

解説 地磁気急始変化 (Geomagnetic Sudden Commencement)

はじめに

地磁気急始変化 (geomagnetic sudden commencement: SC) の研究には、日本人が大きな貢献をしてきた。

濃尾地震 (1891.10.28) を機に文部省が設立した震災予防調査会で地磁気観測の重要性を説き、根室、仙台、名古屋、熊本で自記磁力計による地磁気観測を始めた田中館愛橋はSC現象にも大きな関心を寄せ、1919年創立の国際測地学地球物理学連合 (IGGU; International Geodetic and Geophysical Union: 後のIUGG) の STME (Section of Terrestrial Magnetism and Electricity: 後のIAGA) に1924年に作られたSC委員会のまとめ役として活躍した。彼の指導下に、三崎油壺 (東大)、京都上賀茂 (京大) に磁力計が設置された。中央気象台では、東京市内で始まった地磁気定常観測が第3代台長の中村精男の主導で柿岡に移され、関東大震災 (1923.9.1) 以降のデータが蓄積された。岡田武松 (第4代台長) は日本で最初のSCの論文を書き、今道周一・小野澄之助・島山久尚・長岡半太郎等が続いた。寺田寅彦は、三崎のデータを用いて、地磁気脈動についての優れた研究をしている。本解説の第1章に詳細が述べられている。

太平洋戦争後間もない1952-55年に、第2回極年(1932-33)のデータを用いた永田武・阿部史郎のSC*に関する論文が出され、国際地球観測年 (IGY; 1957.7-1958.12) 期に整備された汎世界的地磁気観測網のデータを使って、松下禎見・杉浦正久・渡邊富也等の在外研究者、吉松隆三郎・横内幸雄・湯村哲男・永井正男、佐野幸三・山口又新等の柿岡地磁気観測所のグループ、大学の福島直・前田坦・大林辰蔵・玉尾孜・西田篤弘・小口高・国分征・並河富一・桜井邦朋・恩藤忠典・山本実等、多くの人々がSCの研究を進めた。敗戦後で貧しく、海外観測が展開出来なかった日本にとって、公開が進んでいるマグネットグラムで可能な汎世界的現象の解析は興味深いものであった。

この解説集は、SCの研究に多くの時間を割いてきた5名の研究を中心に纏めたものである。地球電磁気学・太陽地球系物理学分野の学部・大学院学生を対象レベルにしているが、SCの全研究を総括するReviewではなく、他の研究者の論文の引用は5名の研究の記述に必要な範囲にとどめられている。しかし、その内容は、SCの歴史に始まって、モデル構築に必要なデータ解析、モデルの構築と検証、磁気圏と地上での観測結果、極電場瞬時伝搬の基礎過程の究明、最新のコンピューターシミュレーションによって新しく発見された磁気圏非定常応答新機構の解説までを含んでいて、SCの全貌とその研究の歴史と意義が十分に判る構成になっている。

5つの章は単独でも読めるように独立しているので、形式も少し異なり、重複しているところもある。先ずはwebに公開し、さらに改訂してより良くしていくので、ご意見をお寄せ頂ければ有り難い。日本では、この5名以外にも多くの研究者によってSC研究がなされているので、出来ればそれらを解説第2部として纏めていきたいと考えている。

2023年 9月 荒木徹ほか著者一同

本稿は5章から構成され、各章の題目と著者は、以下のとおりである。

はじめに (1-2頁)

第1章 (3-66頁)

SC 研究前史 (IGY 以前)

佐納 康治、永野 宏 (朝日大学), sanoo@alice.asahi-u.ac.jp

第2章 (67-155頁)

SCモデルの構築と検証

荒木 徹 (京都大学理学部・名誉教授), tohru.araki.24m@st.kyoto-u.ac.jp

第3章 (156-260頁)

磁気圏におけるSCとその関連現象

新堀 淳樹 (名古屋大学宇宙地球環境研究所), shinbori@isee.nagoya-u.ac.jp

第4章 (261-346頁)

磁気圏電離圏エネルギー伝送－SC世界同時性のメカニズム－

菊池 崇 (名古屋大学宇宙地球環境研究所・名誉教授), kikuchi@isee.nagoya-u.ac.jp

第5章 (347-373頁)

シミュレーションが明らかにした SC の物理過程

藤田 茂 (情報システム研究機構データサイエンス共同利用基盤施設・統計数理研究所),
sfujita@ism.ac.jp

【注】 ()内は本稿のページ数を示し、各章ページ数は本文下部に示す。

1	はじめに	1
2	SC 研究前史の概観	1
3	SC の発見 (1600-1863)	4
4	SC の同時性の発見 (1864-1899)	9
5	"地磁気の急激な変化" の研究計画 (1900-1909)	14
6	Bauer による問題提起 (1910-1911)	16
7	Bauer による新データ計画の提唱 (1911-1923)	18
8	田中館の SC 調査委員会レポーター就任 (1924-1929)	19
9	第 2 回国際極年観測時の SC 研究 (1930-1944)	30
10	磁気嵐の理論の発展 (1882-1931)	37
11	IGY 前までの SC 研究 (1945-1957)	45
12	おわりに	50
	引用文献	

1 はじめに

1.1 はじめに

現在、地球惑星科学として大いに発展している学問のうち、電磁気現象を扱う分野は古くは地球電磁気学と呼ばれていた。これは、主に地球の表面及び内部における地磁気や空中電気、地電流などを研究する分野であった。それが次第に地球の上空の導電層（現在の電離層）も対象とするようになり、超高層物理学として発展していった。その後、研究対象はさらに地球外の宇宙空間にも広がり、惑星間空間物理学として発展した。そして研究対象が地球以外の惑星にも及ぶに至り、関連する他分野とも連携して、総合的な地球惑星科学として現在も発展し続けているのである。

このような学問の発展の際には、必ず、エポックと言える事象があり、学問における一つの時代の区切りを示している。1957年から1958年にかけて実施された国際地球観測年（International Geophysical Year；以下IGYと略記）も、その代表的なものの一つであろう。

現在の地球惑星科学の成果のほとんどは、IGY以降にもたらされたものである。IGYは地球全体を密に観測しようという、一大プロジェクトであった。IGYの成功により、我々は、我々の住む地球に関する様々な新しい知識と理解を得ることができた。特に宇宙科学時代に入って人工衛星が次々と打ち上げられ、宇宙空間での直接観測が可能となって以降、我々の知識は飛躍的に拡大した。その意味で、地球惑星科学あるいは地球電磁気学の歴史を紐解く場合、IGYを一つの区切りとし、そこまで遡って考えることが多かった。

しかし、それまで何もなかったところに、ある事象が契機となって急に科学が芽生えることはあり得ない。IGYを契機として地球電磁気学がこのように発展できたのは、それ以前の歴史の積み重ねがあったからに他ならない。

地球電磁気学の各分野の中でも、磁気嵐の急始（Sudden Commencement；以下SCと略記）についての研究は、伝統的に日本人科学者が大いに貢献した分野の一つである。SC研究もIGY以降大きく発展した分野であるが、IGY以前からのSC研究の伝統が我が国にあったからこそ、IGY以降もSC研究が我が国で盛んに行われたのであると言える。

IGY以降のSC研究の成果については、第2章以降の各章でその詳細が紹介されている。そこで本章では、IGY前までの歴史にスポットライトを当て、今まで余り顧みられることのなかった地球電磁気学の前史について、特にSC現象を取り上げて考察を加えてみたい。2節では、外国および我が国でのSC研究の歴史について一通り概観し、3節から11節では各論について議論する。なお、本稿の一部はHistory of Geo- and Space Science誌に英文で公表済みである[Sano and Nagano, 2021]。

2 SC研究前史の概観

2.1 “地磁気の急激な変化”の発見

SC研究前史の各論に入る前に、その全体像について概観しておくこととする。各論は1.3節以降の各節で詳述する。

18世紀末から19世紀初頭にかけて、世界規模でほぼ同時に地磁気が数日にわたり乱れる現象の存在が発見され、磁気嵐と命名された。1818年にロンドンで世界初の地磁気定常観測が開始され、続いて世界各地に地磁気観測所が設立された。最初は目視による定時観測を行っていたが、ロンドンでは1846年より自動記録装置による連続観測となった。その後、自動記録は他の観測所にも導入され、磁気嵐は突然の水平分力の増加すなわちSCで始まり、続いて数時間をかけて水平分力が減少し、その後、数日かけて水平分力が回復するという経過を辿ることが明らかになった。

地球物理学の最初の大規模プロジェクトである第1回国際極年観測（First International Polar Year；以下1stIPYと略記）は1882年に開始されたが、この前後から世界各地の地磁気観測所に

自動記録装置が普及したこともあり、この頃から磁気嵐発生同時性の問題がはっきりと意識されるようになって来た。我々の知る限り、磁気嵐あるいは SC の同時性を明確に指摘したのは、1864 年のカペロ (J.C.B. Capello; 1831-1901) とスチュワート (B. Stewart; 1828-1887) が世界で最初である。

