにプラズマ圧力が低下し、なおかつ圧力分布が地球を一様に取り巻く。環電流による地上磁場は、高圧プラズマ領域の外側の西向き電流 (図下段赤色領域) と内側の東向き電流 (青色領域) による磁場の和である。西向き電流強度が強いために、地上の磁場は減少する。

非対称環電流は、低緯度の午後-夕方の磁場をより減少させるため、地方時非対称が生じる。一方、中緯度で発達するDP2電流 (Hall電流) は午前でclockwise、午後でanti-clockwiseであるため、午前の磁場をより減少させる。このため、中緯度では、低緯度の地方時非対称と異なる非対称が生じる。その例を図5-3に示す (Tsuji *et al.*, 2012)。ある磁気嵐中の時刻1805 UTの平均的な環電流の大きさをSYM-H (図中の水平破線で示す-123 nT) で示し、主相のピーク値MLT (magnetic

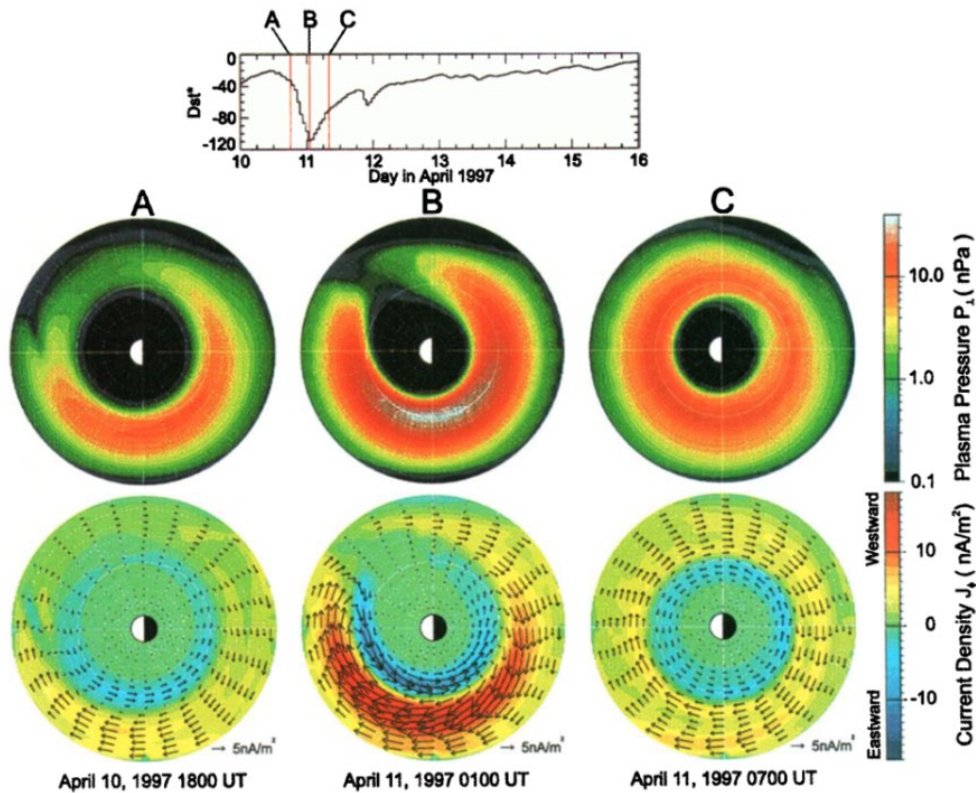


図5-2 (Plate 1 of Ebihara and Ejiri, 2000)

磁気嵐環電流シミュレーションにより計算されたDst(上段)、磁気圏内部プラズマ圧(中段)、環電流ベクトル(下段)を、磁気嵐初相(A)、主相(B)、回復相(C)について示す。暖色は西向き電流、寒色は東向き電流を示す。各図の左側が正午、下側が夕方を指す。

local time) の関数として示す。中緯度(図上段)では、磁気嵐の大きさがSYM-Hより午前で減少し、午後から夕方が増加する。これに対して、低緯度(図下段)では、逆に午前で増加し、午後で減少する。電離層電流の効果は赤道でも強く現れ、以下(5.3節)に示すように、赤道の昼間では、主相でEEJ、回復相でCEJの効果強く受ける。このように、磁気嵐の地方時依存性が緯度により大きく異なるために、個々のステーションの磁気嵐を見る際には、電流系を考慮する必要がある。

1805 UT on 07 September 2002 (Main Phase)

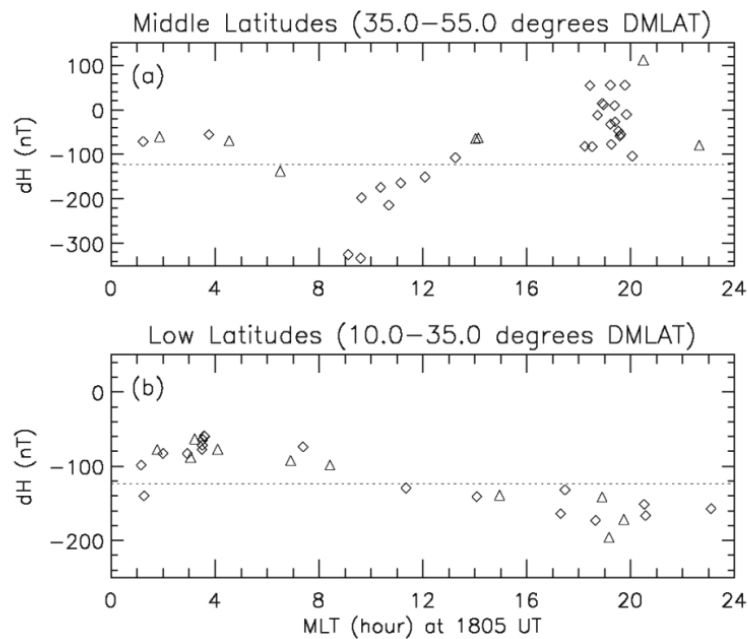


図 5-3 (Fig. 6 of Tsuji *et al.*, 2012)

磁気嵐主相ピーク値の朝夕非対称性を中緯度 (35° – 55°) (上段)、低緯度 (10° – 35°) (下段) について示す。平均的な環電流による SYM-H を水平破線で示した。中緯度の磁気嵐は午前で負の方向に大きく、低緯度では午後から夕方大きい。

5.2. 高中緯度の電離層電流

図 5-4 にスカンジナビア IMAGE 磁力計チェーンが観測した高-中緯度における磁気嵐時の磁場 X 成分を示す。Feldstein *et al.* (1997) が示したと同様に、磁気嵐主相 (02–04 UT) で 2000 nT に及ぶ強い西向き auroral electrojet (AEJ) が HAN (58.71° CGML)、NUR (56.89° CGML)、TAR (54.47°) の日出線付近 (MLT = UT + 2.5) で記録された。極冠域が拡大し、オーロラ帯が中緯度まで広がったことを示している。磁気嵐が回復相 (04–06 UT) に入ると、AEJ は通常のオーロラ帯である SOR (67.34° CGML)、KIL (65.88° CGML)、MUO (64.72° CGML) に移動した。最大振幅は 2000 nT であった。Wilson *et al.* (2001) は、磁気嵐主相で発達する中緯度 DP2 電流に伴う電離圏電場が、内部磁気圏で環電流発達に寄与する可能性を指摘した。このメカニズムが働くとなると、回復相の DP2 電流の極方向移動は、内部磁気圏の電場を弱め、環電流の衰退に寄与する可能性がある。

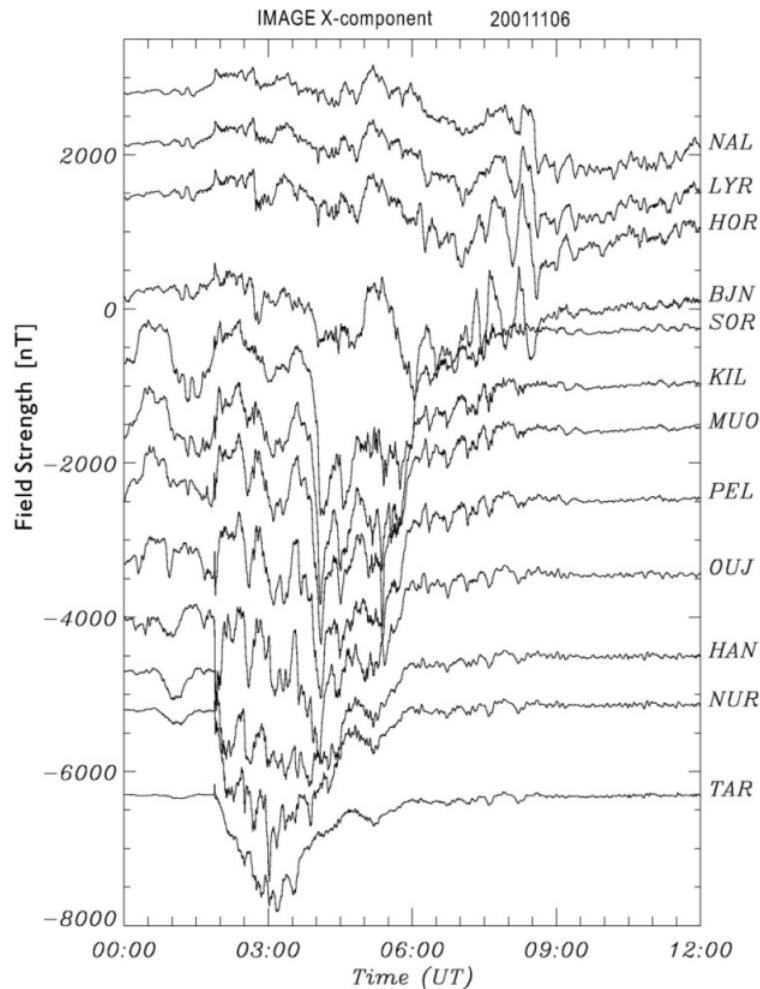


図 5-4 (Fig. 5 of Kikuchi *et al.*, 2008a)

IMAGE 磁力計チェーン 12 ステーションが午前 (MLT = UT + 2.5) に位置したときに観測された磁気嵐時の DP2 電流 (AEJ)。AEJ は、主相 (02–04 UT) で中緯度 (HAN, NUR, TAR)、回復相でオーロラ帯 (SOR, KIL, MUO) を流れた。

5.3. 赤道 EEJ/CEJ

図 5-5 は、西太平洋地域の低緯度 Okinawa (OKI)、磁気赤道付近 Guam (GAM) そして磁気赤道 Yap (YAP) で記録された磁気嵐である (Kikuchi *et al.*, 2008a)。OKI で、SC のあとただちに環電流による磁場減少が発生した。環電流は磁気圏の赤道面付近を流れるため、その効果は OKI、GAM、YAP で大きく変わることはない。しかし、YAP では OKI 以上の増加が 1 時間程度継続したあと、急減少し、OKI の回復相レベルを超えるレベルにまで減少した。その結果、YAP での磁気嵐の振幅は、OKI の 2.7 倍であった。図 5-6 (下段) に、赤道 (YAP) の磁場から低緯度 (OKI) の磁場を

引いて得た赤道電離層電流成分、EEJ (YAP-OKI) を示す。磁気嵐主相で東向き EEJ が流れ、回復相で西向き CEJ が流れた。主相 EEJ による磁場は、赤道の日変化量 (100 nT 程度) を大きく超え、300 nT 近い振幅である。また、回復相 CEJ の磁場も 200 nT に達している。それぞれ R1FACs、R2FACs が赤道電離層へ流入したものである (図 2-7、図 4-3)。Rastogi (2004) は、磁気嵐主相の終わりに IMF の北転により CEJ が発生し、赤道の磁気嵐が低緯度の 2 倍になることを報告している。一方、図 5-6 は、磁気嵐の equatorial enhancement が主相 EEJ と回復相 CEJ の両方の効果であることを示している。

この磁気嵐中に極域で何が起こったかを、図 5-6 上段の AEJ 強度コンターマップで示す。主相で AEJ が中緯度で発達したあと、回復相で、赤道 overshielding (CEJ) に対応して、オーロラ帯へ急速に移動した。AEJ の極方向移動は substorm の発生を示唆しており、磁気嵐回復相に substorm overshielding が寄与した可能性がある。AEJ の極方向移動は、また、R1FAC が極方向へ移動したことを示しており、強い赤道 CEJ が R2FAC の増強に加えて、R1FAC との距離が長くなり幾何学的減衰 (8.5 節) 効果が大きくなったためと考えられる。

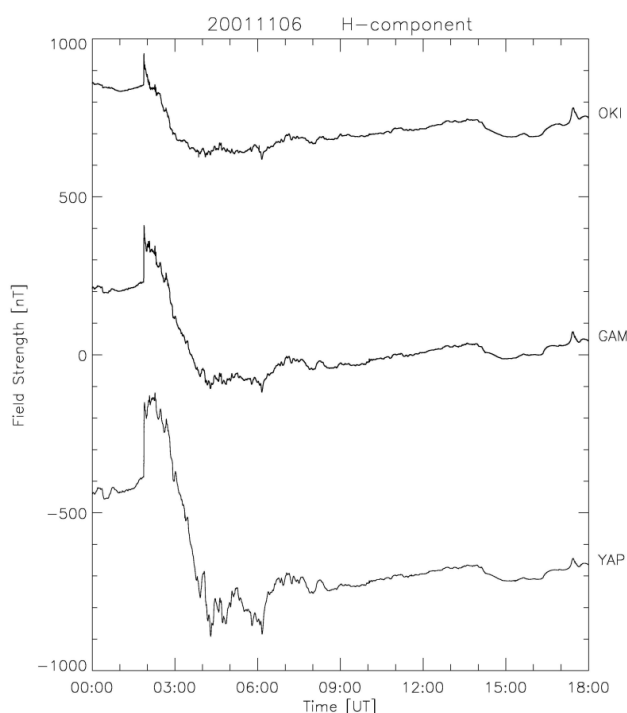


図 5-5 (Fig. 6 of Kikuchi *et al.*, 2008a)

低緯度 Okinawa (OKI, 14.47° GM 緯度)、赤道近くの Guam (GAM, 4.89° GM 緯度) と赤道 Yap (YAP, -0.3° GM 緯度) で観測された磁気嵐。磁気嵐の振幅は YAP で増大し、低緯度に比べて 2.7 倍である。

磁気嵐電場は夜間の赤道電離層にもジェット電流を流す (Fejer *et al.*, 2007; Tsuji *et al.*, 2012; Wei *et al.*, 2013)。図 5-7 は磁気嵐主相 (1636–1834 UT) の昼間磁気赤道 Huancayo (HUA, 1.71° DMLAT) の東向き EEJ (上段) と夜間 YAP (0.48 DMLAT) の西向き EEJ を示す (Tsuji *et al.*, 2012)。主相の EEJ は 250 nT 程度の強度を示し、夜間で 30 nT 程度の強度であった。夜間の電気伝導度が昼間より 1 桁小さいためである。回復相 (1834–2001 UT) においても、強い overshielding 電流が昼間西向き (CEJ)、夜間で東向きに流れる。

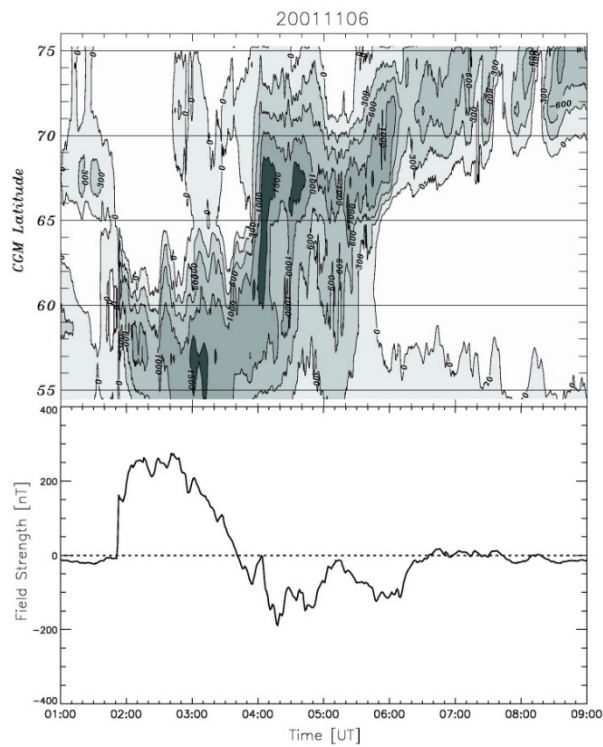


図 5-6 (Fig. 8 of Kikuchi *et al.*, 2008a)

(上段) IMAGE 磁力計チェーンで観測された西向き AEJ 磁場強度の等高線図。(下段) 図 5-5 の H (YAP) から H (OKI) を差し引き、かつ静穏時の日変化を引いた EEJ を示す。主相で東向き EEJ、回復相で西向き CEJ が流れる。

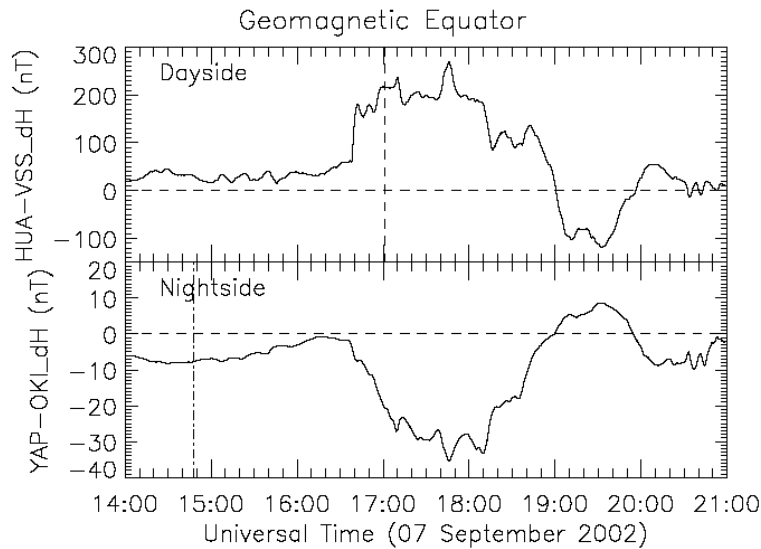


図 5-7 (Fig. 4 of Tsuji *et al.*, 2012)

磁気嵐主相と回復相の昼間 (Huancayo (HUA)、上段) と夜間 (YAP、下段) の EEJ/CEJ。主相の昼間で東向き EEJ、夜間で西向き CEJ が流れ、回復相で、それぞれ逆向き電流が流れる。環電流効果を除くために、低緯度 VSS (13.20 DMLAT)、OKI (16.97 DMLAT) を差し引いた。破線と一点鎖線はそれぞれ 12 MLT、00 MLT を示す。

5.4. 中緯度-赤道の電離圏電場

磁気嵐電場の低緯度への伝搬は赤道磁力計 (Kikuchi *et al.*, 2008ab) のほか、中低緯度 HF Doppler サウンダー (Hashimoto *et al.*, 2020)、赤道 Jicamarca 非干渉性レーダーで観測される (Fejer *et al.*, 2007; Huang *et al.*, 2010)。図 5-8 は中低緯度に位置するチェコ (Prague)、日本 (Iitate、Oarai、Onna)、台湾 (Zhongli) の HF Doppler サウンダーで観測された磁気嵐の電場を示す。SC が 1833 UT に開始し、夕方 (1930 MLT) の Prague で正 (東向き)、夜 (0330 MLT) の日本と台湾で負 (西向き) の電場が観測された。電場は最大 5.1 mV/m が記録され、この電場は赤道 EEJ を流し、また中低緯度電離圏擾乱を引き起こすに十分な強さである。夕方の東向き電場は侵入電場の evening anomaly を示している (6.4 節、6.5 節)。その後 IMF の北転により回復相に入り、2005 UT に東向きの overshielding 電場が 17 分間観測された (図中 OSEF)。Iitate (0500 MLT) で 8.0 mV/m、Prague (1130 MLT) で 11.8 mV/m の強度を持ち、substorm に伴う R2FAC が原因であった。

図 5-9 は、赤道ペルー Jicamarca 非干渉性レーダーで観測された磁気嵐電場を示す (Fejer *et al.*, 2007)。2004 年 11 月 9 日 20 UT、磁気嵐主相 (下から 3 段目の SYM-H) 時に 3 mV/m を超える東向き電場が観測された (図下段 JICAMARCA)。主相の電場が強いために、夜間の赤道 YAP にも

100 nT に達する西向き EEJ が流れた (下から二段目 YAP-OKI)。続く 11 月 10 日には Jicamarca の夜間 (04–07 UT) に東向き電場、昼間の Yap に西向き CEJ が流れた。これは 9 日の電場・電流と逆向きである。最初の磁気嵐で熱圏擾乱ダイナモ (disturbance dynamo) (Blanc and Richmond, 1980) が起動され、対流電場と逆向きの電場が 2 番目の磁気嵐期間に卓越したためである。熱圏擾乱ダイナモは、極域から中緯度へ吹く熱圏風により起動されるため、3–4 時間の時間遅れをもって強くなる (Xiong *et al.*, 2015)。擾乱ダイナモ電場 (DDEF) は長時間継続し (Fejer and Scherliess, 1997; Yamazaki and Kosch, 2015)、長い場合には 30 時間にも達する (Zhang *et al.*, 2017)。これに対して、overshielding 電場は太陽風変動や substorm 時に即座に発達する反面、継続時間は長くても 2 時間程度である (5.3 節)。時間変化や緯度・地方時依存性などを調べることによって、overshielding と擾乱ダイナモの区別が可能と思われる。

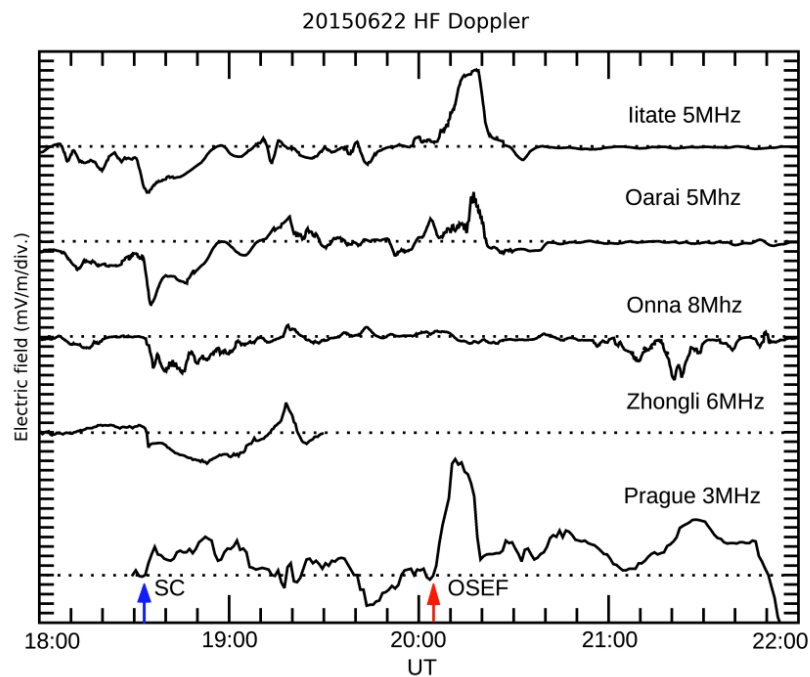


図 5-8 (Fig. 4 of Hashimoto *et al.*, 2020)

西太平洋ゾーン夜側 (03–06 MLT, 18–21 UT) の日本 Iitate, Oarai, Onna、台湾 Zhongli と夕方 (19–22 MLT) のチェコ Prague において、HF Doppler サウンダーで観測された磁気嵐電場。SC (青矢印) は磁気嵐の開始を示し、回復相でインパルス状の overshielding 電場 (OSEF、赤矢印) が発生した。OSEF は overshielding electric field を表す。

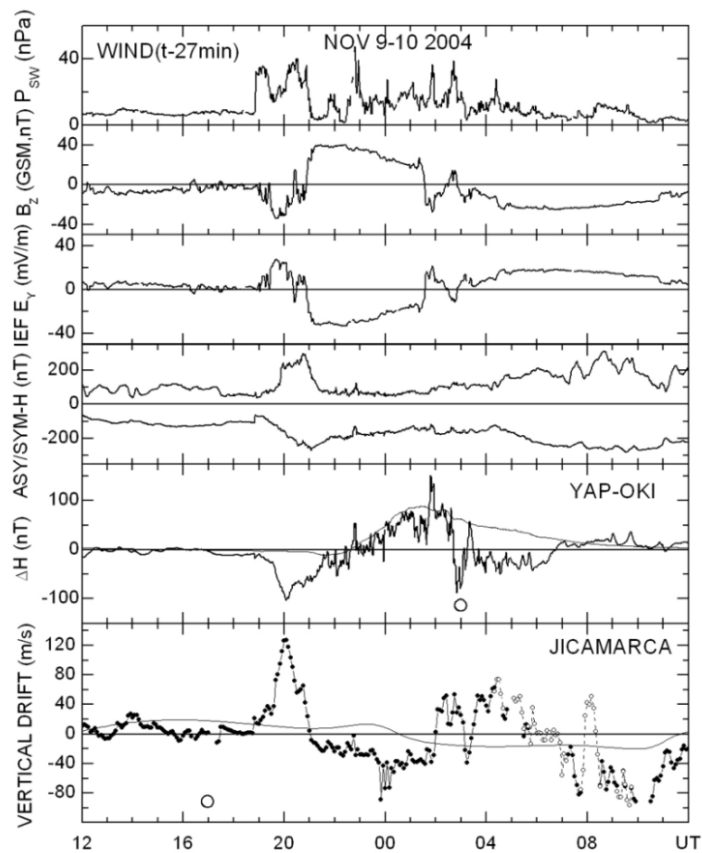


図5-9 (Fig. 3 of Fejer *et al.*, 2007)

上から、2004年11月9～10日に発生した磁気嵐中の太陽風動圧、IMF B_z 、IEF、ASY/SYM-H、EEJ (YAP-OKI)、そして Jicamarca 非干渉性レーダーで観測されたプラズマドリフト速度。破線は静穏時の変化、小さな丸印は現地正午を示す。電場は磁気嵐主相 (20 UT、11月9日) で 3 mV/m を超え、夜間の YAP で西向き EEJ を駆動した。

5.5. 衛星で観測された磁気嵐電場

磁気嵐の電離圏電場は低軌道を周回する衛星、DMSP (Burke *et al.*, 2000; Huang *et al.*, 2010)、C/NOFS、ROCSAT-1 (Kil *et al.*, 2007; Huang *et al.*, 2015; Zhang *et al.*, 2017) で観測された。Huang *et al.* (2015) は、磁気嵐時の電場が夕方異常増加することを示した。一方、内部磁気圏 ($L = 2-6$) で電場が増強されることが CRRES や Akebono 衛星で観測されている (Wygant *et al.*, 1998; Shinbori *et al.*, 2005; Nishimura *et al.*, 2006)。その強度は、図 5-10 に示すように、1989 年 3 月 13 日の磁気嵐主相時 (図上段) に $L=3$ (図下段) で 46 mV/m に達した (図中段) (Shinbori *et al.*, 2005)。こ

の強い電場は、主相のなかで環電流が急速に発達した時間帯に一致している。この位置は中緯度電離圏と磁力線により接続された共役点の関係にある。DP2 電流と内部磁気圏電場との定量的な関係は今後の重要な課題である。

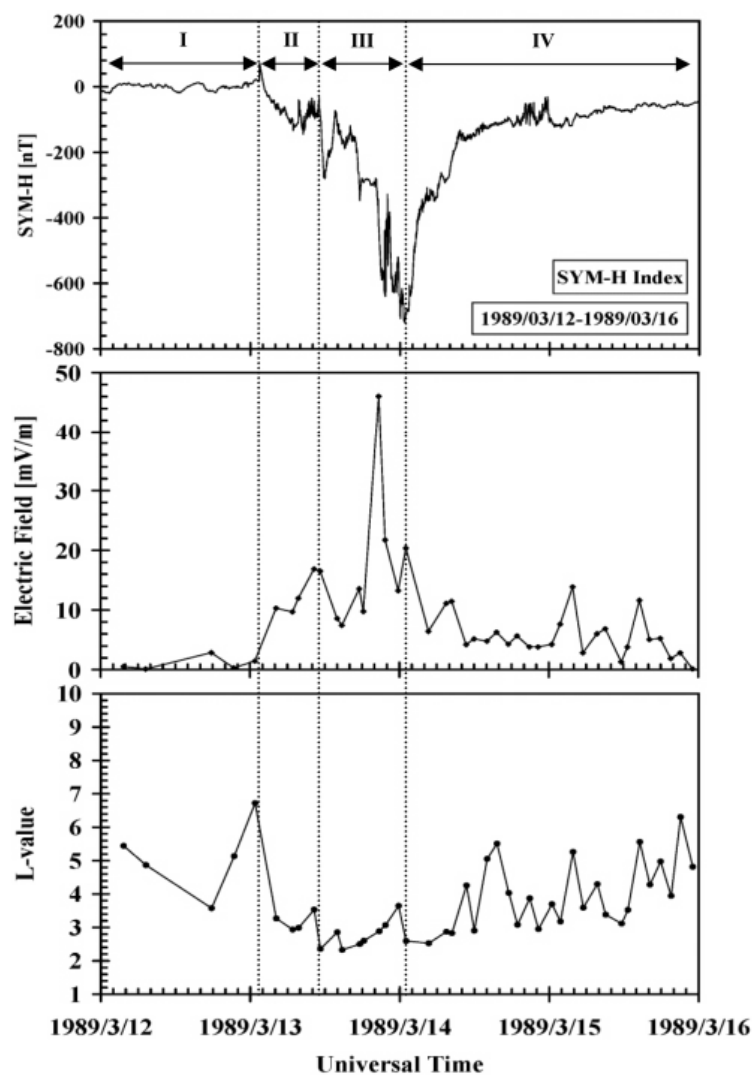


図 5-10 (Fig. 7 of Shinbori *et al.*, 2005)

上段から March 13, 1989 磁気嵐の SYM-H、Akebono 衛星で観測された dawn-to-dusk 電場、衛星位置 (L 値) を示す。区間 I、II、III、IV は pre-storm phase、initial phase、main phase、recovery phase を示す。SC が 01:26 UT に開始した。

5.6. 磁気嵐電場が中低緯度電離圏に与える影響

磁気嵐主相の電場は、昼間の低緯度・赤道へ伝搬し、赤道電離圏異常 (EIA: equatorial ionization anomaly) や全電子数 (TEC: total electron content) の増大、そしてプラズマ不規則構造 (irregularity) を引き起こす (Tsurutani *et al.*, 2004; Maruyama *et al.*, 2004; Manucchi *et al.*, 2005; Ma and Maruyama, 2006)。さらに、異常なF3層をつくる (Balan *et al.*, 2008)。低緯度の TEC 増加は中緯度に拡大し、静穏時の5倍に達することがある (Manucchi *et al.*, 2005)。Tsurutani *et al.* (2004) は、中緯度TEC増加を、東向き電場による赤道電離圏プラズマ上昇 (fountain効果) が促進された結果と説明した。磁気嵐主相の電場は夕方赤道へ侵入し、プラズマバブルを発生させる (Burke *et al.*, 2000; Basu *et al.*, 2007)。一方、磁気嵐回復相では、overshielding電場が卓越するために電場の向きが逆転し、EIAの発達が抑制される (Veenadhari *et al.*, 2010)。低緯度電離圏変動の原因となる電場の向きは、地方時と磁気嵐の相に強く依存するほか、substormの発生などの影響を受ける。このため、低緯度電離圏変動の理解のために、極から赤道、さらに昼夜のグローバル地磁気データを見るのが重要となる。

5.7. 磁気嵐電場に関する議論

図 5-6 下段に示したように、主相の EEJ は 02 UT 開始から 1 時間後の 03 UT に減少を始め、回復相 (04 UT) で向きが逆転 (CEJ) した。これは、対流電場の増加後 1 時間程度で shielding 効果が現れたことを示す。磁気圏内部においても、CRRES 衛星や Akebono 衛星によって、磁気嵐主相時や回復相時に強い対流電場や overshielding 電場が観測されている (Wygant *et al.*, 1998; Nishimura *et al.*, 2006)。一方、磁気嵐時には、何時間にもわたって、対流電場が赤道へ伝搬するという報告もある (Huang *et al.*, 2005)。対流電場と shielding 電場のいずれが優勢になるかは、低緯度赤道の電離圏異常 EIA や全電子数 TEC の増加、磁気嵐環電流の成長衰退をコントロールする鍵になる。R1FAC、R2FAC の成長衰退や substorm 発生の有無など多くの要因が関係しており、中低緯度電離圏変動の理解を進める上で、今後の大きな課題である。

6. SC の電場・電流と PI 同時性

6.0. 本章の概要

地磁気急始 (SC: geomagnetic sudden commencement) は、開始時刻が10秒以内の精度で同定できるために、グローバルな電場・電流の伝搬路の検証を可能にする。また、第7章以下で解説する磁気圏内 compressional MHD wave の伝搬、沿磁力線電流の生成・伝搬、電離圏内波動伝搬のメカニズムを検証することを可能にする。このために、本章では、SC の磁場特性とこれから導かれる電流系、および、HF Doppler サウンダーで観測されるSCの電場について解説する。磁気圏境界電流の直接効果である低緯度の磁場水平成分の増加 (DL: disturbance at low latitude) に加えて、2種類の電場と沿磁力線電流が発生する。夕朝方向と朝夕方向の電場がグローバル電離圏に DP2 型電流を流す結果、初期インパルス (PI: preliminary impulse) と主インパルス (MI: main impulse) が発生し、DLに重畳する。PI、MI 電場は昼夜で逆転する電位性電場 (ポテンシャル場) であるが、夕方の電場は昼間と同じ向きである (evening anomaly)。Evening anomaly は沿磁力線電流を与えた電位のモデル計算で再現される。PI の開始は、高緯度と赤道で10秒の精度で同時である。極赤道同時性は、電場・電流の伝搬メカニズムの理解に手がかりを与える。

6.1. PI、MI の緯度・地方時特性

SC は、図 6-1 に示すように、緯度と地方時に強く依存する (Araki, 1994)。高緯度では、極域電流 (DP 電流、点線) による PI (preliminary impulse) と MI (main impulse) で構成される (図 (a) (b))。時間スケールはそれぞれ、1 分前後と数分-10 分程度である。正の PI を PPI (preliminary positive impulse)、負の PI を PRI (preliminary reverse impulse) と称する。高緯度 SC は、正または負の PI、MI の組み合わせになり、午前 SC (+-) (図 (a))、午後 SC (-+) (図 (b)) である。中低緯度は図 (c) (d) に示すように、ほぼ階段状の DL (破線) であるが、小振幅の PI、MI が重畳する。赤道の昼間は、Cowling 効果により増大した負 PI、正 MI が DL に重畳する (図 (e) (f))。

図 6-2 は日本の子午線上の中緯度-赤道で正午頃に観測された SC を示す (Kikuchi *et al.*, 2001)。低緯度 Okinawa (OKI) がほぼ DL のみであるが、中緯度 Memambetsu (MMB)、Kakioka (KAK) で正の PI (PPI)、赤道 Guam (GAM)、Yap (YAP) で負の PI (PRI) が現れる。DL に加えて

電離層電流によるDP成分とFACによる磁場が寄与するため、強い緯度依存性が見られる。特に、冬季は電離層電流が弱いために、中緯度PPIにFACが大きく寄与する。PIは開始がはっきりしたインパルス状であるため、数秒の精度で時刻を同定できる。グローバルに開始時刻を比較することにより、極から赤道の地上磁場や電離圏電場の開始の同時性や遅延を見ることができ、電磁エネルギー伝送の速度や経路を知る手がかりを与える。

