

3-4 地上磁場変動のメカニズム

3-4 Transmission Line Model for the Ground Magnetic Disturbances

菊池 崇

KIKUCHI Takashi

要旨

高緯度から赤道までの地上で観測される1分から数時間程度の地磁気変動は、太陽風磁気圏相互作用の結果発生する磁気圏内ダイナモ電流、沿磁力線電流、電離層電流から構成される3次元電流系が地上でつくる磁場変動として説明される。本論文では地上磁場変動の観測及びこれを説明する電流系モデルについてレビューする。3次元電流系はまた磁気圏電離圏プラズマ対流を駆動するエネルギーの伝送路であり、伝送線モデルとして扱うことが可能である。基本的な伝送線モデルの特性を示し、伝送線モデルを用いた内部磁気圏及び低緯度電離圏のプラズマ対流並びに電流を駆動するメカニズムを提案する。

Many observations have indicated that the magnetospheric convection electric field is transmitted to the low latitude ionosphere and to the inner magnetosphere within several minutes, and cause prompt development of ground magnetic disturbances and of the plasma convection in the global ionosphere and in the inner magnetosphere. One of the purposes of this paper is to review the global features of the ground magnetic disturbances and the 3-dimensional current models explaining the observations. The other purpose is to propose the magnetosphere-ionosphere transmission line model that explains the transmission of the Poynting flux from the outer magnetosphere to the low latitude ionosphere and to the inner magnetosphere.

[キーワード]

地上磁場変動, 磁気圏電離圏電流系, 磁気圏電離圏対流, 地球電離層導波管モデル, 伝送線モデル
Ground magnetic disturbances, Magnetosphere-ionosphere current system, Magnetosphere-ionosphere Convection, Earth-ionosphere waveguide model, Transmission line model

1 地上磁場変動

1.1 地磁気急始(SC/Si)電流系

1.1.1 PRI 電場と電流

地上で観測される地磁気嵐急始(SC: geomagnetic sudden commencement)や地磁気インパルス(Si: sudden impulse)は低緯度では階段状磁場増加(DL: disturbances at low latitude)として観測されるが、高緯度午前側では継続時間1分程度の正のインパルスとこれに続く数分から10分程度続く負の変化から構成される(SC(+ -))。また、高緯度午後側ではこれとは逆にSC(- +)となる(Nagata, 1952; Matsushita, 1962; Araki, 1977)。

初期のインパルスをPI (preliminary impulse) と呼び、続く磁場変動をMI (main impulse) と呼ぶ。高緯度午後の負インパルスは特にPRI (preliminary reverse impulse) と呼ばれ、PRIは低緯度ではほとんど観測されないが昼間磁気赤道で再び観測される(Matsushita, 1962; Araki, 1977)。また、昼間赤道でのMIの振幅は低緯度に比べて著しく増加する(Equatorial enhancement, Sugiura (1953))。

これらの地上磁場変動は磁気圏電離圏を流れる3次元電流系によってつくられる。磁気圏が太陽風衝撃波によって圧縮されたときに磁気圏境界に流れるChapman-Ferraro電流が増強され、

この電流による磁場増加が圧縮性磁気流体波 (MHD: magnetohydrodynamics) として磁気圏赤道面を伝搬し、低緯度の磁場増加 (DL) をつくる。磁気圏境界のすぐ内側では沿磁力線電流が発生し、極域電離層へ dusk-to-dawn 電場を持ち込む (Tamao, 1964)。この電場は高緯度電離層に双渦型 (DP2 型) の Hall 電流を流し、午後の PRI と午前の逆 PRI (PPI: preliminary positive impulse) を作る。また、この電場は更に地面と電離圏 E 層とで構成される導波管内の TM0 (zeroth-order transverse magnetic) モードによって光速で低緯度へ伝送され磁気赤道に電流を流すと考えられる (図 1) (Kikuchi et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979)。低緯度方向へ伝搬した電場は幾何学的な減衰を受けるために強度を減少させ、低緯度で PRI はほとんど観測されない。しかし、磁気赤道電離層では外部磁場が水平であるために東西方向電場による鉛直方向 Hall 電流が鉛直方向に分極電場をつくり、この電場による Hall 電流が元の Pedersen 電流を増強する (Cowling 効果 (Hirono, 1952))。このために低緯度で消滅した PRI が再び昼間磁気赤道で発生する (Araki, 1977; Kikuchi et al., 1978)。

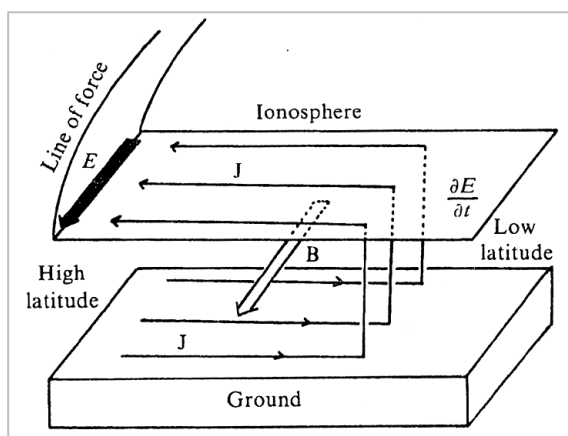


図 1 地球電離層導波管モデル

TM0 モードによって極域電場が光速で低緯度へ伝搬する。(Kikuchi et al., 1978)

1.1.2 MI 電場と電流

MI は低緯度において階段状磁場増加 (DL) として観測されるが、高緯度午後と昼間磁気赤道では振幅が増幅され、高緯度午前では逆に磁場減少となる (Sugiura, 1953; Forbush and Vestine, 1955; Obayashi and Jacobs, 1957)。DL は磁気圏

境界を流れる Chapman-Ferraro 電流が増強されることにより、また、緯度、地方時に依存する成分 (DP (MI): disturbance due to polar ionospheric currents) は磁気圏圧縮によって磁気圏対流が増強された結果発生する dawn-to-dusk 電場による DP2 型の電流系でつくられる (Araki, 1994)。地上の SC/Si 磁場変動の大部分は Chapman-Ferraro 電流と PRI, DP (MI) 電離層電流による磁場成分が重畳されたものと考えられる (Araki, 1977, 1994)。一方、Kikuchi and Araki (1985) は中緯度においてしばしば SC/Si の開始に正インパルス (PPI) を伴うことを見いだした。PPI は中緯度午前であれば PRI 電離層電流による正 PI である可能性があるが、中緯度午後にも発生し、また磁気赤道付近でも観測される (Kikuchi and Araki, 1985)。最近、Kikuchi et al. (2001) は中緯度正午で PPI、磁気赤道で PRI を伴う SC (図 2) を解析し、沿磁力線電流を含めた 3 次元電流系 (図 3) による磁場効果として説明でき

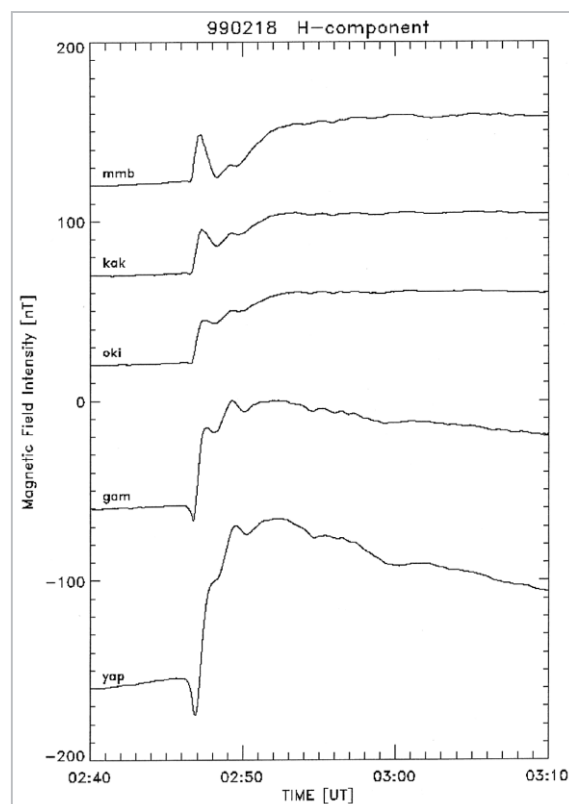


図 2 中緯度 (mmb, kak) で PPI、赤道 (gam, yap) で PRI を伴った SC

赤道 PRI は電離層電流で理解され、中緯度 PPI は沿磁力線電流の磁場効果で理解される。(Kikuchi et al., 2001)

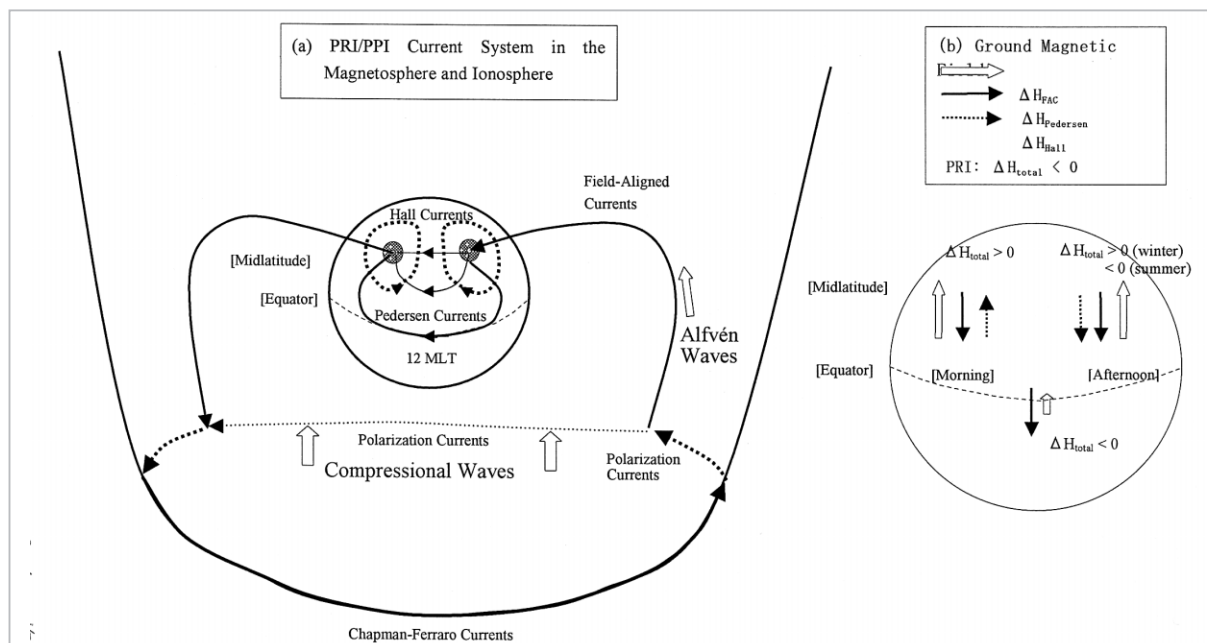


図3 中緯度から赤道で観測されるPRI/PPIを伴うSCはChapman-Ferraro電流、沿磁力線電流、電離層Hall, Pedersen電流で構成される3次元電流系で理解される。(Kikuchi et al., 2001)