奇しくも、マクスウェル (J.C. Maxwell; 1831-1879) が電磁気学の基本方程式を導出し、電磁波の存在を予言したのが同年の 1864 年であり、それをヘルツ (H.R. Hertz; 1857-1894) が実験により確かめたのが 1887 年 (発表は 1888 年) であるから、この当時、空間を伝わる電磁波の存在はまだ仮説でしかなかった。そのような時代に、地球上の遠く離れた各地で磁気嵐が時を同じくして起こるということは、当時の科学者にとっては大変な驚きであったであろうと想像される。

残念ながら、Capello と Stewart による SC の同時性の発見は、一度忘れられてしまったようである。しかし 1880 年になって、イギリスのアダムス (W.G. Adams; 1836-1915) とエリス (W. Ellis; 1828-1916) がそれぞれ独立にこの問題を再発見した。

これ以後、SC の同時性の問題が研究者たちの間で意識されるようになった。磁気嵐の発生は真に同時なのか、それとも僅かな時間差を持った伝播性であるのか。もしそれが伝播性であるとするならば、それは Maxwell の予言した電磁波によるものなのか、あるいはその他のものであるのか。磁気嵐の急始が当時の地磁気研究者の間で問題とされた所以であった。

この時期、日本でも“地磁気の急激な変化”を観測しようという計画があった。東京帝国大学教授の田中館愛橘 (Aikitu Tanakadate; 1856-1952) 主導で、京都に洛北上賀茂地磁気観測所が作られ、京都帝国大学助教授の新城新蔵 (Shinzo Shinjo; 1873-1938) が 1904 年 (明治 37 年) から 1909 年 (明治 42 年) まで観測に当たった。しかし使用した磁力計の時定数が長すぎて、SC を含めた“地磁気の急激な変化”を捉えることはできなかった。観測そのものは失敗に終わったものの、我が国の SC 研究の源流は明治時代のこの観測計画にまで遡ることができるのである。

2.2 SC 論争の勃発

それまでの SC 研究は主に定性的なものであったが、定量的考察に基づき SC は伝播性であろうと最初に問題提起したのは、アメリカ、カーネギー研究所の主任研究員であったバウアー (L.A. Bauer; 1865-1932) である。1910 年頃、Bauer は火山噴火が磁気嵐の原因であろうと考えて、SC の伝播速度を試算しようとした。

1910 年から 1911 年にかけて、SC の同時性・伝播性の問題は地磁気研究者の間で大問題となった。Nature 誌や Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity 誌などに次々と論文が投稿され、激論が交わされた。Bauer の SC 伝播性説を支持したのは、アメリカ沿岸測地局のファリス (R.L. Faris; 1862-1932) らであった。一方、ドイツ (ただしこのときは南太平洋のドイツ領サモアに赴任していた) のアンゲンハイシュター (G. Angenheister; 1878-1945)、イギリスのクリー (C. Chree; 1860-1928)、イギリスのチャップマン (S. Chapman; 1888-1970) らは、SC 伝播性説に懐疑的であった。

自己の SC 伝播性説が多くの科学者の反論に遭ったので、Bauer は客観的なデータを追加し、SC 伝播性説を再度主張した。しかしこれに対しても更なる反論が多くの研究者から出され、SC の同時性・伝播性の問題は混迷を深めるばかりであった。

2.3 SC 調査委員会

そこで Bauer は、1919 年に発足した国際¹⁾測地学及び地球物理学連合 (International Geodetic and Geophysical Union; 以下 IGGU と略記) の下部組織である、地球磁気及び電気学部会 (Section of Terrestrial Magnetism and Electricity; 以下 STME と略記) で、SC の同時性・伝播性の問題

¹ 当時は主として「万国」が International の訳語として用いられていたが、ここでは現代の訳語に合わせて「国際」と表記しておくことにする。

を研究するプロジェクトを立ち上げることを提案した。

この提案により 1924 年、STME の中に SC 調査委員会が組織され、その責任者として田中館愛橘が選出された。田中館は各国の地磁気学者をうまくまとめ、この研究計画を推進した。SC 観測のための高感度磁力計が開発され、国内的には田中館の指導の下、当時中央气象台にいた小野澄之助 (Suminosuke Ono; 1886-1944) が SC を観測した。しかしこの計画は、基金不足や Bauer のカーネギーでの地位喪失、Chree の死去などが原因で、途中で頓挫してしまった。しかも、計画の提唱者であった Bauer は神経衰弱に陥り、1932 年に自らの命を絶ってしまった。

2.4 第 2 回国際極年観測期

1932 年、第 2 回国際極年観測 (2nd International Polar Year ; 以下 2ndIPY と略記) が実施された。Bauer 亡きあと、田中館は SC の同時性・伝播性の問題を再度研究することを計画し、国際測地学及び地球物理学連合 (International Union of Geodesy and Geophysics ; 以下 IUGG と略記) の下部団体である国際地球磁気及び電気学協会 (International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity ; 以下 IATME と略記) でも SC を研究するプロジェクトを継続することを提案した²⁾。

田中館の提案は認められ、2ndIPY を契機として再び SC の同時性・伝播性の問題が研究されることとなった。しかし、この時代には地球電磁気学における国際的関心はサブストームなどの極地方の地磁気擾乱に移っていたこともあり、外国の研究者で SC を研究する者は多くはなかった。国内的には小野澄之助が続けて SC の観測・解析を行ったほか、中央气象台の今道周一 (Shuiti Imamiti; 1894-1989) にも SC 研究に参画した。ここに至り、日本が SC 研究で主導的役割を果たしていくという気運が高まってきた。また、Chapman とフェラーロ (V.C.A. Ferraro; 1907-1974) により 1931 年から 1933 年にかけて出された磁気嵐の理論を基にし、SC についての理論研究も進められた。しかし我が国でのこの研究計画も、軍国主義の台頭、一連の戦争への突入とともに困難度を深め、ついに中断を余儀なくされてしまった。

2.5 戦後の困難期

しかし太平洋戦争が終結し、1947 年に日本地球電気磁気学会が発足した後も、この伝統は引き継がれた。戦後の悲惨な生活状態であったにもかかわらず SC に関する研究は続けられ、多くの日本人研究者から論文が出された。こうして、我が国における SC 研究の伝統が出来上がっていった。それまでは主として SC の同時性について論じていたが、SC の波形分布や振幅の日変化、等価電流系などにも研究対象が広まっていった。

2.6 IGY 以降

1957 年に IGY が実施され、地球電磁気学の研究は大いに進んだ。この年の 10 月 4 日、旧ソ連により人類初の人工衛星スプートニクが打ち上げられ、時代は宇宙科学時代へと突入した。我が国でも 1970 年 2 月 11 日に人工衛星おおすみの打ち上げに成功し、宇宙科学時代を迎えた。これ以降、地球電磁気学の研究は地上観測と人工衛星観測とを組み合わせたものとなり、データの質、量ともに飛躍的に増大した。SC についても理論面での研究が進み、磁気流体波の理論が応用された。人工衛星による直接観測に基づき、惑星間空間内の衝撃波が SC の直接の原因であることが判明した。さらに、コンピューターの急速な発達に伴い数値シミュレーションも盛んに行われるようになり、これらを総合して SC の全体像が明らかになった。

SC 研究の歴史をざっと概観すると、以上のようになる。次節以降では、このうち IGY 以前の部

² IUGG は IGGU が、ITAME は STME がそれぞれ 1933 年に名称改正したものである。ちなみに、IATME は後に IAGA(International Association of Geomagnetism and Aeronomy)となる。

分について、時代に区切りながら解説していきたい。

3 SCの発見(1600-1879)

3.1 ギルバートの『磁石論』

地球が大きなひとつの磁石であるということを世界で最初に指摘したのは、女王エリザベス1世の侍医であったイギリスのギルバート(W. Gilbert; 1544-1603)である。Gilbertはテレラ(terrella)と呼ばれる、地球に見立てた球状の磁石を用意して各種の実験を行い、地球そのものがひとつの巨大な磁石であるという結論に到達した。Gilbertは、1600年に『De Magnete (磁石論)』という著書をラテン語で著した³⁾。

3.2 地磁気永年変化の発見

Gilbertの『磁石論』から30年あまり後の1634年⁴⁾、イギリスのジェリブランド(H. Gellibrand; 1597-1637)は、ある場所における地磁気偏角が年月と共にゆっくりと変化することを発見した[Chapman and Bartels, 1940]。Gellibrandは、1580年のBurrows、1622年のGunterによる過去のロンドンでの地磁気偏角の測定結果と1934年の自らの測定とを比較することにより、過去の測定値のばらつきは単なる誤差ではなく、地磁気偏角の時間変化であると結論付けた。翌年、Gellibrandはこの事実を『A discourse mathematical on the variation of the magneticall needle. Together with its admirable diminution lately discovered』として発表した⁵⁾。これが、地磁気永年変化の発見である。