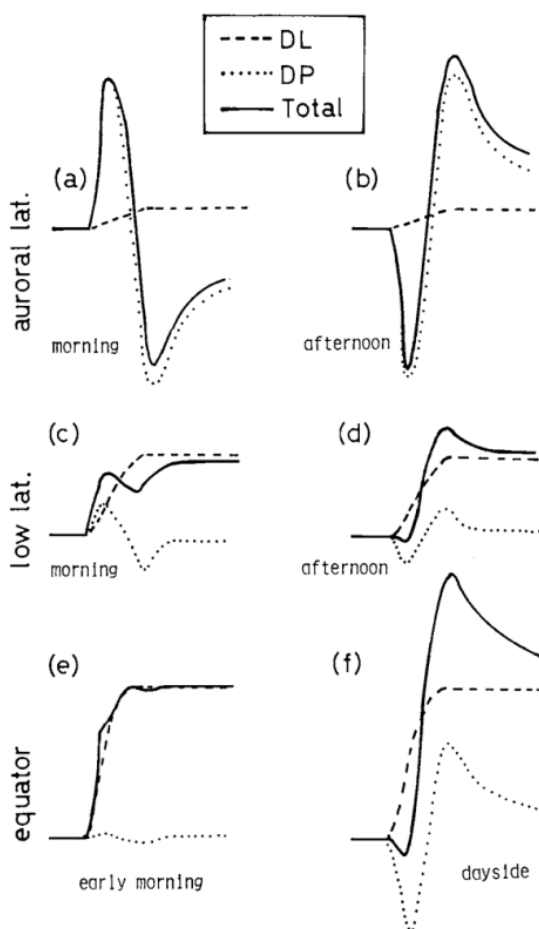


図 6-1 (Fig. 11 of Araki, 1994)

SC (=DL+DP (PI) +DP (MI)) の緯度・地方時特性。上段から、高緯度、中低緯度、赤道、左列が午前、右列が午後のSCを示す。

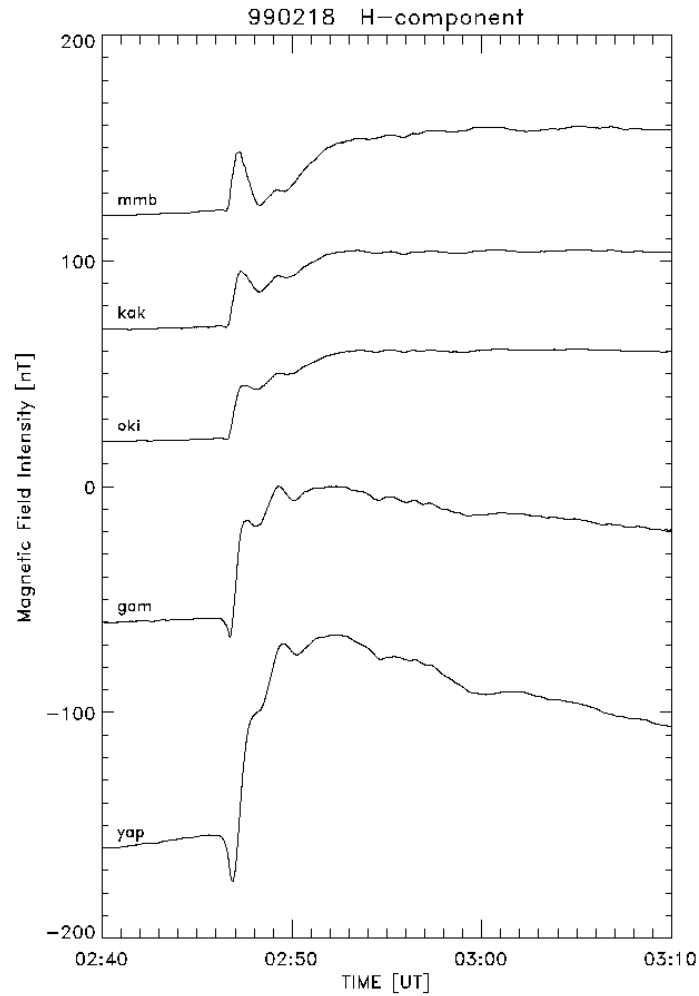


図 6-2 (Fig. 3 of Kikuchi *et al.*, 2001)

日本の子午線上の中緯度 (mmb, kak)、低緯度 (oki)、赤道 (gam, yap) で正午頃 (MLT=UT+9) に観測された SC。中緯度 PI が正の PPI、赤道 PI が負の PRI である。

6.2. PI の高緯度-赤道同時性

PI の振幅は緯度の低下とともに減少し、低緯度で現れず、赤道で再び出現する (Araki, 1977)。図 6-3 は、国際地球観測年 (IGY: International Geophysical Year, 1 July 1957 to 31 December 1958) 期間中に高時間分解能で観測された SC の緯度特性を示す。PI は赤道増大を伴う DP2 型 (図 2-1) であり、振幅は DP2 の緯度依存 (図 2-3) と同じ傾向を示す。高緯度 (PB、CO) と赤道 (KO) の PI 開始時刻が 10 秒の精度で同時であり、時間変化が酷似している。Araki (1977) は、極域から赤道へ電場・電流が強度を減じつつ、ほぼ瞬時に伝搬すると結論した。それまで、赤道 PI は極域 PI と

異なる孤立的現象とされ (Matsushita, 1962)、磁気圏から伝搬する MHD 波動の特性とされた (7.1 節)。しかし、PI の極と赤道の同時性は、8.2 節で詳述する地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) の TM_0 mode で説明される (Kikuchi, Araki 他 1978; Kikuchi and Araki, 1979b)。

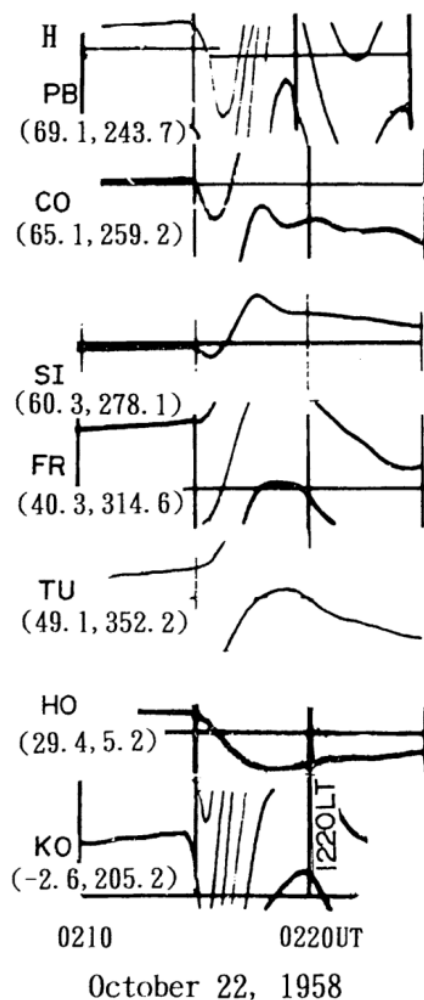


図 6-3 (Fig. 7 of Araki, 1977)

SC は高緯度 (PB, CO) で SC (-+), 低緯度 (TU) で SC (+)、赤道 (KO) で再び SC (-+) である。PI の振幅は緯度の低下と共に減少するが赤道で増大する。その開始は 10 秒の精度で同時であり、時間変化が酷似する。PI 振幅が記録紙の + 端を超えると - 端から現れるように設定されているため、PB, KO で PI が多重ラインで示される。

6.3. 高緯度 PI と夜間中緯度電場の同時性

図 6-4 は、高緯度 (Husafell) 午後の負 PI、正 MI (図上段) に対応して、夜間の中緯度 (Akita) の HF Doppler サウンダーが捉えた SCF (SC-associated HF Doppler frequency) を示す (図下段) (Kikuchi, 1986)。SCF は PI, MI 電場による電離圏プラズマ運動により発生し、PI, MI に対応して、

PFD (preliminary frequency deviation) と MFD (main frequency deviation) で構成される。図の例は、夜間の負 PFD と正 MFD で構成される SCF (-+) を示し、電場はそれぞれ東向き、西向きである。Kakioka (図中段) は夜間であり、かつ緯度が低いため、電離層電流効果が小さく、PI は観測されない。PFD が高緯度 PI とデータの精度 (10 秒) で同時であることは、Araki (1977) が示した昼間赤道への瞬時伝搬が夜間でも成り立つことを示している。

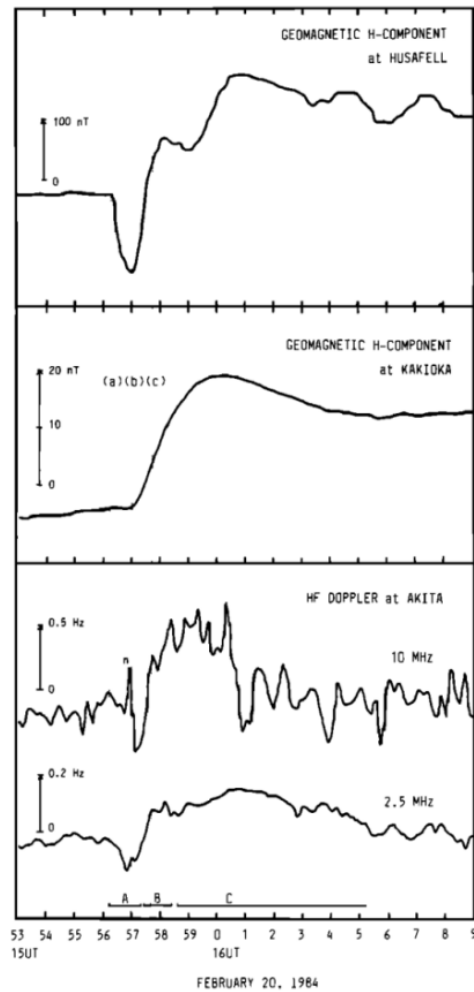


図 6-4 (Fig. 1 of Kikuchi, 1986)

(上段) 高緯度 (Husafell) 午後の SC は負 PI、正 MI で構成される。(中段) 中緯度夜間 (Kakioka) の SC は正 DL で構成される。(下段) 中緯度夜間 (Akita) の HF Doppler サウンダーで観測された SCF は負 PFD (東向き PI 電場) と正 MFD (西向き MI 電場) で構成される。

PI, MI 電場がポテンシャル電場であり、開始がグローバルに同時であることが、チェコ Prague (PRG)、アルゼンチン Tucuman (TCM)、日本 Sugadaira (SGD)、台湾 Zhongli (ZHL) の HF Doppler サウンダーによる同時観測で確認された (Kikuchi *et al.*, 2021)。図 6-5 はこれらの観測点の

SCF を示す。PFD は 0445:20 UT に、夜側 PRG (0545 MLT)、TCM (0025 MLT) で減少し、昼間 SGD (1345 MLT) と ZHL (1250 MLT) で増加した。PFD は 0445:40–50 UT でピークに達し、続いて正/負の MFD が夜側/昼側の 0446:40–60 UT でピークに達した。PFD 開始は昼と夜でデータの精度 (10 秒) で同時である。また、高緯度と赤道の磁場 PI の開始と同時であることが確認された。

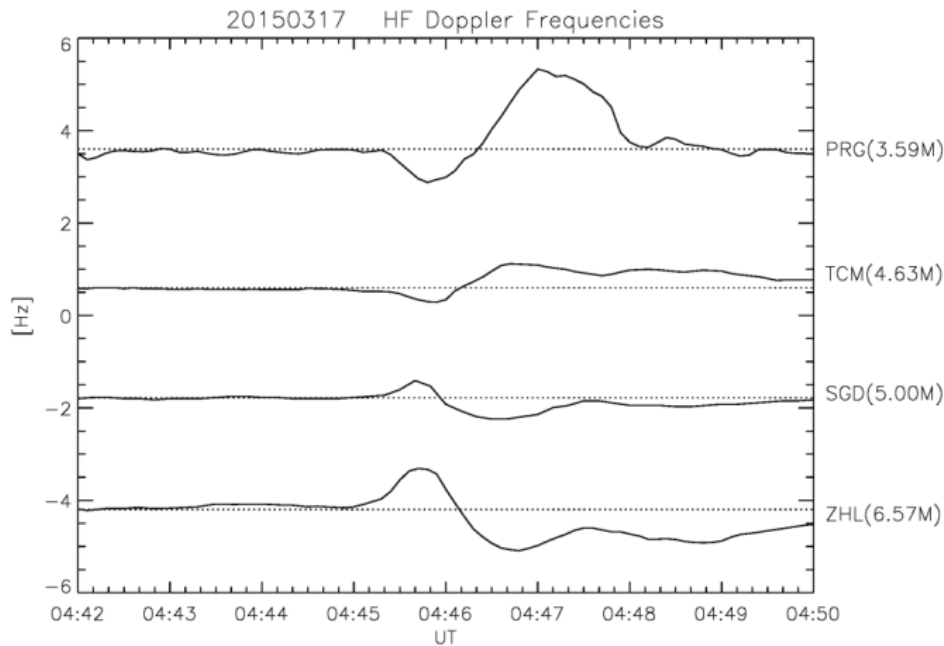


図 6-5 (Fig. 2 of Kikuchi *et al.*, 2021)

SC 時の昼と夜の HF Doppler 周波数同時観測。Prague (PRG)、Tucuman (TCM) は夜側 (0545, 0025 MLT)、Sugadaira (SGD)、Zhongli (ZHL, 6.57) は昼側 (1345, 1250 MLT) であった。HF Doppler 周波数は夜側で負 PFD、正 MFD、昼側では各々逆向きである。

6.4. 対流電場 (SC、DP2) の evening anomaly

SC 時に低緯度電離圏へ侵入する PI、MI 電場は夕朝、朝夕方向であるが、夕方の電場の向きは 21 時まで昼間と同じである (Kikuchi *et al.*, 1985)。図 6-6 が示す SCF は継続時間が 1 分と 5 分の PFD と MFD で構成されており、昼間は SCF (+ -) (上段)、夕方も SCF (+ -) (中段)、そして夜間は SCF (- +) (下段) である (Kikuchi *et al.*, 2016)。電場の evening anomaly は、電離層伝導度の昼夜非一様と Hall 効果が原因である (6.5 節)。

Evening anomaly が DP2 電場にも現れることが赤道 HF Doppler サウンダーにより観測された (Abdu *et al.*, 1998)。午後から夕方の DP2 電場は昼間赤道と高緯度午後の DP2 磁場と正相関に

ある。Evening anomaly は、衛星観測でも報告されている。ROCSAT-1 で観測された赤道域の電離圏電場は季節にかかわらず、昼間と夕方東向き、夜側で西向きである (Fejer *et al.*, 2008a)。同様の地方時特性が、C/NOFS 衛星により観測された磁気嵐時の侵入電場にも見られ、特に、19 時付近の電場が異常に大きい (Huang *et al.*, 2015)。このように、evening anomaly は緯度や現象の種類に依らず、一般的な性質である。

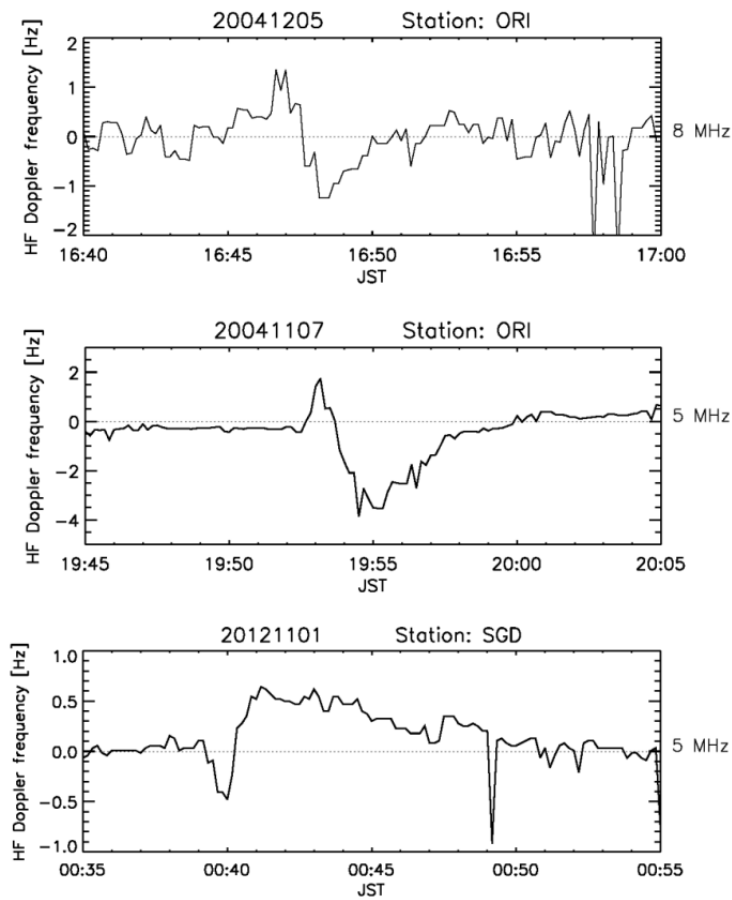


図 6-6 (Fig. 8 of Kikuchi *et al.*, 2016)

SC 電場による HF Doppler 周波数 SCF は、PFD (1 分) と MFD (>5min) で構成され、昼間は SCF (+-) (上段)、夕方も SCF (+-) (中段)、夜間は SCF (-+) (下段) である。JST は Japanese Standard Time を表す。

6.5. Evening anomaly のモデル計算

Evening anomaly を伴う電場の地方時特性は、極域電離圏に沿磁力線電流を与えて電流の連続式を解いて得られる (Nopper and Carovillano, 1978; Senior and Blanc, 1984; Tsunomura and Araki,

1984)。図 6-7 に一例を示す (Tsunomura, 1999)。高緯度 (30° colatitude)、中緯度 (60°)、赤道 (90°) で evening anomaly が現れる。電場の evening anomaly は、電離層電気伝導度の昼夜非対称性と Hall 効果の 2 つの要因による電位分布の朝夕非対称性が原因である。侵入電場の evening anomaly は、静穏時の赤道電離圏電場の evening anomaly (PRE: pre-reversal enhancement) (Woodman, 1970; Fejer *et al.*, 2008b) と酷似している。Richmond *et al.* (2003) は、侵入電場とダイナモ電場の両方を含むモデル計算をおこない、これら 2 種類の電場が evening anomaly を持つことを示した。電場の成因は異なるが、evening anomaly はグローバルな電場に共通する性質である。

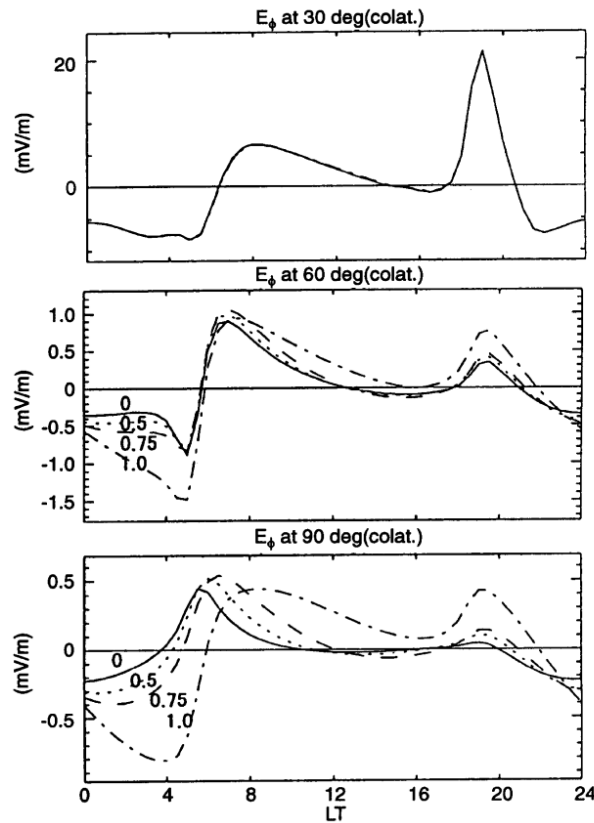


図 6-7 (Fig. 3a of Tsunomura, 1999 の右パネル)

極域電離圏に沿磁力線電流を与えて電流の連続式 (電位の Poisson 方程式) を解いて得られる東向き電場。上段から緯度 60° (余緯度 30°)、30°、0° の電場を示す。電場は Hall term、 $\Sigma_{\theta\phi}$ が異なる 4 つの伝導度モデルについて計算された。鎖線 (dot-dashed lines) (数値 1.0) がもっとも実際に近く、すべての緯度で evening anomaly が現れる。

コラム 3. 1989 年 10 月北海道赤色オーロラと ACE 衛星受信

1989 年 10 月 21 日に発生した磁気嵐が回復相に入った直後、午後 8 時 40 分、北海道で赤色オーロラが発生し、陸別町役場の職員がこのオーロラを撮影した。1958 年 2 月以来、31 年ぶりのオーロラであった。10 月 19 日 12 時 29 分 UT に X13 (13×10^{-4} watt/m²)/4B という強い太陽フレアが発生し、その位置が地球から見て正面からわずか 10 度東であったため、CME が地球磁気圏を直撃し、330 nT の磁気嵐を発生させた。宇宙天気予報の現場にいた筆者は、この情報を受けて、地磁気データを調べた。磁気嵐主相で減少を続けていた H 成分が急に増加するサブストームに特有な湾型磁場増加 positive bay (150 nT) が午後 8 時 40 分に発生した (図の左側矢印)。正に、このタイミングでオーロラが発生した。昭和基地で経験した激しいオーロラは、地磁気が急に減少する時に発生した。中緯度では大きく異なることを実感した。当時、サブストームは 2 時間前後の時間をおいて繰り返されることが知られていた (Akasofu, 1964)。このため、2 回目のサブストームが発生する確率が高いと確信した。稚内電波観測所の同僚に、オーロラ出現に備えて、フィルム感度や露光時間などの情報を伝えた。その後、午後 11 時 16 分に撮影したのが写真の赤色オーロラである。稚内のオーロラ写真は、前年の 1988 年に開始した宇宙天気予報プロジェクトの宣伝に大いに役立った。絵はがきにして、研究所長室に置き、所長を訪れる VIP などに配布してもらった。写真は絵はがきのオーロラである。

このオーロラは、さらに思わぬ仕事をする事になった。太陽風観測衛星 ACE のリアルタイム受信を CRL が担当するきっかけを作ってくれた。オーロラ発生の翌月、11 月 25 日に、宇宙協力に関する日米政府間協議の場である宇宙協力活動計画会合 (SSLG) が東京で開催された。筆者は、宇宙科学研究所の西田教授と共に太陽系科学分科会に出席し、NASA の宇宙科学応用部長 S. Shawhan 博士と、宇宙環境モニタリングと宇宙天気予報についての討議をおこなった。この 2 日後の 27 日に他分野も含む全体会合で宇宙天気予報について報告することになった。中 1 日の余裕ができた機会を利用して、平磯宇宙環境センターへ戻り、写真屋に事情を話し、その日のうちにオーロラの拡大写真をつくってもらった。全体会議で、宇宙天気予報により 31 年ぶりという珍しい北海道オーロラの撮影に成功したと紹介したところ、大変好評であった。Shawhan 博士は、大変 impressive であったと評してくれたあと、NASA の太陽風観測衛星 ACE の計画があると切り出し、リアルタイム受信のために世界で少なくとも 3 カ所の受信点が必要だが、CRL が分担しないかと持ちかけられた。宇宙天気予報にとっては願ってもない申し出だった。翌年 2 月に、ACE 衛星と宇宙天気予報に係るアメリカの 4 つの政府系機関を歴訪して、関係者と討議する機会を持った。北海道オーロラの写真がなければ、型どおりの報告に終わっていたかもしれない。北海道オーロラには大変感謝している。

(郵政省内会議報告資料『1989 年 10 月オーロラ騒動記』より抜粋)



7. 磁気圏電場の電離圏への伝搬

7.0. 本章の概要

SC 時に磁気圏が圧縮されると圧縮性 (compressional) MHD (magnetohydrodynamics) 波が励起され、磁場増加 (DL) を地球方向へ伝える。磁場は電離圏を通過して地上で観測されるが、電場は導電性のE層や地面の反射を受け消滅する。その結果、compressional wave は電離圏プラズマを圧縮できない。磁気圏電場は沿磁力線電流と電離層電流で構成される電流回路によって伝搬する。特に、極-赤道電離層電流回路は磁気圏電場を赤道電離圏へ伝送する重要な働きをする。電場・磁場は波動により伝送され、その波動は電場・磁場が伝搬方向 (電流が流れる方向) に垂直な transverse wave である。沿磁力線電流が 1 対の磁力線で構成される伝送線を通るとすると、波動は TEM mode (transverse electromagnetic mode) である。Tamao (1964a) はこれを PT mode (pure transverse mode) と呼称した。本稿では、磁場成分が伝搬面に垂直であるので transverse magnetic (TM) mode を用いる。Tamao (1964a) は、また、compressional wave の波面で生まれる transverse mode を CT mode (converted transverse mode) と呼称した。地球電離層導波管の場合 (第 8 章) は、高次 mode と区別するために、ゼロ次 TM (TM_0) mode を使用する (Kikuchi and Araki, 1979b) が、伝送線の TEM mode と同じである。HF Doppler サウンダーや IS レーダーで観測される電離圏 F 層電場は、地球電離層導波管 TM_0 波が極域電離圏から伝送する電位の水平勾配で与えられる。

7.1. 極・赤道電流系の重要性 (第 8 章、第 9 章の概要の一部を兼ねる)

磁気圏擾乱が発生すると、赤道でひととき大きな磁気擾乱が発生する。磁場の赤道増大 (equatorial enhancement) は赤道電離層に強い電流 EEJ が流れるためである (2.1 節、5.3 節)。太陽風が起動するダイナモから EEJ に到る電流の経路は、沿磁力線電流-極域電離層-中低緯度電離層である。電流は磁気圏で磁力線を横切って流れないため、SC、DP2、substorm、storm など時間スケールとダイナモが異なっても、電流の経路とエネルギー伝送メカニズムは共通している。

極・赤道間の電離層電流の存在を PI の観測データに基づいて最初に示したのは Araki (1977) である。それまでは、磁気圏を伝搬する compressional MHD wave が E 層電流の増加に寄与すると考えられた (PI 電流 (Tamao1964b); MI 赤道電流 (Jacobs and Watanabe, 1963); DP2 赤道電流

(Nishida1968ab))。Compressional MHD wave に伴って流れる電流は誘電媒質中の変位電流(磁化プラズマ中では主に分極電流)である。Tamao (1964a) は、PI の Hall 電流渦を説明するために、compressional MHD wave がその波面において CT mode (converted transverse mode) を励起するメカニズムを提案した。しかし、この mode は磁力線沿いに電流を流さない(7.4 節)。MI の赤道増大は、Jacobs and Watanabe (1963) によって、compressional MHD wave が電離圏電子を降下させ、E 層電子密度を上昇させる結果と説明した。しかし、7.3 節で説明するように、電離圏は compressional wave によって降下せず、極域から伝搬する電場により逆に上昇する(Kikuchi *et al.*, 2016)。

グローバル同時性は、Araki (1977) 以降、高緯度 PI と夜間中緯度 PI 電場の同時性(Kikuchi, 1986)と、高緯度-赤道 PI および 昼夜中緯度 PI 電場の同時性(Kikuchi *et al.*, 2021)で確認された。同様の極赤道同時性は Pc5 (Motoba *et al.*, 2002, 2003, 2004)、DP2 (Kikuchi *et al.*, 1996)、substorm (Hashimoto *et al.*, 2011, 2017)で確認された。現象の種類は異なるが、極と赤道で同時に現れる現象には共通する電流回路が存在する。電流回路は中低緯度電離圏擾乱や赤道電流で消費するエネルギーの伝送路である。

以下の節と第 8 章、第 9 章では、エネルギーを磁気圏から電離圏へ輸送する波動と、極域から赤道へ輸送する波動について解説する。また、赤道電離層で Cowling 効果により強い電流が流れるメカニズムについて説明する。

7.2. 太陽風動圧による compressional MHD wave の励起と伝搬

太陽風動圧 (ram pressure: $F = \rho v^2$) により磁気圏が圧縮されると、磁気圏境界面で余剰電流 $F \times B / B^2$ が発生し、式 (1-6) (1-7) (下に再掲) で表される磁力線に垂直に伝搬する compressional wave と平行に伝搬する transverse wave が放射される(1.3 節)。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla_z \times A_\perp = -\mu_0 \nabla_z \times \left(\frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (1-6)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot A_\perp = -\mu_0 \nabla \cdot \left(\frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (1-7)$$

Compressional wave の波面には地球磁場に垂直に分極電流 (polarization current) ($\nabla_\perp \times \mathbf{h}_z$) が流れ、磁気圏境界電流と閉じる回路を形成する(図 7-1)。波面の後方の西向き電場が、磁気圏プラズマを地球方向へ移動させる。Compressional wave は夜側磁気圏へも伝搬し、Local time によ

らず西向き電場が Akebono 衛星により観測される (Shinbori *et al.*, 2004)。この電場により、プラズマが地球方向へ移動し磁気圏全体が圧縮される。

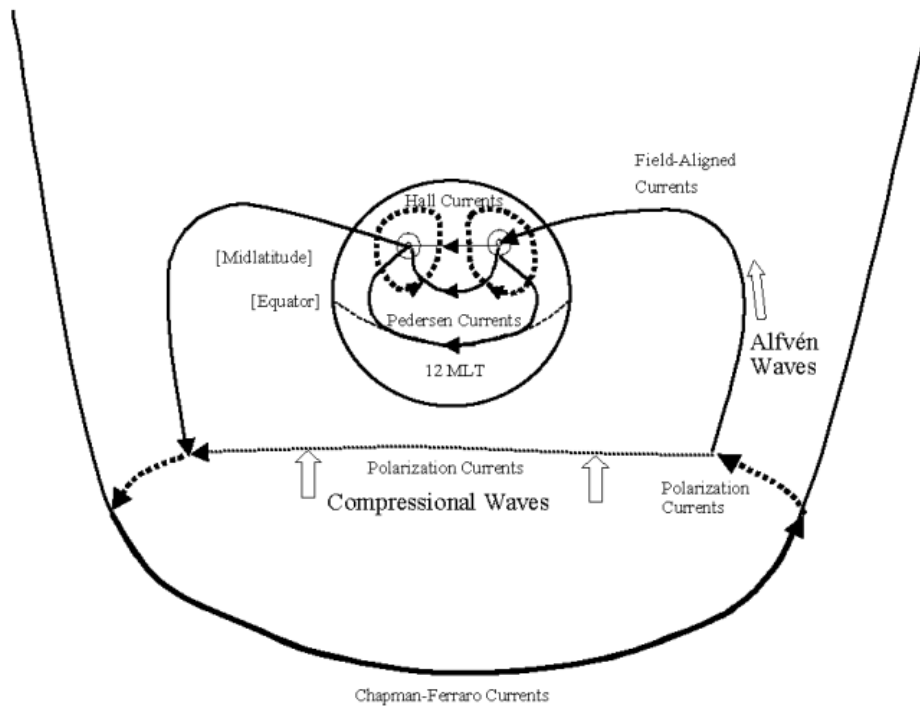


図 7-1 (Fig. 7 of Kikuchi *et al.*, 2001)

磁気圏圧縮時の磁気圏電離圏電流系。磁気圏境界電流の一部は赤道面で compressional wave の波面電流と閉じる。他の一部は磁力線沿いの FAC を伝搬させる transverse wave の波面電流と閉じる。電離圏 E 層では FAC の周りに午前と午後で逆向きの DP2 型の Hall 電流渦が形成され(点線)、FAC は中緯度 Pedersen 電流を介して EEJ と閉じる電流回路を形成する(実線)。

7.3. Compressional MHD wave の低緯度電離圏への伝搬

昼間の電離圏プラズマは、compressional wave の到来による下降運動をせず、逆に上昇運動する (Kikuchi *et al.*, 2016)。図 7-2 中段の Kanoya (KNY) の H 成分が示す DL は、磁気圏の圧縮が 10 分以上継続したことを示す。この間、日本 Oarai (ORI) の HF Doppler サウンダーで観測された電離圏プラズマの運動(図上段)は上昇であった。電離圏電場は東向きであり、磁気圏内 compressional wave の西向き電場と逆である。Compressional wave が電離圏に到達すると、西向き電場は導電性の E 層で反射または静電分極により減殺される。その結果、F 層プラズマは圧縮され

ない。一方、F層プラズマの上昇運動速度は、同じ子午線上の EEJ (図下段) に比例する。F 層の東向き電場が電離層電流とともに極域から伝送されたポテンシャル電場であることを示している。

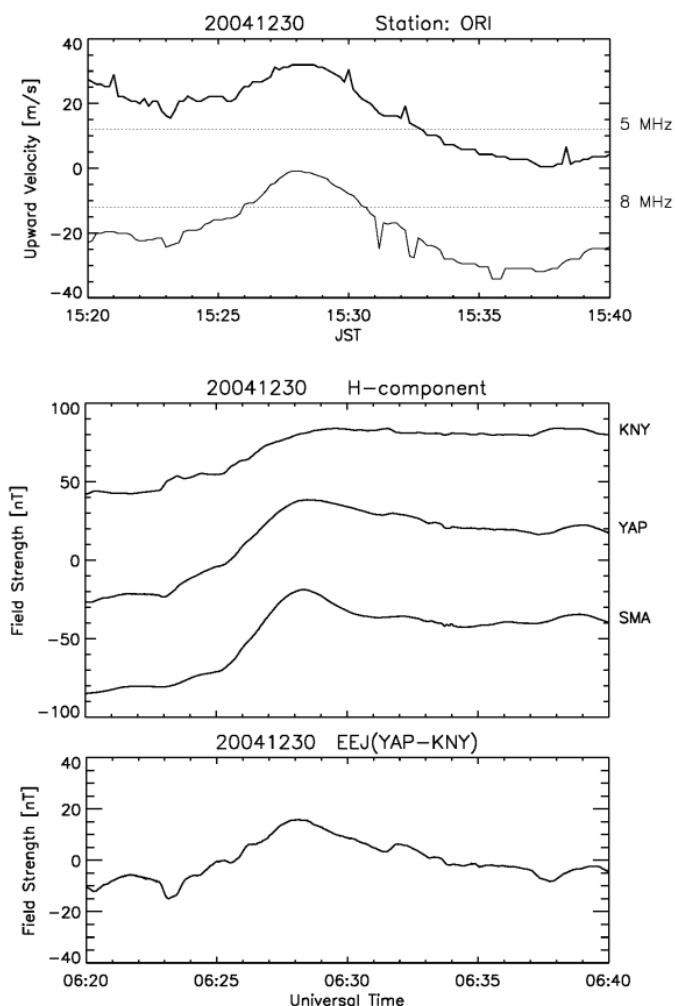


図 7-2 (Fig. 2 of Kikuchi *et al.*, 2016)

(上段) SC 時に日本 Oarai (ORI) の HF Doppler サウンダーで観測された昼間電離圏の上昇運動。(中段) 日本 Kanoya (KNY)、ミクロネシア YAP、ブラジル Santa Maria (SMA) で観測された SC。(下段) YAP から KNY を引いて得られた赤道ジェット電流 (EEJ)。ORI の電離圏上昇運動速度が EEJ に比例している。

7.4. Compressional wave の波面で励起される CT mode

Tamao (1964a) は compressional wave の波面で励起される CT (converted transverse) mode が高緯度 PI の Hall 電流渦をつくと説明した。波面電流を電流源に加えた transverse wave 伝搬の式 (1-5) (下に再掲)

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{A} = -\frac{\mu_0}{B^2} \mathbf{F} \times \mathbf{B} \quad (1-5)$$

は、次式のように変形される。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{A}_\perp = -\frac{\mu_0}{B^2} \mathbf{F} \times \mathbf{B} + \mu_0 \nabla_\perp \times \mathbf{h}_z \quad (7-1)$$

式(7-1) 右辺第2項が compressional wave の波面を流れる分極電流を表す。式(7-1)の両辺に div を作用させると、 $\nabla \cdot (\nabla_\perp \times \mathbf{h}_z) = 0$ であるので、transverse wave の式(1-7)に帰着する。これは、CT mode が沿磁力線電流を伴わないことを示す。Tamao (1964b, p19) においても、CT mode の電場は solenoidal (rotational) ($\nabla \times \mathbf{E} \neq 0$) であり、磁力線方向のプラズマ vortex 成分を持たない ($\nabla \times \mathbf{v} = 0$) と記述されている。これは、 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ と等価であり、電荷すなわち沿磁力線電流を伴わない(電荷と電流の関係は 14.5 節参照)。

7.5. PI 電流の生成と transverse mode 伝搬

磁気圏境界電流により造られる電位と沿磁力線電流 (FAC) は transverse mode (TM mode) により極域電離圏へ伝送される。式(1-7)の $\nabla \cdot \mathbf{A}_\perp$ は次のロレンツ変換式(7-2)により電位 Φ に変換され、(1-7)式の右辺は電荷と電流の連続式(7-3)により電荷 σ に変換される。

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_\perp + \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (7-2)$$

$$\nabla \left(\frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} \right) = -\frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad (7-3)$$