ることを示した。すなわち、中緯度においてはChapman-Ferraro電流によるDLとDP (PRI)、DP (MI) 電離層電流のほかに、PRI電場及びMI電場を持ち込む沿磁力線電流がBiot-Savart則によって直接地上につくる磁場効果が卓越し、中緯度PPIをつくる。午後のPPIの発生が冬季において顕著に発生することを明らかにし、相対的に電離層電流効果が小さいときに発生することを明らかにした(Kikuchi et al., 2001)。地上磁場変動はAraki (1994) モデルが提唱したChapman-Ferraro電流、電離層電流に沿磁力線電流効果を加えた3次元電流モデルで説明される(図3)。

1.1.3 HF Doppler 観測

極域から赤道へ伝搬するPRI、MIの電場は電離層E層電流を流すと同時に磁力線沿いに電離層F層へ伝搬し、磁力線に直角方向のプラズマ運動を励起する。低緯度におけるHF Doppler観測は短波標準電波が電離層F層によって反射を受ける際に、F層の運動によって反射波の周波数がDoppler変化することを利用して、電離層中の電場を観測する方法である。Kikuchi et al. (1985) はSC時のHF Doppler周波数変動(SCF: SC associated frequency deviation)が昼間にSCF (+ -)、夜間にSCF (- +)の型に分類できることを見いだした。昼と夜で逆転するこれらの周

波数変動はDL成分を運ぶ圧縮性MHD波動に伴う西向きの電場で説明することはできず、PRI、DP (MI) に伴うdusk-to-dawn電場とdawn-to-dusk電場によって説明できることを示した。さらに、Kikuchi (1986) は高緯度PRIの開始と低緯度夜間のSCF (- +) の開始が10秒の精度で同時であることを見だし(図4)、Araki (1977) が示唆した極域電場の赤道方向瞬時伝搬が低緯度の直接観測で立証された。Kikuchi (1986) はまた昼間SCF (+ -) の正の初期周波数変動が高緯度PRIの開始と同時であることを示したが、圧縮性MHD波動に伴う西向き電場である可能性を残した。Kikuchi et al. (2002) は昼間低緯度のSCF (+ -) と同時に観測された同じ子午線上にある磁気赤道のPRI、DP (MI) を定量的に解析し(図5)、昼間の低緯度電離層には圧縮性MHD波動の電場の寄与があることを示した。

1.2 地磁気脈動電流系

PC5型地磁気脈動(geomagnetic pulsations, 周期150-600秒)は主にオーロラ帯で観測され、振幅が最大となる緯度を挟んで磁場ベクトルの回転方向が逆転し位相差が180度になる(Samson et al., 1971)。これらの特性は磁気圏境界でKelvin-Helmholtz不安定によって励起された表面波によ

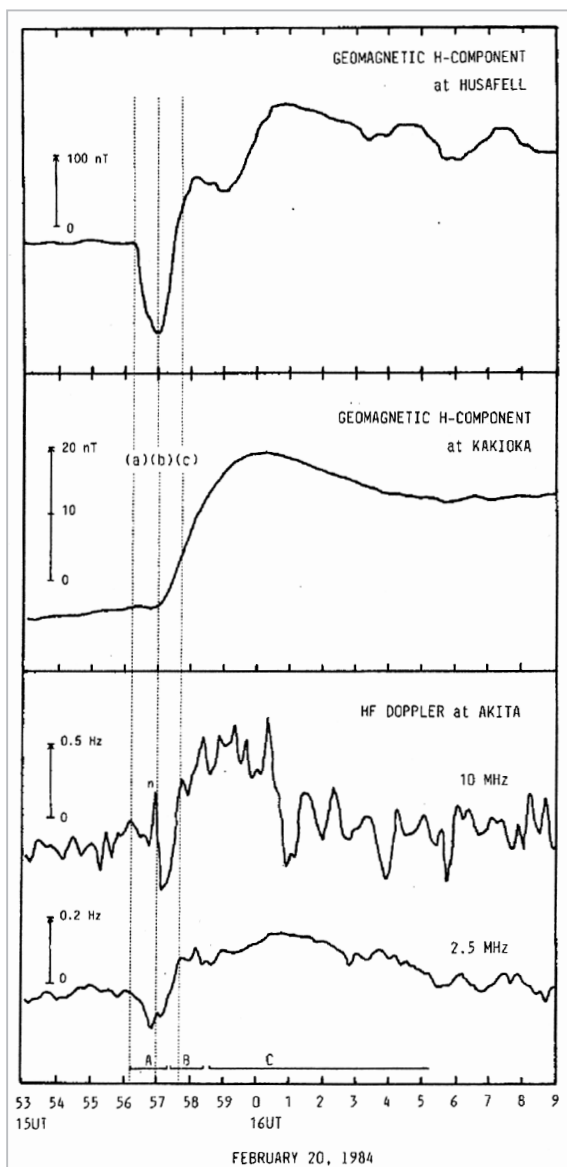


図4 高緯度 PRI (上段) と同時に観測された真夜中低緯度の負 HF Doppler 周波数変化 (下段)

PRI に付随する dusk-to-dawn 電場が瞬間的に夜間低緯度電離圏へ伝搬したことを示す。(Kikuchi, 1986)

る単一周期の波動が磁気圏内部に侵入し、磁力線共鳴を引き起こすことが原因と考えられた (Southwood, 1974; Chen and Hasegawa, 1974)。一方、複数の周期を持つ PC5 に対しては太陽風インパルスによって励起される磁気圏空洞共振 (cavity resonance) モデルが提案された (Kivelson and Southwood, 1985)。しかし、観測される周期が空洞共振モデルから期待される周期よりも長いことから、経度方向への伝搬を加えた磁気圏導波管モデル (Samson, 1992) が提案された。

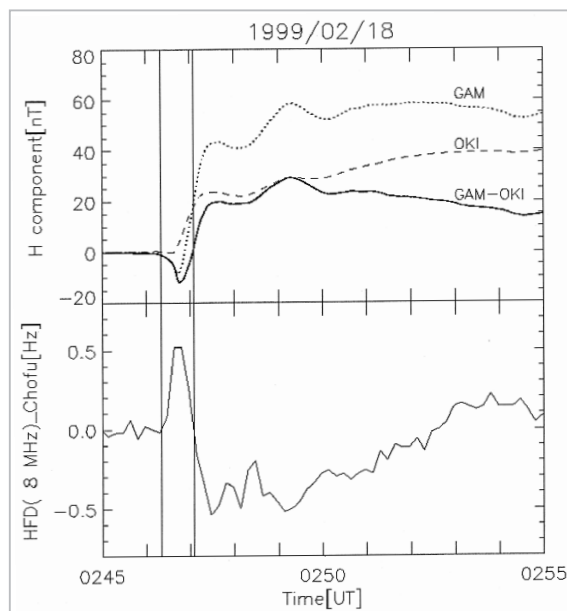


図5 昼間磁気赤道 (GAM) で観測された PRI と同時に観測された昼間低緯度の正の HF Doppler 変化 (下段)

Chapman-Ferraro 電流による磁場成分 (OKI) を除去した電離層電流成分 (GAM-OKI) と電離圏電場の開始、最大などの時刻は 10 秒の精度で一致する。

PC5 地磁気脈動は、低緯度や昼間磁気赤道でも顕著に現れることが知られている。低緯度の PC5 は振幅が緯度と共に減少し、周期は緯度に依存しない (Ziesolleck and Chamalaun, 1993)。磁気赤道では低緯度と比べて振幅が著しく増大し、高緯度 PC5 と相関が良い (Reddy et al., 1994; Trivedi et al., 1997)。これらの緯度特性は SC/Si のそれと類似しており、PC5 のあるものは SC/Si と同様に DP2 型の電離層電流系によって説明されることが Motoba et al. (2002) によって示された。Motoba et al. (2002) は高緯度と磁気赤道で同時に発生した PC5 を 3 秒サンプリングの高時間分解能データを用いて相関解析を行い、時間精度の範囲で同時に発生することを示した (図 6)。等価電流が DP2 型であり、極域と赤道の PC5 に時間差がないことは、SC/Si 同様に太陽風動圧などの磁気圏圧縮によって沿磁力線電流が生成され、これが極域電離層にポテンシャル電場を持ち込み、電離層電流を誘導したのと考えられる。

1.3 DP2 (Convection) 電流系

1.3.1 DP2 準周期変動

周期数 10 分から 1 時間程度の準周期地磁気変

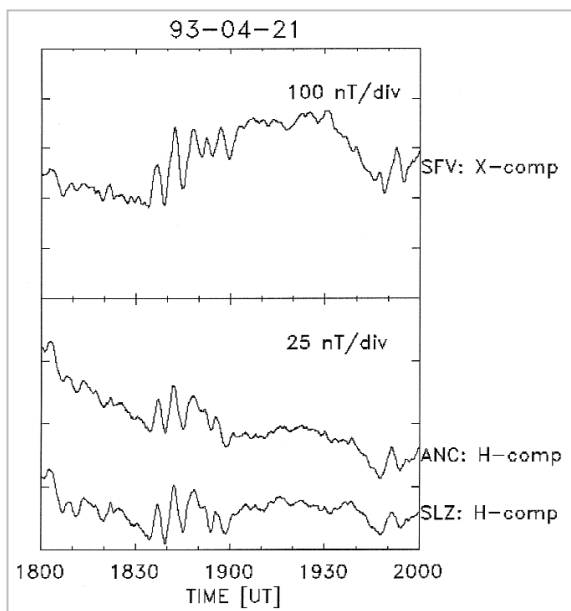


図6 高緯度と同時に磁気赤道で観測されたPC5地磁気脈動

SC/Siと同様にDP2型電離層電流系で理解される。(Motoba et al., 2002)