これは当時の社会にも多大な衝撃を与えた。なぜならば実用的側面から、もし地磁気の偏角が時間とともに変化するのであれば、航海に必要な磁気チャートは定期的に更新しなければならないことになるからであった。さらに科学的側面からも、磁場を作るものとしては永久磁石しか知られていなかった当時、そもそも地磁気はなぜ時間的に変化することができるのかということは大問題であったからでもあった。

彗星で有名なイギリスの天文学者ハレー(E. Halley; 1656-1742)は、地球の内部は二重になった磁石の球殻から構成されていて、それらが互いに相対運動することによって地上で観測される地磁気が時間変化する、という理論を提案した[Halley, 1692]。この説はもちろん誤りであるが、そのことは差し置くとしても、当時の科学者たちがいかに地磁気永年変化に対して関心が深かったかということをも物語っている。

3.3 地磁気日変化の発見

ロンドンの時計製作者であったグレーム(G. Graham; 1675-1751)⁶⁾は1722年から1723年にかけて、長さ12インチの極めて長い棒磁石を用いて1000回以上も地磁気を観測し、磁石の向きが一日の内でわずかに変動することを発見した[Malin, 1987]。その変化は角度の2分以下というごく小さなものであったが、毎日ほぼ規則正しい変動を示した。Grahamはこの事実を1724年に発表

³ 科学の名著シリーズの第7巻『磁石論』(ウィリアムギルバート著、三田博雄訳)として、1981年に朝日出版社より邦訳が刊行されている。

⁴ 一説に、1633年とも言われる。

⁵ ロンドンのWilliam Jones出版社から1635年に出版された。1800年代にベルリンのKraus出版社から復刻版も出されたようである。なお、この時代の英語ではmagneticallと表記していた。その前のmathematicalも、本文中ではmathematicallとなっているが表紙ではミスプリントとなっている。

⁶ 一説に、1673年または1674年生まれとも言われている。Wikipediaでは1673年生まれを採用しているようである。

した[Graham, 1724]。その後、このような変化を地磁気日変化と呼ぶようになった。

April 15. 1723.

14° = 30' —	9 ^h = 00'
14 = 30 —	10 = 00
14 = 30	11 = 30
14 = 30 +	12 = 30
14 = 30 +	1 = 30
14 = 30	3 = 30
14 = 30	4 = 10
14 = 30 —	5 = 30
14 = 20	6 = 18
14 +	7 = 8
14 = 00	7 = 50
14 = 00	8 = 15
14 = 15 +	8 = 20
14 = 15 +	8 = 40
14 = 15 +	12 = 15
14 = 00	12 = 27
14 = 00	12 = 32
14 = 00	12 = 35
14 = 00	12 = 43

Wind at S. W.

図 1.3-1 Graham による地磁気日変化の観測データ例 (1723 年 4 月 15 日)。左欄は地磁気偏角、右欄は時刻を表している (Phil. Trans. Roy. Soc. London, (383), 96-107, 1724 より)。

3.4 地磁気擾乱の発見

Graham はさらに、このような磁石の向きの変化として毎日の規則正しい変化以外に、突然の不規則な変化も存在することに気づいた。その突然の不規則な変化は数時間持続し、変化の大きさは、時には角度の 30 分に達することさえあったと言う。

温度計で有名なスウェーデンのセルシウス (A. Celsius, 1701-1744) と助手のヒョルター (O. Hiorter; 1696-1750) は、この突然の不規則な変動は地球規模で起こっているのではないかと疑い、磁気擾乱をスウェーデンのウプサラとイギリスのロンドンとで同時観測することを Graham に提案した。1741 年 4 月 5 日に低緯度オーロラがウプサラで見られた際、Celsius らと Graham は地磁気擾乱の同時観測に成功した [Chapman and Bartels, 1940; Malin, 1987]。

1777 年、フランスの物理学者クーロン (C.A. de Coulomb; 1736-1806) は、絹糸を用いて金属片を吊るした精巧な「ねじれ秤」を発明し、1785 年にこれを用いて電気力の逆 2 乗則を導いた。Coulomb のねじれ秤はすぐに磁力計に応用され、それまでの単なる方位磁針による観測に比べ、測

定精度が飛躍的に高まることとなった。

3.5 磁気嵐の命名

近代地理学の基礎を築いたドイツ人地理学者のフンボルト (A. von Humboldt; 1769-1859) は地磁気にも関心が強く、世界中の旅行には磁力計も携えて行き、現地で測定を行っていた。Humboldt が携えて行ったのは携帯型の dip-circle であった。Humboldt は地磁気伏角を測定するのみならず、dip-circle⁷⁾の磁石を平衡位置から故意にずらせて振動させ、その周期を測定した。特に、南米大陸旅行中にこの測定を行い、南米大陸を南下するにつれて振動周期が短くなっていくことを確認した。この結果から、Humboldt は地磁気強度 (全磁力) が赤道から極に向かって増加することに世界で初めて気づき、これをパリの学士院に報告した。

その後も Humboldt は地磁気に関心を持ち続け、フランスの化学者ゲイリュサック (J.L. Gay-Lussac; 1778-1850) とともに、地磁気測定のためにイタリアに旅行したりしている。また、1806年5月から1807年6月までの夜間、30分ごとに地磁気を記録した。特に、1806年12月21日にヨーロッパ各地にオーロラが出現した際には大きな地磁気変動を観測したと言う。その当時の地磁気変化観測は虫眼鏡を用いて直接読み取る目視法であったので、読み取り精度は (角度の) 数分程度であったと思われる。

Humboldt はこのような磁気擾乱が世界的規模で、しかも同時に起こることを知り、「磁気嵐 (フランス語で *tempête magnétique* ; 英訳すると *magnetic storm* となる。ただし、現在のフランス語では磁気嵐は一般的に *orage magnétique* と呼ばれている)」という学術用語を作った。ちなみに、Humboldt の大著『コスモス』(“Kosmos” 全5巻、1845-1862) にも地磁気に関する記載がある。

3.6 Gauss の地磁気研究

Humboldt は当時のヨーロッパ社会では、「ナポレオンに次いで有名な人物」と評されるほどの有力者であった。やはり当時の大数学者であったゲッチンゲン大学のガウス (C.F. Gauss; 1777-1855) は、Humboldt とも親交が深く、1828年にベルリンで Humboldt に面会した際に、Humboldt から強く勧められて地磁気に関心を持つようになった。そこで Gauss は、同僚のウェーバー (W.E. Weber; 1804-1891) ⁸⁾と共に、1831年頃から地磁気の研究に専念した。Gauss は1832年に地磁気の絶対値測定法を考案し、また、地磁気の時間的変化を記録する測定器を考案して、自身の設立した地磁気観測所で1833年から観測を開始した。

その後、Gauss の知人達がベルリン、フランクフルト、バイエルン、ライプチヒ、コペンハーゲンなどでもガウス式の測定装置を用いて観測を開始したことにより、1836年に Gauss はゲッチンゲン磁気協会 (Göttingen Magnetic Union) を設立した。一方、Humboldt は英国に働きかけて英国の植民地にも多数の地磁気観測所を設置させ、また、ロシア政府にも広範な地域に地磁気観測所の設置を勧めたことにより、Gauss は世界的な地磁気観測網を指揮することとなった。

Gauss は世界中から集めた 90 カ所の地磁気データを球関数解析して、地磁気が地球内部起因であることを証明し、1839年に『地磁気的一般理論 (Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus)』として発表した⁹⁾。その中の第36節で、地磁気の原因が地球内部にあると言っても、極地方のオーロラの発生を考えると、大気中での電流を想起させ得ると記述している他、第41節でも、地磁気

7 水平軸の周りに自由に回転できるように磁石を取り付けた構造の伏角計。

8 Weber は、このベルリンでの学会の際に Humboldt から紹介されて Gauss と知己を得た。また、1831年に Weber はゲッチンゲン大学に赴任した。

9実際には、1838年から1839年にかけて発行されたと言われている。日本語訳は、山田幸五郎訳、長岡半太郎校閲で『地磁気論』(東北帝国大学蔵版科学名著集、第四冊)として1914年(大正3年)に丸善より刊行されている。

の短期間内に起こる不規則な変動が大気の上層における何らかの電氣的運動に起因しているかどうかは、より広範囲なより良い観測データが得られれば解明できるかも知れないとも記述しており、Gauss がすでに地磁気の原因の一部として外部起源を考えていたことが分かる。

3.7 地磁気定常観測の開始と写真自動記録の導入

地磁気定常観測は1818年にロンドンの Kew 観測所と Greenwich 観測所とで開始され、1820年にフランスのパリ、1822年のインドのマドラス（現：チェンナイ）、1831年のゲッチングンなどと普及していった。最初は定時の目視観測であった。