式(1-7)と上の2式より、電位の伝搬を表す次式(7-4)を得る。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \Phi_\pm = \mp \frac{1}{\varepsilon} \sigma \quad (7-4)$$

式(7-4)は電荷がつくる電位が磁力線に沿って Alfvén 速度で極域電離圏へ伝搬することを表わす。電位の伝搬に伴い磁力線上を沿磁力線電流が流れ、その周辺の空間をポテンシャル電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{b}_\perp が伝搬する。電場と磁場のベクトル積で表される Poynting flux は極域電離圏へのエネルギー流を表わす。この伝搬波が transverse wave (Tamao, 1964a) である。FAC を含む伝搬面に垂直

な磁場成分を持つ TM mode である。伝搬波の波面には電場の時間変化 dE/dt に比例する分極電流が流れ、FAC と閉じる。FAC は磁気圏境界電流と閉じ、電流回路を形成する (図 7-1)。

Transverse wave の電場は磁力線沿いの電荷を伴う curl-free ($\nabla \times E = 0$) のポテンシャル電場である。Compressional mode の divergent-free ($\nabla \cdot E = 0$) 電場と異なる。

7.6. MI 電流

SC のグローバルシミュレーションによると、PI FAC より少し遅れて新たなダイナモにより、PI 電流と逆向きの MI 電流 (初期と後期の 2 種類あり) が生成される (Fujita *et al.*, 2003b)。初期 MI 電流は、PI 電流の低緯度側で発生し日出没線方向と高緯度方向へ移動する。後期 MI 電流は、ほぼ RIFAC と同じ性質を持つ。MI 電流は SC の equatorial enhancement の原因であり、昼間電離圏プラズマを上昇運動 (7.3 節) させる電場である。

8. 極域電離圏から赤道電離圏への伝搬

8.0. 本章の概要

磁気圏電場・電流が極域電離圏へ伝搬したあと、赤道電離圏までほぼ瞬間的に伝搬する (Araki, 1977; Kikuchi, 1986)。水平伝搬が可能な領域である電離圏 E 層、F 層では、その伝搬モードが PI の極赤道同時性を説明できない。地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) の TM_0 mode (zeroth-order transverse magnetic mode) は、cutoff 周波数がゼロで、かつ光速度伝搬するために、PI の同時性を説明できる。導波管伝搬波は E 層電流を伝送すると同時に、一部は磁力線沿いに F 層と内部磁気圏へ伝搬する。これによる減衰は小さく、二次元的に広がる幾何学的減衰が大きい。この減衰により低緯度で PI がほとんど観測されない反面、赤道では Cowling 効果により電離層電流が強められ、PI が観測される。E 層電流に伴う電場は、磁力線沿いに F 層と内部磁気圏へ伝搬し、HF Doppler サウンダーや衛星で観測される。

8.1. E 層と F 層内 TE mode 伝搬

PI や DP2 磁場擾乱の原因が電離層電流であることは、極から赤道への伝搬に電離圏 E 層が主要な働きをすることを示す。実際、E 層中の電磁波動の水平方向伝搬が Pi2 脈動の東西方向移動の説明に応用された (Rostoker, 1965)。この伝搬は、しかし、以下に示すように、極赤道伝搬に適用できない。

東西電場 E_y が E 層中を赤道方向 (x 方向) へ伝搬する場合を考える。一様電気伝導度 σ を持つ導体中の一次元伝搬は、次の拡散方程式で記述される。

$$\mu_0 \sigma \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}. \quad (8-1)$$

SC に応用するため、極域 $x = 0$ で階段関数的に変化する電場 $E_0 U[t]$ ($U[t]$ は unit step function) を与える。

拡散方程式 (8-1) を Laplace 変換 (14.1 節) を使って解くと、距離 x での電場は次式で与えられる (Kikuchi and Araki, 1979a)。

$$E_y = E_0 \cdot \text{Erfc} \left(\frac{x\sqrt{\mu_0\sigma}}{2\sqrt{t}} \right) \quad (8-2)$$

ここで、Erfc は相補誤差関数 (complementary error function) である。電気伝導度 = $5 \cdot 10^{-5}$ 、 $1 \cdot 10^{-4}$ 、 $2 \cdot 10^{-4}$ mho/m、 $x = 8000$ km として計算すると、図 8-1 に示すように、極域電場が赤道で観測可能な強度を持つまでに、数 10 分から 1 時間程度の時間を要する。したがって、DP2、SC 電場が極と赤道で同時に発生することを説明できない。一方、より現実的なモデルでは、E 層は下側で中性大気 (電磁氣的に真空) 領域に接しており、この領域では、 E_y が地球電離層導波管の transverse electric (TE) mode を励起する。TE mode の電場は、導電性の地面に平行な成分 E_y のみであり、地面で $E_y=0$ の境界条件を満たす必要がある。地面から離れた位置で E_y がゼロでない mode が存在するが、波長が導波管幅の 2 倍より短い波だけが伝搬できる (14.2 節)。電離圏 E 層の高さを 100 km として計算すると、1.5 kHz 以上の周波数の電磁波のみが伝搬する。この周波数が導波管の遮断周波数 (cutoff frequency) であり、これより周波数が低い SC、DP2 等の波は evanescent mode となり、伝搬できない (Budden, 1961)。これに対して、TM mode の電場は、地面に垂直な成分を持つために、cutoff 周波数 = 0 のゼロ mode が伝搬できる (14.2 節)。

電離圏 F 層中で、 E_y が compressional wave として水平伝搬し (Tepley and Landshoff, 1966; Greifinger and Greifinger, 1968)、E 層に電流を誘導する可能性が考えられる。電離圏 F 層を高さ方向と伝搬方向の二次元構造を持つとすると、高度 300 km 付近の電子密度の極大でアルフベン速度が極小になる導波管を形成する。Compressional wave は次の波動方程式で記述される (Tepley and Landshoff, 1966)。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = V_a(z)^2 \left[\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right] \quad (8-3)$$

ここで、 $E_y(x, z, t) = E_y(z) e^{i(k_n x - \omega t)}$ (k_n は境界条件から決まる定数) とすると、(8.3) 式は次のように変形される。

$$\frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} - \left[k_n^2 - \frac{\omega^2}{V_a(z)^2} \right] E_y(z) = 0 \quad (8-4)$$

この式は F 層が形成する導波管内に補足される mode の x 方向伝搬を表し、1 Hz 付近に cutoff 周波数を持つ (Greifinger and Greifinger, 1968)。Pc1 地磁気脈動に適用されるが、SC、DP2 などは evanescent mode となり、伝搬できない。

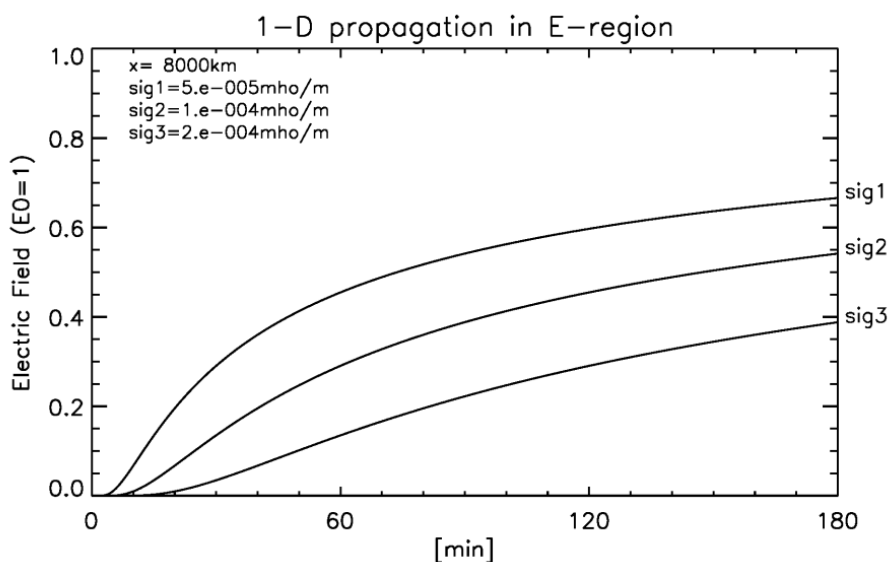


図 8-1

階段状電場増加を $x=0$ で与え、電気伝導度 $5 \cdot 10^{-5}$ 、 $1 \cdot 10^{-4}$ 、 $2 \cdot 10^{-4}$ mho/m の電離圏 E 層内を 8000 km 伝搬したときの電場の時間変化。観測可能な強度を持つまでに数 10 分から 1 時間程度の時間を要する。

8.2. 地球電離層導波管 TM_0 mode

地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) 内には、cutoff 周波数 = 0 の zeroth-order transverse magnetic mode (ゼロ次 TM mode、略して TM_0) が存在する (Budden, 1961)。この mode を適用することにより、SC、DP2 の電場の伝搬が可能になる (Kikuchi, Araki *et al.*, 1978; Kikuchi and Araki, 1979b)。 TM_0 mode は、南北方向の伝搬面 (x - z 面) に垂直な東西方向 (y) 磁場成分 H_y を持ち、 x 方向と鉛直方向 (z) の電場 E_x 、 E_z を持つ。導波管が完全導体で構成される場合、 $E_x = 0$ であるが、導体に垂直な E_z は減殺されることなく伝搬する (14.2 節)。 TM_0 mode の H_y 、 E_z は z 方向に一様であるため、鉛直方向の波数=0 であり、 x 方向の一次元伝搬波である。

図 8-2 は、完全導体の地面、真空 (大気層)、導体 (E 層)、MHD 媒質 (F 層、磁気圏) で構成される 3 層の地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide, EIW) である。E 層の高さ= h 、厚み= d とする。 TM_0 波の伝搬面は xz 平面にあり、 y 方向の一様性を仮定する。電離層伝導度は異方性 (Hall

伝導度)を持つが、Hall 電流は電離層内で閉じるため、FAC と接続しない。また、負荷である赤道 Cowling 電流にも接続されない。FAC と Cowling 電流をつなぐのは Pedersen 電流であり、 TM_0 mode がこれを伝送する。非定常段階では、Pedersen 電流は TM_0 mode の波面を流れる変位電流を介して地球表面電流に連続する。また、Hall 伝導度を介して、TE mode を励起するが、TE mode は 1.5 kHz ($h=100$ km) に cutoff があり (8.1 節)、これ以下の周波数では evanescent mode である。この理由で、図8-2のモデルで Hall 伝導度は考慮しない。

下向き沿磁力線電流が3層導波管へ正の電位 ($+V_0$) を与える (図8-2左端の太い矢印)。 V_0 が真空領域に下向き電場 E_{zV} を与え、磁場 H_{yV} を伴う TM_0 mode が水平方向へ光速で伝搬する。 TM_0 mode の励起メカニズムは、2種類の伝送線の結合 (14.3 節) で述べる。導波管を伝搬する過程で H_{yV} は上側導体のE層に侵入し、Pedersen 電流を誘導する。また、下側導体の地球内部へ侵入し、地面電流を誘導する。E層電流は波面電流 (wave front current) を介して地面電流と閉じる回路を形成する。波面電流は、真空中の変位電流である。

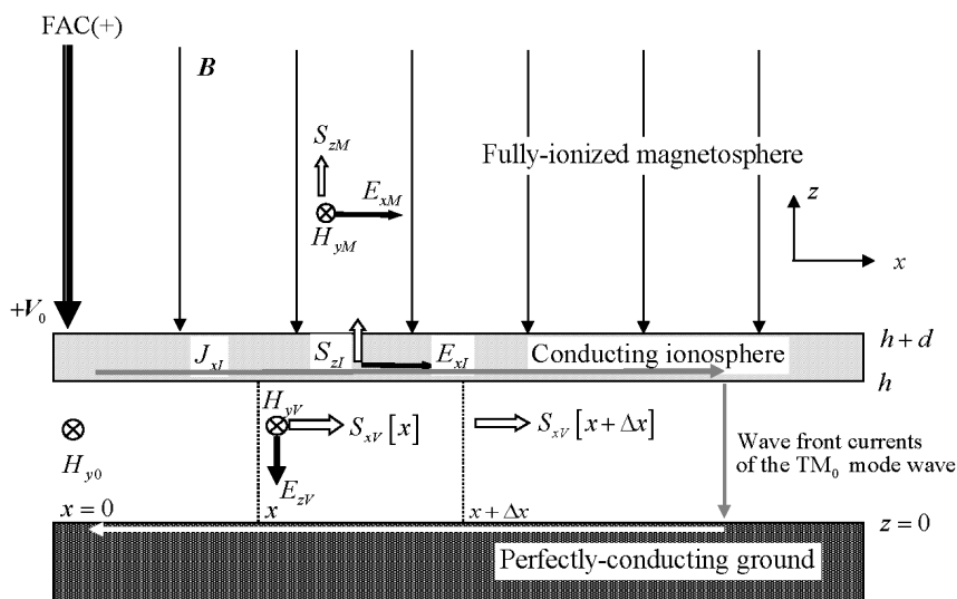


図8-2 (Fig. 1 of Kikuchi, 2014)

極域電離圏電位を低緯度方向へ瞬時伝送する地球電離層導波管モデル。沿磁力線電流 (FAC (+)) によって与えられる電位 ($+V_0$) と電流 (J_{xI}) は導波管内に鉛直電場 (E_{zV}) と水平磁場 (H_{yV}) をもたらす。Poynting flux (S_{xV}) は低緯度へ伝送される途上で、その一部 ($\Delta x S_{zI} = h (S_{xV} [x] - S_{xV} [x + \Delta x])$) が電離層へ侵入し、 TM_0 mode を減衰させる。

3層導波管の各領域を伝搬する電磁波は次の方程式で記述される。

① 真空領域の電場 (\mathbf{E}) と磁場 (\mathbf{H}) の伝搬は、次の Maxwell 方程式によって記述される。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}_V &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_V}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H}_V &= \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_V}{\partial t}\end{aligned}\tag{8-5}$$

ここで μ_0, ε_0 はそれぞれ真空の透磁率と誘電率である。添字 V は真空領域を表す。

② 電離圏 E 層では変位電流より伝導電流が卓越するため、伝搬は次式で表される。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}_I &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_I}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H}_I &= \sigma \cdot \mathbf{E}_I\end{aligned}\tag{8-6}$$

ここで、 σ は E 層伝導度、添字 I は電離圏を表す。

③ 完全電離した磁気圏では、電磁場が磁化プラズマの運動を伴う磁気流体 (MHD: magneto-hydrodynamics) 波によって伝送される。その方程式を次に示す。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}_M &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_M}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H}_M &= \mathbf{J} \\ \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 \\ \mathbf{E}_M + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0 &= 0\end{aligned}\tag{8-7}$$

ここで、 $\rho, \mathbf{u}, \mathbf{J}, \mathbf{B}_0$ はプラズマ質量密度、速度、電流、外部磁場である。添字 M は磁気圏を表す。

これらの式に時間に関する Laplace 変換を適用する。Laplace 変換を用いると、時間微分は s 、積分は $1/s$ の乗算 (s は複素数) で置き換えられ、微分方程式が代数方程式になる。代数方程式の解に逆 Laplace 変換公式を適用すると、解は時間の関数となる。SC のように、階段関数的に変化する磁場の伝搬特性 (step response) を見るのに適している。不規則に変化する磁場の伝搬を解く場合は磁場の時間微分と step response 関数との convolution (畳み込み) として解が得られる (10.2 節)。

Laplace 変換とその逆変換は次式で表される。

$$\begin{aligned}h_y[x, s] &= \int_0^\infty H_y[x, t] e^{-st} dt \\ H_y[x, t] &= \frac{1}{2\pi j} \int_{a-j\infty}^{a+j\infty} h_y[x, s] e^{st} ds\end{aligned}\tag{8-8}$$

ここで、 $s = a + j\omega$ (a は正の実数、 ω :角周波数、 j :虚数記号)である。2番目の式の積分は $\omega = -\infty$ から $+\infty$ である。

導波管の TM_0 mode は、 $x = 0$ で与えられた H_{y0} によって励起される。 H_{y0} はFACが電離圏下の空間に供給する磁場である。FAC が地上に磁場をつくらないとする Fukushima モデル (Fukushima, 1969) と整合しないが、FAC を1対の伝送線電流とみなすと、地上に磁場をつくる (11.1節)。

方程式を簡単にするため、 x に対して次式の Fourier sine 変換を適用する。

$$\begin{aligned}\overline{h_y}[\beta, s] &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} h_y[x, s] \sin[\beta x] dx \\ h_y[x, s] &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \overline{h_y}[\beta, s] \sin[\beta x] d\beta\end{aligned}\tag{8-9}$$

ここで β は実数である。

3つの領域における磁場の Laplace-Fourier 変換された方程式を次に示す。

$$\begin{aligned}\frac{d^2 \overline{h_{yV}}}{dz^2} - \left(\beta^2 + \frac{s^2}{c^2} \right) \overline{h_{yV}} &= -H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s} \\ \frac{d^2 \overline{h_{yI}}}{dz^2} - \left(\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s \right) \cdot \overline{h_{yI}} &= -H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s} \\ \frac{d^2 \overline{h_{yM}}}{dz^2} - \frac{s^2}{V_A^2} \overline{h_{yM}} &= 0\end{aligned}\tag{8-10}$$

ここで c 、 V_A は光速、Alfven 速度を表す。領域 V、I の伝搬は 2次元であるが、領域 M は磁力線方向の 1次元伝搬である。

$x=0$ で磁場を階段状の $H_{y0}U(t)$ で与える。その Laplace 変換は次のようになる。

$$\overline{h_{yV,I}}[0, s] = H_{y0} \frac{1}{s}\tag{8-11}$$

式 (8-10) の一般解と境界に平行な電場成分は、係数を A として次のようになる。

$$\begin{aligned}\overline{h_{yV}}[\beta, s] &= H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s \left(\beta^2 + \frac{s^2}{c^2} \right)} + A_{V1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} + A_{V2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} \\ \overline{e_{xV}}[\beta, s] &= \frac{1}{\epsilon_0 s} \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}} \left(A_{V1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} - A_{V2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} \right)\end{aligned}\tag{8-12}$$

$$\overline{h_{yI}}[\beta, s] = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s(\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s)} + A_{I1} e^{-z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} + A_{I2} e^{z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} \quad (8-13)$$

$$\overline{e_{xI}}[\beta, s] = \frac{\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s}}{\sigma} \left(A_{I1} e^{-z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} - A_{I2} e^{z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} \right)$$

$$\overline{h_{yM}}[z, s] = A_{M1} e^{-\frac{z}{V_A} s} + A_{M2} e^{\frac{z}{V_A} s} \quad (8-14)$$

$$\overline{e_{xM}}[z, s] = \mu_0 V_a \left(A_{M1} e^{-\frac{z}{V_A} s} - A_{M2} e^{\frac{z}{V_A} s} \right)$$

係数 A は、境界条件: ① 異なる領域間の境界に平行な E_x, H_y が連続、② 地面 $z=0$ で $E_x=0$ 、
③ $z=\infty$ で $E_x=H_y=0$ 、により決定される。

(1) 真空領域の水平伝搬

$\overline{h_{yV}}[\beta, s]$ (8-12) の第 1 項を逆 Fourier 変換し、さらに逆 Laplace 変換すると、次式で与えられる TM₀ mode を得る。

$$h_{yV}[x, s] = H_{y0} \frac{2}{\pi} \frac{1}{s} \int_0^\infty \frac{\beta \sin(\beta x)}{\left(\beta^2 + \left(\frac{s}{c} \right)^2 \right)} d\beta = H_{y0} \frac{1}{s} e^{-\frac{x}{c} s} \quad (8-15)$$

$$H_{yV}[x, t] = H_{y0} U \left[t - \frac{x}{c} \right]$$

$\overline{h_{yV}}[\beta, s]$ の第 2、第 3 項は、TM₀ mode の一部が電離層へ侵入することによる減衰を表す。この係数は境界条件から決まるが、8.4 節で真空領域から電離層への Poynting flux の輸送を評価することにより、TM₀ mode の減衰を導く。

領域 V の水平方向 Poynting flux 輸送に寄与する TM₀ mode の E_{zV} は、(8-5) より求められる。

$$e_{zV}[x, s] = \frac{1}{\epsilon_0 s} \frac{\partial h_{yV}}{\partial x} = -Z_0 H_{y0} \frac{1}{s} e^{-\frac{x}{c} s} \quad (8-16)$$

$$E_{zV}[x, t] = -Z_0 H_{y0} U \left[t - \frac{x}{c} \right]$$

ここで、 Z_0 は真空の波動インピーダンス、 $\sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 377 \text{ ohm}$ である。 E_{zV} は z 方向に一様である

ため、 $h E_{zV}$ は地面に対する電離層の電位 $V[x, t]$ を与える。沿磁力線電流ペアの 1 つ (図 8-2 の

FAC(+))によって与えられる電離層電位 V_0 が、次式(8-17)で表される光速度伝搬をする。FAC(-)によって与えられる $-V_0$ も同様に伝送され、グローバル電離圏電位分布を形成する。

$$V[x,t] = V_0 U \left[t - \frac{x}{c} \right] \quad (8-17)$$

伝搬する H_y が真空領域から電離層と地面へ侵入することで、これらの領域に電流が流れる。その電流量は H_{y0} である。TM₀波の波面電流(変位電流)がこれらの電流と閉じる回路を形成する。導波管の電流は波面電流と同量であるため非常に小さく、電離層の定常電流はこれよりはるかに大きい。しかし、TM₀波が2導体伝送線のTEM modeと等価であることを利用して、導波管を有限長の伝送線に置換すると、TM₀モード波が伝送線両端で反射を繰り返し、電離層電流を成長させ、定常電流を実現する(9.6節)。

(2) 電離層内の鉛直伝搬

$\overline{h_{yI}}[\beta, s]$ (8-13)の第1項はE層内を水平に伝搬する磁場を表す。この伝搬は、8.1節で示したように、極から赤道まで1時間程度の時間を要するので除外する。第2項、第3項はE層内の鉛直方向伝搬を表す。真空領域からE層へ侵入し、上方へ伝搬する。E層の上端と下端で反射を繰り返す。電離圏E層の厚み $d=30$ km、伝導度 $=2 \cdot 10^{-4}$ mho/mとすると、波動が浸透する表皮効果(skin depth, $\delta = \sqrt{2 / \mu \sigma \omega}$)が d となる周期が得られる。これから推定した過渡時間は1秒程度である。すなわち、SC、DP2などの時間スケールでは、E層内の電場と磁場は、ただちに定常状態になり、上下の境界条件のみで決まる。

磁場 H_{yI} と電場 E_{xI} は次のようになる。

$$\begin{aligned} H_{yI}[x,z,t] &= \left(1 - \frac{\sigma z}{\Sigma_A + \Sigma_I} \right) H_{yV}[x,t] \\ E_{xI}[x,z,t] &= \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV}[x,t] \end{aligned} \quad (8-18)$$

ここで、 Σ_A と Σ_I は、次式で表される磁気圏の波動コンダクタンス(Alfvén conductance)とE層の高さ積分伝導度(height-integrated conductivity)である。

$$\Sigma_A = \frac{1}{\mu_0 V_A}, \quad \Sigma_I = \sigma d \quad (8-19)$$

式(8-18)は E 層内の磁場が高さ方向に一様に減少し、その勾配に比例する電流と電場が高さ方向に一様であることを示す。

(3) 磁気圏内の鉛直伝搬

電離圏 E 層が下側の境界となり、 H_y と E_x は E 層上端の値をソースとして磁力線沿いに上方へ伝搬する。磁気圏の上側境界を考えなければ、式(8-14)の第1項より次式が得られる。

$$\begin{aligned} H_{yM}[x, z, t] &= \frac{\Sigma_A}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV}[x, t] \cdot U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) \\ E_{xM}[x, z, t] &= \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV}[x, t] \cdot U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) \end{aligned} \quad (8-20)$$

磁力線沿いに上方へ伝搬する transverse mode の電場は電離層電場(8-18)に等しい。波動の前面には H_{yM} に等しい波面電流が流れる。TM₀ mode が伝送する電流は、磁気圏 transverse mode の波面電流と電離層電流の和である。昼間の条件下では、 $\Sigma_I \ll \Sigma_A$ であるので、電流の大部分は電離層を流れる。しかし、夜間の条件下、 $\Sigma_I \approx \Sigma_A$ では、電流の一部が磁気圏の波面電流となり、電離層電流と電場は磁気圏側の負荷または境界条件の影響を受ける。逆に磁気圏側から見ると、磁気圏電場が電離層伝導度の影響を受ける。

8.3. エネルギー伝送を担う Poynting flux

Poynting fluxは、3つの領域を伝搬する波動により輸送される。真空領域では TM₀ 波により水平方向へ光速で輸送され、電離圏と磁気圏で上方へ輸送される。Poynting flux (S) は、それぞれ次式で表される。電離圏では伝導電流により一部 (S_r) が消費される。

$$\begin{aligned} S_{xV} &= E_{zV} \times H_{yV} = Z_0 H_{yV}^2 \\ S_{zI} &= E_{xI} \times H_{yI} = \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV}^2 \\ S_{zM} &= E_{xM} \times H_{yM} = \frac{\Sigma_A}{(\Sigma_A + \Sigma_I)^2} H_{yV}^2 \cdot \\ S_r &= S_{zI} - S_{zM} = \frac{\Sigma_I}{(\Sigma_A + \Sigma_I)^2} H_{yV}^2 \end{aligned} \quad (8-21)$$

真空領域のエネルギー輸送を担う E_{zV} 、 H_{yV} は独立量ではなく、媒質のインピーダンス Z_0 を介して結合する ($E = Z_0 H$)。このため、Poynting flux は、 E_{zV} または H_{yV} の関数である。一方、ISレーダーや HF Doppler サウンダーで観測される電離層内の水平電場 E_{xI} (8-18) は電離層内のエネルギー消費と磁気圏への輸送を担う。

8.4. TM_0 波の伝搬減衰

電離層へ侵入したエネルギーの一部はE層電流として消費され、他の部分はF層からさらに内部磁気圏へ伝送される (8-21)。その結果、 TM_0 mode は減衰する。図8-2に示すように、距離 x 、 $x + \Delta x$ の Poynting flux を $S_{xV}[x]$ 、 $S_{xV}[x + \Delta x]$ とすると、電離層へ抜けるエネルギーは、 x と $x + \Delta x$ で囲まれた空間からの Poynting flux の発散である (次式 (8-22) 第1式)。式 (8-21) を用いて (8-22) 第2式の微分方程式が得られ、第3式の解が得られる。

$$\begin{aligned}
 h(S_{xV}[x] - S_{xV}[x + \Delta x]) &= \Delta x S_{zI}[x, z = h] \\
 \frac{\partial S_{xV}[x]}{\partial x} &= -\frac{1}{h} \frac{1}{Z_0(\Sigma_A + \Sigma_I)} S_{xV}[x] \\
 E_{zV}[x] &= E_{zV}[0] e^{-\frac{x}{2h Z_0(\Sigma_A + \Sigma_I)}}
 \end{aligned} \tag{8-22}$$

低緯度 ($x = 8000$ km) まで伝搬するときの電場強度は、昼間のパラメータ ($\Sigma_I = 8$ mho)、 $\Sigma_A = 0.80$ mho、 $V_A = 1000$ km/s) の下で、ソース強度の 0.99 倍となる。夜間の条件として極端な $\Sigma_I = 0$ としても 0.87 倍である。このために、 TM_0 mode の伝搬減衰は幾何学的減衰 (次節) に比べて無視できる。

8.5. 幾何学的減衰と Cowling 電流

一方、極域電場のサイズが有限 (2000–4000 km) であるために、 TM_0 波は遠方ほど小さくなる幾何学的減衰 (geometrical attenuation) を受ける (Kikuchi, Araki *et al.*, 1978)。その結果、低緯度

($x = 8000$ km)の電場は極域電場の10分の1以下の強度になる。図8-3は赤道電離層伝導度が Cowling効果 (Hirono, 1952; Baker and Martin, 1953) により低緯度より1桁大きい場合の電場と電流の緯度分布を示す(図実線)。比較のために、一様電気伝導度の場合を破線で示す。高緯度から中緯度にかけて幾何学的減衰により電流強度が減少するが、赤道で Cowling 効果のために電流は著しく増加する。低緯度では、電流が赤道に集中するために、破線より小さくなる。この結果、PI、DP2の磁場が低緯度でほとんど観測されない反面、赤道で顕著に出現する(PI:図6-3、DP2:図2-3)。電場は電流に比例して低緯度で小さくなり、赤道でさらに減少するが、HF Dopplerサウンダーにより観測され、特に磁場で観測されない夜間で強く観測される(6.3節)。

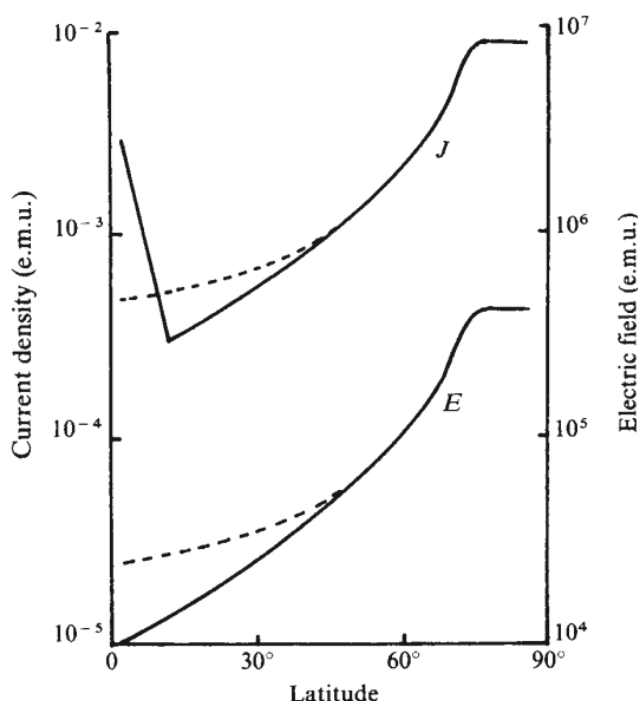


図 8-3 (Fig. 3 of Kikuchi, Araki *et al.*, 1978)

極域から赤道へ伝搬する電場と電流を、電離層伝導度を等方で一定とし、昼間の赤道伝導度を 10.5 倍したモデルで計算した。昼(実線)と夜(破線)の緯度分布を示す。

8.6. Cowling 伝導度

赤道電離層の東西電場 E_1 により流れる Cowling 電流は、Pedersen 電流 $\Sigma_P E_1$ と Hall 電流 $\Sigma_H E_2$ の和である。 E_2 は、E 層の上端と下端の間を鉛直方向に流れる Hall 電流と Pedersen 電流の連続式 $\Sigma_H E_1 = \Sigma_P E_2$ から導かれる。こうして得られる Cowling 伝導度は $\Sigma_C = \Sigma_P + \Sigma_H^2 / \Sigma_P$ で

ある。その大きさは Σ_p より 1 桁大きい (Tsunomura, 1999)。Cowling 電流の主体は Hall 電流であるため、エネルギーをロスしないのではという疑問が起り得る。しかし、次式 (8-23) に示すように、Cowling 電流の消費エネルギーは、 E_1 が流す Pedersen 電流による消費と、分極電場 E_2 が流す Pedersen 電流による消費の和である。

$$\Sigma_C E_1^2 = \left(\Sigma_p + \Sigma_H^2 / \Sigma_p \right) E_1^2 = \left(\Sigma_p E_1^2 + \Sigma_p E_2^2 \right) \quad (8-23)$$

8.7. 電離圏から内部磁気圏への伝搬

8.2節で見たように、電離圏E層の電場は電離圏F層と磁気圏へ伝搬する (8-18, 8-20)。電離圏F層へ伝搬する電場は、HFドップラーサウンダーで観測される (Kikuchi, 1986; Abdu *et al.*, 1998)。内部磁気圏への伝搬は衛星により観測され、極域電離圏電場の増加1分後に、内部磁気圏の電場が増加する (Nishimura *et al.*, 2009)。図8-4は、CRRES衛星が捉えた電場を示す (図 (d))。最初の2本の縦線は IMF 南向きによる対流電場増加、3本目は、IMF 北向きによる対流電場減少である。オーロラ帯 (Anchorage) の磁場変化 (図 (e)) から1分以内で電場の増減が発生したことは、対流電場が電離圏を経由して内部磁気圏へ伝搬したことを示す。これを裏付ける、電離圏から磁気圏へ輸送される Poynting flux (8.3節) が、衛星観測により確認された (Nishimura *et al.*, 2010)。内部磁気圏へ伝搬した電場は、数分後に部分環電流を増加させ (Hashimoto *et al.*, 2002)、磁気圏尾部 plasma sheet thinning を開始させる (Hashimoto and Kikuchi, 2005)。図8-5は真夜中のGOES衛星が捉えた Plasma sheet thinning に伴う磁場変化を示す。尾部の磁場が反太陽方向へ引き延ばされ、地軸に平行なHp成分がゆっくり減少する (図下段)。Substorm onsetでは、引き延ばされた磁場が元の双極子型へ戻る dipolarization のために、Hpは増加する。このPlasma sheet thinningは、極冠電位の増加から6分後に発生した。対流電場が電離圏を経由して磁気圏尾部へ伝搬したことを示唆する。

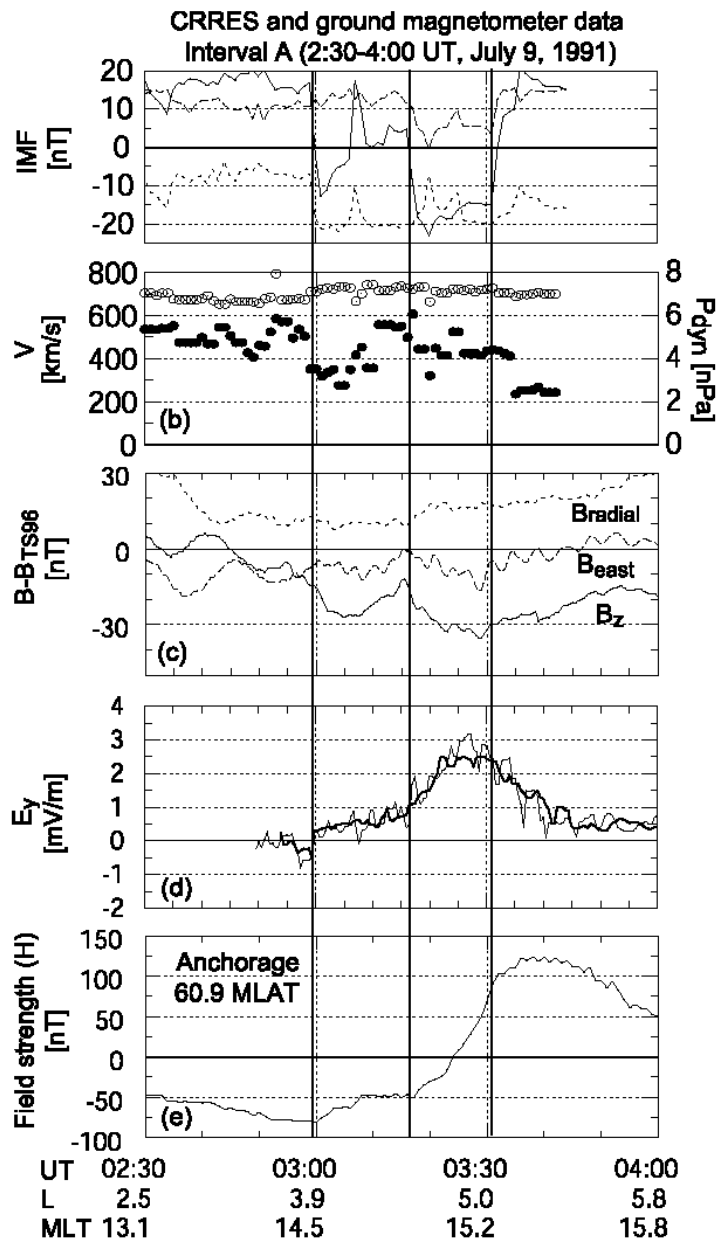


図8-4 (Fig. 3 of Nishimura *et al.*, 2009)

IMF が南を向いた時と北を向いた時に CRRES 衛星により内部磁気圏で観測された電場 (d) と磁場 (c)。IMF Bz を上段パネルの実線で示す。CRRES と共役関係にある Anchorage 磁場 (e) も対応する変化を示す。