動(DP2磁場変動)が極域と磁気赤道で同時に観測され、その等価電流系が高緯度で双渦型であり、午後の電流が昼間磁気赤道へ延びた電流系で表されることがNishida et al. (1966)によって示された。その後、DP2磁場変動と太陽風磁場の南向き成分との対応が良いことがNishida (1968)によって示され、DP2が磁気圏対流電場の変動によることが示唆された。Nishida (1968)は赤道DP2が極域DP2に比して2分遅れることを示し、磁気圏電場が磁気圏赤道面内を伝搬して赤道電離層へ侵入することを示唆した。

Kikuchi et al. (1996)は1秒から10秒精度の磁場データとEISCATレーダーによって観測された極域電場のデータを用いて、極域と赤道の周期40分のDP2について相関解析を行った。この結果、地上のDP2磁場変動は対流電場によるHall電流によってつくられることが示され、極域と赤道のDP2が25秒の精度で相関係数0.9という良い相関を示した(図7)。この結果は、対流電場がSC/Siと同様に極域電離層から赤道電離層までほとんど瞬間的に伝搬したことを示唆している。電場の伝搬メカニズムとして、SC/Siに対して提案された地球電離層導波管伝搬(Kikuchi et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979)が適用できることを示した。電流という観点から見ると、磁気圏

カスプ付近で生成されるダイナモ(Tanaka, 1995)から極域電離層へ流入する領域1沿磁力線電流(R1 FAC)(Iijima and Potemra, 1976)が持ち込んだdawn-to-dusk電場が高緯度にHall電流を流し、また、R1 FACはPedersen電流として電離層へ流れ込む(図8)。したがって、磁気赤道を流れる強いDP2電流はR1 FACにつながり磁気圏境界領域のダイナモへつながる3次元電流系を形成する(図8)。

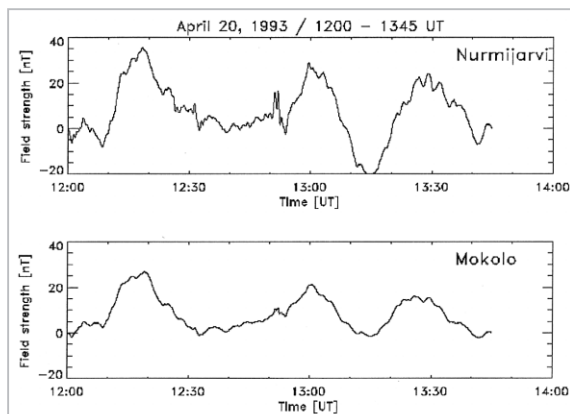


図7 準周期的地磁気変動(DP2)が高緯度(上段)と磁気赤道(下段)で25秒の精度で同時に観測された。

極域の対流電場がほとんど瞬間的に赤道へ伝搬したことを示している。(Kikuchi et al., 1996)

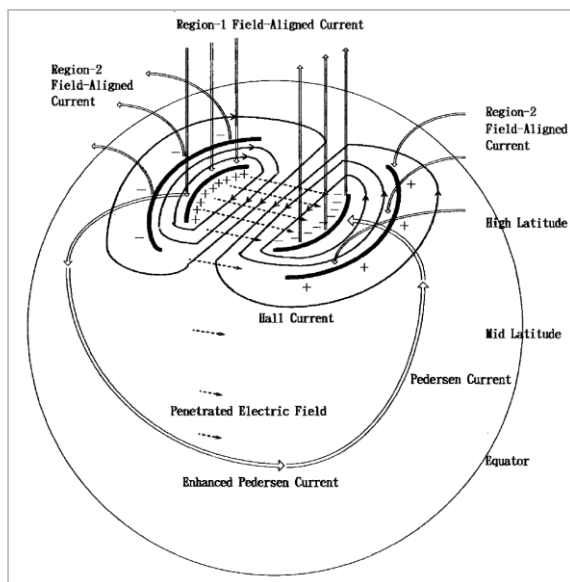


図8 昼間磁気赤道のDP2磁場変動を説明する磁気圏電離層電流系

領域1沿磁力線電流が高緯度電離層を経由して磁気赤道電離層へ流入することにより赤道DP2が発生する。(Kikuchi et al., 1996)

1.3.2 サブストーム成長相 (Growth phase)

サブストームの growth phase においても DP2 型の電場が発達することが知られている (Clauer and Kamide, 1985)。Kikuchi et al. (2000a) は IMF が南を向いてサブストームの growth phase が開始したとき、午後のオーロラ帯に eastward electrojet が発達し、中緯度から磁気赤道まで対流電場の発達に対応する磁場増加が 1 分の精度で同時に発達したことを見いだした (図 9)。これは IMF の突然変化に対応する磁気圏電場の発達が電離圏レベルにおいて極冠から磁気赤道までほとんど瞬間的に発達することを示している。また、オーロラ帯電離圏プラズマの sunward flow が極冠域の anti-sunward flow と同時に発達することを示しており、R1FAC により持ち込まれた発散性のポテンシャル電場が瞬時に伝搬することを示唆している。

1.4 DP1 (Substorm) 電流系

Substorm に伴う中低緯度電離圏の電場は、内部磁気圏で発生した領域 2 型沿磁力線電流 (R2 FAC) の発達に起因する遮蔽効果のために複雑である (Vasyliunas, 1972; Crooker and Siscoe, 1981)。すなわち、対流電場がゆっくり増大する場合、遮蔽電場が発達し対流電場を打ち消す作用をするために遮蔽効果が顕著である。しかし、遮蔽電場が十分成長したあと対流電場が急速に減衰する場合には、遮蔽電場の減衰に時間遅れがあるために、過遮蔽 (overshielding) の状態が起こる。この状態では中低緯度で対流電場とは逆向きの電場が観測される。Gonzales et al. (1979) は赤道 Jicamarca レーダーによって観測された電場が、IMF の北向き変動に対応して急速に減少したことを見いだした。これは遮蔽電場が発達した状態で、北向き IMF による対流電場の急激な減少が発生したため overshielding が発生した

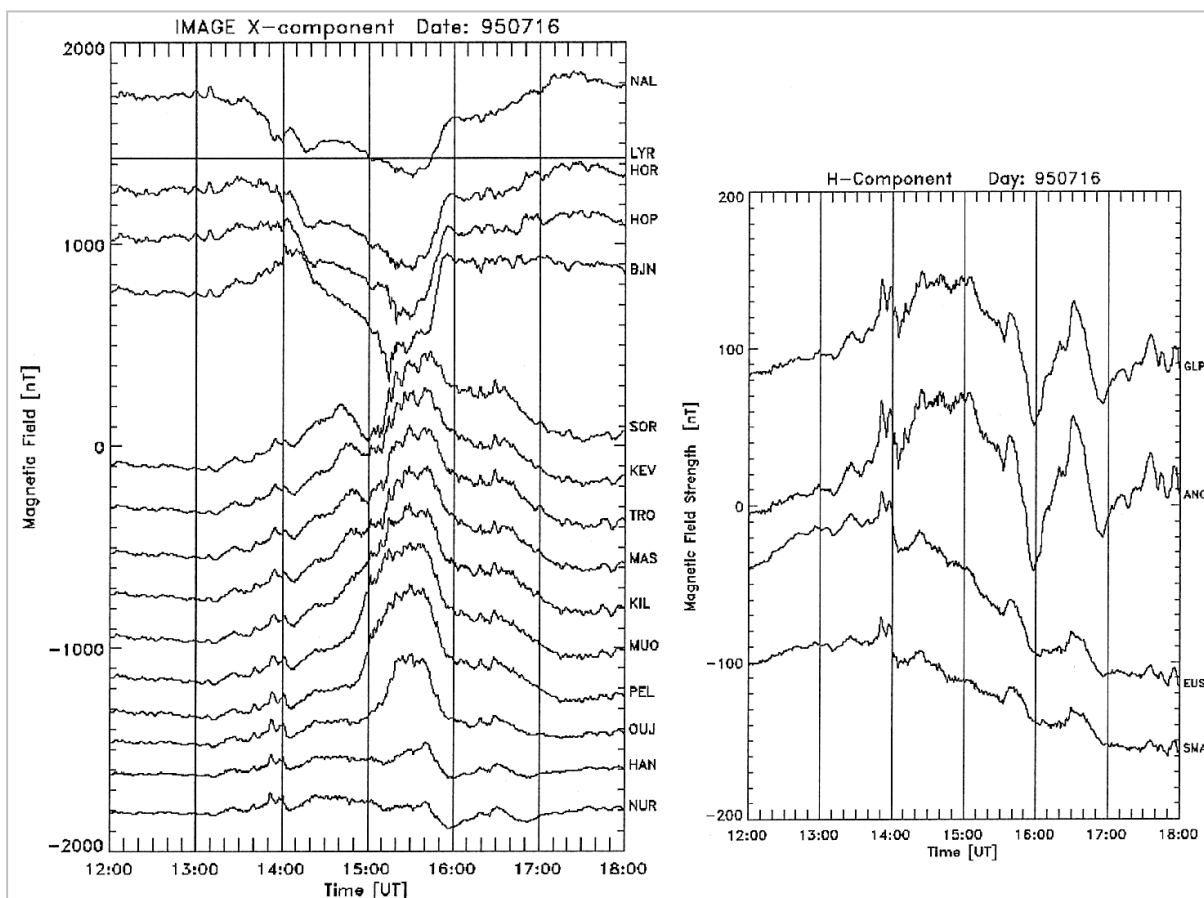


図 9 Substorm 時の極冠-中緯度磁場変動(左側)と磁気赤道磁場変動(右側)

growth phase が 1313UT に極冠 (NAL)、オーロラ帯 (TRO)、中緯度 (NUR) で同時に発生し、さらに磁気赤道 (ANC) で同時に発生した。磁気圏対流電場がグローバル電離圏対流を駆動したことを示している。(Kikuchi et al., 2000a)