地磁気の観測に写真自動記録法を導入したのは、ロンドンの Greenwich 観測所が最初であった [Airy, 1885, 1886]。地殻均衡（アイソスタシー）理論で有名なイギリスのエアリー（G.B. Airy; 1801-1891）は1835年に Greenwich 観測所に赴任した際、それまでの地磁気観測室が非磁性でなかったことに気付いた。そのため Airy は新しい観測室を建設することを提言し、1838年に非磁性の観測室が完成した。

このとき Airy と外科医で発明家でもあるブルーク（C. Brooke; 1804-1879）とが、写真用記録紙を使った連続観測方式を考案した。Brooke は小さな棒磁石を蜘蛛の糸で吊るし、その糸に小さな鏡を付けておき、スリットの向こう側に置いた豆ランプからの光を反射させて写真用記録紙に当たるようにした。記録紙は1日1回転する円筒に巻き付けて自動記録を行った。最初は Brooke の自宅で試験観測を行っていたが、それが好成績であったので、Greenwich 観測所で観測を行うようになった。

Airy の紹介で『Abstracts of Papers Communicated to the Royal Society of London』誌の第5巻に掲載された Brooke の論文には、Greenwich で使用された自動記録装置についての報告がある [Brooke, 1843a, 1843b]。この雑誌の第5巻は1843年号となっているものの、実際には1843年から1850年までの合冊号であり、Brooke の論文は1846年11月に投稿されている。この中で Brooke は、1846年の6月にも自動記録装置についての報告を行ったと述べており、Greenwich での自動連続記録装置の導入が1846年であったことが確認できる。

ちなみにこの自動記録装置の詳しい原理や、自動記録されたマグネトグラムの一例などは、『Philosophical Transaction of Royal Society of London』誌の第137巻に掲載されている [Brooke, 1847a, 1847b]。

一方、『Abstracts of Papers Communicated to the Royal Society of London』誌の第5巻には、Kew 観測所における自動記録の導入に関する、所長のロナルドズ（F. Ronalds; 1788-1873）による報告も掲載されている [Ronalds, 1851]。このことから、Kew 観測所も Greenwich 観測所とほぼ同時期に写真自動記録を導入したことが分かる。その詳しい原理が『Philosophical Transaction of Royal Society of London』誌の第137巻に掲載されている点も同じである [Ronalds, 1847]。この Ronalds の論文の冒頭に、「自動記録装置開発のために王立協会より賜った援助に感謝の意を表する」と記述されており、Brooke と Ronalds は全く同時期に自動記録装置を開発していることから、王立協会の一種のプロジェクトとして、Greenwich 観測所および Kew 観測所において自動記録装置の開発を競争的に行ったとも考えられる。しかし、もしそうであるとすると、Brooke の論文中に王立協会に対する謝辞が記されていないことは不可解である。

Brooke と Ronalds による自動記録装置の発明は、画期的な出来事であった。その理由はいくつか挙げられるが、一つ目は、言うまでもなく、目視観測では不可能であった連続記録が得られるようになったことである。すなわち、データが「点」ではなく「線」として表現されるようになったことである。これは情報量の飛躍的増加をもたらした。また二つ目には、このような自動記録を導入することにより、観測担当者の主要な仕事は定時の記録用紙の取替えとなり、観測担当者の負担が大幅に軽減されたことである。このことは、観測の質の向上に大きく寄与した。そして三つ目に、データの客観性が高まったことである。目視観測の時代には、ある瞬間には一人の観測者しかデータを読み取ることができない。これは、その観測者の読み取り誤差がすなわちデータの誤差として

固定されてしまうことを意味する。しかし自動記録が発明され、データが記録用紙上の線として記録されるようになり、誰もが後からデータを読み取ることができるようになった。もちろん、それでも個人個人の読み取り誤差は存在するが、これらを統計的に処理して誤差を軽減することが可能となった。データの客観性が高まり、これにより観測意義も高まった。このことは、写真自動記録発明の非常に大きな功績であったと言える。

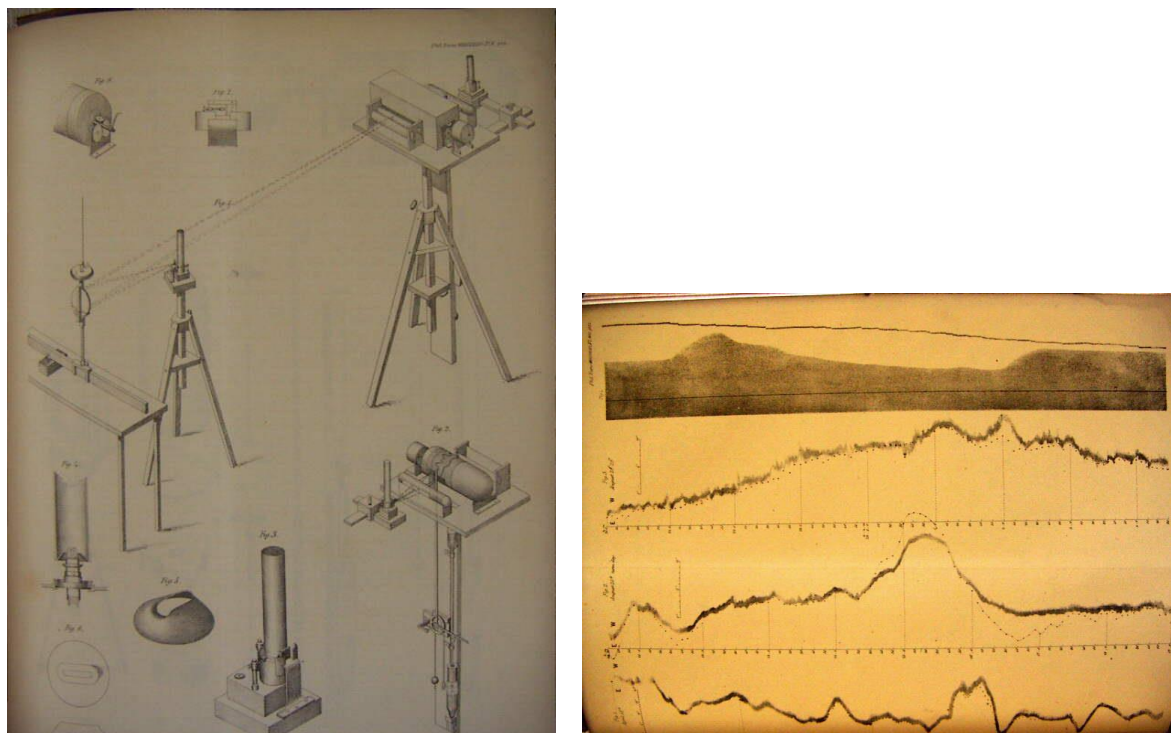


図 1.3-2 Brooke と Airy の写真自動記録装置 (左) と、記録されたマグネトグラムの例 (右)
(Phil. Trans. Roy. Soc. London, 137, 59-68, 1847 より)

3.8 SC の発見

写真自動記録にはこのような利点があったため、次第に各地の観測所に導入されるようになり、地磁気日変化や磁気嵐の特徴が次第に明らかになってきた (なお、写真自動記録法は第 1 回国際極年観測の実施 (1882~1883) の時にさらに一般的に普及し、より多くの観測所に取り入れられていった)。その結果、多くの磁気嵐は世界中一斉に始まる水平分力の増加で特徴づけられることが分かった。

現段階では、いつ、誰が最初に SC を発見したのかははっきりしていない。磁気嵐が地磁気水平成分の突然の増加で始まることは、それ以前の目視観測の時代から知られていたと思われるが、突然とはどの程度突然であるのか、それを連続記録されたマグネトグラムを示して、文章を以って論文中で最初に言及した人物を SC の発見者とすべきであろう。

写真自動記録が導入されてすぐに、磁気嵐は水平成分の突然の増加で始まることは判明していたはずである。そのように考えると、Greenwich 観測所の Airy と Brooke または、Kew 観測所の Ronalds が SC の発見者である可能性が濃厚である。

このうち Ronalds は特に観測記録については何も述べていないが、Brooke は論文中に磁気嵐の開始時のマグネトグラムを掲載している [Brooke, 1847a, 1847b]。ただ、これは、観測の失敗例として掲載されたものであり、「このように、光源としてオイルランプを用いたのでは、一番大切な磁気嵐の開始時の急激な変動を記録することができない」との注釈がついている。これ以外に、Brooke が「magnetic shock」と呼んだ D 成分の突然の変化については記述されている。この論文中で紹介

されているのは、主に 1846 年に起こった磁気嵐に関するマグネトグラムである。

これらの記述から、1846 年の段階で Brooke と Airy はおそらく磁気嵐の SC について気付いていたであろうと考えられる。マグネトグラムを用いて SC を最初に発見したのは、Airy と Brooke である可能性が一番高い。しかし、Brooke の論文中に SC と思われる変化を記録したマグネトグラムが掲載されていない（磁気嵐開始時の急激な変化を記録できなかった失敗例のマグネトグラムしか示されていない）ことから、これはあくまで状況証拠を基にした推測の域を出ない。