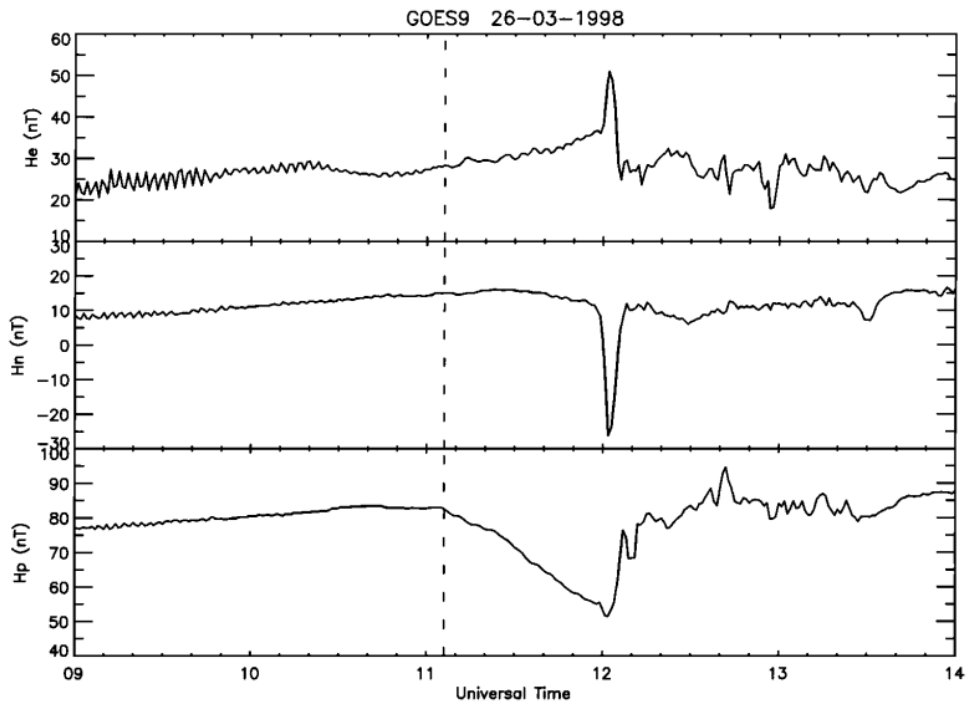


図 8-5 (Fig. 2 of Hashimoto and Kikuchi, 2005)

Substorm 時に静止衛星 GOES-9 が真夜中 (0020 MLT 1100 UT) で観測した磁場、 H_e : 地球方向; H_p : 地軸に平行で北向き; H_n : H_e 、 H_p に垂直。 H_p が 1106 UT に減少し始め、12 UT に急速に元へ戻った。それぞれ、growth phase、expansion phase の開始を示す。

コラム 4.アイスランドのクリスマスプレゼントはオーロラ

1990年12月に、極地研究所が持つアイスランドのオーロラ観測所でオーロラ観測をおこなった。2週間の滞在中、12月16日にきれいなオーロラが現れたあと、悪天候がつづき、晴れてもオーロラ活動が低調という状態が1週間以上続いた。帰国の日も近づき、もうだめかとあきらめかけた12月24日、クリスマスイブの夜、すばらしいオーロラ(auroral breakup)が現れた。この時の様子を、アイスランド政府観光局発行“Saga News”から依頼を受け、記事にした。その一部を抜粋して紹介する。

『12月24日の夜、私が宿泊していた観測所内の農家でクリスマスの晩餐が開かれ、子牛の肉のくんせいなど北欧のクリスマスらしい食事と雰囲気を楽しんだ。宴も終わりに近づいた時、この家の主婦がアイスランド語で何やら叫んでいる。オーロラが出現したのだ。グリーンとピンクに輝き、激しい動きを伴ったオーロラだった。実は、この日の夕方の観測データにオーロラ出現の前兆現象が観測されていた。今夜は来るという予感があり、クリスマスのご馳走を楽しみにしながら大きな期待を持っていた。私はこの家の主人に素晴らしいクリスマスプレゼントだと言い残して外へ出た。南極で見てから4年ぶりのオーロラ。寒さも忘れてシャッターを切り続けた。オーロラを待った1週間あまりの疲れは一気に吹き飛んでしまった。オーロラがクリスマスプレゼントとはいかにも北欧の国らしい。また、水泳の好きな私は、屋外スイミングプールで泳いでいたとき、そこでオーロラを見ることができた。地熱の豊富なアイスランドならではの味わい方だ。』

この記事の中のオーロラ出現の前兆現象は、サブストーム成長相に特徴的なDP2磁場変動を指している。磁気圏対流電場が強くなったことを示している。リアルタイム太陽風データがない当時としては、地磁気変動から推し量ることになるが、これが意外と当たる。筆者が南極昭和基地に越冬中、夕方の地磁気H成分の増加に注目していた。夕食時に隊員の皆さんに、今夜はいいオーロラが出ますよとアナウンスして、たいてい、綺麗なオーロラが現れた。越冬隊員はいつでもオーロラを見ることができが、夜、寒いところでじっとオーロラの出現を待つのはオーロラ観測者くらいで、多くの場合、室内で寛ぐか、寝てしまう。夕食時のオーロラ予報は、いいオーロラ写真を撮るために大変役に立った。

9. 磁気圏電離層地球伝送線

9.0. 本章の概要

沿磁力線電流と電離層電流を接続することで、磁気圏ダイナモから赤道電離層まで磁気圏電離層地球 (MIG: magnetosphere-ionosphere-ground) 電流回路が形成される。1対の磁力線を完全導体伝送線 (parallel plane transmission line)、地球電離層導波管をロスのある伝送線 (lossy transmission line) で置換する。伝送線中の伝搬モードはTEM mode (導波管の TM_0 mode) である。ダイナモ電位を階段関数で与えて、それぞれの伝送線方程式を解く。有限長伝送線に置換する意味は、 TM_0 モードが伝送線の両端で反射を繰り返すことで、十分なエネルギーを伝送することである。電流が準定常状態に達するまでに要する時間 (時定数) は、伝送線を集中定数 LR 回路で近似して計算する。

9.1. 電流回路の伝送線への置換

電流回路を流れる電磁エネルギー W は、電圧 V と電流 I の積 $W=V \times I$ である。一方、エネルギー流束密度 Poynting flux (S) は、回路導線周辺の誘電体中の電場 E と磁場 H のベクトル積 $S=E \times H$ である。平行平板伝送線 (幅 w 、間隔 d 、断面積 $A=wd$) の場合、 $E=V/d$ 、 $H=I/w$ であるので、 $W=Ed \cdot Hw=S \cdot A$ 、すなわち、 W は S の面積積分である。一般形で表すと、

$$W = \oint_A \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} \quad (9-1)$$

となる。電磁エネルギーは、導線中ではなく、誘電体中を伝搬する電磁波によって輸送される。

地上の電力送電線の場合、 E 、 H は送電線周辺の空間を電磁波として伝搬する。このため、Poynting flux は光速で伝搬する。磁気圏の磁化プラズマ中では荷電粒子が磁力線に沿って移動するため、磁力線はあたかも送電ケーブル (Alfven, 1981) や電力送電線 (Sato and Iijima, 1979; Kikuchi, 2014) と同じ働きをする。磁力線に垂直方向には誘電体の性質を持ち、誘電率 permittivity は $\varepsilon = \rho / B^2$ で与えられる [Spitzer, 1962]。波動の伝搬速度は $V_{ph} = 1 / \sqrt{\mu\varepsilon} = B / \sqrt{\mu\rho} = V_A$ である。地球電離層導波管 (EIW) は、 TM_0 mode のみが伝搬する場合に、伝送線の扱いが可能である。電離圏 E 層が伝送線の一方向の導線、地球が他方の導線となる (Kikuchi, 2014)。したがって、電磁エネルギー流の速さは、磁気圏で Alfven 速度、地球電離層伝送線で光速である。

9.2. 磁気圏電離層地球伝送線

沿磁力線電流 (FAC) を流す磁力線対と地球電離層導波管 (EIW) を接続すると、磁気圏-電離層-地球 (magnetosphere-ionosphere-ground (MIG)) 伝送線が構成される (図9-1) (Kikuchi, 2014)。それぞれ、完全導体の磁気圏電離層 (MI) 伝送線と有限伝導度を持つ電離層地球 (IG) 伝送線である。東西の対称性を仮定すると、ダイナモが供給する正負の電位は中間 (正午) の子午線上で出会って打ち消しあう結果、電位は常にゼロである。電位ゼロの子午線に沿って完全導体シートを置くと、導体シートは電位ゼロの地球に接続する (図中の縦の破線)。次に、赤道を挟んで南北半球の対称性を仮定すると、高中緯度を南北に流れるE層電流が赤道で東西に流れる。赤道電流は正午の子午線上において同じ向きで出会うため、正負の沿磁力線電流が赤道E層で閉じる電流回路が形成される (図中の実線矢印)。この閉回路は赤道だけでなく、中低緯度にも存在するが、図9-1では赤道の回路のみを示した。かくして、IG 伝送線は正午の子午線を一方の端点とする有限長伝送線の扱いができる。端点での境界条件は、電位がゼロである。また、この点で電離層電流が完全導体シートを經由して地面電流と連続する。

Magnetospheric dynamo

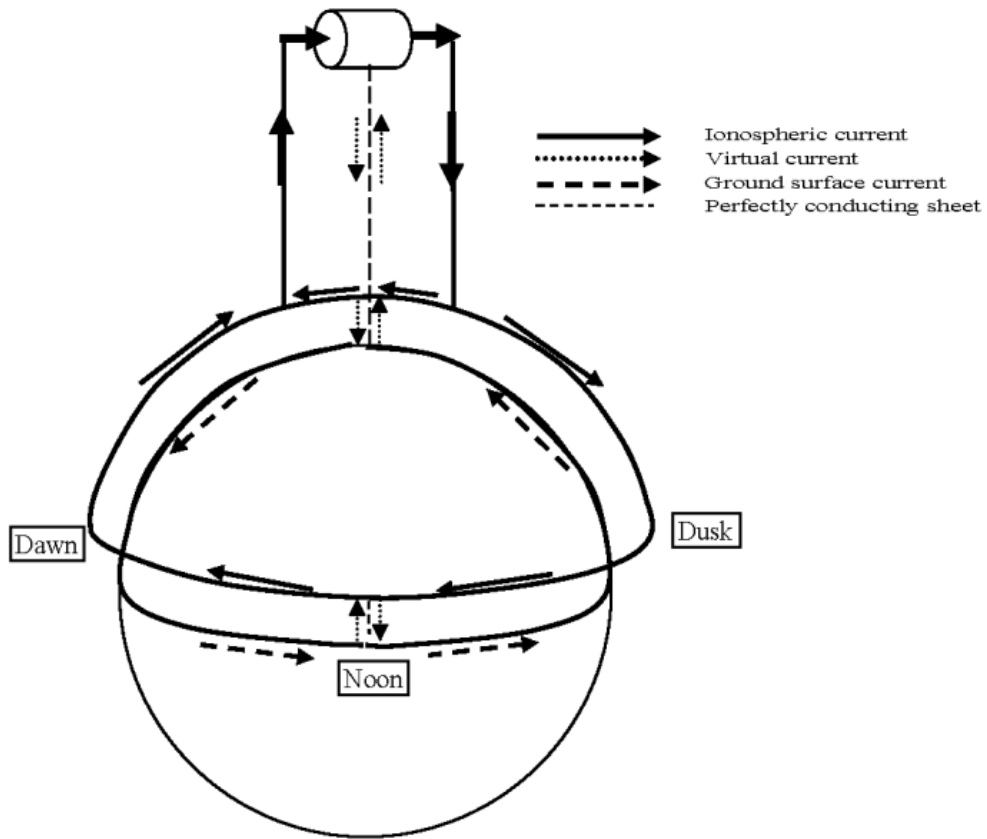


図 9-1 (Fig. 12 of Kikuchi, 2014)

磁気圏ダイナモが駆動する磁気圏-電離層-地球 (MIG) 電流回路。モデルの東西対称性により正午の子午線の電位がゼロとなる。ここに置いた完全導体シート(縦の破線)を同量の下向きと上向き電流が流れ、電離層電流が地面電流と接続する。

9.3. 伝送線方程式

正の電位を伝送する MIG 伝送線を図 9-2 に示す。平行平板伝送線を仮定し、平板の幅 w 、MI 伝送線の間隔 l (IG 伝送線の間隔 h)、単位長あたりの resistance、inductance、capacitance を R, L, C とする。導線間に電流は流れないため shunt conductance はゼロとする。伝送線の特徴インピーダンス Z は、波動インピーダンスを Z_0 として、 $Z = Z_0 l/w$ と表される。 $V_a=1000$ km/s とすると、磁気圏の波動インピーダンスは $Z_0 = \mu_0 V_a = 1.26$ ohm である。IG 伝送線の真空中の波動インピーダンスは

$\mu_0 c = 377 \text{ ohm}$ である。極域 E 層は MI 伝送線と IG 伝送線の結合部のシャント抵抗 R_L である。負の電位は図 9-2 と鏡対称の伝送線を伝搬する。

電位 V 、電流 I の伝送は、次の方程式で記述される (Kraus and Carver, 1973)。

$$\begin{aligned} RI + L \frac{\partial I}{\partial t} &= -\frac{\partial V}{\partial x} \\ C \frac{\partial V}{\partial t} &= -\frac{\partial I}{\partial x} \end{aligned} \quad (9-2)$$

V について、

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{V_{ph}^2} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial V}{\partial t} \right] \quad (9-3)$$

が成り立つ。ここで、 $V_{ph} = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ (phase velocity), $\alpha = \frac{R}{L}$ (attenuation rate) である。

上の式を、Laplace 変換 (14.1 節) を用いて解く。 $t = 0$ での初期値 $V = 0$ 、 $I = 0$ とすると V, I の Laplace transforms を v, i として、

$$\begin{aligned} v(x, s) &= Ae^{-\gamma x} + Be^{\gamma x} \\ i(x, s) &= \frac{1}{Z} \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{\alpha + s}} (Ae^{-\gamma x} - Be^{\gamma x}) \end{aligned} \quad (9-4)$$

ここで、 A, B は複素数、 γ は次式で与えられる。

$$\gamma = \frac{1}{V_{ph}} \sqrt{s(s + \alpha)} \quad (9-5)$$

伝送線に接続するダイナモ ($x = 0$) の電圧と内部抵抗を V_0, r とし、負荷 ($x = d$) の抵抗を R_L とすると、 $x = 0, d$ での境界条件は、次式になる。

$$\begin{aligned} V[x = 0, t] &= V_0 U[t] - r \cdot I[x = 0, t] \\ V[x = d, t] &= R_L \cdot I[x = d, t] \end{aligned} \quad (9-6)$$

(9-6) の Laplace transform は

$$\begin{aligned} v(0, s) &= \frac{V_0}{s} - r \cdot i(0, s) \\ v(d, s) &= R_L \cdot i(d, s) \end{aligned} \quad (9-7)$$

(9-4)、(9-7) より A, B が決まり、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
v(x,s) &= V_0 \frac{Z}{r+Z} \frac{1}{s} \frac{e^{-\gamma x} (1 + \Gamma e^{-2\gamma(d-x)})}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}} \\
i(x,s) &= V_0 \frac{1}{r+Z} \frac{1}{\sqrt{s(s+\alpha)}} \frac{e^{-\gamma x} (1 - \Gamma e^{-2\gamma(d-x)})}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}}
\end{aligned} \tag{9-8}$$

伝搬波は負荷とダイナモの間の反射を繰り返す。反射係数は、それぞれ、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\Gamma &= \frac{R_L - Z}{R_L + Z}, \\
\Gamma' &= \frac{r - Z}{r + Z}.
\end{aligned} \tag{9-9}$$

$|\Gamma|, |\Gamma'| < 1$ の条件の下で、(9-8)は、入射波の和として級数で表わされる。

$$\begin{aligned}
v(x,s) &= \frac{V_0 Z}{r+Z} \frac{1}{s} \left[\frac{e^{-\gamma x} + \Gamma e^{-\gamma[2d-x]}}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2nd+x]} + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2(n+1)d-x]}} \right] \\
i(x,s) &= \frac{V_0}{r+Z} \frac{1}{\sqrt{s(s+\alpha)}} \left[\frac{e^{-\gamma x} - \Gamma e^{-\gamma[2d-x]}}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2nd+x]} - \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2(n+1)d-x]}} \right]
\end{aligned} \tag{9-10}$$

磁気圏 MI 伝送線の場合、電離圏の反射係数がゼロになる場合があり、また、11.2 節で見ると、ダイナモの反射係数がゼロになる場合がある。式(9-10)の第1項は、このような場合のために、級数から外へ出した。

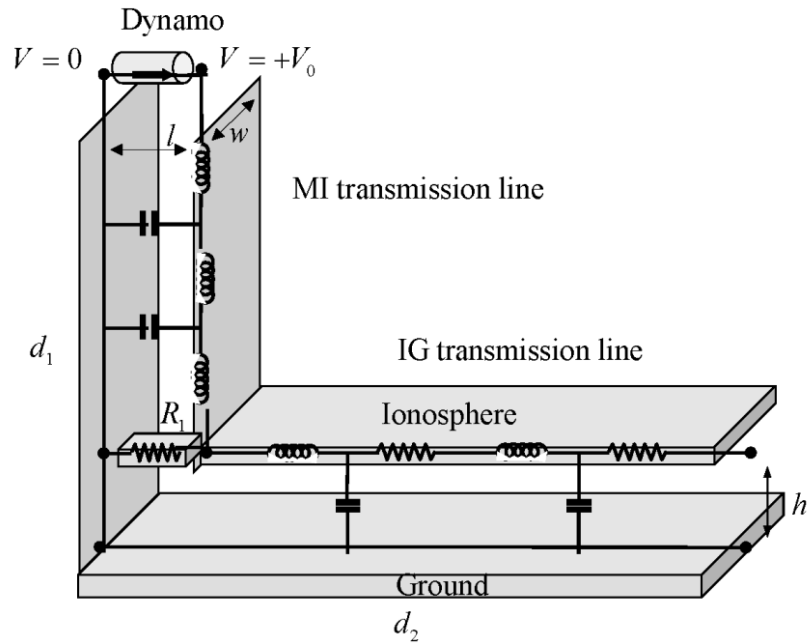


図 9-2 (Fig. 3 of Kikuchi, 2014)

正の電位 V_0 が伝送される平行平板 MIG 伝送線。MI 伝送線は長さ d_1 、幅 w 、間隔 l IG 伝送線は、長さ d_2 、幅 w 、間隔 h である。地球面の丸みは無視している。IG 伝送線の終端を正午の子午線とすると、電位はゼロである。

9.4. 磁気圏電離層伝送線

1 対の FAC を $d_1 = 80,000$ km、 $w = l = 2000$ km を持つ完全導体 ($\alpha=0$) 平行平板伝送線とする。平板の幅と間隔が等しい伝送線の特徴インピーダンスは波動インピーダンスに等しい ($Z_1 = \mu_0 V_A$)。式 (9-10) の x を z (下向き) に置き換え、 $\gamma = s / V_A$ を代入し、逆 Laplace 変換をとると、 V, I は次のようになる。

$$V_1(z,t) = \frac{V_0 Z_1}{r + Z_1} \left[\begin{array}{l} U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) + \Gamma U\left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2nd_1 + z}{V_A}\right) \\ + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2(n+1)d_1 - z}{V_A}\right) \end{array} \right] \quad (9-11)$$

$$I_1(z,t) = \frac{V_0}{r + Z_1} \left[\begin{array}{l} U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) - \Gamma U\left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2nd_1 + z}{V_A}\right) \\ - \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2(n+1)d_1 - z}{V_A}\right) \end{array} \right]$$

南向き IMF が起動するダイナモ内では、慣性力 $\partial(\rho v) / \partial t$ がプラズマ圧勾配による力 ∇p に比べて無視できる (Tanaka, 2007)。これは、ダイナモ内のプラズマ速度が一定であることを意味している。ダイナモ電流が流れても起電力が一定の voltage generator の条件を満たす。このとき、ダイナモ内部抵抗 $r = 0$ である。

図 9-3 は昼間の条件 ($R_L = 1/8$ ohm) の下で計算した、ダイナモ ($z = 0$ 、図上段)、磁気圏内 ($z = 0.5d_1$ 、図中段)、および電離層 ($z = d_1$ 、図下段) での電位 (voltage、左列)、電流 (current、中列)、エネルギー (power、右列) を示す。ダイナモで与えた 50 kV の電位は変化しない (左列上段)。しかし、電離層ではゆっくり増加する (左列下段)。磁気圏電位はゆっくりした増加に大振幅の振動が重畳する (左列中段)。この振動部分は、電離層とダイナモを固定端とする磁力線の固有振動と等価である。電流 (中列) は、3 つの場所で小さな階段状変化を除いて同じ増加をする。電流の連続性を保ちつつ、波動がダイナモと負荷の間で反射を繰り返し、反射のたびに少しずつ増加する (14.5 節)。この増加に、場所により異なる伝搬波の波面電流が重畳する。この結果は、ダイナモ電位に一定値を与えた場合でも、定常状態に達するまでに一定の時間を要することを示す。9.5 節に示すように、電位と電流は 13 分の時定数をもってゆっくり増加する。時定数は、電離層伝導度と伝送線の長さに比例し、伝搬速度に逆比例する。

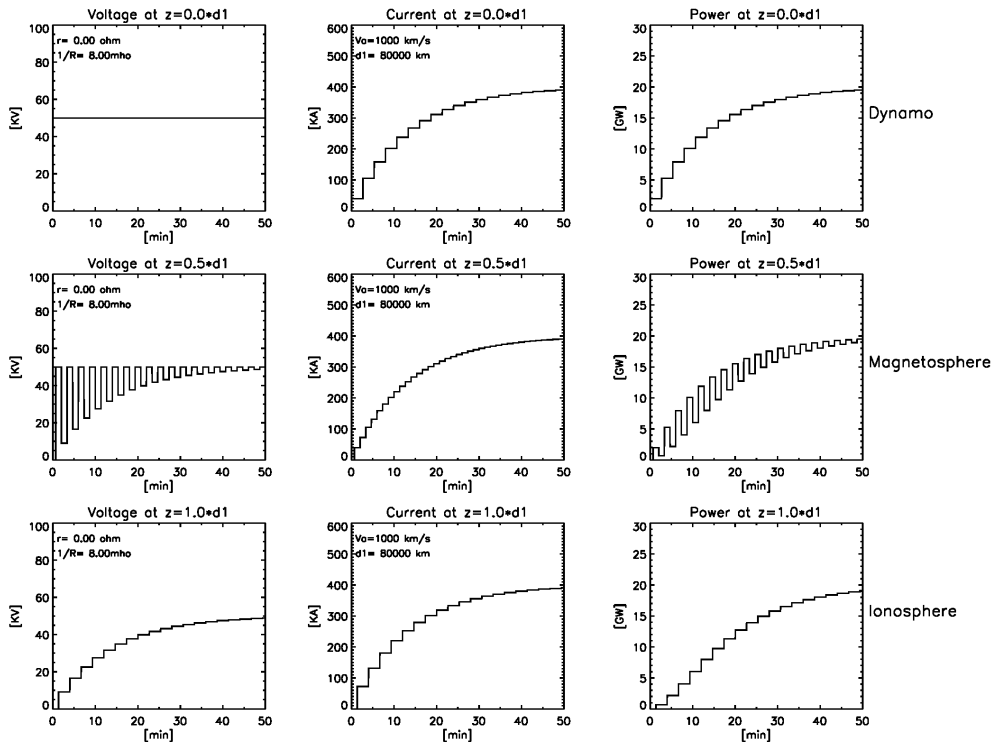


図 9-3 (Fig. 4 of Kikuchi, 2014)

磁気圏電離層伝送線の(上段)磁気圏ダイナモの位置($z=0$)、(中段)伝送線の途中($z=0.5d_1$)、(下段)極域電離層の位置($z=d_1$)における、(左列)電位(voltage)、(中列)電流(current)、(右列)電力(power)を示す。伝送線の長さ 80,000 km、昼間の電離層コンダクタンス (8 mho)、ダイナモ電位と内部抵抗はそれぞれ 50 kV と 0 ohm、Alfven 速度は 1000 km/s を与えた。

9.5. 磁気圏電離層 LR 回路

伝送線伝搬の時定数を求めるために、伝送線の全インダクタンス $L_T = \mu_0 d_1$ と電離層抵抗

$R_1 = 1/\Sigma_1$ で構成される集中定数回路で近似する。電位と電流は次式で与えられる。

$$V(t) = V_0 \left(1 - e^{-\frac{R_1}{L_T} t} \right) \quad (9-12)$$

$$I(t) = \frac{V_0}{R_1} \left(1 - e^{-\frac{R_1}{L_T} t} \right) \quad (9-13)$$

時定数は、

$$T = L_T / R_1 = \mu_0 \Sigma_1 d_1 \quad (9-14)$$

で与えられる。時定数は定常値の0.63倍に達するまでの時間である。上記したパラメータで計算した時定数は13.4分である。

LR回路が伝送線の近似であることを確認するために、電離層伝導度16 mho、磁力線長80,000 kmで計算した結果を図9-4に示す。図左列が伝送線の電離層における電位と電流、図右列がLR回路の電位と電流である。LR回路が正確に伝送線を再現している。時定数は電離層伝導度に比例するため、電離層が日射や粒子降下による電離を受けると時定数は長くなる。また、磁力線長に比例するために、昼と夜でも異なる。

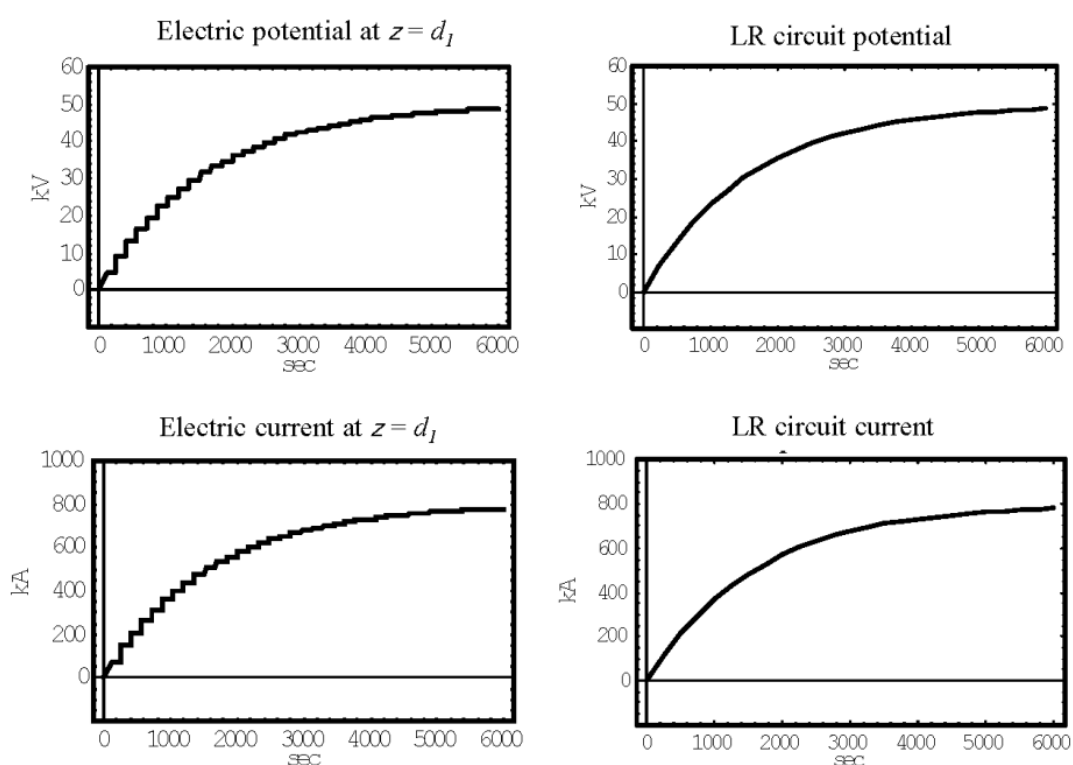


図 9-4 (extracted from Fig. 5 of Kikuchi, 2014)

磁力線長 80,000 km、電離層伝導度 16 mho で計算した、伝送線 ($z = d_1$) (左列) と LR 回路 (右列) の電位 (上段) と電流 (下段)。

9.6. 電離層地球伝送線

[半無限長 IG 伝送線]

電離層地球伝送線 (IG: ionosphere-ground) を幅 $w=2000$ km、間隔 (電離層高度) $h=100$ km を持つ損失のある平行平板伝送線とする (図 9-2)。幅と間隔が異なる伝送線の特性インピーダンス

は、 $Z_2 = 377h / w = 18.8 \text{ ohm}$ である。まず、3 層地球電離層導波管 EIW (図 8-2) を損失のある平行平板伝送線に置換可能であることを、 TM_0 (TEM) mode の減衰特性が一致することで確認する。IG 伝送線のダイナモ側 (極域電離層、 $x = 0$) のシャント伝導度を 8 mho とすると、反射係数(9-9)は $\Gamma = -0.99$ になる。ダイナモの内部抵抗を $r = 0$ としてよい。ダイナモ電位は、FAC により与えられる極域電離層電位とし、 $V_0 U(t)$ を与える。電位と電流が $x = \infty$ で消失する半無限伝送線を仮定すると $\Gamma = 0$ であるため、(9-10) 式の第 1 項のみが残り、次式が得られる。

$$\begin{aligned} v_2(x, s) &= \frac{V_0}{s} e^{-\frac{x}{V_{ph}} \sqrt{s(s+\alpha)}} \\ i_2(x, s) &= \frac{V_0}{Z_2} \frac{1}{\sqrt{s(s+\alpha)}} e^{-\frac{x}{V_{ph}} \sqrt{s(s+\alpha)}} \end{aligned} \quad (9-16)$$

ここで、添字 2 は IG 伝送線を表す。

(9-16) の逆変換は次のようになる[e.g., McLachlan, 1962]

$$\begin{aligned} V_2(x, t) &= V_0 \left[e^{-\frac{1}{2}\alpha t_0} U[t-t_0] + \frac{1}{2}\alpha t_0 \int_{t_0}^t U[t-\tau] e^{-\frac{1}{2}\alpha\tau} \frac{I_1 \left[\frac{1}{2}\alpha\sqrt{\tau^2-t_0^2} \right]}{\sqrt{\tau^2-t_0^2}} d\tau \right] \\ I_2(x, t) &= \frac{V_0}{Z_2} e^{-\frac{1}{2}\alpha t} U[t-t_0] I_0 \left[\frac{1}{2}\alpha\sqrt{t^2-t_0^2} \right] \end{aligned} \quad (9-17)$$

$$\alpha = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h}, \quad t_0 = \frac{x}{V_{ph}}$$

ここで、 I_0 、 I_1 はそれぞれ、第ゼロ次および第 1 次の第 1 種修正ベッセル関数 (modified Bessel functions of the first kind of the zeroth and first orders) であり、 τ は時間に関する積分変数である。

電離層伝導度の 3 つのケース (a) 30、(b) 5 (c) 0.2 mho について、 $x=5000 \text{ km}$ における電位と電流を計算した (図 9-5)。ダイナモ電位が 50 kV の階段関数の場合、 $x = 5000 \text{ km}$ の電位は階段関数的に増加する (図上段)。伝搬減衰を受けるため、立ち上がりの大きさを表す (9-17) 第 1 項は、それぞれ、0.998、0.987、0.718 である。第 2 項は V を時間と共に V_0 に漸近させる。一方、電流 (図下段) は、電離層伝導度が小さい場合に急速に減少する。伝導度が小さい伝送線では、実効特性インピーダンスが高くなるために輸送されるエネルギーが小さい。

式(9-17)の第1項は、次式(9-18)が示すように、 $\Sigma_A \ll \Sigma_I$ 条件下の EIW 減衰率(8-22)に等しい。このため、地球電離層導波管は、損失のある伝送線路で置き換えることができる。

$$V(x,t) = V_0 e^{-\frac{1}{2}\alpha t_0} = V_0 e^{-\frac{x}{2h\Sigma Z_0}}. \quad (9-18)$$

EIW を伝送線に置換することは、電流や時定数の計算に便利である。一方、EIW モデルは電離層から磁力線に沿って上方の磁気圏に伝送される電場を評価するのに役立つ(8-20式)。

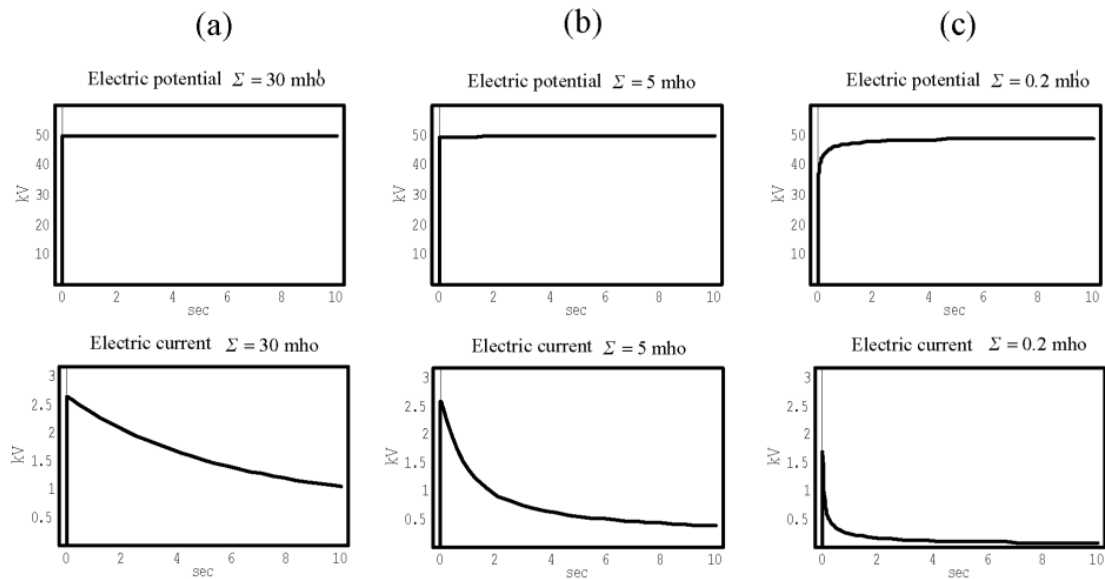


図 9-5 (Fig. 7 of Kikuchi, 2014)

半無限長 IG 伝送線に電位 50 kV、内部抵抗 0 のダイナモを接続し、距離 5000 km で計算した電位(上段)と電流(下段)。電離層伝導度を (a) 30 mho、(b) 5 mho、(c) 0.2 mho とした。

[有限長 IG 伝送線]

次に、有限長 IG 伝送線の電位と電流を調べる。電離層伝導度は緯度と地方時により太陽天頂角が異なるため均一ではない。地球磁場の強度と伏角にも依存する。特に赤道では、Pedersen 電流が Cowling 効果によって大幅に増強される(8.6 節)。簡単のために、本節では伝導度を一様と仮定し、有限長の効果とその伝導度依存を調べる。なかでも、 TM_0 mode が定常電離層電流を達成する過程を示す。

IG 伝送線を正午の子午線(電位ゼロ)を終端とする有限長の伝送線とすると、(9-6)式の負荷抵抗はゼロである。ダイナモの内部抵抗は極電離層の抵抗(1/8 オーム)であり、これは IG 伝送線

の特性インピーダンス (18.8 ohm) よりも 2 桁以上小さい。これらの条件下で反射係数は、 $\Gamma = \Gamma' = -1$ と置くことができる。

ダイナモの電位を V_0 とし、 $x = d_2$ でゼロ電位を与えると、式 (9-6) より次式を得る。

$$\begin{aligned} V_2(x=0, t) &= V_0 \cdot U(t) \\ V_2(x=d_2, t) &= 0. \end{aligned} \quad (9-19)$$

この条件下で (9-10) 式は、次のようになる。

$$\begin{aligned} v_2(x, s) &= \frac{V_0}{s} \left[\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2nd+x]} - \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2(n+1)d-x]} \right] \\ i_2(x, s) &= \frac{V_0}{Z} \frac{1}{\sqrt{s(s+\alpha)}} \left[\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2nd+x]} + \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2(n+1)d-x]} \right] \end{aligned} \quad (9-20)$$