と理解される。一方、Kikuchi et al. (2000b) は午後側低緯度で substorm 中に発達する negative-bay の振幅が磁気赤道で著しく増加することを見だし、EISCAT で観測された極域電場の急速な減少が overshielding を起こした結果、negative-bay の赤道増加が発生したことを示唆した。また、EISCAT データと磁力計チェーンのデータと結合させて対流電場と遮蔽電場を定量的に分離した (図 10)。この結果は substorm 開始直前から遮蔽電場が急速に成長し、negative bay の max 付近で対流電場が急速に減少したあとも成長を続ける結果、遮蔽電場が対流電場を陵駕したことを示している。電流系という観点から見ると、対流電場をもたらす R1 FAC が赤道へ流入し、遮蔽電場の原因である R2 FAC (Iijima and Potemra, 1976) もやはり赤道電離層へ流入する (図 11)。Kikuchi et al. (2000b) の解析例では、R2 FAC の発達が 17 分の時間遅れを伴っているために、対流の成長期においては R1 FAC と東向き赤道電流が形成する電流系が卓越し、その結果、赤道では東向き電流が卓越し、substorm 中の対

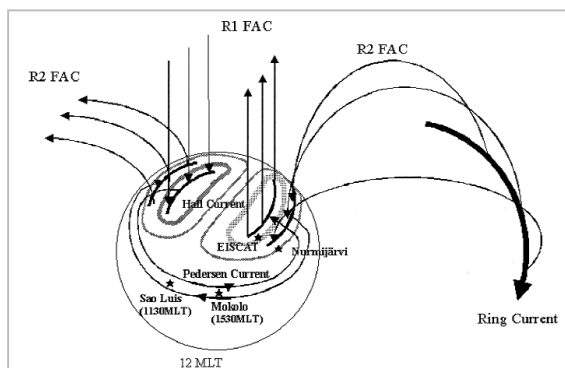


図 11 サブストーム時に発達する磁気圏電離圏電流系

磁気圏から流入する R1 FAC, R2 FAC が極域電離層を経由して赤道電離層へ流入する。Growth phase では R1 FAC が卓越し、substorm のピーク付近では R2 FAC が卓越する。(Kikuchi et al., 1996)

流電場減少時には R2 FAC と西向き赤道電流が形成する電流系が卓越する結果、赤道で西向き電流、すなわち磁場減少が発生する。これが negative bay の赤道増大の原因である。

1.4.1 Equatorial CEJ

赤道逆向きジェット電流 (equatorial counter-electrojet (CEJ)) は、日中の磁場レベルが夜間のレベルよりも低下する現象として報告された (Gouin, 1962; Hutton and Oyino, 1970)。静穏時の CEJ は大気の潮汐運動に起因する電離層ダイナモによって説明された (Rastogi, 1974)。一方、Fejer et al. (1976) は Jicamarca レーダーによって観測される逆向き電場が高緯度電場の変動と関係があると指摘した。Kikuchi et al. (2000b) は substorm 中の over-shielding による negative-bay の赤道増大が赤道 CEJ として現れることを指摘した。また、over-shielding は IMF が突然北を向くことで発生するという指摘がある (Kelley et al., 1979; Gonzales et al., 1983)。Kikuchi et al. (2003) は北向き IMF に起因する二つの赤道 CEJ を解析し、赤道 CEJ が R2 FAC が赤道電離層へ流入することにより発生するシナリオを提唱した。すなわち、南向き IMF のもとで磁気圏電離圏対流が十分発達したあと、IMF が突然北を向き極冠電位が急速に減少する。このとき、十分発達したオーロラジェット電流は減少に転ずるのみであるが、中緯度においては対流発達前のレベルを超えて低下する (図 12)。すなわち、中緯度においては逆向き電流が流れる。このとき磁気赤道

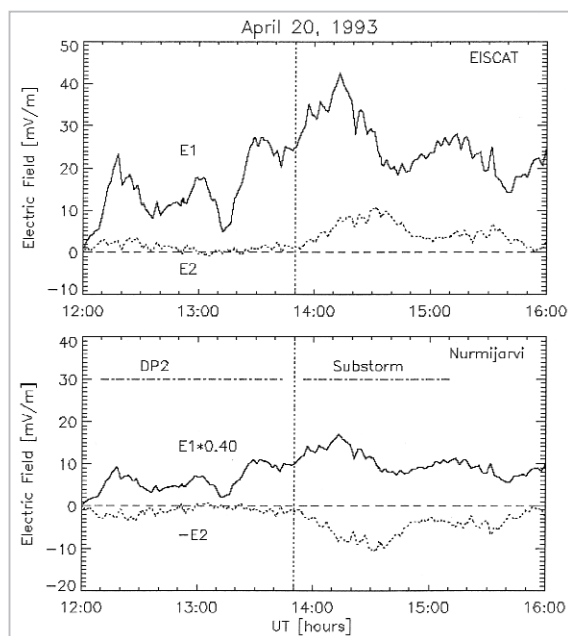


図 10 DP2 及びサブストーム期間中に EISCAT で観測した電場と磁力計チェーンデータから導出したオーロラ帯 (上段) と中緯度 (下段) の対流電場 (E1 実線) と遮蔽電場 (E2 点線)

DP2 期間中は対流電場が卓越し、サブストーム期間中には遮蔽電場が成長し、サブストーム極大期には中緯度で遮蔽電場が卓越する。(Kikuchi et al., 2000b)

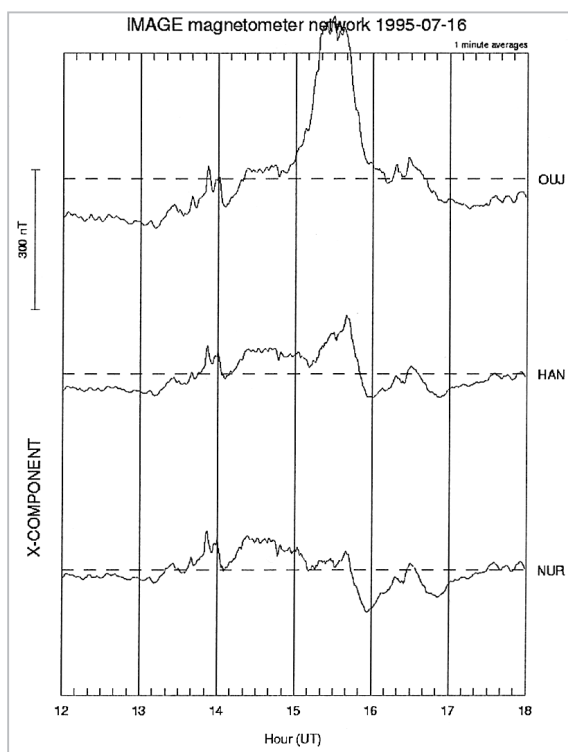


図 12 サブストーム中のオーロラ帯-中緯度磁場変動

1543UT の対流電場の減少によってオーロラ帯東向き電流が減少する一方、中緯度で西向き電流が発達した。

において強い逆向き電流が流れ、赤道 CEJ が発生する。R2 FAC の卓越による電流系を模式図にしたものが図 13 である。ここで注意すべきことは、中緯度の逆向き電流はオーロラ帯の東向き電流のリターン電流ではなく、R2 FAC の周辺にできる発散性の電場がつくる Hall 電流が R1 FAC を取り巻く Hall 電流を超えたことによって発生する。

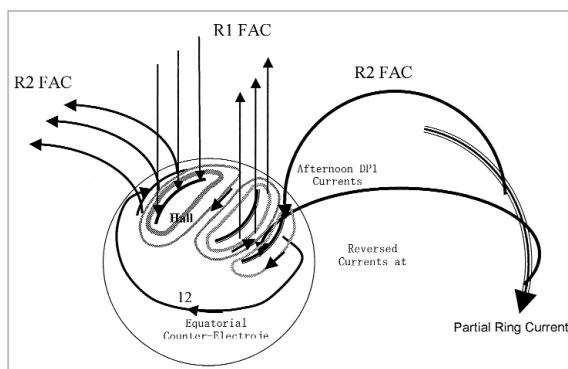


図 13 サブストーム中に発達した中緯度、赤道の逆向き電流を示す模式図

R1 FAC の減少により R2 FAC が相対的に卓越することにより中緯度-赤道で逆向き電流が発達。

2 磁気圏電離圏伝送線モデル

上で述べたように、極域と赤道で同時に現れる地磁気変動は極域電離層から赤道電離層へ流れる電流系で理解される。電離層電流とこれに付随する電場が地球電離層導波管の TM0 モードによって極域から赤道へ伝送されるモデルが Kikuchi et al. (1978), Kikuchi and Araki (1979) によって提案された。本節においては磁気圏で生成された対流エネルギーが電離圏へ輸送され、さらにグローバル電離圏へ伝送される機構として、沿磁力線電流を伝送線モデルで置き換え、地球電離層導波管と結合した磁気圏電離圏伝送線モデルを提案する。磁気圏電離圏伝送線モデルは次の三つの伝送線からなる。それらは、(1) 磁気圏 generator から極域電離圏へエネルギーを輸送する伝送線、(2) 極域電離圏から低緯度電離圏へエネルギーを輸送する地球電離層導波管 (TM0 モード)、(3) 電離圏電場を F 層、内部磁気圏へ伝送する伝送線である。また、磁気圏伝送線が地球電離層導波管 TM0 モードを励起する機構として (1) と (2) の二つの伝送線の結合を考察する。以下では、(1) の generator と電離圏をつなぐ伝送線 (閉端伝送線) の特性を詳細に述べたあと、その応用として generator を与えないで伝送線に電位差を初期値として与える伝送線 (初期帯電伝送線) を考える。このモデルは磁気圏対流の駆動メカニズムとして Dungey モデルを応用した磁気フラックスの移動 (FTE: flux transfer event) に対応するものであり、 $t = 0$ で磁気フラックス (= 伝送線) 全体に速度を与えた場合に相当する。(2) の地球電離層導波管は Kikuchi and Araki (1979) によって詳細に解析されているので、ここでは省略するが、夜側電離圏を想定して TM0 モードの減衰についての考察を行う。次に、(3) の電離圏電位差を上方へ伝える伝送線を考察する。この伝送線をオーロラ帯から中低緯度にかけての電離圏電場の磁気圏への伝送に適用すると、伝送線の generator は電離圏電位差であり、反対半球の電離層が伝送線の負荷となる。しかし、南北両半球の対称性を仮定すると、南北両半球電離層から流れ出す電流は磁気圏赤道面で相殺しゼロとなる。すなわち、伝送線の負荷抵抗が無限大の場合と等価である (開放端伝送線)。