ちなみに、この時代にはまだ「Sudden Commencement」あるいはその略称としての SC という言葉は使われていないが、便宜上、本書では始めから SC という言葉を用いていることをお断りしておく。現在、我々が知る限り、最初に「Sudden Commencement」という言葉を用いたのは、オランダ領インドネシアのバタビア観測所長であったファン・ベンメレン(W. van Bemmelen; 1868-1941) であり、1906 年のことである[van Bemmelen, 1906]。SC の命名については、1.6 節で再度言及する。

4 SC の同時性の発見(1864-1899)

4.1 SC の同時性の発見

現在、我々が SC の同時性の問題を取り上げるとき、それは磁気嵐の開始時刻の同時性の問題を意味している。しかし、この当時は磁気嵐そのものの同時性の問題、すなわち、磁気嵐が起こっている間の個々の変動の山谷の同時性の問題が考えられていた。

Humboldt の時代から、磁気嵐が世界中でほぼ同時に起こるということは理解されていた。これについて、初めて本格的な調査を行ったのはイギリスのサビン卿 (Sir E. Sabine; 1788-1883) であったと言われている。Sabine は地磁気に関する膨大な著作を残しているが、それらを通じて、磁気嵐が世界規模でほぼ同時に起こることを指摘した。

ただ、Sabine の研究は自動記録装置の普及前のことであり、そのため、磁気嵐の開始時刻についての精密な比較には踏み込むことができなかった。自動記録されたマグネトグラムを用いて、磁気嵐の開始時刻を綿密に比較しようとしたのは、1880 年のアダムス (W.G. Adams; 1836-1915) とエリス (W. Ellis; 1828-1916) が最初であると考えられてきた。

しかし筆者らの調査により、1863 年にポルトガルのカペロ (J.C.B. Capello; 1831-1901) がすでにロンドンとリスボンでの自動記録によるマグネトグラムを比較し、1864 年に SC の同時性について報告していることが明らかとなった[Capello and Stewart, 1863]¹⁰。すなわち SC の同時性の発見は、今まで言われていたよりも、少なくとも 17 年遡ることが確認された。

Capello はリスボンの Dom Luiz 観測所の若手研究者であった。同観測所は地磁気観測を行うことを計画し、イギリスの Adie 社から Kew 式磁力計を購入した。そしてその訓練のために、Capello は Kew 観測所の Stewart のもとに留学していた。

留学後 Capello はリスボンに戻り、Dom Luiz 観測所は 1863 年より地磁気観測を開始した。同年 7 月 15 日に顕著な磁気嵐が起こったので、Capello はその磁気嵐について Kew 観測所のマグネトグラムを取り寄せ、自己が観測を担当していたリスボンでのマグネトグラムとの比較を行ったのであった。同論文では、ロンドンでの記録について、「The disturbance, as shown by the Kew curves, commenced on July 15th, at 9h13m.5 G.M.T., at which moment the horizontal-force curve recorded an abrupt augmentation of force.」と記述されている。一方、リスボンでの記録について、「A great disturbance, which at 8h37m Lisbon mean time, or 9h13m.5 Greenwich mean time, abruptly and suddenly augmented the horizontal force.」と書かれており、ロンドンとリスボンと

¹⁰ この論文は Proc. Roy. Soc. London の Vol.13 (1863 年号) に掲載されたものであるが、その Vol.13 自身が翌年に発行されているので、正確には発表は 1864 年となる。

で、磁気嵐が全く同時刻に、水平分力の突然の増加で開始したことをマグネトグラムを提示して明瞭に報告している。現時点では、Capello こそが、SC の同時性の真の発見者ではなかろうかと考えられる。

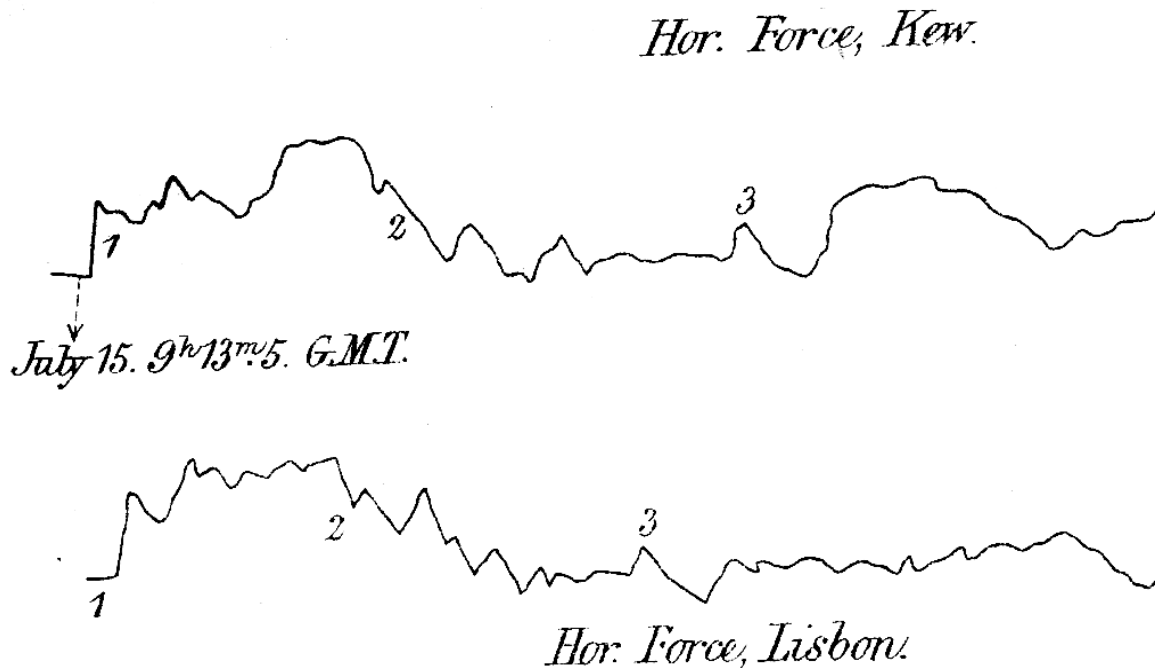


図 1.4-1 1863 年 7 月 15 日に Kew と Lisbon で同時観測された SC。上段が Kew、下段が Lisbon の地磁気水平成分のマグネトグラム。Kew と Lisbon とで時間スケールが異なる上に、印刷の都合で時間軸が合致していないが、マグネトグラムに付された数字の 1、2、3 が同時刻を表す。数字の 1 と 3 との間は約 2 時間 40 分である。(Proc. Roy. Soc. London, 13, 111-120, 1863 より)

Capello の発見はイギリス Kew 観測所のスチュワート (B. Stewart; 1828-1887) に伝えられ、両名の共著論文として発表されることとなった。しかし、この Capello の発見は学界からはあまり注目されなかったようである。1880 年になってイギリスの Adams と Ellis が同じ問題を論じたとき、両者とも 16 年前の Capello の論文を引用することはなかった。Capello の業績は、当時すでに忘れられていたのである¹¹⁾。Adams と Ellis が Capello の論文を引用しなかったがために、後年の研究者たちが SC の文献を辿って行った場合、Adams と Ellis までにしか行き着くことができず、そのために、Capello の業績はさらに忘れられることとなってしまったのであった。

このうち、Adams は 1879 年 3 月に起こったいくつかの磁気嵐について、Kew (イギリス)、Stonyhurst (イギリス)、Coimbra (ポルトガル)、Lisbon (ポルトガル)、Vienna (オーストリア)、St. Petersburg (ロシア) の 6 個所の観測所の地磁気 D 成分を比較し、波形の類似性を指摘している [Adams, 1880]。ただし、この論文中で Adams が指摘したものは、現在の我々が言う SC の同時性の問題と全く同一と言うわけでもなかった。Adams は磁気嵐時の個々の変動の山谷の同時性 (と言うよりも類似性) について解析しているのである。Kew だけは H 成分、Z 成分も論じているが、現在の我々が見て SC と判定できるようなものについては、はっきりと指摘してはいない。

同じ年に出された、Ellis の論文では、SC の同時性の問題がはっきりと取り上げられている [Ellis,

¹¹ 1880 年には Capello も Stewart もまだ存命中であったが、特にこの問題について何かを述べたという記録は見当たらない。

1880]。Ellis は 1880 年 8 月 11 日と 8 月 18 日に発生した磁気嵐について、ロンドンの Greenwich と上海の Zi-ka-wei (徐家匯) のマグネトグラムの H 成分ならびに D 成分を比較し、磁気嵐が遠く離れた両地ではほぼ同時に始まったことを指摘した。論文中には磁気嵐が「sharp increase of horizontal force」で開始したこと、およびその時刻がほぼ同時であったことが報告されている。ただし、この Ellis の論文は Nature 誌に掲載されたこともあって短編であり、Adams の論文ほど詳細な議論は展開していない。