(9-20) の逆 Laplace 変換は式 (9-17) を用いて、次式 (9-21) になる。

$$\begin{aligned} V_2(x, t) &= V_0 \left\{ \begin{aligned} &\sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-\frac{\alpha}{2}t_{n1}} U(t-t_{n1}) + \frac{\alpha}{2} t_{n1} \int_{t_{n1}}^t e^{-\frac{\alpha}{2}\tau} U(t-\tau) \frac{I_1\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{\tau^2-t_{n1}^2}\right)}{\sqrt{\tau^2-t_{n1}^2}} d\tau \right] \\ &- \sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-\frac{\alpha}{2}t_{n2}} U(t-t_{n2}) + \frac{\alpha}{2} t_{n2} \int_{t_{n2}}^t e^{-\frac{\alpha}{2}\tau} U(t-\tau) \frac{I_1\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{\tau^2-t_{n2}^2}\right)}{\sqrt{\tau^2-t_{n2}^2}} d\tau \right] \end{aligned} \right\} \\ I_2(x, t) &= \frac{V_0}{Z} e^{-\frac{\alpha}{2}t} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} U(t-t_{n1}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2-t_{n1}^2}\right) + \sum_{n=0}^{\infty} U(t-t_{n2}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2-t_{n2}^2}\right) \right\} \\ t_{n1} &= \frac{2nd_2+x}{c} \quad t_{n2} = \frac{2(n+1)d_2-x}{c} \quad \alpha = \frac{R}{L} = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h} \end{aligned} \quad (9-21)$$

(9-21) の第1項は $x = 0$ から正方向に伝搬する波を表し、第2項は伝送線の端点 $x = d_2$ から反射され、負方向へ伝搬する波を表す。この反射波は、負 FAC から出発し、正午の子午線を超えて負方向へ伝搬する波と等価である。正午の子午線の電位がゼロであることが、負 FAC の存在を前提としていたためである。一方、電流の反射波は正の値であるため、反射を繰り返すことで電流が成長する (14.6節)。各進行波は、半無限伝送線路と同様に、減衰した TM_0 mode と徐々に増加する拡散 mode で構成されるが、現象の時間スケールでは減衰した階段関数で近似できる。

伝送線長 $d_2 = 8000$ km、伝送線幅 $w = 2000$ km、電離層高度 $h = 100$ kmとして、計算した電離層電流を図9-6 (a) に示す。E層伝導度 $100\text{--}0.3$ mhoの異なる条件下で計算した電離層電流は、MI 伝送線と同様に、ゆっくり増加する。ただし、時定数は1秒から20秒程度ときわめて短い。その時定数は伝導度が大きい程長くなる。次節で、IG 伝送線が集中定数 LR 回路で置換できることを示す。時間変化と時定数の計算には、LR 回路が便利である。

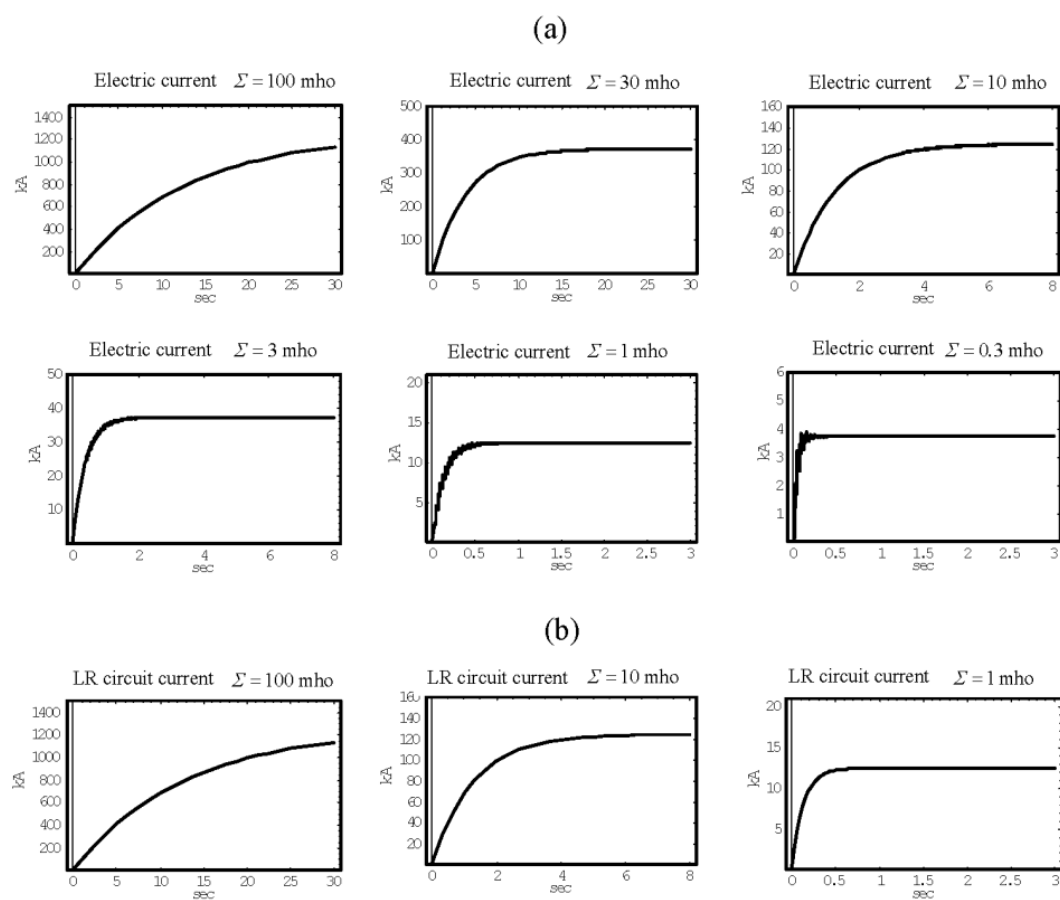


図 9-6 (Fig. 10 of Kikuchi, 2014)

(a) 電離層伝導度 $=100, 30, 10, 3, 1, 0.3$ mho の有限長電離層地球伝送線路の $x = 5000$ km での電流、(b) 集中定数 LR 回路 ($100, 10, 1$ mho) の電流。

9.7. 電離層地球 LR 回路

IG 伝送線を次のインダクタンス L_T と抵抗 R_T で構成される集中定数回路で置き換える。その後、両者の電流を比較して、置換が正しいことを示す。次式 (9-22) に示すように、 L_T は線路の長さと同様に比例し、幅に逆比例する。抵抗は長さに比例し、幅に逆比例する。

$$\begin{aligned} L_T &= \mu_0 d_2 \frac{h}{w}, \\ R_T &= \frac{d_2}{w \Sigma}. \end{aligned} \quad (9-22)$$

電流と時定数は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I_2(t) &= \frac{V_0}{R_T} \left(1 - e^{-\frac{R_T}{L_T} t} \right) \\ T &= \mu_0 h \Sigma \end{aligned} \quad (9-23)$$

式 (9-23) を用いて計算した LR 回路の電流を図 9-6 (b) に示す。伝導度 100、10、1 mho について計算した電流は、伝送線で計算した結果 (a) と一致する。時定数は、100、10、1 mho に対して、12.6、1.26、0.13s、である。SC や DP2 に適用すると、極域から赤道までの伝搬はほぼ瞬間的と言ってよい。正確には、PI の場合、開始が光速で瞬間的であり、ピークが時定数だけ遅れる。中緯度の PI 電場のピークに比べて赤道 PI のピークが 20 秒程度遅れるという Takahashi *et al.* (2015) の結果と一致する。

コラム 5. 1994 年リレハンメル冬季オリンピック衛星放送中断とファントムコマンド

1994 年 2 月 22 日にリレハンメル冬季オリンピック衛星放送が一時中断するという障害が発生した。筆者は、その瞬間の画面は見えていないが、NHK 会長が事故の状況を説明するのを視聴して知った。この時の、宇宙環境データを調べると地球規模の磁気嵐が進行中で、かつ、太陽フレアが原因と思われる放射線粒子の増加があった。これが衛星を誤動作させたのではないかとの感触を持った。当時、放送衛星の管制は、平磯宇宙環境センターから車で 4、5 時間の千葉県君津市の山中の管制センターでおこなっていた。管制センターの了解を得て、4 月に入り管制センターを訪れ、担当者から直接、状況を聞くことができた。地上から指令（コマンド）を出さないのに、衛星が指令を受けたと勘違いするファントム（幽霊）コマンドであることが分かった。太陽電池パネルが太陽方向から大きく外れ、電力が低下したために放送が中断した。ファントムコマンドは米国の衛星障害でも知られた現象で、高エネルギー粒子による半導体エラーと考えられている。軽微のエラーはコンピュータが自動修正して問題は起こらない。しかし、宇宙の放射線環境が過酷な場合は、稀ではあるが、修復できないケースがある。放射線環境が原因と思われる衛星障害は、その後も何度か発生しており、2005 年には放射線が原因と思われる障害により気象衛星が使用できず、アメリカの気象衛星を借用する事案が発生している。

10. 地磁気誘導電流

10.0. 本章の概要

地磁気変動は地球内部へ伝搬し、誘導電流を流す。地上の2地点間に電位差が生じ、電力送電系統の変圧器間に電流(GIC: geomagnetically induced current)が流れる。地磁気誘導する電場を、1層と2層モデルで計算する手法を説明し、観測されたGIとの間により相関があることを示す。

10.1. 電力送電線 GIC

地磁気変動は地球内部へ伝搬する過程で電場を誘導し、地表面に電位差を生じる。電力送電線系統の変圧器は3相交流の midpoint を接地しているため、変圧器間で電位差を生じる。その結果、電力送電線中を地磁気誘導電流(GIC)が流れる(Pirjola, 1983)。GICは、電力システムの周波数(50 Hz または 60 Hz)と比較して直流に近い準定常電流である。高緯度では、オーロラジェット電流による地磁気変動が大きいため強いGICが流れる。1989年3月13日に、GICによりカナダとアメリカ東部で大規模な停電が発生した(Bolduc, 2002)。我が国でも北海道(35.7°GML)でGICが計測され、地磁気Y成分(B_y)にほぼ比例(相関係数(cc) > 0.8)することがWatari *et al.* (2009)により報告されている。GICが dB_y/dt ではなく、 B_y に比例することは、伝導度が大きい上層を持つ2層モデルで説明される(Pirjola, 2010)。 B_y 成分依存性の原因は特定されていないが、GICと B_y 成分との関係はチリ北部でも観測され、EIWの TM_0 modeが輸送する地表面電流で説明された(Brändlein *et al.*, 2012)。

本章では、台形状変化磁場が誘導する電場が、観測されたGICの特徴をとらえている例を示し、さらに、Kikuchi *et al.* (2021)が解析したSCイベントについて、GICと磁場 B_x 、 B_y との相関、および、 B_x 、 B_y により誘導された電場 E_y 、 E_x との相関を示す。誘導電場は地下伝導度を単層および2層としたモデルについて計算する。

10.2. 畳み込み定理 (Convolution theorem)

地上で観測される磁場 $B_y(t)$ による誘導電場 $E_x(t)$ は、導体地球の伝達関数 $F(t)$ と励起関数 $B_y(t)$ の畳み込みとして計算する。伝達関数は $B_y(t)$ をdelta関数 $\delta(t)$ として与えた時の導体の応答関数

(impulse response function)である(Cheng, 1959)。Laplace 変換をそれぞれ $b_y(s)$ 、 $e_x(s)$ 、 $f(s)$ とすると、以下に示す関係が成り立つ。

$$e_x(s) = f(s) \cdot b_y(s) \quad (10-1)$$

(10-1) を逆変換すると、次式のように、 $E_x(t)$ が $F(t)$ と $B_y(t)$ の畳み込み積分(convolution integral)になる。

$$E_x(t) = F(t) * B_y(t) = \int_0^t F(t-\tau)B_y(\tau)d\tau \quad (10-2)$$

式(10-2)は時間変化する $B_y(t)$ に対する導体のインパルス応答を現時点まで積分したものである。

式(10-1)は次式のように表すことができる。

$$e_x(s) = \left[\frac{1}{s} f(s) \right] \cdot [s b_y(s)] \quad (10-3)$$

$g(s) = f(s)/s$ とおいて、(10-3)の畳み込み積分は、

$$E_x(t) = G(t) * \frac{dB_y(t)}{dt} = \int_0^t G(t-\tau) \frac{dB_y(\tau)}{d\tau} d\tau + B_y(0)G(t) \quad (10-4)$$

となる。ここで、 $G(t)$ は、磁場を階段関数 $U(t)$ として与えたときの応答関数(step response function)である。ステップ応答は、MIG 伝送線で見たとおり、システムの応答を視覚的に理解するのに都合がよい。 E_x は B_y の変化分に対する step 応答の積分である。

B_y の初期値をゼロとして、1秒サンプリングデータを用いるとき、(10-4)は

$$E_x(t) = \sum_{i=1}^t \left(G[t-i] (B_y[i] - B_y[i-1]) \right) \quad (i=1,2,3,,t) \quad (10-5)$$

となる。

10.3.1 層モデルのステップ応答関数

地球を一様な伝導度 $\sigma_1 = 10^{-4}$ mho/m を持つ導体とした場合の地表面電場のステップ応答関数 $g(s)$ を求める。地中を深さ方向(z)に伝搬する B_y と誘導される E_x は次式(10-6)で与えられる。

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} - \mu\sigma \frac{\partial B_y}{\partial t} = 0 \quad (10-6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} + \mu\sigma E_x = 0$$

(10-6) 式の Laplace 変換は

$$\frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2} - \mu\sigma s b_y = 0 \quad (10-7)$$

$$\frac{\partial b_y}{\partial z} + \mu\sigma e_x = 0$$

で与えられる。

地表面 ($z=0$) の磁場を次式のように、階段関数で与える。

$$\begin{aligned} B_y(t, z=0) &= U(t) \\ B_y(t, z=\infty) &= 0 \end{aligned} \quad (10-8)$$

式(10-7)の解は、

$$\begin{aligned} b_y &= \frac{1}{s} e^{-z\sqrt{\mu\sigma s}} \\ e_x &= \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma}} \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-z\sqrt{\mu\sigma s}} \end{aligned} \quad (10-9)$$

となり、 $g(s) = e_x(z=0)$ であるから、次式を得る。

$$g(s) = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma}} \frac{1}{\sqrt{s}} \quad (10-10)$$

逆 Laplace 変換の公式 $L^{-1}\{1/\sqrt{s}\} = 1/\sqrt{\pi t}$ を使うと、ステップ応答関数は次式で与えられる。

$$G(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma}} \frac{1}{\sqrt{t}} U(t) \quad (10-11)$$

地磁気 1 秒値を入力する場合、(10-11) を (10-5) に用いて、誘導電場は、

$$E_x(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma}} \sum_{i=1}^t \left(\frac{1}{\sqrt{t-i}} U[t-i] (B_y[i] - B_y[i-1]) \right) \quad (10-12)$$

で計算される。

10.4. 1層モデルの応用例

図 10-1 (a) 上段に示すように、地磁気 Y 成分 (B_y) が増加し、一定値を保ったのち減少する台形状の時間変化をした。このとき誘導された GIC は、図 (a) 下段に示すように、 B_y が一定値になったあとも増加し(オーバーシュート)、 B_y が減少して元のレベルに戻ったあとも減少を継続した(アンダーシュート)。この GIC の特性が地中の誘導効果であることを示すために、 B_y を次式の台形状関数(図 (b) 上段)として、1層モデルに与えて誘導電場を計算する。

$$B_y[t] = \frac{B_0}{t_0} \{t \cdot U(t) - (t-t_0)U(t-t_0)\} - \frac{B_0}{t_1} \{(t-t_w) \cdot U(t-t_w) - (t-t_w-t_1)U(t-t_w-t_1)\} \quad (10-13)$$

ここで、 t_0 と t_1 は増加と減少の時間幅、 t_w は減少を開始する時刻を表す。(10-13) 式の Laplace 変換は次式となる。

$$b_y[s] = \frac{B_0}{t_0} \left(\frac{1}{s^2} - \frac{1}{s^2} e^{-t_0 s} \right) - \frac{B_0}{t_1} \left(\frac{1}{s^2} e^{-t_w s} - \frac{1}{s^2} e^{-(t_w+t_1)s} \right) \quad (10-14)$$

(10-10) (10-14) より、

$$e_x(s) = g(s) \cdot s b_y[s] = \frac{B_0}{\sqrt{\mu\sigma}} \left(\frac{1}{t_0} \left(\frac{1}{s\sqrt{s}} - \frac{1}{s\sqrt{s}} e^{-t_0 s} \right) - \frac{1}{t_1} \left(\frac{1}{s\sqrt{s}} e^{-t_w s} - \frac{1}{s\sqrt{s}} e^{-(t_w+t_1)s} \right) \right) \quad (10-15)$$

逆変換は、公式 $L^{-1} \left\{ \frac{1}{s\sqrt{s}} \right\} = \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} U[t]$ 、 $L^{-1} \left\{ \frac{1}{s\sqrt{s}} e^{-t_0 s} \right\} = \frac{2\sqrt{t-t_0}}{\sqrt{\pi}} U[t-t_0]$ を使うと次式

となる。

$$E_x[t] = B_0 \frac{2}{\sqrt{\pi\mu\sigma}} \left(\frac{1}{t_0} \left(\sqrt{t} U[t] - \sqrt{t-t_0} U[t-t_0] \right) - \frac{1}{t_1} \left(\sqrt{t-t_w} U[t-t_w] - \sqrt{t-(t_w+t_1)} U[t-(t_w+t_1)] \right) \right) \quad (10-16)$$

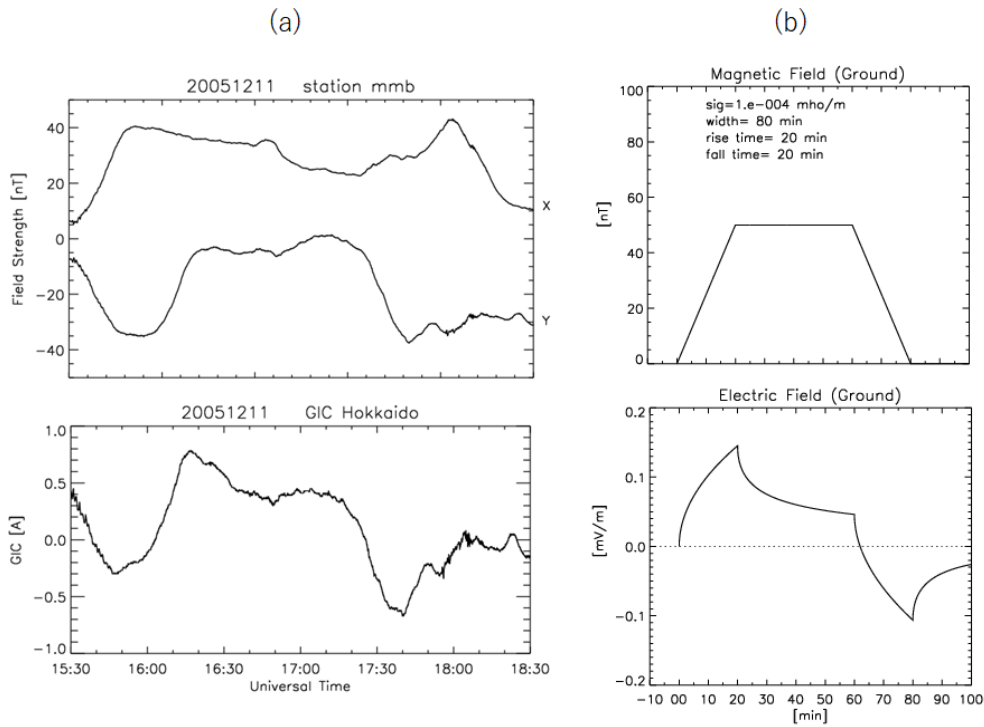


図 10-1

((a) 上段) 北海道女満別 (mmb) の地磁気 Y 成分の台形状変化。(a) 下段) mmb で計測された GIC。(b) 上段) 地磁気 Y 成分を台形状時間変化として 1 層モデルに与えた。(b) 下段) 計算された誘導電場。

電気伝導度を $\sigma = 10^{-4}$ mho/m、 $tw=80$ 分、 $t_0=t_1=20$ 分として計算した E_x を図 (b) 下段に示す。オーバーシュートとアンダーシュートが再現されている。急な磁場変動に対して誘導効果が大きいため、立ち上がりの振幅が大きくなる。磁場が一定値になると、変化が小さいために電場は減少していく。

10.5. 2 層モデルのステップ応答関数

上層の厚み 20 km、伝導度 $\sigma_1 = 10^{-4}$ mho/m とし、その下に、伝導度 $\sigma_2 = 10^{-8}$ mho/m を持つ層が広がっているとす。境界条件として、1 層の場合に加えて、各層間の境界面に平行な電場と磁場は連続する。この条件の下で、ステップ応答関数は、

$$g(s) = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma_1}} \left(\frac{1}{\sqrt{s}} + 2 \sum_{j=1}^n k_{12}^j \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-(2jd)\sqrt{\mu\sigma_1}\sqrt{s}} \right) \quad (10-17)$$

$$k_{12} = \frac{(\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2})}{(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2})}$$

となり、逆変換公式 $L^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-(2jd)\sqrt{\mu\sigma_1}\sqrt{s}} \right\} = \frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(jd)^2 \mu\sigma_1}{t}}$ を使うと次式を得る。

$$G[t] = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma_1}} \frac{1}{\sqrt{t}} \left(1 + 2 \sum_{j=1}^n k_{12}^j e^{-\frac{(jd)^2 \mu\sigma_1}{t}} \right) U(t) \quad (10-18)$$

誘導電場は、地磁気 1 秒値を使って、

$$E_x[t] = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma_1}} \left\{ \sum_{i=1}^t \frac{1}{\sqrt{t-i}} \left(1 + 2 \sum_{j=1}^n k_{12}^j e^{-\frac{(jd)^2 \mu\sigma_1}{t-i}} \right) U[t-i] (B_y[i] - B_y[i-1]) \right\} \quad (10-19)$$

で計算される。

10.6.1 層 2 層モデルの誘導電場と GIC の相関

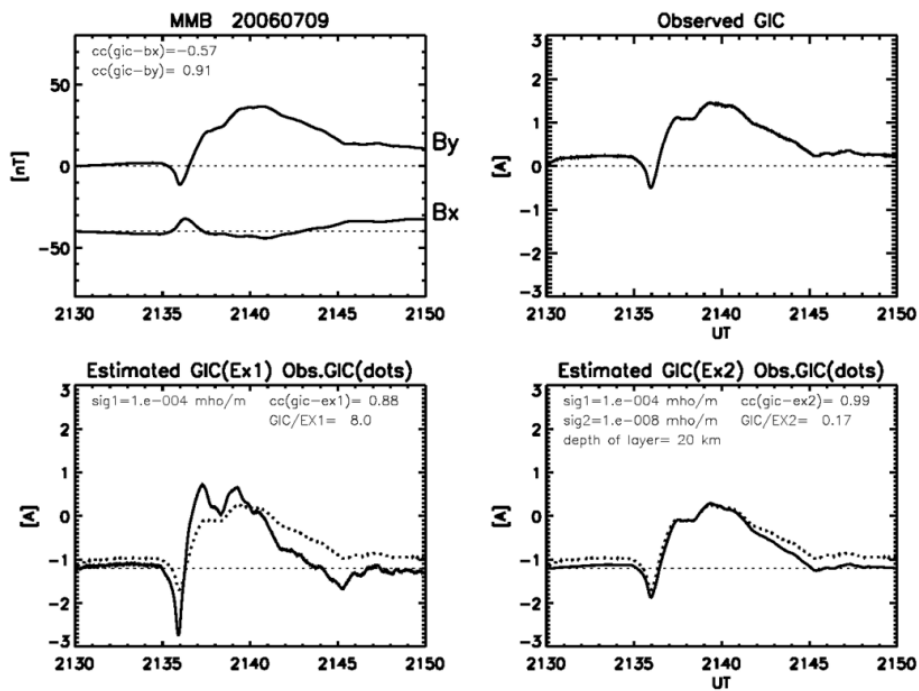


図 10-2

SC 時に女満別 (MMB) で記録された B_x , B_y (上段左) と GIC (上段右)。 B_y により 1 層モデル内に誘導された E_{x1} と 2 層モデルの E_{x2} から推定された GIC をそれぞれ、下段左と右の実線で示す。再現性を可視化するために記録された GIC を点線で示す。

SC 時に北海道で記録された GIC の例を図 10-2 に示す。GIC (上段右) は B_y (上段左) と類似の変化をする (相関係数 $cc=0.91$)。図下段 (左) に 1 層モデル、(右) に 2 層モデルで誘導された電

場から再現した GIC (実線) と観測された GIC (点線) を示す。1 層モデルの電場 E_{x1} との相関は $cc=0.88$ と少し悪いが、2 層モデルの E_{x2} との相関は $cc=0.99$ と高い。このような高い相関関係が周期によらず成り立つなら、過去に記録された大規模磁気嵐時の磁場データから GIC の推定が可能になる。

11. 伝送線から見た従来の理論

11.0. 本章の概要

宇宙空間の電磁気現象を理解するために提案された理論やモデルのいくつかは、伝送線モデルと矛盾する。①沿磁力線電流が電離層の下の空間に磁場をつくらないとする Fukushima (1976) のモデルは、 TM_0 mode による低緯度へのエネルギー伝送と矛盾する。②IMF と地球磁場の磁気再結合が磁気圏対流を駆動する Dungey (1961) モデルは、沿磁力線電流と負荷である極域電離層の存在を考慮していない。負荷により対流にブレーキがかかるため実現できない。③磁気圏境界または内部の電流に起因する ULF 波動 (Pc5 等) のうち、波長が磁気圏サイズを超える場合、波動の扱いができない。④高緯度 PI が compressional wave の波面で mode 変換された CT (converted transverse) mode で説明された (Tamao, 1964b) が、CT mode は沿磁力線電流を伴わないため、Pedersen 電流を説明できない。また、波面のスケールが磁気圏スケールであるため、mode 変換の位置が特定できない。なお、以下の節は独立しているので、式番号は節の中でのみ有効である。

11.1. Fukushima モデル

Fukushima (1969, 1976) によると、沿磁力線電流は電離層下の空間に磁場をつくらない。Fukushima (1976) の Figure 1 で、 z 軸上を 1 本の FAC が下向きに流れ、これが放射状に流れる Pedersen 電流に連続する (図 11-1 (a) に再現)。 $Z > 0$ の空間で、Ampere 則を満たす磁場ができ (同論文の式(2): $2\pi r H_\phi(r, z) = i(z)$)、 $z < 0$ の領域で $i(z < 0) = 0$ であるため、磁場がゼロとなる (同論文の式(3))。この議論の延長として、1 対の FAC (同論文 Figure 5A) が正負の FAC の重ね合わせ $A = A_1 + A_2$ とし、 A_1, A_2 のそれぞれに $z < 0$ の空間で磁場がゼロの結果を適用して、 A について磁場がゼロと結論した。(Fukushima 論文は雑誌 RISRJ に収録されているが、アクセス困難と思われる。Fukushima (1971, Radio Sci.) に同じ議論と図 (Figure 1, Figure 3) があるので参照)

Kikuchi (2014) の伝送線との違いが 2 点ある。伝送線では電離層下の空間に TM_0 mode の波面電流が存在し、磁場が存在する (図 11-1 (b))。波面電流は光速で伝搬しつつ、電離層電流と地面電流と連続する電流回路を形成する。他の 1 点は、1 対の FAC の場合には、電位ゼロが無限遠だけでなく、1 対の FAC から等距離の面 (正午-真夜中の子午面) に存在する。一方、1 本の FAC

の場合は、無限遠が電位ゼロの条件下で、線電荷周辺の電位は無限大になる。次式は、1本の線電荷密度 σ がつくる電位を示す。

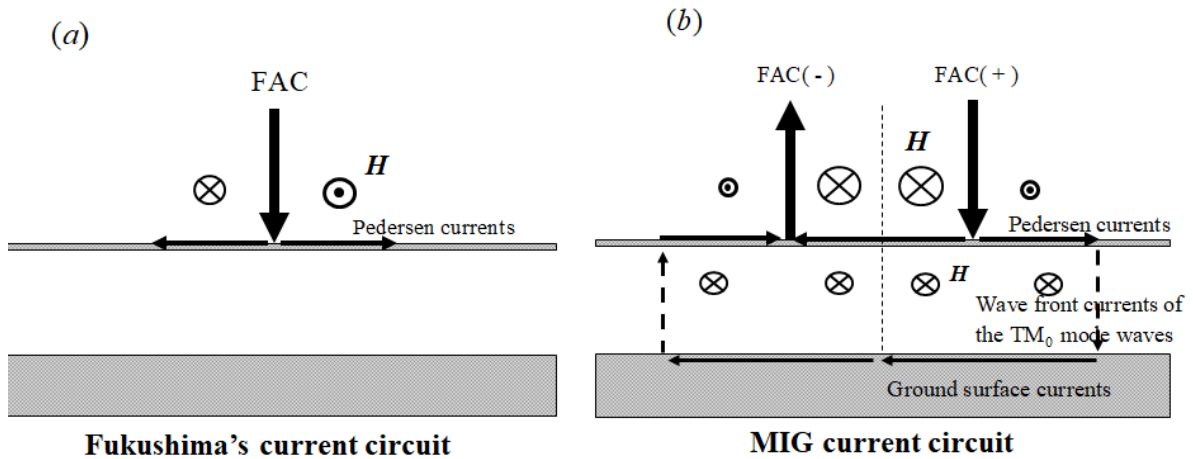


図 11-1 (Fig. 11 of Kikuchi, 2014)

(a) 1本のFACと放射状に広がるPedersen電流の回路(Fukushima, 1976)。(b)1対のFACsとPedersen電流-TM₀波面電流-地表面電流回路(Kikuchi, 2014)。

$$\phi = -\frac{\sigma}{2\pi\epsilon} \log r \quad (11-1)$$

距離 r が無限大の時、電位はマイナス無限大である。無限の彼方で電位ゼロとすると、線電荷周辺の電位が無限大となり、これを実現するためには、無限のエネルギーが必要となる。

一方、伝送線上の正負の線電荷がつくる電位は、

$$\phi = -\frac{\sigma}{2\pi\epsilon} \log \frac{r_1}{r_2} \quad (11-2)$$

で表され、無限遠 $r_1 \sim r_2$ の電位がゼロであるとともに、伝送線対の中間 ($r_1 = r_2$) で電位ゼロとなる。

インピーダンスから考える。1対のFACsを、間隔 D 離れた半径 a の2本の導線を流れる電流とする。2本の導線の特性インピーダンス Z は次式で表される。

$$Z = \frac{Z_0}{\pi} \text{Log}_e \frac{D}{a} \quad (11-3)$$

1本のFACを実現するために、距離 D を限りなく大きくすると、インピーダンスは限りなく大きくなる。インピーダンスは、電流の流れにくさを表わす物理量である。したがって、有限のエネルギーで電

流を流そうとしても、電流はゼロ、すなわち、電流は流れない。低緯度への電磁エネルギー伝送を理解するには、FAC ペアを基本にする必要がある。

11.2. Dungey 対流

Dungey モデルは、磁力線が惑星間空間に開いている。この磁力線上の太陽風電場 $E = -V_{SolarWind} \times B$ を生じるダイナモを想定する。磁気圏とダイナモの媒質は同じであるため、伝送線(9.4節)のダイナモの内部抵抗が伝送線の特徴インピーダンスと等しい($r = Z_1$)。式(9-9)より、ダイナモでの反射係数 $\Gamma' = 0$ である。すなわち、電離層で反射を受けた波がダイナモへ戻っても反射をうけることなく、惑星間空間へ伝搬する。

$\Gamma' = 0$ を(9-11)式に代入すると、

$$V_1(z,t) = \frac{1}{2}V_0 \left[U \left(t - \frac{z}{V_A} \right) + \Gamma U \left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A} \right) \right] \quad (11-4)$$

が得られる。この式を使って電離層($z=d_1$)での電位と電流を計算した結果を図11-2(b)に示す。比較のために、ダイナモ内部抵抗 $r=0$ の場合の電位と電流を図9-3から切り出し、図11-2(a)に示す。Dungey モデルの場合、ダイナモ内部抵抗と伝送線インピーダンスが等しいために、起電力50 kVを持つダイナモから伝送線へ出ていく電位が、半減して25 kVになる。さらに、昼間の条件下で、電離層反射により4 kV程度に減少する(図(b)左)。電離層反射波はダイナモへ戻るが、ダイナモで反射されないために補給がなく、電位は4 kVに減少した状態が継続する。電流(図(b)右)も10分の1に減少し、エネルギーは100分の1に減少する。電離層が磁気圏対流にブレーキをかけ、そのまま回復しないことを示している。ダイナモの内部抵抗がいかに重要な意味を持つかを示している。

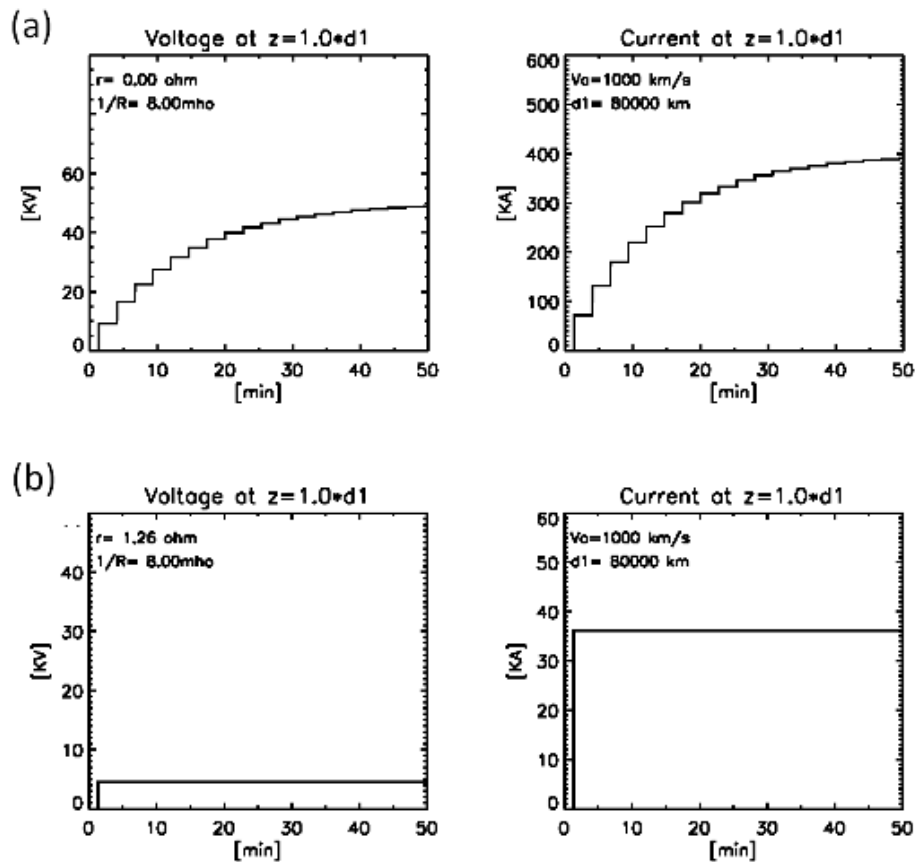


図 11-2

(a) MI 伝送線でダイナモ内部抵抗 $r=0$ の場合の電離層での電位と電流 (図 9-3 より)。(b) 内部抵抗を磁気圏インピーダンス 1.26 ohm とした場合の、電離層での電位と電流。

11.3. ULF 波動と near field

ULF 波動の磁気圏内伝搬を議論する場合に、場所によらず波動方程式とその解が使われる。太陽風磁気圏相互作用の結果生じる SC や Pc5 などは、磁気圏境界または磁気圏内の電流が原因である。一般に、微小電流が周辺につくる電場と磁場は magnetic vector potential A 、electric scalar potential V を用いて、次式で表される (Kraus and Carver, Electromagnetics, 1973, p. 608-; Kraus and Fleisch, 1999, p. 276)。

$$E = -\nabla V - \frac{\partial A}{\partial t} \quad (V/m) \quad (11-5)$$

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (A \cdot T/m)$$

A、V を電流 J、電荷 ρ による遅延ポテンシャルの形で与えると、

$$[A] = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{J \cdot e^{j\omega(t-\frac{r}{c})}}{r} dv \quad (Wb/m) \quad (11-6)$$

$$[V] = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho \cdot e^{j\omega(t-\frac{r}{c})}}{r} dv \quad (V)$$

となる。ここで c は伝搬速度を表す。

電流が z 軸上にあり、電流の長さ l が波長と原点からの距離 r より小さいとして、

$$A_z = \frac{\mu I l \cdot e^{j\omega(t-\frac{r}{c})}}{4\pi r} \quad (11-7)$$

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon r} e^{j\omega(t-\frac{r}{c})}$$