2.1 Generator

IMFが南を向くと磁気圏前面での磁力線再結合が促進され、IMFと地球磁場が結合し、磁気フラックスが反太陽方向へ移動する。Dungey (1961)はこの磁気フラックスの運動が磁気圏の大規模対流を駆動するモデルを提案した。一方、近年のMHDシミュレーション(Tanaka, 1995)によると、磁力線再結合によって発生した磁場ストレスエネルギーがcuspの高緯度側にプラズマ圧の高い領域を生成し、高プラズマ圧領域の反太陽側で発生する起電力が沿磁力線電流(R1 FAC)を駆動し、電離層へPedersen電流を流す。この電流回路において、高プラズマ圧領域の反太陽側の電流がgenerator電流であり、そのロレンツ力がプラズマ圧力勾配とバランスする。R1 FACは磁気圏プラズマ対流を電離層へ輸送するとともに電離層Pedersen電流が消費するエネルギーを輸送する伝送線と見なすことができる。generator内での電磁エネルギー($J \cdot E$)はロレンツ力($J \times B$)に抗して反太陽方向へプラズマを移動させる運動エネルギーによってまかなわれ、次式で表される(Iijima, 2000)。

$$J \cdot E = (J \times B) \cdot v < 0 \quad (1)$$

このエネルギー($J \cdot E$)は次式で表されるようにPoynting flux $((E \times \Delta B_{\perp})/\mu_0)$ の発散であり、generatorからの電磁エネルギー放出を示す。

$$J \cdot E = -\nabla \cdot (E \times \Delta B_{\perp})/\mu_0 < 0 \quad (2)$$

このエネルギーはR1 FACを伴って電離層へ伝送され、電離層ではJoule熱、 $I \cdot (E + v_n \times B_0)$ と中性大気へ伝達される力学エネルギー、 $v_n \cdot (I \times B_0)$ となる(I は高度積分した電離層電流)(Iijima, 2000)。一般にGenerator内部ではプラズマ運動が電流によるロレンツ力を受けるために減速される(次式第3項)。しかし、Tanaka (1995)のシミュレーション結果はこの慣性項の寄与は小さく、プラズマ圧とロレンツ力が常にバランスしていることを示している。すなわち、次式において $dV/dt=0$ であり、プラズマ運動は減速によって沿磁力線電流を維持する必要はなく、高圧プラズマが定常的にgenerator電流を供給する。

$$J \times B - \nabla p - \rho \frac{dV}{dt} = 0 \quad (3)$$

2.2 磁気圏伝送線

Generatorを出た電磁エネルギー(Poynting flux)は、R1 FACで挟まれる空間を磁力線沿いに伝送される。これを伝送線モデルで表すことができる。簡単化のために伝送線は幅と間隔が同じ平行平板からなると仮定する。この簡単化によって沿磁力線電流の幅や間隔によらない伝送線の基本的な性質の議論が可能となる。伝送線は図14で示すように単位長さ当たりの誘導率(L)、静電容量(C)、抵抗率(R)、伝導率(G)の分布常数回路であり(図14)、その基本式は次式で表される(Cheng, 1963)。

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial v}{\partial t} + RGv \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial i}{\partial t} + RGi \quad (5)$$

ここで

v = 電位差 potential difference

i = 電流 electric current

R = 抵抗率 Resistance per unit length

L = 誘導係数 Inductance per unit length

G = 伝導率 Conductance per unit length

C = 静電容量 Capacitance per unit length

ここではIMFが南を向いてgeneratorで起電力が発生したあとの電位差、電流の振る舞いを知るために、基本式にLaplace変換を適用して初期値問題として解く。

$v(t)$ のLaplace変換 $V(s)$ 及びLaplace逆変換は次のように表される。

$$V(x, s) = \int_0^{\infty} v(x, t) e^{-st} dt \quad (6)$$

$$v(x, t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} V(x, s) e^{st} ds \quad (7)$$

したがって、基本式のLaplace変換後の式は

$$\frac{d^2 V}{dx^2} - \gamma^2 V = L \frac{di(x, 0)}{dx} - C(Ls + R)v(x, 0) \quad (8)$$

$$\frac{d^2 I}{dx^2} - \gamma^2 I = C \frac{dv(x, 0)}{dx} - L(Cs + G)i(x, 0) \quad (9)$$

$$\gamma = \sqrt{(Ls + R)(Cs + G)} \quad (10)$$

で表される。ここで、磁力線沿いの抵抗 R をゼロ、磁力線を横切る伝導度 G をゼロとし、generatorの起電力を $t > 0$ で一定値 E とすると起電力

は $EU(t)$ (U は Heaviside step function) と表され、その Laplace 変換は E/s となる。Generator ($x=0$) の内部抵抗を r 、負荷である電離層の抵抗を R とすると、generator から距離 x の Laplace 変換された電位差と電流は次の式で表される。

$$V(x, s) = \frac{E}{s} \frac{R_0}{r + R_0} \frac{e^{-\gamma x} + \Gamma e^{-2\gamma d} e^{\gamma x}}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}} \quad (11)$$

$$I(x, s) = \frac{E}{s} \frac{1}{r + R_0} \frac{e^{-\gamma x} - \Gamma e^{-2\gamma d} e^{\gamma x}}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}} \quad (12)$$

$$\gamma = \sqrt{LC} s = \frac{s}{c} \quad (c = \frac{1}{\sqrt{LC}}) \quad (13)$$

$$\Gamma = \frac{R_1 - R_0}{R_1 + R_0} \quad (14)$$

$$\Gamma' = \frac{r - R_0}{r + R_0} \quad (15)$$

ここで、 d は伝送線の長さ (15 地球半径 (R_E))、 Γ は電離層での電場に対する反射係数、 Γ' は電離層反射波が generator へ戻ってきたときの generator での反射係数である。

上で得られた解の Laplace 逆変換をとると、電位と電流は次式で与えられる。

$$v(x, t) = E \frac{R_0}{r + R_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^{n-1} U\left(t - \frac{2(n-1)d+x}{c}\right) + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^{n-1} U\left(t - \frac{2nd-x}{c}\right) \right\} \quad (16)$$

$$i(x, t) = E \frac{1}{r + R_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^{n-1} U\left(t - \frac{2(n-1)d+x}{c}\right) - \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^{n-1} U\left(t - \frac{2nd-x}{c}\right) \right\} \quad (17)$$

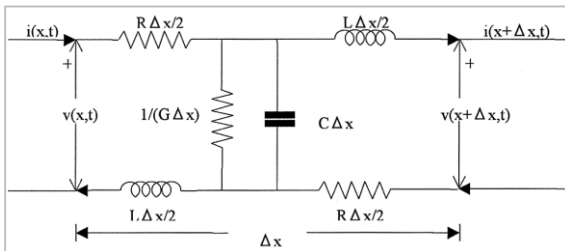


図 14 伝送線の基本回路

単位長当たりの誘導率 L 、抵抗率 R 、静電容量 C 、伝導率 G とする。

2.3 閉端伝送線 (磁気圏 generator – 電離層 Pedersen 伝導度)

Cusp 付近の generator (Tanaka, 1995) から伝送線 (R_1 FAC) を介して極域電離層の Pedersen 電流と閉じる伝送線を考える。この回路では簡単化するために generator の内部抵抗をゼロとし、磁気圏の Alfvén 速度 $V_a = 2000 \text{ km/s}$ とすると、MHD 媒質の特性伝導度は $\Sigma_A = 0.40 \text{ mho}$ で与え

られる。一方、昼間の電離層の伝導度を $\Sigma_1 = 4 \text{ mho}$ として得られた generator と電離層の位置での電位差と電流の時間変化を図 15 に示す。図 15 左上段に示すように Generator では階段関数的に増加する電位差を与えた。電離層での電位差は、図の右上段に示すように 5 分から 10 分程度の緩和時間をもって漸近的に generator 電位差に達する。電流 (図中段) とエネルギー (図下段) は generator、電離層共に漸近的に定常状態に達する。緩和時間の発生は次のように理解できる。Generator から出た電位差は Alfvén 速度で伝搬して電離層へ達したときに反射を受ける。電位差に対する電離層の反射係数は 0.6 であるために入射電位差を 1 とすると反射波の振幅は 0.6 となり、電離層での合成電位差は 0.4 となる。図 15 右上段で示した電離層電位差の最初の立ち上がりの振幅が 0.4 であるのはこのためである。次に、反射波が上方へ伝搬することによって合成振幅 0.4 が上方へ移動するが、実際に上方へ伝搬するのは振幅 0.6 を持つ反射波である。これを一次反射波とする。一次反射波が generator に達すると内部抵抗がゼロのためにそこでの反射係数が 1 となり、振幅 0.6 の二次反射波が発生し下方から上がってきた合成振幅に加算されて振幅が 1 となる。これは generator が常に振幅 1 の起電力を維持することを意味する。Generator での二次反射波は下方へ伝搬し、合成振幅 1 の電位差が再び電離層へ達する。振幅 0.6 を持つ二次反射波が電離層へ達すると、反射係数 0.6 によって三次反射波の振幅は 0.36 となり、合成電位差は 0.64 となる。これが図 15 右側上段に示した電位差の 2 段目の振幅である。このように電離層と generator での反射を繰り返すことによって、generator での電位差は常に 1 を保つ反面、電離層の電位差は階段状に増加する。伝送線の長さは 15 R_E を仮定しており、Alfvén 速度 2000 km/s であるから、generator から電離層までの伝搬時間は 48 秒である。図 15 の電離層電位差の最初の立ち上がりが 48 秒後であり、次の増加が更に 96 秒後である。Generator の内部抵抗をゼロと仮定したことは、generator が電離層反射によって減じた電位差を元の値に回復する能力を持つことを意味する。Generator 内の力バランスの式 (3) で考えると、電位差が一定を保つことはプラズマ速度を一定

に保つことと等価 ($v = E \times V$) であり、式中の慣性項が無視できることを意味する。すなわち、generator 電流によるロレンツ力がプラズマ圧とバランスするという Tanaka (1995) の結果は、内部抵抗がゼロの generator を意味する。

2.4 初期帯電伝送線

(FTE – 電離層 Pedersen 伝導度)