ただ、Ellis の論文はロンドンと上海という、地球上の遠く離れた 2 地点間でも磁気嵐がほぼ同時に起こったことを世界で初めて指摘した点では評価できる。Capello や Adams は、あくまでヨーロッパ内の観測所のマグネトグラムを比較するにとどまっていたからである。

その翌年、Adams は再び論文を発表し、磁気嵐の同時性の問題を論じた[Adams, 1881]。この論文は 1880 年 8 月 11 日から 14 日にかけて起こった 3 つの大きな磁気嵐を分析したもので、Kew、Stonyhurst、Lisbon、Vienna、St.Petersburg、Toronto、Zi-ka-wei、Bombay、Melbourne の 9 観測所の地磁気 3 成分のデータを比較した。この論文では、「a sudden considerable increase in the horizontal force」、「The storm begins at the same instance in Europe, Asia, and America, in high northern and southern latitudes, and also near the equator …」などと記述されており、明確に SC の同時性の問題について意識している。時間読み取り精度については Kew の時間スケールに合わせたとしか記述がないが、論文の図では 1 目盛り (コピーで 2.2mm) が 10 分となっている。

Maxwell が電磁気学の基本方程式を導出し、電磁波の存在を予言したのが 1864 年であり、それを Hertz が実験により確かめたのが 1887 年 (発表は 1888 年) であるから、Capello が論文を発表した 1864 年、あるいは Adams や Ellis がこの問題を論じた 1880 年当時、空間を伝わる電磁波の存在はまだ仮説でしかなかった。しかも、Maxwell が初めて導入した変位電流の概念は当初疑問視され、電磁波の存在について懐疑的な物理学者が多かった。そのような時代に、地球の各地で磁気嵐が時を同じくして起こるといふことは、当時の科学者にとっては大変な驚きであったであろうと想像される。磁気嵐の発生は真に同時なのか、それとも僅かな時間差を持った伝播性であるのか。もしそれが伝播性であるとするならば、それは Maxwell の予言した電磁波によるものなのか、あるいはその他のものであるのか。磁気嵐の同時性の問題が、当時の地磁気研究者の間で問題とされた所以であった。

4.2 地磁気日変化の大気ダイナモ説

Adams はその 1881 年の論文で地電流についても論じており、磁気嵐の原因を地中に流れる電流に求めていたようである。その翌年、Stewart は地磁気変化の外部起因としての地磁気大気ダイナモ説を提唱した。これは、Encyclopaedia Britannica の第 9 版 (1882 年発行) の地磁気の項を Stewart が執筆した際に、その中で Stewart が発表したものであった。Stewart は上空の大気は太陽放射によって電気伝導性を帯びているとし、地球全体規模で吹く風によって電気伝導性を帯びた大気が地球磁力線を横切って運動することによって電流が流れると考えた。そして、大気は夜よりは日中、冬半球よりは夏半球、太陽黒点極小期よりは極大期のほうがいっそう高い電気伝導性を持っているとし、これにより地磁気日変化を説明した。ここに初めて、地磁気変化の外部起源説が登場したわけである (ただし、1839 年のガウスの論文に、地磁気の変化の外部起因としての大気電流がすでに示唆されていることを忘れてはならない)。

Stewart の理論をさらに数理的に展開したのがイギリスのシュスター (A. Schuster; 1851-1934) であり、地磁気日変化成分のうち、約 2/3 は地球外部、残りの約 1/3 は地球内部に起源をもつことを確かめた。これにより、Schuster は大気上部に導電層 (今で言う電離層) が存在することを予言した[Schuster, 1889]。この仮説を確かめるため、Schuster は地磁気日変化磁場を解析することを試みた。そして、構想から 20 年近い歳月を要したものの、1908 年になって地磁気日変化磁場の球関数解析に成功した[Schuster, 1908]。日変化磁場がポテンシャル関数によって表されるということは、日変化を生じる磁場は上層大気中および地球内部を流れているが、地表からは出入りしてい

ないことを意味する。そして Schuster は、上層の電気伝導度分布を仮定すれば、上層大気の水平運動による風系に対して、それによって生じる電流系と、その電流系によって生じる地表での磁場を求めることができることを示唆した。

上空の導電層は、1901年にイタリアのアマチュア無線家マルコーニ (G. Marconi; 1874-1937) がイギリス-カナダ間の大西洋横断無線通信に成功したことを受けて、1902年にイギリスのヘビサイド (O. Heaviside; 1850-1925) とアメリカのケネリー (A.E. Kennelly; 1861-1939) によってその存在がそれぞれ独立に予言されたことになっている。しかし、実際には、それよりも13年早く、地磁気日変化を説明するために Schuster によってすでにその存在が示唆されていたことに留意したい。

後に地球電磁気学の大家となる Chapman は、マンチェスター大学在学中に Schuster の講義を受講して感銘を受け、地球電磁気学に興味を持つようになったと言われる。1913年に Chapman は Schuster の理論をさらに発展させ、上層の電流系を推定した [Chapman, 1913]。地球上空の導電層を流れる電流は主として昼間側にある2つの渦巻き型の電流から成っており、この電流系は太陽から見ると固定されていて、地球がその下を1日1回転するために、地上から見た磁場が1日の周期で変化して地磁気日変化として観測されることを示した。

Schuster の理論は、地磁気日変化のみならず、後の磁気嵐の理論にも多大な影響を与えた。特に、Chapman は地磁気日変化の理論のみならず、磁気嵐についても理論研究を行うことになった。また、後に述べる Birkeland や Bauer の SC 理論も、Schuster の理論の影響を強く受けている。

4.3 SC の同時性についての追加研究

1892年、Adams と Ellis はそれぞれ論文を発表し、磁気嵐あるいは SC の同時性の問題について再び論じた [Adams, 1892; Ellis, 1892]。

このうち、Adams は 1885年6月24日に発生した磁気嵐について、St.Petersburg、Stonyhurst、Wilhelmshaven (ドイツ)、Utrecht (オランダ)、Kew、Vienna、Lisbon、San Fernando (スペイン)、Colaba (インド)、Batavia (インドネシア)、Melbourne、Zi-ka-wei、Toronto のマグネトグラムを解析した。磁気嵐開始の同時性についても少し触れているが、主に磁気嵐本体の変動の大きさや波形について議論している。

一方、Ellis は 1880年4月16日から 1889年9月17日までの間に起こった磁気嵐について8カ所の観測値を利用して地磁気3成分の磁気嵐の発現時の平均をとり、これを観測所全体について平均を求め、この平均と各観測所の発現時との差を求めた。その結果+2.4分から-2.9分の両端値を得たが、この差異は記録装置に起因する誤差であるのか、或いは発現時刻に真の差異があるのかは分からないと述べた。