で与えられる。

電流を電荷の時間微分 ($I = j\omega q$) とすると、ベクトルポテンシャルはスカラーポテンシャルで表すことができる。

$$A_z = \frac{j\omega\mu q l \cdot e^{j\omega(t-\frac{r}{c})}}{4\pi r} = j\omega\mu\epsilon l V \quad (11-8)$$

この式は、Lorentz condition (7-2) の簡易形である。

電流の両端に正負の電荷 ($q = I / j\omega$) が集積され、これらによるスカラーポテンシャルは、正負の電荷からの距離を r_1, r_2 として、

$$V = \frac{I}{4\pi\epsilon j\omega} \left(\frac{e^{j\omega(t-\frac{r_1}{c})}}{r_1} - \frac{e^{j\omega(t-\frac{r_2}{c})}}{r_2} \right) \approx \frac{I \cdot e^{j\omega(t-\frac{r}{c})} \cos\theta}{4\pi\epsilon c} \left(\frac{1}{r} + \frac{c}{j\omega r^2} \right) \quad (11-9)$$

A_z, V を使って、 E, H は次のようになる。

$$\begin{aligned}
E_r &= -j\omega A_r - \frac{\partial V}{\partial r} = -j\omega A_z \cos \theta - \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{I \cos \theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{2\pi\epsilon} \left(\frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \\
E_\theta &= -j\omega A_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = j\omega A_z \sin \theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{I \sin \theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon} \left(\frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (11-10) \\
H_\phi &= \frac{I \sin \theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi} \left(\frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right)
\end{aligned}$$

SC 時の磁気圏境界電流を z 軸の電流とすると、 H_ϕ の第 1 項と E_θ の第 1 項が compressional wave により伝搬する DL 成分に相当する (1.3 節)。 H_ϕ の第 2 項は Biot-Savart 則の磁場を与える。波動磁場と Biot-Savart 則の磁場が同じ値になる距離は、

$$r = \lambda/2\pi = 0.16\lambda \quad (11-11)$$

となる。SC は周期振動ではないが、周期を 200 秒とすると、 $\lambda=31.4 R_E$ となり、 $r=5 R_E$ である。波長は磁気圏サイズ (10-15 R_E) より大きく、磁気圏境界から 5 R_E の外部磁気圏は波動領域ではない。周期 5 分 (300 秒) の Pc5 の場合は、 $\lambda=47.1 R_E$ となり、磁気圏境界より 7.5 R_E 、すなわち、磁気圏の大部分の領域が波動領域ではない。電場についても同様に、東西電場 E_θ はポテンシャル電場が卓越する。この領域で沿磁力線電流が生成される。

11.4. Compressional wave の波面での mode 変換

Tamao (1964a) は compressional wave の波面で converted transverse wave (CT mode) が発生し、これが電離圏へ伝搬して 2 つ渦の Hall 電流渦を形成すると考えた。Hall 電流層である電離圏 E 層では、電子が電場に垂直にドリフトするが、正イオンは中性粒子と衝突するためにドリフト速度が減じ、電場方向の速度が生じる。この結果、電場に垂直方向のドリフト速度の差が Hall 電流を生み、電場方向のイオン運動が Pedersen 電流を生む。Hall 電流は必然的に Pedersen 電流を伴うため、Hall 電流を流すには、同時に Pedersen 電流を供給する FAC が必要である。CT mode の電場は solenoidal (rotational) であり、電荷すなわち FAC を伴わないため、電離層電流を維持できない。Compressional mode 波面での mode 変換にはもう一つ難点がある。波面を図示する場合、線で描かれることが多いが、SC は階段状ではあるが立ち上がり時間を持つ。これを 100 秒とし、Alfvén 速

度 1000 km/s とすると、波面の厚みは 10 万 km となる。磁気圏のサイズと同等かこれを超えるスケールである。磁気圏のいたるところが波面であり、場所を特定することができない。

コラム 6. 2003 年 10 月地球観測衛星みどり故障時の宇宙環境

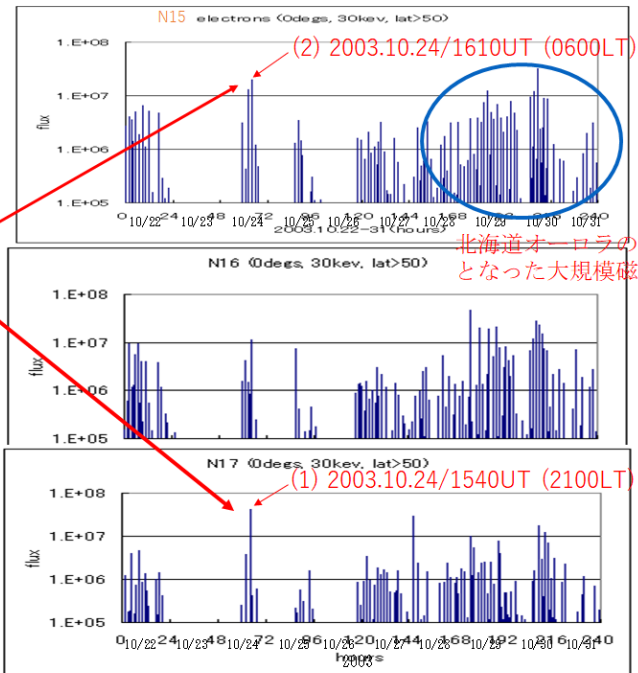
太陽活動のピーク 2000-2001 年から下降期に入った 2003 年 10 月 18 日頃から巨大な黒点が出現し、10 月 23 日 08 時 19 分 UT に X 線強度で X5.4 の巨大フレアが発生した。CME (コロナプラズマ塊) 前面の太陽風衝撃波により、24 日 15 時 25 分 UT に磁気圏が大きく圧縮され、静止衛星軌道 (地球から 36000 km) が磁気圏の外へ飛び出す magnetopause crossing が発生した。IMF が南向きであったため、磁気圏圧縮とともに磁気再結合 (magnetic reconnection) による地球磁場のはぎ取りが発生し、磁気圏境界が静止軌道の内側へ入ったためである。この直後、16 時 13 分 UT から 3 分間の間に地球観測衛星みどりの電源系統が不調となり、回復不能となった。この時の地磁気データを見ると、CME により磁気インパルスが発生し、同時にオーロラ帯の電離層に強い電流 (AEJ) が流れた。スカンジナビアのオーロラ帯で、AEJ が 2000 nT に達するサブストームが確認された。みどり衛星とほぼ同じ極軌道を周回していた米国の気象衛星 NOAA17 は、15 時 40 分 UT 頃、21 時 MLT (磁気地方時) のオーロラ帯を通過し、5000 万粒子単位の高エネルギー電子 (30 keV) を計測した。オーロラ電子エネルギーが最大 200 erg/cm²/s に達する強いサブストームであった。このあと 16 時 10 分 UT 頃、NOAA15 衛星が朝方のオーロラ帯を通過し、やはり大量の高エネルギー電子 (2000 万単位) を観測した。この高エネルギー電子の降下に対応して、カナダのリオメータ (銀河雑音電波吸収計) が 5 dB に達する強い銀河電波吸収現象 (CNA) を観測した。NOAA 衛星で観測された高エネルギー電子が電離圏下部へ降下し、この領域を異常電離したことを示している。(宇宙開発委員会報告資料より抜粋)

筆者が NOAA 衛星データを調査したのは、事故から 10 日あまり経った 11 月 6 日であった。このとき、NOAA SEC (Space Environment Center) の David S. Evans 博士が全面的に協力してくれた。Evans 博士はオーロラ電子の研究で著名な研究者で、筆者の解析に歩調を合わせて、週末も研究所に来て、対応してくれた。みどり衛星の軌道と 3 機の NOAA 衛星の軌道を解析し、NOAA-17 がみどり衛星の軌道に最も近いという情報も与えてくれた。このとき解析したオーロラ電子のグラフを図に示す。図下段のプロットが、NOAA17 衛星が観測したオーロラ電子束を示す。大量のオーロラ電子が降り注ぐオーロラ爆発の直後に、運悪く、みどり衛星がその中を突っ切ったことが確認された。筆者は、宇宙環境の状況を宇宙開発委員会に報告したが、この解析結果だけで衛星故障の原因と断定できないため、みどり衛星故障前後の宇宙環境、として報告した。その後、JAXA の調査が進み、オーロラ電子による衛星帯電が電源系統に障害を発生させた可能性が高いとされた。

NOAA衛星が観測した高エネルギー電子($E > 30\text{keV}$)
(緯度 > 50 度、高度800km)
(Dr. D. S. Evans提供)

磁気インパルスに伴い大量の高エネルギー電子がオーロラ帯に降下した

NOAA17衛星はみどりとはほぼ同じ軌道を先行し、強いオーロラ電子束を観測した。その規模は大規模磁気嵐時の電子束を上回った。高エネルギー電子は衛星帯電の原因となることが知られている。



12. 電離圏電場・電流の計測手法

12.0. 本章の概要

中低緯度電離圏電場の観測手法として、電離圏プラズマのドリフト速度を測定する方法と、電離圏 E 層電流による磁場変動で検知する方法を述べる。①HF Doppler サウンダーはプラズマの電場ドリフトを電波周波数の Doppler 偏移として観測する。②電離圏 E 層を流れる電流による磁場の観測から電場を推定する。特に、赤道 E 層は、極域から伝搬する電場に対して、感度のよいアンテナの働きをする。③衛星なども含めて電離圏電場の計測を整理する。

12.1. 電場によるプラズマ運動の観測 (HF Doppler 周波数と電場)

電離圏電場 E は、電離圏プラズマのドリフト運動速度 V_{drift} を計測し、 $V_{\text{drift}} = E \times B / B^2$ (B : Earth's magnetic field) の関係から得られる (中性粒子速度は無視する)。この手法は、非干渉性レーダー (incoherent scatter radar) (Woodman *et al.*, 1969) や SuperDARN レーダー (Greenwald *et al.*, 1999)、HF Doppler サウンダー (Ogawa, 1958; Davies *et al.*, 1962) に利用される。HF Doppler サウンダーを高時間分解能 (10 秒以下) で運用すると、PI などの速い変動を捉えることができる (Davies *et al.*, 1962; Kikuchi, 1986)。電気通信大学が運用している HF Doppler システムでは、調布の送信局から 5006 kHz、8006 kHz の短波連続波を送信し、電離圏 F 層で反射した電波を全国で受信している (<http://gwave.cei.ucc.ac.jp/~hfd/plt.html>)。F 層内電子が電場ドリフトすることにより、短波電波の反射高度に上下動が生じ、反射電波周波数 f がドップラーシフトする。鉛直方向のドリフト速度を V_{vert} 、ドップラー周波数を Δf として、次式の関係がある (Kikuchi *et al.*, 2016)。

$$\begin{aligned} V_{\text{vert}} &= -\frac{c}{2f \sin \theta} \Delta f \\ E &= -\frac{cB}{2f \cos I \sin \theta} \Delta f \end{aligned} \quad (12-1)$$

ここで、 I と θ は、地球磁場の俯角 (inclination angle) と短波電波が反射点 (地上 300 km) を見る仰角 (elevation angle) である。 $I = 49^\circ$ 、 $B = 46000$ nT の下で、Chofu-Sugadaira 回線 (distance = 146 km、 $\theta = 75.7^\circ$) で、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} f = 5 \text{ [MHz]} \quad V_{\text{vert}} [\text{m/s}] &= -31.0 \Delta f [\text{Hz}] \quad E [\text{mV/m}] = -2.17 \Delta f [\text{Hz}] \\ f = 8 \text{ [MHz]} \quad V_{\text{vert}} [\text{m/s}] &= -19.3 \Delta f [\text{Hz}] \quad E [\text{mV/m}] = -1.36 \Delta f [\text{Hz}] \end{aligned} \quad (12-2)$$

12.2. 磁力計による電場の検知(赤道 EEJ)

高緯度から赤道に配置された磁力計で侵入電場 E を観測する。地上磁場変動 B が電離層電流と地下のイメージ電流によるとしたとき、 $B = \mu_0 \Sigma \cdot E$ (Σ : height-integrated conductivity or conductance) の関係を用いることにより電場が求められる。侵入電場は極域電場のスケールが伝搬距離に比べて小さいために幾何学的減衰が大きく、低緯度へ伝搬する過程で大きな減衰を受ける(8.5 節)。低緯度で極域電場強度の 10 分の 1 以下となり、磁場変動として観測されない。しかし、赤道電離圏 E 層は電気伝導度が異常に大きくなる Cowling 効果(8.6 節)により、十分な電流が流れる。このために磁気赤道電離層は、侵入電場にたいして高感度のアンテナの役割を果たす。この時に流れる電流を Equatorial Electrojet (EEJ) と称する。Cowling 伝導度は Pedersen 伝導度に比して 1 桁以上 (Tsunomura, 1999) 大きい。その結果、赤道の DP2 磁場変動が subauroral 帯に匹敵する大きさを持つ(2.2 節)。

[赤道 EEJ 導出法]

中低緯度や赤道の磁場変動は、電離層電流と磁気圏電流による磁場、それぞれ DP (disturbance of polar origin)、DL (disturbance at low latitude)、が重畳したものである。赤道における DP (EEJ: equatorial electrojet) は、DL が赤道と低緯度で同等であり、低緯度磁場が DL のみと仮定して、赤道磁場から低緯度磁場を差し引いて得られる (Rastogi, 1977; Kikuchi *et al.*, 2008)。この手法は、電離層電流が昼間に比べて 1 桁小さい夜間における赤道ジェット電流の導出にも有効であることが、磁気嵐や substorm の事例解析で示された (Tsuji *et al.*, 2012; Hashimoto *et al.*, 2017)。

[グローバル同時性]

異なる緯度と地方時の同時観測において、類似性や同時性が見られる場合がある。たとえば、高緯度午後側と昼間赤道の DP2 磁場変動は相関係数が 0.9、時間ずれが 25s 以内であり (Kikuchi *et al.*, 1996)、SC の PI が高緯度と赤道で 10 秒の精度で同時に開始する (Araki, 1977; Kikuchi, 1986; Kikuchi *et al.*, 2021)。これらグローバル同時性は、電場が高緯度から地球電離層導波管 TM_0 波 (Kikuchi *et al.*, 1978) により光速度伝搬するためである。極域からの侵入電場による電離

圏プラズマ変動を radar/sounder で観測する場合、大気波動や熱圏風による変動成分から区別するために、極域や赤道との相関を調べることが有効である。

12.3. その他の電場計測の手法

低緯度への侵入電場は、衛星による直接観測、レーダーによるプラズマ運動、そして電場が流す電離層電流による磁場変動として観測される。使用される観測装置を以下にまとめる（ただし、あるものは現在稼働していないが、データは公開されている）。

1. Jicamarca 非干渉性レーダーは、赤道電離圏プラズマの運動速度を計測することにより電場を計測する。Millstone Hill 非干渉性レーダーは高緯度から低緯度へ侵入する電場を中高緯度側で計測する。

2. IMAGE (International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects) 磁力計チェーンは極冠、オーロラ帯から中緯度にかけて流れる電離層電流による磁場変動を計測する。

3. AMBER (African Meridian B-Field Education and Research)、IIG (Indian Institute of Geomagnetism)、CPMN (Circum-pan Pacific Magnetometer Network)、NICT (National Institute of Communications and Technology) 磁力計網は、磁気圏電流による低緯度磁場変動と赤道ジェット電流による赤道磁場変動を計測する。

4. INTERMAGNET (International Real-time Magnetic Observatory Network)、SuperMAG、WDC (World Data Center) for Geomagnetism では、極域から赤道の磁力計データにアクセスできる。

5. ROCSAT-1 (first Republic of China Satellite)、C/NOFS (Communication/Navigation Outage Forecasting System) 衛星は、電離圏電場を計測し、CHAMP (Challenging Minisatellite Payload) 衛星は、赤道ジェット電流や沿磁力線電流による磁場を計測する。

13. 解決すべき課題

1. 侵入電場の evening anomaly と静穏時の赤道 prereversal enhancement (PRE) の間にどのような関係があるか?
2. Substorm 時に対流電場と overshielding 電場が低緯度電離圏へ侵入する。substorm のどのフェーズでどの成分が卓越するか? また、磁気圏と電離圏が電流回路で結合していることから、両者の相対的強度が電離層電気伝導度に依存すると見られる。この結果、Overshielding に地方時と季節依存性のあることが予想される。中低緯度電離圏擾乱の理解にとって、重要な課題である。
3. Substorm overshielding が磁気嵐回復相の初めに発生する。電離圏電場の逆転が内部磁気圏へ伝搬し、環電流成長を停止させる可能性を含めて、substorm overshielding が磁気嵐にどう働くか? これは、storm substorm 関係の興味ある課題である。
4. 磁気圏電離圏結合において沿磁力線電流が成長して定常状態になるまでの時定数は、ダイナモの内部抵抗、電離層電気伝導度、Alfvén 速度、磁力線の長さに依存する。R1FAC、R2FAC の時定数は異なり、低緯度電離圏へ与える効果も異なる。磁気嵐、substorm などの現象における磁気圏電離圏結合の時定数を観測データから調べる手法を開発し、R1FAC、R2FAC の複合的役割を明らかにする必要がある。
5. 対流電場、overshielding 電場、擾乱ダイナモ電場の強度と継続時間が、低緯度赤道の電離圏異常 (EIA) や、中低緯度の全電子数 (TEC) の増加、磁気嵐環電流の成長衰退をコントロールする鍵になる。R1FAC、R2FAC の成長衰退や substorm 発生の有無など多くの要因が複合しており、これらを総合する解析が、今後進めるべき課題である。
6. 中低緯度電離圏が外部磁気圏から内部磁気圏や磁気圏尾部への電磁エネルギー伝送路の可能性はある。この回路では、電離層がダイナモとなり、内部磁気圏や尾部が負荷になる。プラズマ圏は冷たいプラズマ領域、プラズマシートは熱いプラズマ領域、すなわち、ダイナモ領域でもある。どのような回路素子に置き換え、どのような電流回路が可能か?
7. 磁気嵐時の中緯度電離層電場・電流 (DP2、overshielding 等) と衛星で観測される内部磁気圏電場・磁場の定量関係は、内部磁気圏-中緯度電離圏結合の重要課題である。

8. 磁気嵐時の赤道ジェット電流は大きな振幅で変動する。対流電場増加・減少に、IMF だけでなく、太陽風動圧が寄与している。太陽風動圧は、SC、Pc5、DP2 などの原因であるが、substorm や storm の発達・衰退にどのような役割を果たすか？

コラム 7. 極電離圏電場の赤道への瞬時伝搬と導波管モデルに対する批判

極域から赤道へ電離層電流や電場が高速で伝搬することは、現在では、広く理解されているが、これが Araki (PSS 1977) により発表された当時は、異端ともいえる扱いであった。論文発表に至る前の 1973 年 9 月に京都で開催された IAGA 国際学会での発表に対して、当時 SC 研究の大御所だったフランスの研究者からきつい調子の批判を浴びた。大学院 D1 の学生だった筆者は、スライド係をしていて、この異様ともいえる雰囲気を目の当たりにした。研究の世界が厳しい批判と競争の世界であることを知ることになった。その後、筆者自身も極域電離圏電場が赤道へ光速度で伝搬する導波管モデルを発表した (Nature 1978) が、その後 30 数年にわたって、厳しい質問と批判にさらされる事になった。しかし、これらの批判が、伝送線モデル (JGR 2014) へと発展させるモチベーションになった。

赤道の磁場や電場が、極域の変動と連動して変化することはずいぶん前から知られていたが、そのメカニズムが不明であった。準周期磁場変動 (DP2) が極と赤道で同期して発生する (Nishida *et al.*, 1966)、赤道 DP2 が太陽風磁場と同期する (Nishida, 1968)、極域磁場擾乱と同時に赤道ジェット電流 EEJ が減少する (Onwumechilli *et al.*, 1973)、IMF が北を向くと赤道電場が逆転する (Rastogi and Patel, 1975)、AE が増加 (サブストーム) すると EEJ が逆転する (CEJ) (Rastogi and Patel, 1975)、極域擾乱が EEJ を増加させる (Akasofu and Chapman, 1977) など。このように、赤道の磁場変動が極域と同期して発生する事実はたくさんあったが、メカニズムは不明であった。SC については、いくつかのアイデアが提出された。PI の電離層電流が磁気圏波動の特性による (Tamao, 1964)、そして MI (equatorial enhancement of SC) は、圧縮性 MHD 波が電離圏の電流層 (E 層) の電子密度を増加させるためである (Jacobs and Watanabe, 1963) など。このような状況の中で、Araki (1977) は、当時最高の時間分解能 (10s) の磁力計データを使って、PI が極域電離層から赤道電離層へ流れる電流による現象であること、しかも、時間遅れなくほとんど瞬間的に伝搬することを主張した。PI 発生が低緯度で途絶えるのは、電離層電流の強度が高緯度から離れるにつれて弱くなるためである。この点に関しては、その後、小振幅の PI も含めると、低緯度で PI が多数発生し (Shinbori *et al.*, 2010)、電離層電流が低緯度を經由して赤道へ流入することが示された。Araki (1977) の主張は、極域と赤道が電磁氣的に結合しているという画期的なものであった。これは、赤道電離圏や内部磁気圏を含む三次元的な磁気圏電離圏結合へ道を開く重要な意味を持つ。

次に必要とされたのは、極と赤道を電磁氣的に結ぶ理論であった。これが筆者の学位論文のテーマとなった。Nature (1978)、JATP (1979b) で発表した地球電離層導波管 TM_0 mode 理論モデルは、極域電場・電流が光速度で赤道へ伝搬することを可能にする。 TM_0 mode に着目した背景には、学部と修士課程でそれぞれ Schumann resonance と VLF 電波伝搬を研究課題としたことが挙げられる。導波管電波伝搬に関する Budden (1961) の教科書に親しみ、導波管の cutoff 周波数 (2 kHz) より低い周波数の電波がゼロモードとして地球を巡り得ることを知った。これを極域電場の瞬時伝搬に応用したことが、Nature 1978 に accept されたことは幸いであった。

TM_0 mode モデルは、赤道域で観測しているインド、ブラジル、ユタ大学などの研究者に受け入れられた一方で、ULF などの磁気圏波動分野の研究者からは、批判を浴びた。批判の主なものは、極域で TM_0 mode が励起されるメカニズムが不明。沿磁力線電流を流す磁気圏の伝搬モードと TM_0 mode の関係が不明。導波管モデルは半無限長を仮定しているが、極赤道間の距離が有限であることが考慮されていない。半無限長導波管は、過渡的には矛盾がないかもしれないが、定常的に電離圏電場・電流

を伝送できるのか？ 筆者は、これらの質問や疑問に答えるために、導波管を伝送線に置き換え、磁気圏の磁力線伝送線と地球電離層伝送線の 2 種の伝送線を結合した磁気圏電離層地球伝送線モデルを提案した (Kikuchi, JGR2014)。伝送線を有限長にすることで伝搬方程式に境界条件を与え、極赤道での開始が同時であるだけでなく、電離層電位・電流が成長する過程と、定常状態にいたるまでの時定数 (10-20 sec) を明らかにした。実際の観測データを説明する現実的なモデルとなった。

14. 補遺 (Appendix)

14.0. 本章の概要

本文の理解を助けるために、Laplace 変換、導波管モード、電流が流れるメカニズムなどの基本知識や補足説明を追加する。

14.1. Laplace 変換

宇宙天気事象における磁気圏電離圏の振る舞いは過渡現象である。階段関数的に増加する SC が典型例であるが、FAC や EEJ の成長に時定数があることも過渡現象の特長である (9.5 節、9.7 節)。これらの現象の伝搬や系の過渡応答を時間空間で捉えるには、Laplace 変換を応用するとよい。観測データを入力する場合は、ステップ応答との convolution として計算できる (10.2 節)。

Laplace 変換の応用例として、8.1 節の拡散方程式を解く。

$$\mu_0 \sigma \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad (1)$$

時間に関する Laplace 変換 (8.2 節) を適用すると、

$$\mu_0 \sigma s \cdot e_y = \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2}. \quad (2)$$

一般解は、

$$e_y = C_1 e^{-x\sqrt{\mu_0 \sigma s}} + C_2 e^{x\sqrt{\mu_0 \sigma s}}. \quad (3)$$

階段関数 $U(t)$ を $x = 0$ の境界条件として与え、 $+x$ 方向の伝搬のみを考えると、 $U(t)$ の Laplace 変換 $1/s$ を使って、解は、

$$e_y = \frac{1}{s} e^{-x\sqrt{\mu_0 \sigma s}}. \quad (4)$$

逆変換は、

$$E_y = \text{Erfc} \left(\frac{x\sqrt{\mu_0 \sigma}}{2\sqrt{t}} \right) \quad (5)$$

である。図 8-1 に示すように、拡散現象を時間変化として理解できる。

波動方程式の場合は伝搬速度を c として、

$$e_y = \frac{1}{s} e^{-\frac{x}{c}s}$$

$$E_y = U \left(t - \frac{x}{c} \right)$$
(6)

となり、階段関数を時間軸上で x/c 移動させればよい。

波動や拡散に関する種々の関数の Laplace 変換と逆変換は、たいていの教科書に掲載されている。

14.2. 導波管の TE、TM mode

地球電離層導波管を完全導体平行平板導波管として、伝搬モード (TE、TM mode) を Maxwell 方程式より導く。座標軸を x (south)、 y (east)、 z (up) とし、伝搬面を x - z 面とする。 y 方向は一様を仮定する。TE (Transverse Electric) mode と TM (Transverse Magnetic) mode は、それぞれ、電場と磁場が伝搬面に垂直な mode である。伝搬定数を k 、波面に垂直な wave normal が x 軸となす角 (z の正方向を正) を θ とする。

Maxwell 方程式は、次式で与えられる。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\nabla \times B = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$
(1)

式 (1) は、以下に示すように、 E_y, B_x, B_z の TE mode と B_y, E_x, E_z の TM mode に分離される。

【TE mode】

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}$$
(2)

E_y に対する波動方程式と、 E_y から B_x, B_z を導く式は次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} &= -\frac{\partial E_y}{\partial x}\end{aligned}\tag{3}$$

x 方向伝搬は x > 0 方向のみとする。Z 方向には、上方伝搬波 (添字 1) と下方伝搬波 (添字 2) があり、これが合成される。

Wave normal 角は、

$$\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta\tag{4}$$

上方伝搬波

$$\begin{aligned}E_{y1} &= E_1 e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_{x1} &= -\frac{E_1 \sin \theta}{Z} e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_{z1} &= \frac{E_1 \cos \theta}{Z} e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{5}$$

下方伝搬波

$$\begin{aligned}E_{y2} &= E_2 e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_{x2} &= \frac{E_2 \sin \theta}{Z} e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_{z2} &= \frac{E_2 \cos \theta}{Z} e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{6}$$

合成波は、

$$\begin{aligned}E_y &= E_1 e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} + E_2 e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_x &= -\frac{E_1 \sin \theta}{Z} e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} + \frac{E_2 \sin \theta}{Z} e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_z &= \frac{E_1 \cos \theta}{Z} e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} + \frac{E_2 \cos \theta}{Z} e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{7}$$

係数 E1、E2 の関係は次の境界条件 1 (導体表面で水平電場がゼロ) で決まる。

境界条件 1:

$$E_y [z = 0] = 0\tag{8}$$

(8) より、

$$E_2 = -E_1 \quad (9)$$

(9) を (7) 式に入れると、

$$\begin{aligned} E_y &= -2iE_1 \sin(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_x &= -2E_1 \frac{\sin \theta}{Z} \cos(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ H_z &= -2iE_1 \frac{\cos \theta}{Z} \sin(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \end{aligned} \quad (10)$$

導波管 mode は次の境界条件 2 より決まる。

境界条件 2:

$$E_y [z = h] = 0 \quad (11)$$

(10) (11) より、

$$\sin(k \sin \theta \cdot h) = 0 \quad (12)$$

(12) より

$$\begin{aligned} k \sin \theta \cdot h &= n\pi (n = 0, 1, 2, \dots) \\ f \sin \theta &= \frac{c}{2h} n (n = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (13)$$

$n = 0$ (TE₀ mode) に対して、

$$\begin{aligned} \theta &= 0 \\ E_y = H_x = H_z &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

すなわち、TE₀ mode は伝搬できない。

$n \geq 1$ (TE_{1,2,...} 高次 mode) に対しては、遮断周波数 f_{cutoff} を持つ。

$$\begin{aligned} f_{cutoff} &= 2.14 \text{kHz} [n = 1, h = 70 \text{km}] \\ f_{cutoff} &= 1.5 \text{kHz} [n = 1, h = 100 \text{km}] \end{aligned} \quad (15)$$

【TM mode】

同様にして、

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \quad -\frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad \frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B_y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -c^2 \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= c^2 \frac{\partial B_y}{\partial x}\end{aligned}\tag{17}$$

上方伝搬波(添字 1)は、

$$\begin{aligned}H_{y1} &= H_1 e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_{x1} &= ZH_1 \sin \theta e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_{z1} &= -ZH_1 \cos \theta e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{18}$$

下方伝搬波(添字 2)は、

$$\begin{aligned}H_{y2} &= H_2 e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_{x2} &= -ZH_2 \sin \theta e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_{z2} &= -ZH_2 \cos \theta e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{19}$$

上方伝搬波と下方伝搬波の合成波は

$$\begin{aligned}H_y &= H_1 e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} + H_2 e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_x &= ZH_1 \sin \theta e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} - ZH_2 \sin \theta e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_z &= -ZH_1 \cos \theta e^{-ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} - ZH_2 \cos \theta e^{ik \sin \theta \cdot z} e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}\end{aligned}\tag{20}$$

境界条件 1:

$$E_x [z = 0] = 0\tag{21}$$

(21) を (20) に代入すると、

$$H_2 = H_1\tag{22}$$

(22) を (20) に代入して、

$$\begin{aligned}H_y &= 2H_1 \cos(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_x &= -i2H_1 Z \sin \theta \sin(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_z &= -2H_1 Z \cos \theta \cos(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \quad k = \frac{\omega}{c}\end{aligned}\tag{23}$$

境界条件 2:

$$E_x [z = h] = 0 \quad (24)$$

$$\sin(k \sin \theta \cdot h) = 0$$

$$f \sin \theta = \frac{c}{2h} n (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (25)$$

$n = 0$ に対して、 $\theta = 0$ 。H、E は次のようになる。

$$\begin{aligned} H_y &= 2H_1 e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \\ E_x &= 0 \\ E_z &= -2H_1 Z e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \end{aligned} \quad (26)$$

(26) 式は、鉛直方向に一様な H_y 、 E_z を持つ TM_0 mode を表す。

高次 mode の cutoff 周波数は TE mode のそれと同じである。

14.3. TM_0 (TEM) mode 励起

TM_0 mode の励起は、MI 伝送線から IG 伝送線への電流の流入と見ることができる。MI、IG 伝送線の特性 impedance を Z_1 (1.26 ohm)、 Z_2 (18.8 ohm) として、極域電離層伝導度を $1/R$ (8 mho) とする。MI 伝送線の負荷に、 R と Z_2 が並列に接続される。電位と電流に対する反射係数 (r_v , r_i) と透過係数 (t_v , t_i) は次式となる。

$$\begin{aligned} r_v &= \frac{RZ_2 - Z_1(R + Z_2)}{RZ_2 + Z_1(R + Z_2)} = -0.821 \\ r_i &= -r_v = 0.821 \\ t_v &= 1 + r_v = 0.179 \\ t_i &= 1 - r_v = 1.821 \end{aligned} \quad (1)$$

沿磁力線電流と共に電位 V_0 が電離層へ到達すると、負の反射係数により、FAC の足元の電位が $0.179 V_0$ になり、FAC は 1.821 倍する。FAC が R (0.125 ohm) と Z_2 (18.8 ohm) の並列回路に流入する。 Z_2 は R より 2 桁大きいので、大部分の電流は R を流れ、一部が IG 伝送線を通り、 TM_0 mode 波面電流と連続する。この電流が囲む磁場が MI 伝送線から IG 伝送線へ透過し、 TM_0 mode を励起する磁場と見なすことができる。1 個の TM_0 mode 波が運ぶ電流は小さいが、電離層地球伝送線で時定数をもって電流が成長する (9.6 節、14.6 節)。

14.4. TM 波と compressional wave の違い

TM mode は沿磁力線電流 FAC を伝送する。FAC は電荷移動を伴う伝導電流であるので、波面が電離圏 E 層へ達して伝導電流を流すと、電荷移動を伴う電流回路が形成される。E 層伝導度が磁気圏波動コンダクタンスより大きい昼間の場合、E 層電流が波面電流を超えるために電荷集積が発生し、入射波の電場を弱めると同時に、これを電流源とする反射波が FAC を増加させる(14.5 節)。TM 波は電磁エネルギーの継続的な供給を担う。

Compressional wave の場合は、波面電流が電離層へ達し、伝導電流を流し、電荷分離を起こすが、電荷は磁力線を横切って移動しない。このため、ダイナモへ戻る電流回路が形成されず、継続的な電流回路を実現できない。

14.5. 電流が流れるメカニズムと沿磁力線電流成長のメカニズム

(1) 電流が流れるメカニズム(後藤尚久著、講談社サイエンティフィック発行、『なっとくする電磁気学の疑問 55』、p 133 参照)

一般の 2 導体伝送線を流れる電流は、導体中の電子の流れで定義されるが、電子の流速は mm/s や cm/s のオーダーと言われる。一方、電流量は導線の断面を単位時間に通過する電荷の量で定義され、 $I = Nvq$ (N : 単位長あたりの電荷密度 (1/m)、 v : 電荷移動速度 (m/s)、 q : 電荷 1 個の電荷量 (coulomb)) である。ここで、電荷移動速度は電子の流速を意味しない。実際、電流は発電所から遠く離れた場所でも、ほとんど瞬時に伝送される。電荷は伝送線沿いに伝搬する TM 波の電場により導体表面に誘起されるため、電荷の伝搬速度は波動の伝搬速度になる。次に、これを示す。誘起される電荷 q は、伝送線の幅と間隔を w, d とし、導体間の電位差 V とすると、 $q = \epsilon w V / d$ で与えられる。電流は、伝送線の実効インピーダンス、 $Z = \sqrt{\mu / \epsilon} \cdot d / w$ を用いて、 $I = V / Z$ で表されるので、 $I = q / \sqrt{\epsilon \mu} = qc$ (c : 波動の伝搬速度) となる。沿磁力線電流を伝送する波動の伝搬速度は Alfvén 速度、電離層電流の伝搬速度は光速である。電子はダイナモから供給され、導体中を玉突きのように移動し電荷を移動させる。電荷の移動速度と電子の移動速度は異なる。電流はまた、TM 波の磁場 b_{TM} が導体中に侵入し誘導する電流と見ることができ、誘導電流は散逸性の条件 ($E \cdot J > 0$) を満たし、沿磁力線電流がこの条件を満たすことが Tanaka (1995) により示された。

(2) 沿磁力線電流成長のメカニズム

磁気圏伝送線の (9-11) 式 (磁気圏添字 1 を取り去った)

$$\begin{aligned}
 V(z,t) &= V_0 \frac{Z}{r+Z} \left[U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) + \Gamma U\left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2nd_1 + z}{V_A}\right) + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2(n+1)d_1 - z}{V_A}\right) \right] \\
 I(z,t) &= V_0 \frac{1}{r+Z} \left[U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) - \Gamma U\left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2nd_1 + z}{V_A}\right) - \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2(n+1)d_1 - z}{V_A}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{1}$$

を用いて、FAC が時定数をもって成長する過程をたどる。ダイナモの内部抵抗 $r=0$ とする。

- ① ダイナモから出発し、電離層に達する前 (図 14-1 (a)) の V, I は上の式の第 1 項のみで、第 2 項以降の階段関数はゼロである。伝送線の 2 導体間の空間の電場 E と磁場 H および Poynting flux $E \times H$ が Alfvén 速度で下方へ伝搬する。 V, I の大きさは次のようになる (添字 0)。

$$\begin{aligned}
 V_0 &= V_0 \\
 I_0 &= V_0 \frac{1}{Z}
 \end{aligned} \tag{2}$$