地球磁場が太陽風磁場と再結合することにより発生した磁気フラックスの反太陽方向移動が磁気圏対流を駆動するという Dungey (1961) モデルが広く受け入れられている。すなわち、太陽風中の電場が磁力線沿いに磁気圏内に侵入してプラズマ運動を維持し、さらに電離圏の磁化プラズマを引っ張ることによって電離圏対流を駆動すると考えられている (例えば、Cowley and Lockwood, 1992)。磁気圏のプロセスのいかに

関わらず電離圏プラズマ運動は電離圏中に電場を伴う。電離圏電場は更に導電性電離層中に Pedersen 電流を流すために、エネルギーの損失が発生する。このエネルギー損失によって磁気圏内を移動する FTE の運動に制動がかかり、初期速度は減速を受けると考えられる。先に示した運動量方程式 (3) において圧力項がなく、generator 電流によるロレンツ力が慣性力とバランスすることによって対流を維持する。磁力線再結合によって磁気フラックスに速度を与えることで出発すると伝送線に初期値として電位差を与えることと等価である。前節の伝送線モデルの generator の位置が開放端 ($r = \infty$) となる伝送線で置き換え、初期値として伝送線全体に電位差 E を与える。この初期値は磁気圏内の磁気フラックスに初速度 E/B を与えることと等価である。以下の計算では伝送線の長さは $15R_e$ とするが、

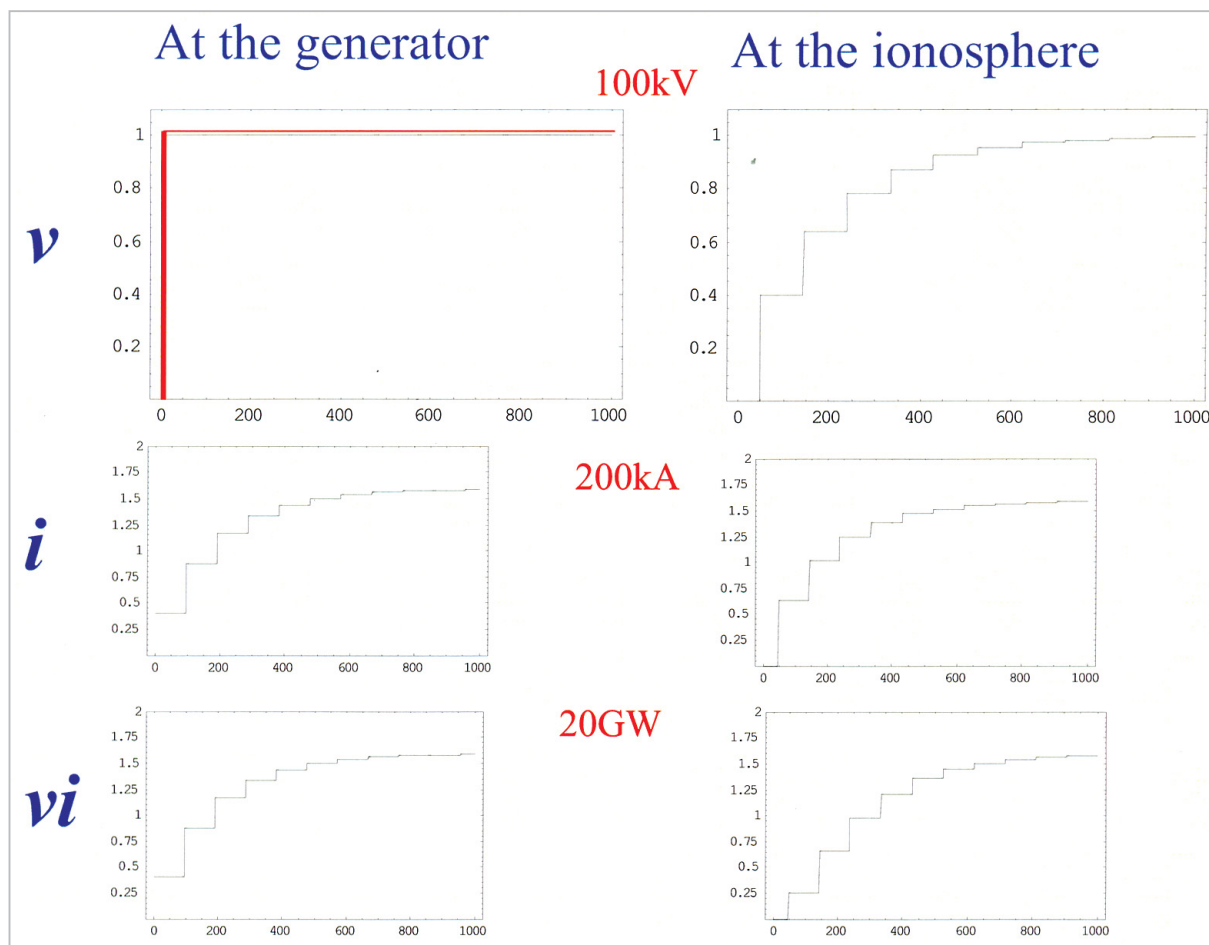


図 15 磁気圏電離圏伝送線モデルにおいて generator 内部抵抗をゼロ、 $V_a=2000\text{km/s}$ 、電離層伝導度 1.6mho とした場合の、generator 電位 (左上段)、電流 (左中段)、エネルギー (左下段)、電離層での電位 (右上段)、電流 (右中段)、エネルギー (右下段)。

理解を助けるために電位差 1 を 100kV としたときの電流とエネルギー値を示した。

Dungey モデルのように磁力線が太陽風中に開いていると仮定すると伝送線は更に長くなる。初期電位差が電離層へ伝搬し、反射波が電位差を減少させつつ上方へ伝搬する。先の場合に存在した generator 電流に相当するものが伝送線の波面を流れる分極電流であり、分極電流は波面の移動と共に上方、すなわち太陽風中へ移動し続け、伝搬路上の磁気フラックスの速度を減速させる。このために、図 15 で最初の電離層反射で決定される振幅 0.4 の合成電位差を継続するのみで generator が最初持っていた電位差に漸近することはない。磁束管が磁気圏内で閉じている場合には、慣性電流をソースとする限り反射を繰り返すことによって、プラズマ速度すなわち電位差は減少を続け電離層電位差は減衰する。これを初期値問題として伝送線に電位差を与えて解くと、その解は次式で与えられる。

$$v(x,t) = EU(t) - E \frac{R_0}{R_1 + R_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma^{n-1} U\left(t - \frac{(2n-1)d-x}{c}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma^{n-1} U\left(t - \frac{(2n-1)d+x}{c}\right) \right\} \quad (18)$$

$$i(x,t) = E \frac{1}{R_1 + R_0} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma^{n-1} U\left(t - \frac{(2n-1)d-x}{c}\right) - \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma^{n-1} U\left(t - \frac{(2n-1)d+x}{c}\right) \right\} \quad (19)$$

前の場合と同じパラメータのもとで計算した結果を図 16 に示す。電離層電位差が磁気圏で与えた電位差よりも著しく小さいのみでなく、電離層での dissipation により 5-10 分程度で消滅する。したがって、磁気フラックスの移動が磁気圏対流を維持するとする考えは、電離層との電流回路を考えると成立しない。

2.5 地球電離層伝送線

(極域電離圏—赤道電離圏)

極域電離圏へ伝搬した Poynting flux は電離層へ侵入してある部分は joule 損として消費されるが、一部が地球電離層導波管で構成される伝送線内を TM0 モードとして伝搬する。この伝送線が極域電場を低緯度へ伝えることが Kikuchi et al. (1978) と Kikuchi and Araki (1979) によって示された。TM0 モードによって水平方向 (x 方向) へ伝送される Poynting flux は、鉛直電場 Ez と伝搬面に垂直な磁場 Hy の積で与えられる。電離層伝導度が十分大きい場合は伝送線内の電場はほぼ電離層に垂直であり、Ex と Hy が構成する電離層へ侵入する Poynting flux は無視できる。このために TM0 は幾何学的な減衰以外の伝搬減衰を

受けない (Kikuchi and Araki, 1979)。一方、夜間電離層を考えると伝導度が小さくなり、電離層面に平行な電場成分 Ex が無視できない。これは電離層の中へ Ex x Hy で表される Poynting flux が流入することを意味する。この結果、x 方向へ伝送される Poynting flux は減衰を受ける。

地球電離層導波管を水平に伝搬する Poynting flux を S として距離 x における値を S(x) = A S(0) と表す。ここで A は伝送係数を表し、次式で与えられる。

$$A = e^{-\frac{x}{h} \frac{\mu_0 V_a}{377(1+\mu_0 V_a \sigma d)}} \quad (20)$$

ここで h は電離層高度、Va アルフベン速度、σ 電離層電気伝導度、d 電離層厚み、である。Va=1000km/s, x=5000km, h=100 km, σd = 0.2-10 mho とした場合の伝送係数は、

$$A = 0.875-0.988. \quad (21)$$

となる。

電離層電気伝導度は昼間の条件で 5-10 mho であり、夜間においては 1mho ないしはそれ以下であるため、伝導度 0.2 mho は通常考えられる夜間電離層の値よりも小さい。この場合においても伝送係数は 0.875 であり、TM0 モードの伝搬減衰は無視できる程度である。

電離層の上部の MHD 媒質 (F 層、内部磁気圏) を考慮したモデルにおいては、真空領域から電離層へ侵入する Poynting flux の一部が伝導性電離層 (E 層) で Joule 損となるが、一部は Alfvén 波として上方の MHD 領域へ伝搬する。損失と透過するエネルギーの割合は電離層伝導度と Alfvén 伝導度の比で決まる (Kikuchi and Araki, 1979)。昼間の条件すなわち電離層伝導度が Alfvén 伝導度より大きい場合には、大部分のエネルギーは E 層で Joule 損となり、電離層電流と電離層伝導度で決まる電場が磁力線沿いに MHD 媒質中へ透過する。一方、電離層伝導度が小さい場合には、Joule 損は小さく TM0 モードの磁場成分は MHD 領域へ伝搬し、大部分のエネルギーは Alfvén 波として内部磁気圏へ流出する。この場合の電場は磁場成分を Alfvén 伝導度で割ったものとして得られる。