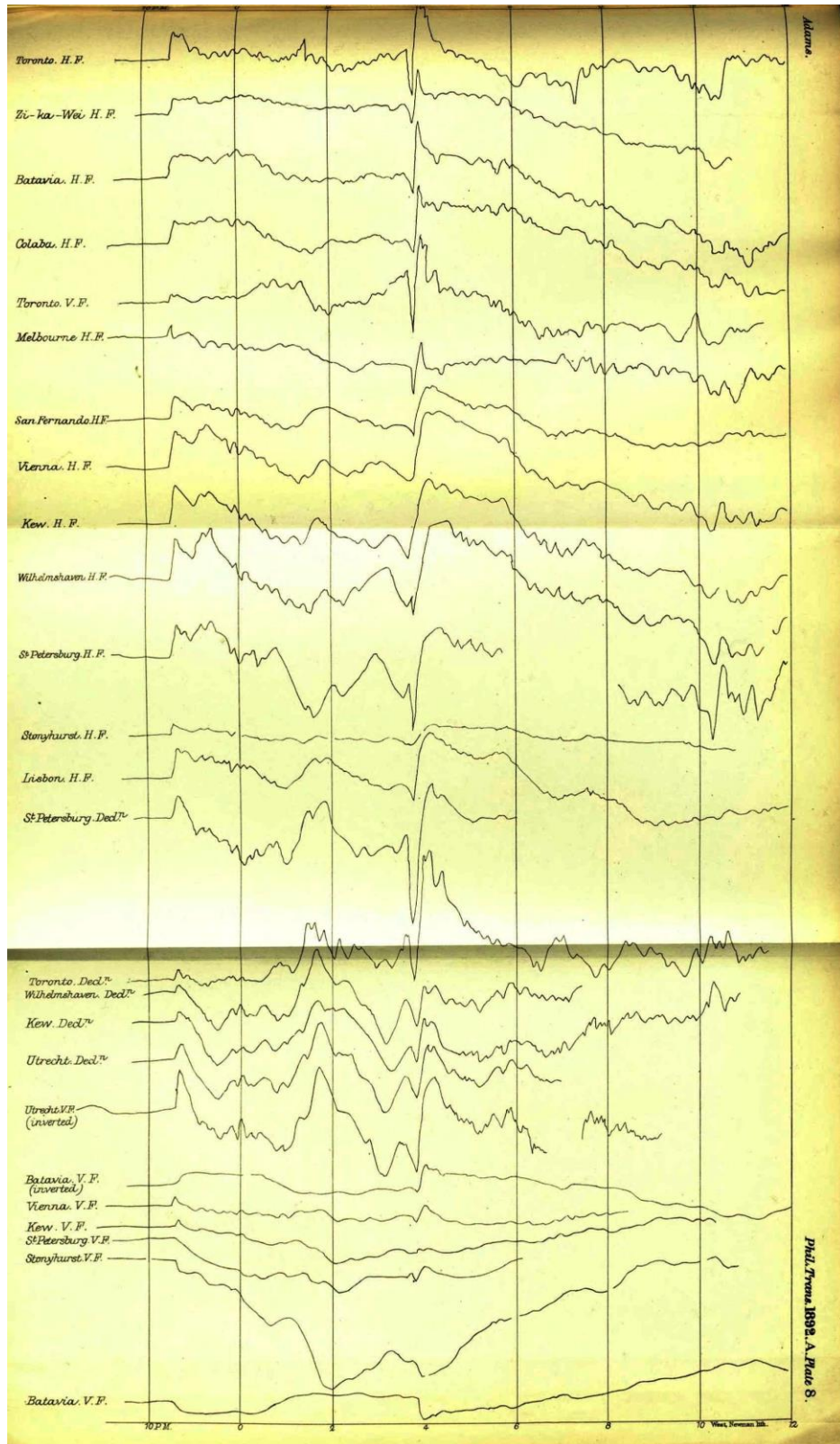


図 1.4-2 Adams が報告した世界各地でほぼ同時に起こる SC のマグネトグラム (Adams, W.G., Comparison of simultaneous magnetic disturbances at several observatories, *Phil. Trans. London A*, **183**, 131-140, 1892. より)

5 “地磁気の急激な変化”の研究計画(1900-1909)

5.1 地球磁力の国際同時特別観測

1820年に南極大陸が発見され、1840年代にイギリスのロス(J.C. Ross; 1800-1862)らが南極大陸の一部を探検したりしていたが、南極大陸の本格的な調査が始まったのは20世紀に入ってからであった。この当時、各国ともに世界初の南極点到達を目論んで互いに競い合っており、1902年から1903年にかけてイギリス、ドイツ、スウェーデンがそれぞれ探検隊を南極に派遣することになっていた。

この派遣期間に合わせて気象や地磁気の観測を世界的に特に強化しようという声上がり、1902年2月1日より1903年2月15日まで、約1年間の「地球磁力の国際同時特別観測」が実施されることとなった[Anonymous, 1901]。その当時、地磁気観測所は気象組織に所属している国が多かったこともあり、国際気象会議(International Meteorological Congress)の中の一分子科会として地球磁気及び空中電気分科会(Conference of Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity)が存在していた。国際気象会議が1900年にパリで開催された際にこの分科会も開催されており、ここでこの「地球磁力の国際同時特別観測」の具体的な計画が決まったようである。

この観測計画の中で、世界各地の観測所において地磁気3成分を綿密に観測するための諸事項が決められていった。たとえば南太平洋サモア諸島(当時ドイツ領)のアピアに臨時地磁気観測所が作られるなど、各国ともこの観測のための準備を進めた。

地球磁力の国際同時特別観測期間中、毎月1日と15日は“Term Day”と名づけられ、定例観測日と定められた。さらに、各Term Dayの中に1時間の“Term Hour”が設けられ、この時間帯は特に重要な同時観測のための時間とされた。Term Hourの際には、可能な観測所においては1時間当たり24cmの早廻し速度で、地磁気3成分すべてを連続観測することが勧告された[Anonymous, 1901; Farr, 1902; Bauer, 1902a]。

このように早廻しで観測することが決まった理由は、その当時話題になっていた“地磁気の急激な変化”を観測するためであった。まだ、この時代にはSudden Commencementという言葉こそ使われていなかったものの、ここで言う“地磁気の急激な変化”とは、今で言う地磁気脈動(pulsation)やSCのことであると思われる。SCの同時性の問題が本格的に提起される以前の段階でSCを観測しようとする動きがあったことは、非常に興味深いことである。

5.2 Birkelandの赤道電流理論

ノルウェーのビルケランド(Kr. Birkeland; 1867-1917)は、地球磁力の同時特別観測期間中の1902年から1903年にかけて北極に派遣されたノルウェーの探検隊が取得した磁北極付近のデータから、磁気嵐は各地ともほとんど同時刻に起こるとしながらも、正確な時刻の差を求めるには、より精密な観測装置が必要であろうとの見解を示した[Birkeland, 1908]。

Birkelandはこの論文の中で、SCを理論的に説明することも試みた。Birkelandの考えたモデルというのは、磁気嵐の際に何らかの原因で磁気赤道付近の地上から地球半径程度の高さの所に急に強い電流が発生し、それによって全地球規模で地磁気水平分力が増加してSCが引き起こされるといったものであった。Birkelandのこの理論は、StewartやSchusterの大気ダイナモ理論の影響を受けているものであり、世界で初めて提出されたSCに関する理論として注目される。

なお、この時期の他のSC研究としては、当時オランダ領であったバタビア(現:ジャカルタ)地磁気観測所のvan Bemmelenがバタビアで観測された地磁気3成分について解析し、同一場所においても地磁気3成分は必ずしも同時刻に磁気嵐を発現するものではないことを示した論文などが挙げられる[van Bemmelen, 1906, 1908]。

我々が知る限り、このvan Bemmelenの1906年の論文中で、初めて「sudden commencement」という言葉が使用された。

5.3 京都上賀茂での観測

我が国においても「地球磁力の国際同時特別観測」に参加すべく、東京帝国大学の教授であった田中館愛橋や長岡半太郎(Hantaro Nagaoka; 1865-1950)がその準備を進めていた。田中館は1900年にパリで開催された地球磁気及び空中電気分科会には出席しなかったが、それ以前からこの分科会に出席していたので、観測概要の通知が田中館にも送られてきていたと思われる。

このような観測のためには、地磁気変化を連続記録できる自記磁力計が必須である。当時の日本国内には、自記磁力計は中央气象台所有のものと、1891年の濃尾大地震を機に文部省内に設立された震災予防調査会所有のものぐらいしかなかった。震災予防調査会では名古屋、熊本、仙台、根室に自記磁力計を設置して観測を行っていた。これらの自記磁力計とは、フランスから輸入されたマスカー型と呼ばれる磁力計であった。

震災予防調査会の委員でもあった田中館は、地球磁力の国際同時特別観測の実施のために、名古屋に設置していたマスカー型自記磁力計を、名古屋よりも観測条件の良い京都に移設することにした。こうして、京都上賀茂に臨時地磁気観測所が発足した。観測には京都帝国大学助教授の新城新蔵が従事することになった。

田中館と新城は、“地磁気の急激な変化”を捉えるためには記録用紙の早廻しが不可欠であろうと考えた。しかし記録用紙に用いる写真感光紙は高価であったため、「地球磁力の国際同時特別観測」のTerm Hourに合わせて毎月2回、1時間ずつの早廻し記録を採ったが、“地磁気の急激な変化”は観測できなかった。

1903年5月、デンマークのコペンハーゲンで国際測地学協会(International Association of Geodesy、略称IAG)の第14回総会が開催され、田中館もこの会議に出席した。この会議では、「地球磁力の国際同時特別観測」中、特にTerm Hour中に観測された地磁気の急激な変化についての報告などもあったようである[中村清二, 1943]。また一部の観測所では、「地球磁力の国際同時特別観測」終了後も、自主的に数ヶ月、期間を延長して観測を続けていた。

帰国した田中館は、“地磁気の急激な変化”がこれからの地磁気研究の主要な研究テーマになっていくということを感じ取ったようである。上賀茂の臨時地磁気観測所での観測を続行するのみならず、翌1904年の1月から、これを正式の洛北上賀茂地磁気観測所に格上げした。

田中館と新城とは、毎月2回、1時間ずつの早廻し記録では、その間に運良く“地磁気の急激な変化”が起こる確率は余りにも低く、そのために観測がうまくできなかったのではないかと考えた。そこでやむなく、毎日昼夜を通しての連続早廻し記録に切り替えた¹²⁾が、それでも“地磁気の急激な変化”は観測できなかった。

結局、マスカー型自記磁力計では時定数が長すぎて、いくら記録用紙を早廻しにしても“地磁気の急激な変化”の観測は本質的に無理であることがわかり、この京都での観測は1909年に打ち切られた。

後に、田中館はSCを研究する国際的な委員会の責任者となった。しかしこの時期、田中館はまだSC研究の国際的ネットワークには参画していなかった。にもかかわらず、国内においてこのような計画が立案され、実行に移されたことは注目に値する。IAGコペンハーゲン大会で話題となった“地磁気の急激な変化”とは、今で言うSCや地磁気脈動のことであるものと考えられ、この頃から田中館がSC研究に関心を寄せていたことが分かる。観測そのものには失敗したものの、外国からの要請ではなく、日本人が自主的にSCを観測しようとしたその意義は大きい。明治期に行われたこの京都での観測こそが、日本のSC研究の原点であり出発点なのである。