- ② 電離層で反射した直後の状態を図(b)に示す。電場、磁場は入射波と反射波の和となる。電離層反射係数 $\Gamma (< 0)$ を用いて、電圧と電流は第 1、第 2 項で表される (添字 1)。

$$\begin{aligned}
 V_1 &= V_0 [1 + \Gamma] \\
 I_1 &= V_0 \frac{1}{Z} [1 - \Gamma]
 \end{aligned} \tag{3}$$

$\Gamma < 0$ であるので、電位は減少し、電流は増加する。

- ③ 電離層反射波が上方へ伝搬してダイナモで反射される。このときの反射係数は内部抵抗=0 のため、 $\Gamma' = -1$ である。注意すべきは、上方へ伝搬しダイナモで反射を受けるのは、電離層反射波のみである。 V, I は、次のようになる (添字 2)。

$$V_2 = V_0 [1 + \Gamma - \Gamma] = V_0$$

$$I_2 = V_0 \frac{1}{Z} [1 - \Gamma - \Gamma] = V_0 \frac{1}{Z} [1 - 2\Gamma]$$
(4)

ダイナモは電離層反射によって減少した電位を V_0 に戻し、かつ、電流を増加させる。ダイナモの内部抵抗=0 がそれを可能にする。

④ ダイナモ反射波が下方へ伝搬し電離層で反射されると、 V, I は、

$$V_3 = V_0 [1 + \Gamma - \Gamma - \Gamma^2] = V_0 [1 - \Gamma^2]$$

$$I_3 = V_0 \frac{1}{Z} [1 - \Gamma - \Gamma + \Gamma^2] = V_0 \frac{1}{Z} [1 - 2\Gamma + \Gamma^2]$$
(5)

となる。トータルの電位は再び減少するが、減少の程度は最初の反射より小さいため、 V は増加する。一方、電流はさらに増加する。この過程を繰り返すことで、電離層の電位と電流は時定数をもって増加する。

磁力線が太陽風中に延びる Dungey モデルでは、ダイナモ領域と伝搬領域の媒質が同じ、すなわち、ダイナモ内部抵抗が磁気圏のインピーダンスに等しいために、ダイナモでの反射係数はゼロである。電離層反射で小さくなった V はダイナモで V_0 に戻ることなく、減少したままの状態②が継続し、③④以降の過程は発生しない。電位と電流は V_1, I_1 のままである(11.2 節)。MHD 的な見方をすると、電離層が磁束管の運動にブレーキをかけ、運動は減速し、その状態が継続する。磁気圏電離層結合を考える場合にダイナモの存在とその内部抵抗が重要である。

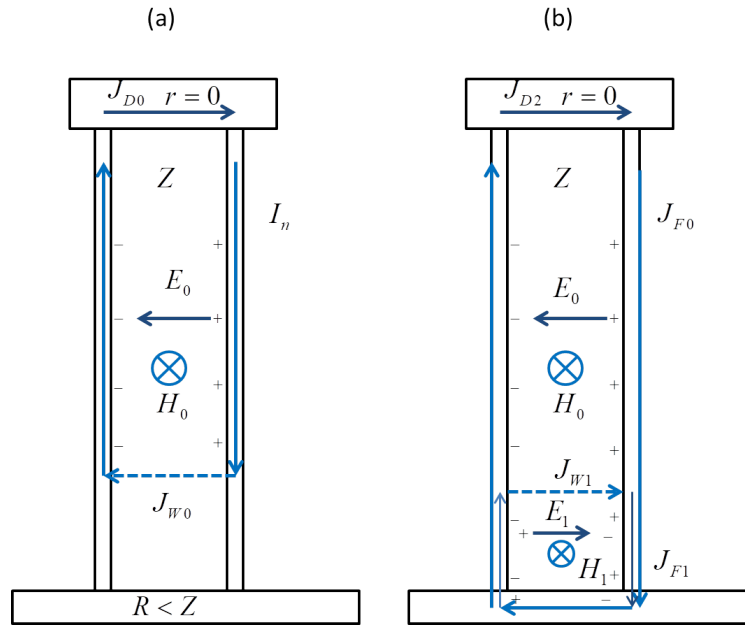


図 14-1

ダイナモ (内部抵抗ゼロ) と負荷 (抵抗 R) を接続した 2 導体伝送線 (特性インピーダンス Z)。昼間の条件 ($R < Z$) とする。図 (a) は、2 導線間の空間を電場 E と磁場 H の TM 波が伝搬し、電位 V_0 と電流 I_0 を輸送する (過程①)。図 (b) は、TM 波が電離層で反射した直後の状態。 J_{w0} は、入射波の波面電流、 J_{w1} は反射波の波面電流を表す (過程②)。

14.6. 電離層電流成長のメカニズム

1 個の TM_0 モード波が輸送する電流は、 V_0, Z_2 から導かれる (式 (9-21))。伝導度を 30 mho、ダイナモ電位を $V_0 = 50$ kV として、 $x = 5000$ km で計算した TM_0 波の電流 (2.7 kA) は、定常電流 (375 kA) に比べて 1/100 以下である。しかし、電離層電流は、 TM_0 波が有限長伝送線中を反射を繰り返すことにより、時定数をもって成長する。この過程を図 14-2 に示す。図上段に時間軸を 0~10 秒とした V_2, I_2 を示す。電位 (図 (a) 上段) は黒く塗りつぶされたように見えるが、電位が 2 つの境界間を光速度伝搬し、18.8 Hz で振動するためである。図 (a) 下段に時間軸を拡大して、0~0.2 秒の部分を示す。電位は、 $t=0.017$ 秒で観測されたあと、境界 ($x=d_2$) からの反射波によってゼロになる。電位はダイナモに戻って元の電位を回復したあと、同じ伝搬を繰り返すため、電位は矩形の振動になる。 TM_0 モード波は電離層伝導度が有限であるため減衰を受け、図 (a) 上段のように、振動の振幅が減衰する。この過程を経た電位は、次の関係式で与えられる 18.75 kV に漸近する。

$$V_2(x) = V_0 \left[\frac{d_2 - x}{d_2} \right]. \quad (1)$$

電流 (図 14-2 (b)) は振動せず、徐々に増加する。2 つの境界で完全反射する毎に電流が 2 倍になり、図 (b) 下段に示すように、電流が階段状に増加して定常電流へ漸近する。定常状態で流れる電流強度 (375 kA) は、次の関係式で与えられる。

$$I_2(t, x) = \frac{w}{d_2} \Sigma \cdot V_0 \quad (2)$$

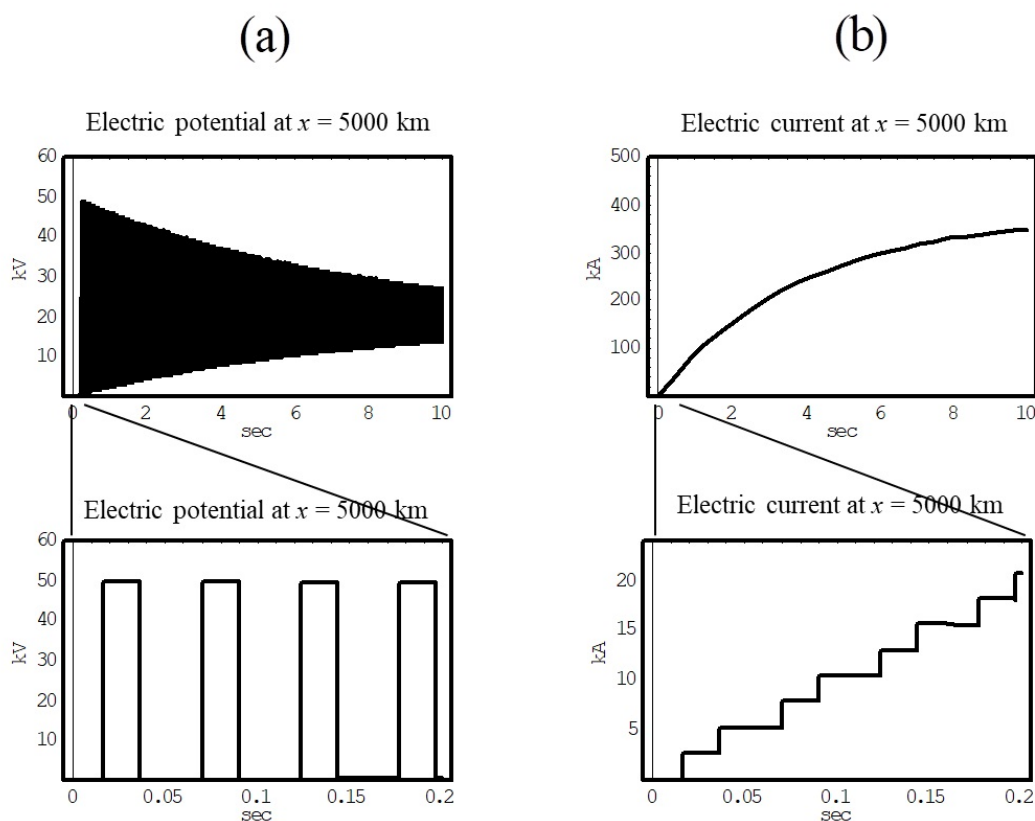


図 14-2 (Fig. 9 of Kikuchi, 2014)

ダイナモ電位と内部抵抗を 50 kV と 0 ohm とした有限長 IG 伝送線 ($d_2 = 8000$ km, $\Sigma = 30$ mho) の $x = 5000$ km における電位 (a) と電流 (b)。TM₀ モード波によって運ばれる電位は 0 から 50 kV の間で振動し、18.75 kV の定常状態に近づき、電流は 375 kA の定常状態まで階段状に増加する。上段の時間軸 (0–10 秒) の最初の部分 (0–0.2 秒) の拡大図を下段に示す。

14.7. 磁気圏電離圏結合ケーブル (Alfven 1981)

磁気圏と電離圏が電流回路で結合されることの重要性は、Alfven もこれを指摘している (Alfven, 1981, page 42)。電流回路は、境界条件の重要性を理解させ、ある領域からある領域へのエネルギー一伝送を理解させるのに役立つ、と述べた部分を以下に示す。

As we have seen in Chapter II, it is advantageous to translate the traditional field description of plasma phenomena in space into a current description. This gives a deeper understanding of those phenomena in the following respects:

(1) The circuit representation demonstrates the importance of boundary conditions which have often been forgotten.

(2) By studying the electromotive forces driving the current and the regions of dissipation, the energy transfer from one region to another is more easily understood.

(3) Certain types of important current-produced phenomena, including the formation of double layers, are difficult to understand without accounting for the current explicitly.

14.8. 磁場は変化するが、移動しない。

電磁気学に磁力線が動くという概念はない。『電磁気学ノート(藤田広一著コロナ社)』は、次のように指摘している。“動くのは物体や座標系であり、磁束や電束などの場は動くという表現はできない。場は動くのではなく、変化するのである。”。その例として、“回転する円筒形の永久磁石がある。すり接触子でつながった電圧計には電圧が現れる。なぜであろうか?”との設問を挙げている。もし、磁束が磁石と共に回転するのであれば、磁石本体は磁場を横切らないため起電力は発生しない。実際には $V \times B$ の起電力を発生する。磁石が磁場を横切って運動するためである。

Spitzer (1962) は frozen-in の説明中に、電磁気学には磁力線の動きの概念はなく、frozen-in を、運動しているプラズマ中の任意の閉じたコンター内の磁束は一定を保つと説明している (Physics of Fully Ionized Gases : p. 40)。

“As pointed out by Alfvén (1), the lines of force within a perfectly conducting gas tend to be “frozen in” the material. This concept may appear to be somewhat vague, since electromagnetic theory offers no unique definition of the motion of a line of force. To make this idea more precise, we may say that in a conducting gas the magnetic flux Φ through any closed contour, each element of which moves with the local gas velocity v , tends to remain constant.”

14.9. 磁化プラズマは誘電体 (Spitzer, 1962)

内部磁気圏を満たす冷たいプラズマは磁力線に捕捉されているために、磁化プラズマを形成する。プラズマは磁力線に沿って自由に動くことができるために、この方向には導体として振る舞う。一

方、磁力線垂直方向には円運動をするため、定常的な電荷移動ができず、変化電場に対してのみ分極電流が流れる誘電体として振る舞う。次の Spitzer (1962) の式 (2-31) を用いると、

$$j_{\perp} = \frac{\rho}{B^2} \mathbf{B} \frac{dv}{dt} = \frac{\rho}{B^2} \frac{dE_{\perp}}{dt} \quad (1)$$

誘電率は

$$\varepsilon = \frac{\rho}{B^2} \quad (2)$$

と表される。この誘電率を使えば、Alfvén 速度は、

$$V_A = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{B}{\sqrt{\mu\rho}} \quad (3)$$

と導かれる。すなわち、Alfvén 波は磁化プラズマ誘電体中の電磁波である。

磁化プラズマ中を伝搬する compressional wave と transverse wave の波面を流れる電流は

$$J = \varepsilon \frac{dE}{dt} \quad (4)$$

この電流による Lorentz 力がプラズマを加速し、波面通過後のプラズマ対流を発生させる。

14.10. エネルギー生成、輸送、消費を担う3種の電場

電磁気エネルギー（電位差×電流）を生成するダイナモ内では、電場と電流が逆向きである ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} < 0$)。エネルギーが消費される電離圏などの抵抗体中では、電場と電流は同じ向きである ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} > 0$)。ダイナモと負荷をつなぐ伝送線路では、線路中の電流とこれに接する空間の電場は直交する ($\mathbf{E} \perp \mathbf{J}$)。磁気圏伝送線路は1対の沿磁力線電流であり、電流は周辺の電場と直交する。電離層伝送路はE層と地面で構成され、電離層電流と TM_0 mode の電場は直交する。伝送線路の電流は、アンペア則により周辺空間の磁場と等価であり、電場と磁場が直交し、これらが形成する Poynting flux がエネルギーを輸送する。Poynting flux を面積積分した総エネルギーが、伝送線で運ばれる電位差×電流である。沿磁力線電流とE層電流に沿う電場は、オーロラ電子加速、地磁気変動、大気加熱、電離圏プラズマ運動のエネルギーとして消費される。電離層は磁気圏ダイナモの負荷であると同時に、低緯度電離圏へのエネルギー輸送を担う。

14.11. Poynting 定理

電場と磁場の積 (Poynting flux) がエネルギー-flux を表す。電磁気学の教科書 (Stratton, p132) によると、Poynting flux は Maxwell 方程式から導出される Poynting's Theorem で使用される物理量である。Poynting 定理は以下のように表される。

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = -\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

この式をある面 (S) で囲まれる閉空間 (V) で積分すると、閉空間の磁場と電場のエネルギーの減少が、空間外へ出ていくエネルギーと空間内で消費されるエネルギーの和となる。

$$\int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} da + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv = - \int_V \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) dv \quad (2)$$

Poynting 定理を Maxwell 方程式から導びく。磁気圏では、電場はダイナモがつくる E、磁場はダイナモがつくる \mathbf{b} と背景磁場 \mathbf{B}_0 からなる。E、 \mathbf{b} は Maxwell 方程式で結ばれており、ダイナモから負荷である電離層へ伝送されるエネルギーを構成する。電流は \mathbf{B}_0 と共にプラズマを動かす力、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ を生み出す。

\mathbf{B}_0 を含む MHD 基本式は、

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})}{\partial t} \\ \nabla \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) &= \mu_0 \mathbf{J} \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} &= \mathbf{J} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) \\ \mathbf{E} + \mathbf{V} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{B}_0 は時間・空間変化しない。また、 \mathbf{b} はプラズマ運動に寄与しないとする。上式は簡略化され、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{b} &= \mu_0 \mathbf{J} \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 \\ \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0 &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

これは、通常使用される MHD 方程式である。

次に、Poynting 定理の式を、 $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ として、変形すると、

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{E} \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} &= -(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) \cdot \frac{\partial (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_0) + \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{h}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} &= -(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}\quad (5)$$

となり、これに、関係式

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_0) = \mathbf{H}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{E} = -\mathbf{H}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}\quad (6)$$

を代入すると、

$$\begin{aligned}-\mathbf{H}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{h}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} &= -\left(\mathbf{H}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \right) - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{h}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} &= -\mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}\quad (7)$$

上の式は、 E, b で構成される Poynting 定理で、 B_0 はエネルギーの流れに関与しない。

Heikkila *et al.* (1979) は、Poynting vector は数学的な概念であり、物理的意味を持つのは、発散のみであると述べている。

“Thus, as far as the energy budget is concerned, what remains is the contribution of the macroscopic fields to the Poynting term. This term describes the energy as flowing across the boundary in the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ direction. However, one must remember that Poynting’s vector $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ itself is a mathematical abstraction, and it is only its *divergence* that has a physical meaning.”

これは、言い換えると、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトはエネルギーを運ばない。たとえば、磁気圏や電離圏にポテンシャル電場 E と地球磁場 B があり、プラズマが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトしている場合を考える。電場と磁場はそれぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned}E &= -\nabla \phi_E \\ B &= -\nabla \phi_B\end{aligned}$$

これに、ベクトル公式 $\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot \nabla \times \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \nabla \times \mathbf{b}$ を用いると、

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{B} = \nabla \phi_B \cdot \nabla \times (\nabla \phi_E) - \nabla \phi_E \cdot \nabla \times (\nabla \phi_B)$$

となる。次に、ベクトル公式 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ を用いると、

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = 0$$

となる。エネルギー流を表さない。

15.用語

・電磁気学用語は和名を使用した。電場、電位、磁場、ポテンシャル電場、ベクトル(スカラー)ポテンシャル、電流、誘電率、透磁率、光速度、レーダーなど。

・人名は英語とする。Laplace 変換、Lorentz 変換、Poisson 方程式、Poynting フラックス、Pedersen 伝導度、Hall 伝導度。Doppler 周波数(サウンダー、レーダー)など。

・和洋両方使う:磁気嵐、ストーム、storm; 主相、main phase; サブストーム、substorm; 遮蔽、shielding; 過遮蔽、overshielding; 対流、convection など。

15.1. 太陽風、磁気圏ダイナモ

太陽風磁場(IMF:interplanetary magnetic field):

惑星間空間磁場だが、太陽風中の磁場を指す(図 5-1)。

太陽風動圧(solar wind dynamic (ram) pressure):

正確には、ram pressure。物体が流体中を運動するときに受ける力。陽子の数密度 n 、質量 m 、速さ v として、 $F = nmv^2$ (図 5-9)。

Cusp/mantle 領域:

磁気圏境界の昼側と夜側の境界領域。Cusp は、磁力線が楔状になる領域。Mantle は cusp から磁気圏尾部へ延びる領域。この領域に蓄積された高圧プラズマが対流電場と R1FAC のダイナモとなる(図 1-1(a))。

磁気圏尾部(magnetotail):

磁気圏の反太陽方向へ吹き流しのように延びる筒状の領域。南北半球の境界にプラズマシート(plasma sheet)がある。この領域を形成する閉じた電流が、磁気圏境界とプラズマシートを流れる。

プラズマシート(plasma sheet):

磁気圏尾部の赤道面。熱いプラズマで満たされ、朝夕方向のプラズマシート電流が流れる。Substorm growth phase で、plasma sheet 中の磁場が引き延ばされ、厚みが薄くなる plasma sheet thinning が発生する。

双極子化 (dipolarization) :

plasma sheet thinning で反太陽方向へ延びた尾部の磁場が substorm onset で元の双極子型に戻る。Frozen-in されたプラズマも共に移動して、高圧プラズマ領域を形成し、R2FAC と shielding 電場を生成する (4.4 節)。

太陽風ダイナモ (solar wind dynamo) :

南向き IMF が外部磁気圏で創る IMF ダイナモ (1.1 節) と太陽風動圧が創る太陽風動圧ダイナモ (1.3 節) がある。IMF ダイナモは磁気圏対流電場と R1FAC を生成し、動圧ダイナモは SC の PI、MI の電場と FAC を生成する。太陽風ダイナモは、単に IMF ダイナモを指す場合が多い。

内部磁気圏ダイナモ (magnetospheric dynamo) :

plasma sheet プラズマが地球方向へ移動して高温高圧プラズマ領域を形成する。この領域の表面を流れる反磁性電流 (部分環電流) が R2FAC と shielding 電場のダイナモになる (4.4 節)。

磁気圏対流 (magnetospheric convection) :

IMF ダイナモがつくる朝夕方向 (dawn-to-dusk) 対流電場により駆動されるプラズマ運動。1 対の R1FAC を取り巻く等電位線に沿う 2 つ渦の $E \times B$ ドリフト運動 (1.1 節)。

磁束管 (magnetic flux tube) :

磁気圏境界磁場と IMF が磁気再結合 (magnetic reconnection) し、惑星間空間に開いた地球磁場が太陽風プラズマと共に反太陽方向へ移動する。かつて、磁束管が磁気圏プラズマ対流の原動力と考えられたが、沿磁力線電流周辺の電場によるプラズマドリフトが磁気圏対流である。

15.2. 磁気圏波動伝搬**圧縮波 (Compressional MHD wave) :**

磁化プラズマ中を外部磁場 B_0 に垂直方向に伝搬する波動 (1-3 節)。SC の場合、変化磁場 b は B_0 に平行で北向き、電場 E は B_0 に垂直で西向きである。プラズマの動き ($E \times B_0 / B_0^2$) と Poynting flux ($E \times b / \mu$) は、ともに地球方向である。

Transverse mode (TM mode) :

磁化プラズマ中を外部磁場に平行方向に伝搬する波動。電場と磁場が外部磁場に垂直で、 $E \times H$ が伝搬方向になる。SC や DP2 の場合に、電場・磁場を沿磁力線電流 (FAC) とともに、極域電離圏へ伝送する。プラズマは FAC を囲む渦運動をし、shear-Alfven 波ともいわれる。FAC を含む平面を波動の伝搬面とすると、電場は伝搬面内、磁場は伝搬面に垂直であるので、transverse magnetic (TM) mode である (1.1 節)。

波動(固有)インピーダンス (wave or intrinsic impedance) :

媒質の性質のみで定まる。磁化プラズマ中で $\mu \cdot V_A$ 、真空中で $\sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 。Alfven conductance は $1 / \mu \cdot V_A$ 。伝送線の特徴インピーダンス (characteristic impedance) は、固有インピーダンスに、伝送線の形状に依存する係数がかかる (14.3 節)。

分極電流 (Polarization current) :

誘電体中の電束密度 $D = \epsilon_0 E + P$ とすると、変位電流は $\partial D / \partial t = \epsilon_0 \partial E / \partial t + \partial P / \partial t$ 。第 2 項が分極電流。磁気圏の磁化プラズマ中を伝搬する波動の波面電流は、分極電流である (7.2 節)。

波面電流 Wave front current :

伝搬する波動の波面には、変位電流が流れ、波面前後の磁場勾配をつくる。磁気圏内 SC 伝搬の場合、波面通過後の空間に磁場増加があり、この空間構造を維持する西向き波面電流が Alfven 速度で移動する。波面電流は、磁気圏境界電流と閉じる回路を形成する。地球電離層導波管 TM_0 mode の場合、波面電流は真空中の変位電流で、これが電離層電流と地面電流と閉回路を形成する (8.2 節)。

15.3. 磁気圏電離圏電流系

磁気圏境界電流 (magnetopause current) :

太陽風動圧 F と磁気圏の磁気圧がバランスする境界で、動圧が流す電流。 $J = F \times B / B^2$ (1.3 節)。

領域 1 型沿磁力線電流 (R1FAC: Region-1 field-aligned current) :

IMF ダイナモにより生成される 1 対の沿磁力線電流。極域電離層の午前側に流れ込み、午後から流れ出る (1.1 節)。

領域 2 型沿磁力線電流 (R2FAC: Region-2 field-aligned current) :

内部磁気圏ダイナモで生成され、オーロラ帯電離層の低緯度側に流入する。向きは、午後側に入り、午前側から出る (1.2 節)。

15.4. 地球電離層導波管伝搬

地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) :

地面と電離層 E 層が形成する導波管。伝搬面に垂直な磁場成分 B_y を持つ TM mode と、電場成分 E_y を持つ TE mode がある。上下の導体壁で水平電場がゼロという境界条件により、数 kHz の cutoff 周波数が発生する (14.2 節)。Cutoff 周波数=0 の TM_0 モードは、電流層 (E 層:100 km) と地面に電流を誘導しながら、光速度伝搬する。SC、DP2 などの電流を赤道まで伝送し、極赤道電離層を電磁氣的に結合する (8.2 節)。

導波管 cutoff 周波数:

導波管を伝搬する波動の最低周波数。地面に平行な電場成分=0 の境界条件と電離層側の境界条件により伝搬モードが決まる (14.2 節)。TE mode は cutoff 周波数が kHz オーダーであるため、地磁気変動現象のエネルギーを輸送できない。 TM_0 mode は、cutoff 周波数=0 であるため、周期に依らず、エネルギー輸送が可能。

伝送線 (Transmission line) :

2 導体 (金属板やワイヤーなど) が形成する電流線。Inductance、capacitance、resistance が分布する分布定数回路。エネルギーは導体間の空間を電磁波で伝搬する。磁気圏では、沿磁力線電流を流す 1 対の磁力線は完全導体伝送線と見なせる。電離圏では、E 層と地球表面がロスのある伝送線 (lossy transmission line) を構成する (第 9 章)。伝送線の TEM (transverse electromagnetic) mode は導波管の TM_0 mode と同じである。

損失伝送線 (Lossy transmission line) :

電離層 E 層のような損失性導体が構成する伝送線 (9.6 節)。E 層は極から赤道へエネルギーを伝送させ、かつ、F 層や磁気圏へエネルギーを供給する。また、自身でもエネルギーを消費する。

導波管 TM、TE、 TM_0 、TEM mode:

導波管内で、アンテナまたはダイナモを含む伝搬面に磁場が垂直なモードが TM (transverse magnetic) mode。電場が伝搬面に垂直なモードが TE (transverse electric) mode。TM mode の電場鉛直方向成分は導体壁の影響を受けないため、TM₀ mode (cutoff 周波数=0) の伝搬が可能。TM₀ mode は伝送線の TEM (transverse electromagnetic mode) と同じであり、導波管 TM₀ mode のみを扱う場合、導波管を伝送線で置換できる。TE mode の電場は水平成分のみであるため、導体壁でゼロとなり、TE₀ mode は伝搬できない(14.2 節)。

Evanescent mode:

導波管の cutoff 周波数より低い周波数の波動は、1/2 波長が管幅を超える。高さ方向の波数 k_z が管幅で決められるため、伝搬方向の波数 k_x が $k_x^2 = k_0^2 - k_z^2 < 0$ (k_0 : 自由空間中の波数) の関係より、虚数となる。X 方向に伝搬せず、振幅が指数関数的に減衰する。

拡散モード(diffusion mode):

電離圏 E 層や地球内部などの導体中を伝搬する電磁波。変位電流が伝導電流に比べて無視でき、拡散方程式で記述される(8.1 節)。波数が複素数となり、実成分が伝搬項、虚数成分が減衰項を表す。

15.5. 電離圏電場

極冠電位差 PCP (polar cap potential):

1 対の R1FAC が、極域電離圏に正(午前)、負(午後)の電位を与える。PCP は両者の差(3.5 節)。

電離圏 F 層 (ionospheric F-layer):

地上 300 km 付近に最大電子密度をもつ部分電離プラズマ大気。VHF 電波を散乱させ、HF 電波を反射させる。F 層プラズマは電場ドリフトし、VHF/HF 波に Doppler 偏移を起こす。これを利用して、電場を観測する(12.1 節)。

電離圏 E 層 (ionospheric E-layer):

電子は電場ドリフトするが、イオンは中性粒子との衝突のため、ドリフト方向速度を減じ、電場方向に速度が生じる。ドリフト方向速度の差が Hall 電流を生み、イオンの電場方向速度が Pedersen 電流を生む(2.1 節)。

電離圏対流 (ionospheric convection) :

磁気圏ダイナモでつくられる電位と R1FAC が極域電離圏へ伝搬し、この電場により駆動される F 層プラズマの運動 (3.4 節)。電場は沿磁力線電流 FAC から動径方向に出入りするポテンシャル電場であるため、FAC を取り巻くプラズマ運動は経度方向に時間差はない。

遮蔽電場 (shielding electric field) :

部分環電流と R2FAC の発達に伴う電場。向きは、対流電場と逆向きの夕朝方向 (dusk-to-dawn) である (3.1 節)。対流電場の成長によって内部磁気圏で創られるダイナモが、対流電場を打ち消す方向の電場をつくる。このため、遮蔽電場と呼ばれるが、異なるダイナモによる電場である。

過遮蔽 (overshielding) :

R2FAC に伴う遮蔽電場が対流電場より強い場合に、中低緯度で電場の向きが逆転する。IMF が北を向き対流電場が弱くなる時や、substorm が R2FAC を強める時などで発生する (3.1 節)。

SAPS (Subauroral polarization stream) :

オーロラ帯の低緯度側 (subauroral 帯) の真夜中から夕方に、強い北向き電場による西向き速いプラズマ流が発生する。R1FAC の低緯度側に発達した R2FAC が対流電場を強めると考えられている (3.1 節)。

電場の Evening anomaly :

沿磁力線電流が極域から中低緯度の電離層に広がると、電離層電場は、夕方 (18–21 MLT) を除いて、昼間と夜間で逆向きになる。夕方の電場は、昼間と同じ向きで、強度が大きい。電離層伝導度の昼夜非対称と Hall 効果による電離層電位パターンの歪みが原因である (6.4 節、6.5 節)。

Pre-reversal enhancement (PRE) :

静穏時、夕方の赤道電離圏電場は昼間と同じ向きで、昼間より強い。F 層の熱圏風によるダイナモ作用が原因とされる。一方で、極域から侵入する電場にも同じ性質 (evening anomaly) が見られ、赤道だけでなく、中高緯度で発生する (6.5 節)。

熱圏擾乱ダイナモ (disturbance dynamo) :

磁気嵐中に、極域電離圏・熱圏に流入したエネルギーが熱圏風を励起し、中緯度熱圏でダイナモ作用を起こす。ダイナモは、低緯度の電離圏に夕朝方向の電場を与える。エネルギー流入から数時間後に開始し、10時間以上継続する(5.4節)。

幾何学的減衰 (geometrical attenuation) :

極域電離圏電場が低緯度へ伝搬する際、波源が有限サイズを持つため、遠くから見る程、小さく見えるのと同じ原理で、強度が減少する。減衰は途中の媒質によらず、距離のみに依存する(8.5節)。

15.6. 電離層-地面電流

電離層等価電流 (ionospheric equivalent current) :

磁気圏境界電流、沿磁力線電流、環電流、DP2 電離層電流などが地上にもたらす地上磁場変動を、電離層電流によると仮定して描いた電流図(2.1節)。SCのDL、磁気嵐の磁場減少、夜側 positive bayなどは磁気圏電流であるが、PI、MI、Pc5、DP2の高緯度2つ渦電流と赤道電流は、ほぼ電離層電流(それぞれ、Hall電流とCowling電流)である。

Hall電流、Pedersen電流

E層で電子は電場ドリフトするが、イオンは中性粒子との衝突のため、ドリフト方向速度を減じ、電場方向に速度が生じる。イオンと電子のドリフト速度差がHall電流を生み、電場方向のイオン運動がPedersen電流を生む。Hall電流とPedersen電流が独立して存在することはなく、他方も同時に存在する(2.3節)。Hall電流は、電場に垂直のため、エネルギー損失がないが、Pedersen電流が消費するエネルギーを供給しない回路ではHall電流も維持できない。

DP2電流:

1対のR1FACを囲んで流れる2つ渦Hall電流と昼間赤道の東向きEEJで構成される(2.1節)。IMF変動が主因であるが、太陽風動圧に起因するSC、Pc5等でも同じ型の電流が流れる。

オーロラジェット電流 (AEJ: auroral electrojet) :

オーロラ帯電離圏E層を流れる電流。午後の時間帯で東向き、真夜中から午前時間帯で西向きに流れる。R1FACとR2FACにより挟まれるオーロラ帯で、南北電場が強められ、この電場が強い

Hall 電流を流す(4.2 節)。さらに、降下電子による電離が電気伝導度を大きくするため、相乗的に強い電流が流れる。

赤道ジェット電流 (EEJ: equatorial electrojet) :

赤道 E 層の東西 Pedersen 電流が Cowling 効果により強められるため、電流が赤道に集中する。このタイプの電流により、低緯度では現れない磁場変動 (PI など) が昼間赤道で顕著に現れる。また、低緯度で現れる地磁気日変化 (Sq) や DP2、SC、Pc5 等の振幅が赤道増大する (equatorial enhancement) (2.5 節)。

赤道カウンタージェット電流 CEJ (counterelectrojet) :

本来、静穏時に赤道で西向きに流れる電離層電流に用いられるが、擾乱時に R2FAC が昼間赤道 E 層に流入して流れる西向き EEJ に用いられる (3.2 節)。

Cowling 効果:

赤道 E 層で、東西電場 E_1 が鉛直 Hall 電流 J_2 を流し、E 層上下端間に電場 E_2 を発生させる。 E_2 は E_1 方向に Hall 電流を流し、Pedersen 電流 J_1 を強める (8.6 節)。

15.7. 地上磁場・インデックス

地磁気 H/X 成分:

地上磁場の水平成分。H は地磁気の北方向成分。X は地理的な北方向成分。D、Y 成分は、それぞれ H、X に直交する東向き成分。

地磁気インデックス SYM-H、Dst:

SYM-H は、中低緯度11ステーションの地磁気水平成分 H/X の1分値の平均。Dst は4ステーションの地磁気水平成分 H/X の1時間値の平均。地方時依存をなくし、グローバルな地磁気変動をみるためのインデックス。(http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index-j.html)

地磁気インデックス AE、AU、AL:

オーロラ帯 12ステーションの磁場 X 成分を重ねてプロットし、上側包絡線をとったものが AU。下側包絡線が AL。AE は AU-AL で定義され、オーロラ帯磁場変動の最大値。

地磁気座標:

GML: geomagnetic latitude 地磁気緯度

CGML: corrected geomagnetic latitude 補正地磁気緯度

MLT: magnetic local time 地磁気地方時

DP1 磁場変動:

真夜中前から午前オーロラ帯を流れる西向きオーロラジェット電流による磁場変動。DP2 磁場変動が発見されたため、区別するために、DP1 とされた (2.0 節)。

DP2 磁場変動:

周期 20 分から 2 時間の地磁気の周期変動。グローバルに出現し、極域と昼間磁気赤道で同期して現れる。IMF ダイナモによる対流電場が主な原因であるが、動圧ダイナモも寄与する (第 2 章)。

Positive bay 湾型変化:

サブストーム中に夜側の中低緯度で発生する 30 分から 1 時間継続する磁場増加 (4.5 節)。RIFAC 型の沿磁力線電流 (current wedge) がオーロラ帯電離層の真夜中過ぎに流入し、真夜中前に流出する。

SC (DL, DP, PI, PPI, PRI, MI) 成分:

太陽風衝撃波が磁気圏を圧縮した時に磁気急始 (SC: geomagnetic sudden commencement) が発生する。SC には磁気圏境界電流による階段状磁場増加 (DL) に、電離層電流による DP が重畳する (6.1 節)。DP 成分には、PI (preliminary impulse)、MI (main impulse) があり、PI は正の PPI (preliminary positive impulse) と負の PRI (preliminary reverse impulse) に分類される。

地磁気脈動 (Pc: geomagnetic pulsation) Pc5、Pc1、Pi2:

太陽風動圧や磁気圏内部波動による周期 1 分–10 分の地磁気周期変動。磁気圏から伝搬する成分に電離層電流成分が重畳する Pc5 や Pi2 は equatorial enhancement する (2.1 節)。

15.8. 磁気嵐・サブストーム

磁気嵐 (geomagnetic storm):

南向き IMF により発達する対流電場が磁気圏で環電流を発達させる。主相 (main phase) で地上磁場水平成分が減少する。電離層では DP2 電流が流れ、熱圏電離圏の変動が発生する。IMF が北を向き対流電場が弱くなると、環電流の成長が止まり、地上磁場はゆっくり増加し、静穏状態に

戻る（回復相、recovery phase）。回復相に移行するとき、しばしばサブストームが発生し、overshieldingが発生する（第5章）。

サブストーム Substorm (極磁気嵐) :

オーロラ光や AEJ を伴う主に極域で発達する storm。IMF が南を向いて対流電場が発達する成長相 (growth phase) (30 分–1 時間) のあと、拡大相 (expansion phase) が開始する (1–2 時間)。Growth phase では、磁気圏尾部で Plasma sheet thinning、内部磁気圏で PRC、電離層で DP2 電流が発達する。Expansion phase では、夕方から朝にかけて西向き AEJ、午後で東向き AEJ が発達する。R1FAC、R2FAC が強くなり、中低緯度の夜間で地磁気湾型変化 (positive bay) が発生する。中緯度-赤道では、overshielding 電場・電流が発達し、昼間赤道で CEJ が発生する（第4章）。