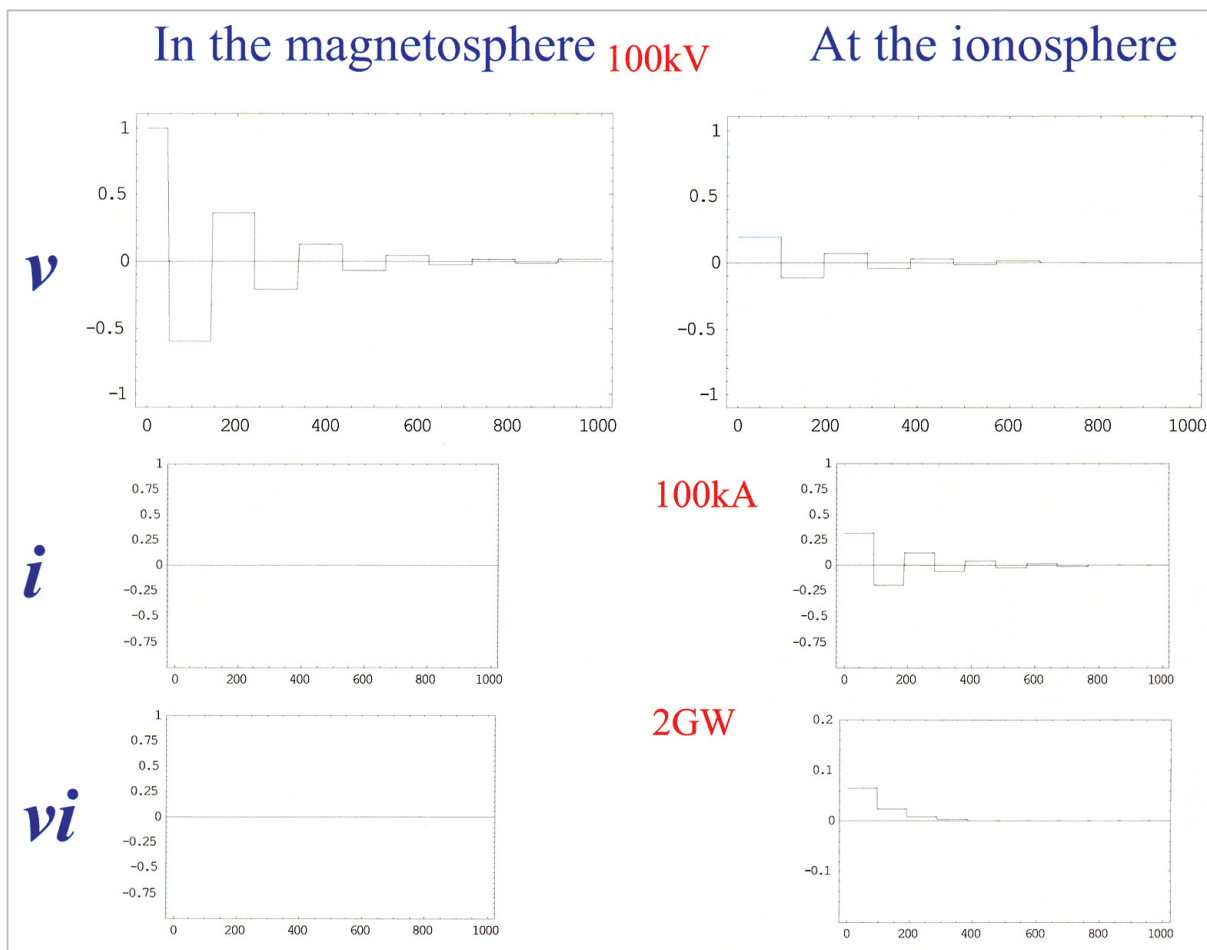


図 16 磁気圏電離圏伝送線モデルにおいて generator 内部抵抗を無限大とし、伝送線に初期電位を与えた場合の、generator 電位 (左上段)、電流 (左中段)、エネルギー (左下段)、電離層での電位 (右上段)、電流 (右中段)、エネルギー (右下段)。

伝送線及び電離層のパラメータ並びに縦軸目盛りは図 15 を参照。

2.6 開放端伝送線

(電離圏 generator-内部磁気圏)

電離層より内部磁気圏へのエネルギー透過は前節で考察したが、内部磁気圏の電位を決定するには電離圏と磁気圏の相互作用を考察する必要がある。このために電離圏に generator があると仮定し、電離層伝導度を内部抵抗とする伝送線モデルを適用する。南北半球の対称性を仮定すると、負荷部分である磁気圏赤道面での電流がゼロとなるために、開放端伝送線となる。先の関係式において $R = \infty$ とし、夜間電離層伝導度が小さい (電離層伝導度 $<$ Alfvén 伝導度) として得られた結果を図 17 に示す。図 17 上段の左側と右側はそれぞれ磁気圏赤道面と電離層における電位差の時間変化を示す。Generator の内部伝導度より伝送線の特性伝導度が高いために電位差が階段関数的に変化することなく、緩和時

間ののちに定常状態に達する。磁気圏 generator の場合と大きく異なるのは電離圏の電位差と磁気圏の電位差の間には大きな違いはなく、電離圏プラズマが磁気圏プラズマと一体になって動くことを示している。また、電離層から流出する電流とエネルギーは電位差が増加している時間中のみ大きく、定常状態ではエネルギーの消費はない。以上の結果は電離圏に電位を与えた場合に、電離圏プラズマと内部磁気圏プラズマがほぼ同時に動き始め、一定の緩和時間を経て、両者共に定常的な運動 (対流) することを示している。この緩和時間の存在は磁気圏部分環電流 (partial ring current) の発達開始が対流電場発達より 5 - 10 分遅れるという事実 (Hashimoto et al., 2002) に対応していると思われる。

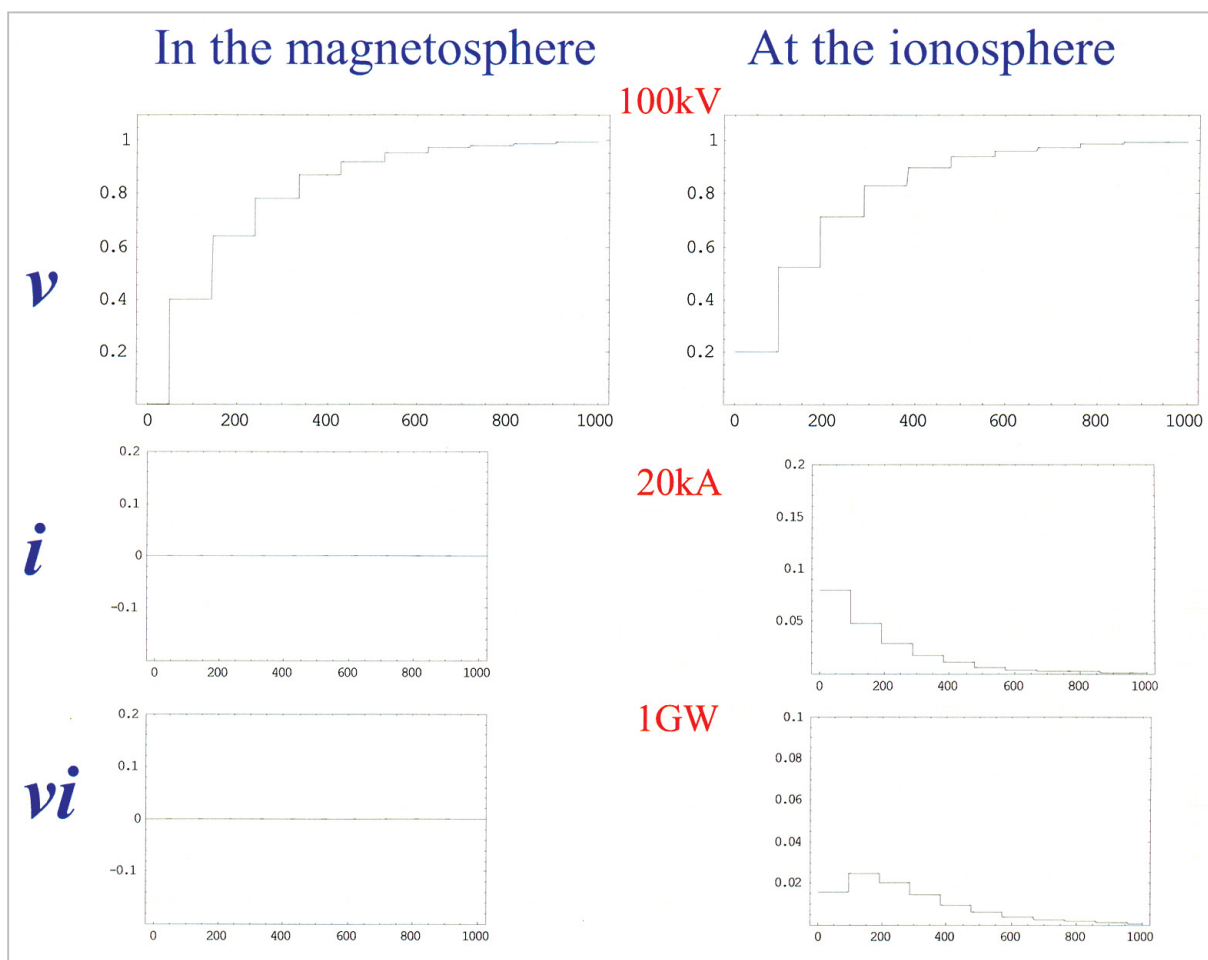


図 17 磁気圏電離圏伝送線モデルにおいて generator を電離層において、内部抵抗を電離層伝導度 0.10mho とし、伝送線の $V_a=2000\text{km/s}$ とした場合の、generator 電位 (左上段)、電流 (左中段)、エネルギー (左下段)、電離層での電位 (右上段)、電流 (右中段)、エネルギー (右下段)。

3 結論

以上示したように、地上で観測される磁場変動の多くは磁気圏電流 generator と沿磁力線電流、そして電離層電流で構成される 3 次元電流系によって理解される。電離層電流は高緯度においては Hall 電流が主たる役割を果たすが、昼間磁気赤道において顕著に現れる磁場変動は Cowling 効果によって増強された Pedersen 電流が主たる役割を果たす。また、沿磁力線電流の直接的磁場効果も中緯度において重要な役割を果たす。

電離層 Pedersen 電流はエネルギーの損失を伴うために、3 次元電流系を維持するには磁気圏から電磁エネルギー (Poynting flux) を供給する必要がある。磁気圏対流の場合には、cusp 付近の generator から放出された Poynting flux が領域 1