環電流 (ring current) :

磁気嵐において、対流電場により内部磁気圏で発達する地球を取り巻く西向き電流 (5.1 節)。地上の磁場を減少させる。磁気嵐主相の環電流は朝夕非対称があり、夕方の振幅が大きい。回復相では、朝夕非対称が消失する。

部分環電流 (PRC:partial ring current) :

サブストーム成長相で発達する朝夕非対称環電流。内部磁気圏ダイナモとして働き、遮蔽電場と R2FAC を発生させる (4.3 節)。磁気嵐発達期 (主相) の環電流も非対称成分が大きく、磁気嵐の振幅が夕方から午後にかけて大きくなる。

15.9. 観測データ入手法

太陽風データ、電離圏衛星、磁気圏衛星：<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/index.html/>

IMAGE 磁力計チェーン：<https://space.fmi.fi/image/www/?page=home>

World Data Center for Geomagnetism, Kyoto: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index-j.html>

SYM-H: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index-j.html>

INTERMAGNET: <https://intermagnet.github.io>

SuperMAG 磁力計網：<http://supermag.jhuapl.edu/>

SuperDARN レーダー：<http://vt.superdarn.org/tiki-index.php>

HF Doppler, Japan: <http://gwave.cei.uec.ac.jp/~hfd/index.html>

HF-Doppler, Czechia: <http://datacenter.ufa.cas.cz/>

15.10. 電磁気学基本

電流連続式 current continuity equation;

極域電離層(伝導度テンソル Σ)へ注入された沿磁力線電流 j_{\parallel} は電離層電流 J と連続してグ

ローバルな電位分布 Ψ を決める。 $\nabla \cdot \left(\begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\phi} \\ \Sigma_{\phi\theta} & \Sigma_{\phi\phi} \end{bmatrix} \cdot \nabla \Psi \right) = -\sin I \cdot j_{\parallel}$

伝達関数 transfer function:

システムの入力と出力の Laplace 変換の比で表される。デルタ関数の Laplace 変換=1 であるので、伝達関数はシステムのインパルス応答関数である。(10.2 節)

電位性電場 potential electric field (electrostatic field):

電荷周辺の scalar potential の空間勾配として導かれる電場 $E = -\nabla\Phi$ 。性質は irrotational、curl free。電場は $\nabla \cdot E = \sigma / \epsilon$ から、電位は $\nabla \cdot (\nabla\phi) = -\sigma / \epsilon$ から求められる。

誘導性電場 Inductive electric field:

電流の時間変化から導かれる rotational 電場。vector potential を A として、 $E = -\frac{\partial A}{\partial t}$ 。

Poynting flux:

電場と磁場のベクトル積 $S = E \times H$ 。Poynting 定理を満たすとき、エネルギー流を表す。(14.11 節)

Lorentz 力:

磁場を横切って流れる電流が受ける力、 $F = J \times B$ 。(1.3 節)

Biot-Savart 則:

微小電流 Idl が周辺の空間に磁場、 $H = \frac{Idl \times r}{4\pi r^3}$ をつくる。(11.3 節)

凍結条件 (frozen-in condition):

磁場 B に垂直にプラズマが速度 v で運動する場合、静止系で電場 E が現れる。 $E = -v \times B$
(14.8 節)

静電遮蔽:

中空導体の外に電荷を置くと、導体表面に電荷が誘導され、内部の電場がゼロとなる。

集中定数回路 lumped element circuit:

コンデンサー、抵抗、コイルのように波長より小さい素子で構成される電流回路。素子を結ぶ導線上の電位・電流は時間のみの関数。分布定数回路では、電位・電流が導線上の場所に依存する。

(9.5 節)

反磁性電流 (diamagnetic current):

プラズマと磁場が接する系で、磁場がプラズマ中に侵入するのを妨げるように境界に電流が流れる。(1.1 節)

地磁気誘導電流 (GIC: geomagnetically induced current):

地上磁場が地球内部へ伝搬する際に電場・電流を誘導する。地上の電力送電系統の変圧器間に電位差が生じるために、送電線中を準直流の電流が流れる。(10.1 節)

磁気再結合 (magnetic reconnection):

南向き IMF と地球磁場が出会うと、merging line で磁場が消失し、dipole 型の地球磁力線が IMF とつながって宇宙空間に延びる。

16. 謝辞

筆者は、磁気圏電離圏結合における電場の成長・伝搬について、以下の方々と有益な議論をしていただいたことに謝意を表します。吉備国際大学・橋本久美子教授、京都大学・荒木徹名誉教授、九州大学・田中高史名誉教授、気象大学校・藤田茂教授、京都大学・大村善治教授、京都大学・海老原祐輔准教授、カリフォルニア大学・L. Lyons 名誉教授、ボストン大学・西村幸敏准教授、インド地磁気研究所 B. Veenadhari 教授。菊池の研究は JSPS 科学研究費 (15H05815)、(20H01960) の支援を受け、また、名古屋大学宇宙地球環境研究所、京都大学生存圏研究所、そして国立極地研究所の共同研究による支援を受けたことに感謝します。本書の編集・出版に際して、有益なコメントと多大な労をいただいた極地研究所・片岡龍峰准教授に謝意を表します。

17. 引用文献

- Abdu M. A., J. H. Sastri, H. Luhr, H. Tachihara, T. Kitamura, N. B. Trivedi, and J. H. A. Sobral (1998), DP 2 electric field fluctuations in the dusk-time dip equatorial ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25(9), 1511–1514, doi:10.1029/98GL01096.
- Akasofu, S.-I. (1964), The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, 12(4), 273–282, doi:10.1016/0032-0633(64)90151-5.
- Akasofu, S.-I., and C.-I. Meng (1968), Low latitude negative bays, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30(2), 227–241, doi:10.1016/0021-9169(68)90078-0.
- Akasofu, S.-I., and S. Chapman (1963), The enhancement of the equatorial electrojet during polar magnetic substorms, *J. Geophys. Res.*, 68(9), 2375–2382, doi:10.1029/JZ068i009p02375.
- Alfvén, H. (1981), *Cosmic plasma, A series of books on the recent developments of space science and of general geophysics and astrophysics*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland
- Araki, T. (1977), Global structure of geomagnetic sudden commencements, *Planet. Space Sci.*, 25(4), 373–384, doi:10.1016/0032-0633(77)90053-8.
- Araki, T. (1994), A physical model of the geomagnetic sudden commencement, *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, Geophysical Monograph 81, 183–200, doi:10.1029/GM081p0183.
- Baker, W. G., and D. F. Martyn (1953), Electric currents in the ionosphere I. The conductivity, *Phil. Trans. R. Soc. London*, Ser.A 246, 281–294, doi:10.1098/rsta.1953.0016.
- Balan, N., S. V. Thampi, K. Lynn, Y. Otsuka, H. Alleyne, S. Watanabe, M. A. Abdu, and B. G. Fejer (2008), F3 layer during penetration electric field, *J. Geophys. Res.*, 113(A3), A00A07, doi:10.1029/2008JA013206.
- Basu, S., Su. Basu, F. J. Rich, K. M. Groves, E. MacKenzie, C. Coker, Y. Sahai, P. R. Fagundes, and F. Becker-Guedes (2007), Response of the equatorial ionosphere at dusk to penetration electric fields during intense magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 112(A8), A08308, doi:10.1029/2006JA012192.
- Blanc, M., and A. D. Richmond (1980), The ionospheric disturbance dynamo, *J. Geophys. Res.*, 85(A4), 1669–1686, doi:10.1029/JA085iA04p01669.
- Bolduc, L. (2002), GIC observations and studies in the Hydro-Québec power system, *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.*, 64(16), 1793–1802, doi:10.1016/S1364-6826(02)00128-1.
- Brändlein, D., H. Lühr, and O. Ritter (2012), Direct penetration of the interplanetary electric field to low geomagnetic latitudes and its effect on magnetotelluric sounding, *J. Geophys. Res.*, 117(A11), A11314, doi:10.1029/2012JA018008.

- Budden, K. G. (1961), The wave-guide mode theory of wave propagation, Academic Press Inc. London, 33–34.
- Burke, W. J., A. G. Rubin, N. C. Maynard, L. C. Gentile, P. J. Sultan, F. J. Rich, O. de La Beaujardiere, C. Y. Huang, and G. R. Wilson (2000), Ionospheric disturbances observed by DMSP at middle to low latitudes during the magnetic storm of June 4-6, 1991, *J. Geophys. Res.*, 105(A8), 18391–18405, doi:10.1029/1999JA000188.
- Cheng, D. K. (1959), Analysis of linear systems, Addison-Wesley world student series edition.
- Clauer, C. R., and Y. Kamide (1985), DP1 and DP2 current systems for the March 22, 1979 substorms, *J. Geophys. Res.*, 90, 1343–1354.
- Davies, K., J. M. Watts, and D. H. Zacharisen (1962), A study of F2-layer effects as observed with a Doppler technique, *J. Geophys. Res.*, 67(2), 601–609, doi:10.1029/JZ067i002p00601.
- Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, doi:10.1103/PhysRevLett.6.47.
- Ebihara, Y., and M. Ejiri (2000), Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *J. Geophys. Res.*, 105(A7), 15843–15859, doi:10.1029/1999JA900493.
- Ebihara, Y., T. Tanaka, and T. Kikuchi (2014), Counter equatorial electrojet and overshielding after substorm onset: Global MHD simulation study, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119(9), 7281–7296, doi:10.1002/2014JA020065.
- Fejer, B. G., C. A., Gonzales, D. T. Farley, and M. C. Kelley, and R. F. Woodman (1979), Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 1. The effect of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 84(A10), 5797–5802, doi:10.1029/JA084iA10p05797.
- Fejer, B. G., and L. Scherliess (1997), Empirical models of storm time equatorial zonal electric fields, *J. Geophys. Res.*, 102(A11), 24047–24056, doi:10.1029/97ja02164.
- Fejer, B. G., J. W. Jensen, T. Kikuchi, M. A. Abdu, and J. L. Chau (2007), Equatorial Ionospheric Electric Fields During the November 2004 Magnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, 112(A10), A10304, doi:10.1029/2007JA012376.
- Fejer, B. G., J. W. Jensen, and S.-Y. Su (2008a), Seasonal and longitudinal dependence of equatorial disturbance vertical plasma drifts, *Geophys. Res. Lett.*, 35(20), L20106, doi:10.1029/2008GL035584.
- Fejer, B. G., J. W. Jensen, and S.-Y. Su (2008b), Quiet time equatorial F region vertical plasma drift model derived from ROCSAT-1 observations, *J. Geophys. Res.*, 113(A5), A05304, doi:10.1029/2007JA012801.
- Feldstein, Y. I., A. Grafe, L. I. Gromova, and V. A. Popov (1997), Auroral electrojets during geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.* 102(A7), 14223–14235, doi:10.1029/97JA00577.

- Feldstein, Y. I., V. G. Vorobjev, V. L. Zverev, and M. Förster (2014), Investigations of the auroral luminosity distribution and the dynamics of discrete auroral forms in a historical retrospective, *Hist. Geo Space Sci.*, 5(1), 81–134, doi:10.5194/hgss-5-81-2014.
- Fok, M.-C., R. A. Wolf, R. W. Spiro, and T. E. Moore (2001), Comprehensive computational model of Earth's ring current, *J. Geophys. Res.*, 106(A5), 8417–8424, doi:10.1029/2000JA000235.
- Foster, J. C. and W. J. Burke (2002), SAPS: A New Characterization for Sub-Auroral Electric Fields, *EOS*, 83, 393–394.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003a), A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the field-aligned current associated with the preliminary impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1416, doi:10.1029/2002JA009407.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, M. Itonaga (2003b), A Numerical Simulation of the Geomagnetic Sudden Commencement: 2. Plasma Processes in the Main Impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1417, doi:10.1029/2002JA009763.
- 藤田広一(1971), 電磁気学ノート, コロナ社 CORONA PUBLISHING CO., LTD, Tokyo, Japan.
- Fukushima, N. (1969), Equivalence in ground geomagnetic effect of Chapman-Vestine's and Birke-land-Alfven's electric current-systems for polar magnetic storms, *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*, 23, 3, 219–227.
- Fukushima, N. (1976), Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 30, 35–40.
- Greenwald, R. A., J. R. M. Ruohoniemi, K. B. Baker, W. A. Bristow, G. J. Sofko, J. P. Villain, M. Lester, and J. Slavin (1999), Convective response to a transient increase in dayside reconnection, *J. Geophys. Res.*, 104(A5), 10007–10015, doi:10.1029/98JA02723.
- Greifinger, C., and P. S. Greifinger (1968), Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide, *J. Geophys. Res.*, 73(23), 7473–7490, doi:10.1029/JA073i023p07473.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, and Y. Ebihara (2002), Response of the magnetospheric convection to sudden interplanetary magnetic field changes as deduced from the evolution of partial ring currents, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), SMP1-1-SMP1-14, doi:10.1029/2001JA009228.
- Hashimoto, K. K., and T. Kikuchi (2005), Quick response of the near-earth magnetotail to changes in the interplanetary magnetic field, *The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling*, AGU Geophysical Monograph Series Volume 155, 47–53, edit. T. I. Pulkkinen, N. A. Tsyganenko, and R. H. W. Friedel., doi:10.1029/155GM06.

- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, S. Watari, and M. A. Abdu (2011), Polar-equatorial ionospheric currents driven by the region 2 field-aligned currents at the onset of substorms, *J. Geophys. Res.*, 116(A9), A09217, doi:10.1029/2011JA016442.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, I. Tomizawa, and T. Nagatsuma (2017), Substorm overshielding electric field at low latitude on the nightside as observed by the HF Doppler sounder and magnetometers, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122(10), 10,851–10,863, doi: 10.1002/2017JA024329.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, I. Tomizawa, K. Hosokawa, J. Chum, D. Buresova, M. Nose, and K. Koga (2020), Penetration electric fields observed at middle and low latitudes during the 22 June 2015 geomagnetic storm, *Earth, Planets and Space*, 72, doi:10.1186/s40623-020-01196-0.
- Heikkila, W. J., R. J. Pellinen, C.-G. Fälthammar, and L. P. Block (1979), Potential and inductive electric fields in the magnetosphere during auroras, *Planet. Space Sci.*, 27(11), 1383–1389, doi: 10.1016/0032-0633(79)90061-8.
- Hirono, M. (1952), A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region, *J. Geomag. Geoelectr. Kyoto*, 4(1), 7–21, doi:10.5636/jgg.4.7.
- Huang C.-S., J. C. Foster, and M. C. Kelley (2005), Long-duration penetration of the interplanetary electric field to the low-latitude ionosphere during the main phase of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 110(A11), A11309, doi:10.1029/2005JA011202.
- Huang C.-S., S. Sazykin, J. L. Chau, N. Maruyama, and M. C. Kelley (2007), Penetration electric fields: Efficiency and characteristic time scale, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 69(10–11), 1135–1146., doi:10.1016/j.jastp.2006.08.016.
- Huang, C.-S. (2009), Eastward electric field enhancement and geomagnetic positive bay in the dayside low-latitude ionosphere caused by magnetospheric substorms during sawtooth events, *Geophys. Res. Lett.* vol. 36(18), L18102, doi:10.1029/2009GL040287.
- Huang, C.-S., F. J. Rich, and W. J. Burke (2010), Storm time electric fields in the equatorial ionosphere observed near the dusk meridian, *J. Geophys. Res.*, 115(A8), A08313, doi:10.1029/2009JA015150.
- Huang, C.-S. (2015), Storm-to-storm main phase repeatability of the local time variation of disturbed low-latitude vertical ion drifts, *Geophys. Res. Lett.*, 42(14), 5694–5701, doi:10.1002/2015GL064674.
- Iijima, T., and T. Potemra (1976), The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81(13), 2165–2174, doi:10.1029/JA081i013p02165.
- Iijima, T. (2000), Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems, Geophys. Monogr. Ser.*, 118, edited by S. Ohtani et al., 107–129, AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM118p0107.
- Imajo, S., et al. (2015), Pi2 pulsations observed around the dawn terminator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120(3), 2088–2098, doi:10.1002/2013JA019691.

- Jacobs, J. A., and T. Watanabe (1963), The equatorial enhancement of sudden commencements of geomagnetic storms, *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 25, 267–279, doi:10.1016/0021-9169(63)90023-0.
- Kamide Y., Yasuhara, F., and S.-I. Akasofu (1976), A model current system for the magnetospheric substorm, *Planet Space Sci.*, 24(3), 215–222, doi:10.1016/0032-0633(76)90018-0.
- Kamide, Y. (1991), The auroral electrojets: Relative importance of ionospheric conductivities and electric fields, *Auroral Physics*, edited C.-I. Meng, M.J. Rycroft and L.A. Frank, Cambridge UP., 385–399.
- Kelley, M. C., B. G. Fejer, and C. A. Gonzales (1979), An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 6(4), 301–304, doi:10.1029/GL006i004p00301.
- Kelley, M. C., J. J. Makela, J. L. Chau, and M. J. Nicolls (2003), Penetration of the solar wind electric field into the magnetosphere/ionosphere system, *Geophys. Res. Lett.*, 30 (4), 1158, doi:10.1029/2002GL016321.
- Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa (1978), Transmission of polar electric fields to the Equator, *Nature*, 273, 650–651, doi:10.1038/273650a0.
- Kikuchi, T., and T. Araki (1979a), Transient response of uniform ionosphere and preliminary reverse impulse of geomagnetic storm sudden commencement, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41(9), 917–925, doi:10.1016/0021-9169(79)90093-X.
- Kikuchi, T., and T. Araki (1979b), Horizontal transmission of the polar electric field to the equator, *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 41(9), 927–936, doi:10.1016/0021-9169(79)90094-1.
- Kikuchi, T., T. Ishimine, and H. Sugiuchi (1985), Local time distribution of HF Doppler frequency deviations associated with storm sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 90(A5), 4389–4393, doi:10.1029/JA090iA05p04389.
- Kikuchi, T. (1986), Evidence of transmission of polar electric fields to the low latitude at times of geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 91(A3), 3101–3105, doi:10.1029/JA091iA03p03101.
- Kikuchi, T., H. Lühr, T. Kitamura, O. Saka, and K. Schlegel (1996), Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains and the EISCAT radar, *J. Geophys. Res.*, 101(A8), 17161–17173, doi:10.1029/96JA01299.
- Kikuchi, T., H. Luehr, K. Schlegel, H. Tachihara, M. Shinohara, and T.-I. Kitamura (2000), Penetration of auroral electric fields to the equator during a substorm, *J. Geophys. Res.*, 105(A10), 23251–23261, doi:10.1029/2000JA900016.
- Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki (2001), Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 106(A8), 15555–15565, doi:10.1029/2001JA900030.

- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, T.-I. Kitamura, H. Tachihara, and B. Fejer (2003), Equatorial counter-electrojets during substorms, *J. Geophys. Res.*, 108(A11), 1406, doi:10.1029/2003JA009915.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and K. Nozaki (2008a), Penetration of magnetospheric electric fields to the equator during a geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, 113(A6), A06214, doi:10.1029/2007JA012628.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and K. Nozaki (2008b), Storm phase dependence of penetration of magnetospheric electric fields to mid and low latitudes, *Midlatitude Ionospheric Dynamics and Disturbances*, AGU Geophysical Monograph Series 181, 145–155, edit. P. M. Kintner Jr., A. J. Coster, T. Fuller-Rowell, A. J. Mannucci, M. Mendillo, and R. Heelis., doi:10.1029/181GM14.
- Kikuchi, T., Y. Ebihara, K. K. Hashimoto, R. Kataoka, T. Hori, S. Watari, and N. Nishitani (2010), Penetration of the convection and overshielding electric fields to the equatorial ionosphere during a quasiperiodic DP 2 geomagnetic fluctuation event, *J. Geophys. Res.*, 115(A5), A05209, doi:10.1029/2008JA013948.
- Kikuchi, T. (2014), Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119(2), 1131–1156, doi:10.1002/2013JA019515.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma (2016), Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121(2), 1536–1556, doi:10.1002/2015JA022166.
- Kikuchi, T., J. Chum, I. Tomizawa, K. K. Hashimoto, K. Hosokawa, Y. Ebihara, K. Hozumi Pornchai Supnithi (2021), Penetration of the electric fields of the geomagnetic sudden commencement over the globe as observed with the HF Doppler sounders and magnetometers, *Earth Planets and Space*, 73, doi:10.1186/s40623-020-01350-8.
- Kikuchi, T. (2021), Penetration of the magnetospheric electric fields to the low latitude ionosphere, *Space Physics and Aeronomy Collection Volume 3: Ionosphere Dynamics and Applications*, Geophysical Monograph 260, First Edition. Edited by Chaosong Huang and Gang Lu. © 2021 American Geophysical Union. Published 2021 by John Wiley & Sons, Inc. doi:10.1002/9781119507512.ch14.
- Kikuchi T, Ebihara Y, Hashimoto KK, Kitamura K and Watari S-I (2021) , Reproducibility of the Geomagnetically Induced Currents at Middle Latitudes During Space Weather Disturbances. *Front. Astron. Space Sci.* 8:759431. doi: 10.3389/fspas.2021.759431.
- Kil, H., S.-J. Oh, L. J. Paxton, Y. Zhang, S.-Y. Su, and K.-W. Min (2007), Spike-like change of the vertical $E \times B$ drift in the equatorial region during very large geomagnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, 34(9), L09103, doi:10.1029/2007GL029277.
- Kraus, J. D., and K. R. Carver (1973), *Electromagnetics*, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd.

- Kraus, J. D., and D. A. Fleisch (1999), *Electromagnetics with applications*, Electrical Engineering Series, WCB/McGraw-Hill. ISBN 0-07-116429-4.
- Lee, D.-Y., L. R. Lyons, and K. Yumoto (2004), Sawtooth oscillations directly driven by solar wind dynamic pressure enhancements, *J. Geophys. Res.*, 109(A4), A04202, doi:10.1029/2003JA010246.
- Ma, G., and T. Maruyama (2006), A super bubble detected by dense GPS network at east Asian longitudes. *Geophys Res Lett*, 33(21), L21103, doi:10.1029/2006GL027512.
- Mannucci, A. J., B. T. Tsurutani, B. A. Iijima, A. Komjathy, A. Saito, W. D. Gonzalez, F. L. Guarnieri, J. U. Kozyra, and R. Skoug (2005), Dayside global ionospheric response to the major interplanetary events of October 29–30, 2003 ‘‘Halloween Storms,’’ *Geophys. Res. Lett.*, 32(12), L12S02, doi:10.1029/2004GL021467.
- Maruyama, T., G. Ma, and M. Nakamura (2004), Signature of TEC storm on 6 November 2001 derived from dense GPS receiver network and ionosonde chain over Japan, *J. Geophys. Res.*, 109(A10), A10302, doi:10.1029/2004JA010451.
- Matsushita, S. (1962), On geomagnetic sudden commencements, sudden impulses, and storm durations, *J. Geophys. Res.*, 67(10), 3753–3777.
- Matsushita, S., and B. B. Balsley (1973), Comments on Nishida's reply, *Planet. Space Sci.*, 21(7), 1260–1262, doi:10.1016/0032-0633(73)90211-0.
- Matuura, N. (1961), Characteristics of large amplitude geomagnetic pulsations, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 15, 192,
- McLachlan, N. W. (1962), *Laplace transforms and their applications to differential equations*. Dover Publications, Inc., New York.
- McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *J. Geophys. Res.*, 75(28), 5592–5599.
- Motoba, T., T. Kikuchi, H. Lüher, H. Tachihara, T.-I. Kitamura, K. Hayashi, and T. Okuzawa (2002), Global Pc5 caused by a DP2-type ionospheric current system, *J. Geophys. Res.*, 107(A2), SMP8-1-SMP8-12, doi:10.1029/2001JA900156.
- Motoba, T., T. Kikuchi, T. Okuzawa, and K. Yumoto (2003), Dynamical response of the magnetosphere-ionosphere system to a solar wind dynamic pressure oscillation, *J. Geophys. Res.*, 108(A5), 1206, doi:10.1029/2002JA009696.
- Motoba, T., T. Kikuchi, T. S. Fukuda, and K. Yumoto (2004), HF Doppler oscillations in the low-latitude ionosphere coherent with equatorial long-period geomagnetic field oscillations, *J. Geophys. Res.*, 109(A6), A06214, doi:10.1029/2004JA010442.
- Nishida, A., and J. A. Jacobs (1962), Equatorial enhancement of world-wide changes, *J. Geophys. Res.*, 67, 4937–4940.

- Nishida, A., N. Iwasaki, and T. Nagata (1966), The origin of fluctuations in the equatorial electrojet; A new type of geomagnetic variation, *Annales Geophysicae*, 22, 478–484.
- Nishida, A. (1968a), Geomagnetic Dp2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena, *J. Geophys. Res.*, 73(5), 1795–1803, doi:10.1029/JA073i005p01795.
- Nishida, A. (1968b), Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations, *J. Geophys. Res.*, 73(17), 5549–5559, doi:10.1029/JA073i017p05549.
- Nishida, A. (1973), Reply to "A question of DP2 magnetic fluctuations" by S. Matsushita and B.B. Balsley, *Planet. Space Sci.*, 21, 1255–1259, doi:10.1016/0032-0633(73)90210-9.
- Nishida, A., and Y. Kamide (1983), Magnetospheric processes preceding the onset of an isolated sub-storm: A case study of the March 31, 1978, substorm, *J. Geophys. Res.*, 88(A9), 7005–7014, doi:10.1029/JA088iA09p07005.
- Nishimura, Y., A. Shinbori, T. Ono, M. Iizima, and A. Kumamoto (2006), Storm-time electric field distribution in the inner magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 33(22), L22102, doi:10.1029/2006GL027510.
- Nishimura, Y., T. Kikuchi, J. Wygant, A. Shinbori, T. Ono, A. Matsuoka, T. Nagatsuma, and D. Brautigam (2009), Response of convection electric fields in the magnetosphere to IMF orientation change, *J. Geophys. Res.*, 114(A9), A09206, doi:10.1029/2009JA014277.
- Nishimura, Y., T. Kikuchi, A. Shinbori, J. Wygant, Y. Tsuji, T. Hori, T. Ono, S. Fujita, and T. Tanaka (2010), Direct measurements of the Poynting flux associated with convection electric fields in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 115(A12), A12212, doi:10.1029/2010JA015491.
- Nopper, R. W., and R. L. Carovillano (1978), Polar equatorial coupling during magnetically active periods, *Geophys. Res. Lett.*, 5(8), 699–702, doi:10.1029/GL005i008p00699.
- Obayashi, T., and A. Nishida (1968), Large-scale electric field in the magnetosphere, *Space Sci. Rev.*, 8(1), 3–31, doi:10.1007/BF00362569.
- Ogawa T. (1958), Frequency variations in short-wave propagation, *Proceedings of the IRE* 46(12), 1934–1939, doi:10.1109/JRPROC.1958.286813.
- Onwumechilli, A., K. Kawasaki, and S.-I. Akasofu (1973), Relationships between the equatorial electrojet and polar magnetic variations, *Planet. Space Sci.*, 21(1), 1–16, doi:10.1016/0032-0633(73)90015-9.
- Parkinson, M. L., M. Pinnock, P. L. Dyson, H. Ye, J. C. Devlin, and M. R. Hairston (2003), On the lifetime and extent of an auroral westward flow channel observed during a magnetospheric sub-storm, *Ann. Geophys.*, 21(4), 893–913, doi:10.5194/angeo-21-893-2003.
- Peymirat, C., A. D. Richmond and, A. T. Koba (2000), Electrodynamic coupling of high and low latitudes: Simulations of shielding/overshielding effects, *J. Geophys. Res.*, 105(A10), 22991–23003, doi:10.1029/2000JA000057.

- Pirjola, R. (1983), Induction in power transmission lines during geomagnetic disturbances, *Space Science Reviews* 35, 185–193, doi:10.1007/BF00242243.
- Pirjola, R. (2010), Derivation of characteristics of the relation between geomagnetic and geoelectric variation fields from the surface impedance for a two-layer earth, *Earth Planets Space*, 62, 287–295, doi:10.5047/eps.2009.09.002.
- Rastogi, R. G., and V. L. Patel (1975), Effect of interplanetary magnetic field on ionosphere over the magnetic equator, *Proc. Indian Acad. Sci.*, 82, 121–141, doi:10.1007/BF03046722.
- Rastogi, R. G. (1977), Geomagnetic storms and electric fields in the equatorial ionosphere, *Nature*, 268, 422–424, doi:10.1038/268422a0.
- Rastogi, R. G. (2004), Westward electric field in the low latitude ionosphere during the main phase of magnetic storms occurring around local midday hours, *Science Letters*, 27, 69–74.
- Richmond, A. D., C. Peymirat, and R. G. Roble (2003), Long-lasting disturbances in the equatorial ionospheric electric field simulated with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model, *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1118, doi:10.1029/2002JA009758.
- Rostoker, G. (1965), Propagation of Pi 2 micropulsations through the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 70(17), 4388–4390, doi:10.1029/JZ070i017p04388.
- Ruohoniemi, J.M., and R. A. Greenwald (1996), Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101(A10), 21743–21763, doi:10.1029/96JA01584.
- Sastry, T. S., Y. S. Sarma, S. V. S. Sarma, and P. V. Sanker Narayan (1983), Day-time Pi pulsations at equatorial latitudes, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 45, 733–741.
- Sato, T., and T. Iijima (1979), T. Primary sources of large-scale Birkeland currents. *Space Sci. Rev.* 24, 347–366, doi:10.1007/BF00212423.
- Senior, C., and M. Blanc (1984), On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res.*, 89(A1), 261–284, doi:10.1029/JA089iA01p00261.
- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, and A. Kumamoto (2004), SC related electric and magnetic field phenomena observed by the Akebono satellite inside the plasmasphere, *Earth Planet Space*, 56, 269–282, doi:10.1186/BF03353409.
- Shinbori, A., Y. Nishimura, T. Ono, M. Iizima, A. Kumamoto, and H. Oya (2005), Electrodynamics in the duskside inner magnetosphere and plasmasphere during a super magnetic storm on March 13–15, 1989, *Earth Planets Space*, 57, 643–659, doi:10.1186/BF03351843.
- Sibeck, D. G., K. Takahashi, K. Yumoto, and G. D. Reeves (1998), Concerning the origin of signatures in dayside equatorial ground magnetograms, *J. Geophys. Res.*, 103(A4), 6763–6769, doi:10.1029/97JA03600.

- Slinker, S. P., J. A. Fedder, W. J. Hughes, and J. G. Lyon (1999), Response of the ionosphere to a density pulse in the solar wind: simulation of traveling convection vortices, *Geophys. Res. Lett.*, 26(23), 3549-3552, doi:10.1029/1999GL010688.
- Somayajulu, V. V., C. A. Reddy, and K. S. Viswanathan (1987), Penetration of magnetospheric convective electric field to the equatorial ionosphere during the substorm of March 22, 1979, *Geophys. Res. Lett.*, 14(8), 876–879, doi:10.1029/GL014i008p00876.
- Spitzer, L. Jr. (1962), *Physics of fully ionized gases*, *Dover Publications, Inc. Mineola, New York*, 39.
- Takahashi, N., Y. Kasaba, A. Shinbori, Y. Nishimura, T. Kikuchi, Y. Ebihara, and T. Nagatsuma (2015), Response of ionospheric electric fields at mid-low latitudes during sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120(6), 4849–4862, doi:10.1002/2015JA021309.
- Tamao, T. (1964a), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr.*, 16(2), 89–114, doi:10.5636/jgg.16.89.
- Tamao, T. (1964b), A hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC*, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 18, 16–31.
- Tanaka, T. (1995), Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes. *J. Geophys. Res.* 100(A7), 12057–12074, doi:10.1029/95JA00419.
- Tanaka, T. (2007), Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, 1–72, doi:10.1007/s11214-007-9168-4.
- Tanaka, T., A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115(A5), A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Tepley, L., and R. K. Landshoff (1966), Waveguide theory for ionospheric propagation of hydromagnetic emissions, *J. Geophys. Res.*, 71(5), 1499–1504, doi:10.1029/JZ071i005p01499.
- Tsuji, Y., A. Shinbori, T. Kikuchi, and T. Nagatsuma (2012), Magnetic latitude and local time distributions of ionospheric currents during a geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, 117(A7), A07318, doi:10.1029/2012JA017566.
- Tsunomura, S., and T. Araki (1984), Numerical analysis of equatorial enhancement of geomagnetic sudden commencement, *Planet. Space Sci.*, 32(5), 599–604, doi:10.1016/0032-0633(84)90109-0.
- Tsunomura, S. (1999), Numerical analysis of global ionospheric current system including the effect of equatorial enhancement, *Ann. Geophysicae*, 17(5), 692–706, doi:10.1007/s00585-999-0692-2.
- Tsurutani, B., et al. (2004), Global dayside ionospheric uplift and enhancement associated with interplanetary electric fields, *J. Geophys. Res.*, 109(A8), A08302, doi:10.1029/2003JA010342.
- Vasyliunas, V. M. (1972), The interrelationship of magnetospheric processes, *Earth's Magnetospheric Processes*, ed. B. M. McCormac, 29–38, doi:10.1007/978-94-010-2896-7_3.

- Veenadhari, B., S. Alex, T. Kikuchi, A. Shinbori, R. Singh, and E. Chandrasekhar (2010), Penetration of magnetospheric electric fields to the equator and their effects on the low-latitude ionosphere during intense geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 115(A3), A03305, doi:10.1029/2009JA014562.
- Watari, S., et al. (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, 7(3), S03002, doi:10.1029/2008SW000417.
- Wei, Y., et al. (2009), Westward ionospheric electric field perturbations on the dayside associated with substorm processes, *J. Geophys. Res.*, 114(A12), A12209, doi:10.1029/2009JA014445.
- Wei, Y., et al. (2013), Can a nightside geomagnetic Delta H observed at the equator manifest a penetration electric field?, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118(6), 3557–3567, doi:10.1002/jgra.50174.
- Weimer, D. R. (2001), An improved model of ionospheric electric potentials including substorm perturbations and application to the Geospace Environment Modeling November 24, 1996, event, *J. Geophys. Res.*, 106(A1), 407–416., doi:10.1029/2000JA000604
- Wilken, B., C. K. Goertz, D. N. Baker, P. R. Higbie, and T. A. Fritz (1982), The SSC on July 29, 1977 and its propagation within the magnetosphere, *J. Geophys. Res.* 87(A8), 5901–5910, doi:10.1029/JA087iA08p05901.
- Wilson, G. R., W. J. Burke, N. C. Maynard, C. Y. Huang, and H. J. Singer (2001), Global electrodynamics observed during the initial and main phases of the July 1991 magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, 106(A11), 24517–24539, doi:10.1029/2000JA000348.
- Woodman, R.F., and T. Hagfors (1969), Methods for the measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by incoherent scattering, *J. Geophys. Res.*, 74(5), 1205–1212, doi:10.1029/JA074i005p01205.
- Woodman, R.F. (1970), Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 75(31), 6249–6259, doi:10.1029/JA075i031p06249.
- Wygant, J., D. Rowland, H. J. Singer, M. Temerin, F. Mozer, and M. K. Hudson (1998), Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring current, *J. Geophys. Res.*, 103(A12), 29527–29544, doi:10.1029/98JA01436.
- Xiong, C., H. Lüher, and B. G. Fejer (2015). Global features of the disturbance winds during storm time deduced from CHAMP observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(6) 5137–5150, doi:10.1002/2015JA021302.
- Yamazaki, Y., and M. J. Kosch (2015), The equatorial electrojet during geomagnetic storms and substorms, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120(3), 2276–2287, doi:10.1002/2014JA020773.
- Zhang, R., K. Liu, H. Le, Y. Chen, and J. Kuai (2017). The storm time evolution of the ionospheric disturbance plasma drifts. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(11), 11,665–11,676, doi:10.1002/2017JA024637.

極地研電子ライブラリー

National Institute of Polar Research Electronic Library

オーロラ物理学シリーズ③

磁気圏電離圏複合系のエネルギー伝送－宇宙地球電磁気学入門－

令和3年9月30日 発行

著 者 菊池 崇

編 集 片岡龍峰

発行所 大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構 国立極地研究所

〒190-8518 東京都立川市緑町10-3

©2021 National Institute of Polar Research