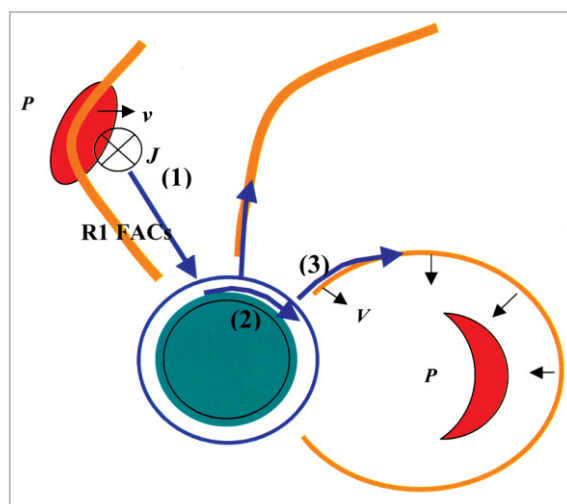


図 18 磁気圏電離圏伝送線モデル

伝送線システムは次の三つの伝送線から構成される。(1) generator-電離圏伝送線、(2) 地球電離層導波管、(3) 電離圏-内部磁気圏伝送線。

沿磁力線電流を伝送線としてR1 FACに挟まれる空間を伝送され極域電離層へ達する。極域電離層では一部のエネルギーが極域Pedersen電流によって消失するが、一部は地球電離層導波管を水平に伝送され、夜側電離圏や中低緯度電離圏へ達する。地球電離層導波管を低緯度へ伝送されたPoynting fluxの一部は上方のMHD媒質へ

透過して電離層F領域へ伝送され、F層プラズマを動かし、その運動はHF Doppler法によって観測される。夜側極域電離圏へ伝送されたPoynting fluxは磁気圏伝送線を経由して夜側内部磁気圏へ伝送され、部分環電流を生成する。この間のPoynting fluxの伝送を模式的に示したのが図18である。

参考文献

- 1 Araki, T., "Global structure of geomagnetic sudden commencements", Planet. Space Sci., 25, 373-384, 1977.
- 2 Araki, T., "A physical model of the geomagnetic sudden commencement, Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves", Geophysical Monograph 81, 183-200, 1994.
- 3 Chen, L. and A. Hasegawa, "A theory of long-period magnetic pulsations 1. Steady state excitation of field line resonance", J. Geophys. Res., 89, 2765, 1974.
- 4 Clauer, C. R., and Y. Kamide, "DP1 and DP2 current systems for the March 22, 1979 substorms", J. Geophys. Res., 90, 1343-1354, 1985.
- 5 Cowley, S. W. H. and M. Lockwood, "Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere system", Ann. Geophysicae, 10, 103-115, 1992.
- 6 Crooker, N. U., and G. L. Siscoe, "Birkeland currents as the cause of the low-latitude asymmetric disturbance field", J. Geophys. Res., 86, 11201-11210, 1981.
- 7 Dungey, J.W., "Interplanetary magnetic field and the auroral zones", Phys. Rev. Lett., 6, 47, 1961.
- 8 Fejer, B. G., D. T. Farley, B. B. Balsley, and R. F. Woodman, "Radar studies of anomalous velocity reversals in the equatorial ionosphere", J. Geophys. Res., 81, 4621-4626, 1976.
- 9 Forbush, S. E., and E. H. Vestine, "Daytime enhancement of size of sudden commencements and initial phase of magnetic storms at Huancayo", J. Geophys. Res., 60, 299-316, 1955.
- 10 Gonzales, C. A., M. C. Kelley, B. G. Fejer, J. F. Vickrey, and R. F. Woodman, "Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions 2. Implications of simultaneous auroral and equatorial measurements", J. Geophys. Res., 84, 5803-5812, 1979.
- 11 Gonzales, C. A., M. C. Kelley, R. A. Behnke, J. F. Vickrey, R. Wand, and J. Holt, "On the latitudinal variations of the ionospheric electric field during magnetospheric disturbances", J. Geophys. Res., 88, 9135-9144, 1983.
- 12 Gouin, P., "Reversal of the Magnetic daily variation at Addis Ababa", Nature, 1145-1146, 1962.
- 13 Hashimoto, K., T. Kikuchi, and Y. Ebihara, "Response of the magnetospheric convection to sudden IMF changes as deduced from the evolution of partial ring currents", J. Geophys. Res., 107, A11, 1337, 10. 1029/2001JA009228, 2002 in print.
- 14 Hirono, M., "A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region", J. Geomag. Geoelectr., Kyoto, 4, 7-21, 1952.
- 15 Hutton, R., "The interpretation of surface equatorial magnetic daily variations on disturbed days", Planet. Space Sci., 20, 1113-1116, 1972.
- 16 Iijima, T., and T. A. Potemra, "The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad", J. Geophys. Res., 81, 2165-2174, 1976.
- 17 Iijima, T., "Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, Magnetospheric Current

- Systems", Geophysical Monograph 118, 107-129, 2000.
- 18 Kelley, M. C., B. G. Fejer, and C. A. Gonzales, "An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field", *Geophys. Res. Lett.*, 6, 301-304, 1979.
 - 19 Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa, "Transmission of polar electric fields to the equator", *Nature*, 273, 650-651, 1978.
 - 20 Kikuchi, T., and T. Araki, "Horizontal transmission of the polar electric field to the equator", *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, 41, 927-936, 1979.
 - 21 Kikuchi, T., T. Ishimine, and H. Sugiuchi, "Local time distribution of HF Doppler frequency deviations associated with storm sudden commencements", *J. Geophys. Res.*, 90, pp.4389-4393, 1985.
 - 22 Kikuchi, T., and T. Araki, "Preliminary positive impulse of geomagnetic sudden commencement observed at dayside middle and low latitudes", *J. Geophys. Res.*, 90, 12195-12200, 1985.
 - 23 Kikuchi, T., "Evidence of transmission of polar electric fields to the low latitude at times of geomagnetic sudden commencements", *J. Geophys. Res.*, 91, 3101-3105, 1986.
 - 24 Kikuchi, T., H. Lüher, T. Kitamura, O. Saka, and K. Schlegel, "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, 17161-17173, 1996.
 - 25 Kikuchi, T., M. Pinnock, A. Rodger, H. Lüher, T. Kitamura, H. Tachihara, M. Watanabe, N. Sato, and M. Ruohoniemi, "Global evolution of a substorm-associated DP2 current system observed by SuperDARN and magnetometers", *Advances in Space Research*, 26, 121-124, 2000a.
 - 26 Kikuchi, T., H. Luehr, K. Schlegel, H. Tachihara, M. Shinohara, and T.-I. Kitamura, "Penetration of auroral electric fields to the equator during a substorm", *J. Geophys. Res.*, 105, 23,251-23,261, 2000b.
 - 27 Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki, "Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements", *J. Geophys. Res.*, 106, pp. 15,555-15,565, 2001.
 - 28 Kikuchi, T., B. Fejer, K. Hashimoto, T.-I. Kitamura and H. Tachihara, "Equatorial counter-electrojet during substorms", to be submitted.
 - 29 Kivelson, M. G. and D. J. Southwood, "Resonant ULF waves: A new interpretation", *Geophys. Res. Lett.*, 12, 49, 1985.
 - 30 Matsushita, S., "On geomagnetic sudden commencements, sudden impulses, and storm durations", *J. Geophys. Res.*, 67, 3753-3777, 1962.
 - 31 Motoba, T., T. Kikuchi, H. Lüher, H. Tachihara, T.-I. Kitamura, K. Hayashi, and T. Okuzawa, "Global Pc5 caused by a DP2-type ionospheric current system", *J. Geophys. Res.*, 107, SMP7-1, 2002.
 - 32 Nagata, T., "Distribution of SC* of magnetic storms", *Rep. Ionosph. Res. Japan*, 6, 13-30, 1952.
 - 33 Nishida, A., N. Iwasaki, and T. Nagata, "The origin of fluctuations in the equatorial electrojet; A new type of geomagnetic variation", *Annales Geophysicae*, 22, 478-484, 1966.
 - 34 Nishida, A., "Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations", *J. Geophys. Res.*, 73, 5549-5559, 1968.
 - 35 Obayashi, T., and J. A. Jacobs, "Sudden commencements of magnetic storms and atmospheric dynamo action", *J. Geophys. Res.*, 62, 589-616, 1957.
 - 36 Rastogi, R. G., and N. S. Sastri, "On the occurrence of SSC(-+) at geomagnetic observatories in India", *J. Geomag. Geoelectr.*, 26, 529-537, 1974.
 - 37 Reddy, C. A., S. Ravindran, K. S. Viswanathan, B. V. Krishna Murthy, D. R. K. Rao, and T. Araki, "Observation of Pc5 micropulsation related electric field oscillations in the equatorial ionosphere", *Ann. Geophys.*, 12, 565, 1994.

- 38 Samson, J. C., J. A. Jacobs, and G. Rostoker, "Latitude dependent characteristics of long-period geomagnetic micropulsations", J. Geophys. Res., 76, 3675, 1971.
- 39 Samson, J. C. and G. Rostoker, "Latitude-dependent characteristics of high latitude Pc4 and Pc5 micropulsations", J. Geophys. Res., 77, 6133, 1972.
- 40 Sugiura, M., "The solar diurnal variation in the amplitude of sudden commencements of magnetic storms at the geomagnetic equator", J. Geophys. Res., 58, 558-559, 1953.
- 41 Tanaka, T., "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, 12057-12074, 1995.
- 42 Tamao, T., "Hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC *", Rep. Ionos. Space Res. Japan, 18, 16-31, 1964.
- 43 Trivedi, N. B., B. R. Arora, A. L. Padilha, J. M. Da Costa, S. L. G. Dutra, F. H. Chamalaun, and A. Rigoti, "Global Pc5 geomagnetic pulsations of March 24, 1991, as observed along the American sector", Geophys. Res. Lett., 24, 1683, 1997.
- 44 Vasylunas, V. M., "The interrelationship of magnetospheric processes, Earth's Magnetospheric Processes", ed. B. M. McCormac, 29-38, 1972.
- 45 Ziesolleck, C. W. S. and F. H. Chamalaun, "A two dimensional array study of low-latitude Pc5 geomagnetic pulsations", J. Geophys. Res., 98, 13705, 1993.



きくち たかし
菊池 崇

電磁波計測部門研究主管 博士(理学)
磁気圏電離圏物理
kikuchi@crl.go.jp