5.4 三崎油壺での観測

京都での観測の失敗からマスカー型磁力計の限界を悟った田中館は、マスカー型磁力計より

¹²⁾ このとき、記録紙の節約のため、オプティカル・トラップなる装置(詳細不明。現在言われているOptical Trapとは別物)の利用を田中館は提案した。

も時定数の短い、高感度早廻し磁力計の開発に着手した。実際の開発を担当したのは、東京帝国大学講師(当時)の門岡速雄(Sumio Kadooka; 生没年不詳)である。門岡の磁力計は1910年に完成し、東京帝国大学臨海実験所のあった三浦半島の三崎油壺に設置されて、1910年より震災予防調査会の仕事として観測が始められた。

この磁力計の感度は約0.15nT/mm、時間精度は約20.2cm/hであった。この磁力計では、“地磁気の急激な変化”が明瞭に捉えられた。始めは門岡が学生を指揮して観測に当たっていたが、門岡は1911年に陸軍に転出してしまったので、その後は東京帝国大学助教授の寺田寅彦(Torahiko Terada; 1878-1935)が観測の責任者となった。

この観測は1914年まで続けられ、寺田は取得されたデータを基に、地磁気脈動の日変化に関する論文[Terada, 1917]を書いた。この論文の中で寺田は、現在で言うところのPc3(10-45s)、Pc4(45-150s)に相当する周期を持つ地磁気脈動の日変化特性や偏波特性について調べた上で、地殻の電磁感応も考慮して、当時存在が確実視されていた上空の導電層(後の電離層)内を流れる準定常電流の日変化によって、観測された地磁気脈動の日変化を説明することを試みた。地磁気脈動に関する論文としては、当時としてはほぼ完璧な内容であったと言われている[永田, 1974]。

しかし、門岡の開発した高感度磁力計は地磁気脈動だけでなく、SCも捉えていたことを示す事実がある。東京文理科大学(Tokyo University of Literature and Science; 現在の筑波大学)の小野澄之助⁽¹³⁾が書いた論文[小野, 1937]中に、

「今から恰度20年前、田中館博士が計画せられて実際の仕事は、歿けられた寺田寅彦教授⁽¹⁴⁾がせられた三浦の油壺の実験で本当の意味のサデン変化即ち瞬間的急変の性質でないことが明らかになりました。その観測は短時間の変化を長い曲線として記象させる方法(普通方法の十数倍)でありまして之によると決して瞬間的に変る変化ではなく、極くなだらかな変化の記象となるのであります。」

と明確に記述されており、早廻し記録で見るとSCの立ち上がりは実は急峻ではないことを述べている。つまり、田中館も寺田も、油壺でSCが観測されていたことに気付いていたのである。

残念なことに、寺田はこれらのデータを用いてSCを解析していない。前述の地磁気脈動に関する寺田の論文は、実は1916年10月の田中館愛橋の教授在職25年祝賀会の席で田中館愛橋に捧げるために特別に書かれたものであり、寺田自身は地磁気研究に対してさほど積極的ではなかったようである。それゆえ寺田の地磁気に関する研究は単発に終わり、後が続かなかった。地磁気脈動の論文がすばらしい内容であるだけに、寺田がSCについて研究しなかったことが惜まれる。

ただ、寺田は、自分自身ではSCを研究することはなかったが、関心は持っていたようである。1921年1月7日の寺田の日記に、「急激に始まる磁気嵐とその当時の太陽黒点の位置との相関を調べることを国富君にすすめる。」と書かれており⁽¹⁵⁾、SCと太陽黒点との因果関係について寺田が何かのアイデアを持っていたことが窺われる[寺田, 1921]。

6 Bauerによる問題提起(1910-1911)

6.1 BauerのSC伝播性説

1864年のCapelloとStewartによるSCの同時性の発見、1880年のEllis、Adamsによるこの問題の再発見以来、van Bemmelen、Birkelandなど数人の研究者がSCの同時性について言及したり、国際磁力の同時観測期間中に“地磁気の急激な変化”として地磁気脈動やSCが取り上げら

¹³ 中央気象台にいた小野澄之助は、1929年に東京文理科大学に移った。

¹⁴ 寺田寅彦はこの論文の書かれる少し前、1935年の年末に亡くなった。

¹⁵ 「国富君」とは、中央気象台の若手研究者、国富信一(Shin-ichi Kunitomi; 1892-1964)のことを指す。

れたりしていたが、当時は地磁気永年変化や地磁気日変化などが流行の研究テーマであり、SC の同時性はまだそれほど学界の関心を集めた研究テーマではなかった。

ところが、1910 年にアメリカ、カーネギー研究所の主任研究員である Bauer が SC の伝播性という新説を発表するやいなや、SC の同時性・伝播性の問題はにわかに地磁気学者たちの関心の的となり、Nature 誌を始めとする多くの学術雑誌に次々と論文が寄せられて、一大論争を巻き起こした。

論争の発端となった Bauer の論文とは、Bauer 自身が創刊した学術雑誌『Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity』⁽¹⁶⁾ (以下 Terr. Mag.誌と略記する) の第 15 巻に投稿された「Beginning and propagation of magnetic disturbance of May 8, 1902, and of some other magnetic storms」と題される論文であった[Bauer, 1910a]。この論文中で Bauer は、米国沿岸測地局 (U.S. Coast and Geodetic Survey) の Faris の観測データなど 25 カ所の観測値を用い、1902 年 5 月 8 日の磁気嵐について観測所を 3 つのグループに分けて、地磁気 3 成分毎の SC の発現時刻の平均値を調べた。その結果、Bauer は磁気嵐は主として西方より東方 (ある場合には逆方向に) に進行し、地球を一周するのに 3.5~4 分を要するという結果を得たと主張した。これは約 180km/sec の伝播速度に相当する。

実は Bauer のこの論文には、その伏線となる論文[Bauer, 1902b]があった。1902 年 5 月 8 日の SC の 2 分前に、フランス領西インド諸島マルチニーク島のモンペレ火山が死者 3 万人という 20 世紀最大とも言われる大噴火を起こしており、Bauer は当初、磁気嵐のトリガーをこの火山噴火に求めたのであった。もし火山噴火が本当に磁気嵐のトリガーとなり得るならば、ちょうど地震波が震源地を中心として四方に伝播するように、SC も火山を中心として四方に伝播するような性質を持つのではないかと、というのが Bauer の考えであった。

しかし、データを精査してみればすぐに分かるように、常に SC に先立って火山噴火が起こっているわけではなかった。これには Bauer も火山噴火トリガー説を取り下げざるを得なかったが、火山噴火に代わる何らかのトリガーがあって、そのトリガーの発生地点を中心として SC は四方に伝播するのではないかと、Bauer は固く信じるようになった。

Bauer と Faris は立て続けに論文を出し[Bauer, 1910b, 1910c, 1910d; Faris, 1910]、SC の伝播性説を重ねて主張するとともに、その伝播速度を定量的に求めようとした。いずれも、SC が地球を一周するのに 3~7 分程度かかることを主張する内容のものであった。

さらに Bauer は SC の伝播性を説明するために、太陽から放射された紫外線や微粒子により地球大気が電離されて導電層を作り、常に存在する電場により磁気嵐の間に大気中に電流が生み出されるという、磁気擾乱に関するイオン理論を提出した。この理論によると電流はおよそ 180km/sec の速さで移動し、これにより SC の伝播性が説明できると主張した。

Bauer のイオン理論は一見すると Birkeland の赤道電流理論と似ているが、想定する電流の場所と高度が全く異なる。Birkeland が磁気赤道上空の高高度 (事実上、宇宙空間内) にほぼ固定された電流を想定したのに対し、Bauer は自己の SC 伝播性説を説明するために地表に近い低高度の電流を想定し、しかもその電流は地理的赤道上空から生じて、伝播しながら他の場所の上空に移動するとしたのであった。

6.2 多くの研究者たちからの反論

Bauer と Faris の主張に対し、Birkeland の弟子であるノルウェーのクログネス (O. Krogness; 1886-1934) は直ちに反論した[Krogness, 1910]。Krogness の反論の要点は、以下のようであった。

「Bauer と Faris とは、時間がどのように正確に測定できるのかを述べていない。Faris の観測した 5 つの米国観測所データの平均と、Potsdam のデータとの差は小さく、誤差

¹⁶ 1896 年の創刊当時は、『Terrestrial Magnetism』という雑誌名であったが、1899 年に改名した。なお同誌は、戦後になって JGR の一部として吸収統合された。

の範囲内であった。従って、磁気嵐は各地で殆ど同時に起こるものと思われる。小さい時間差はあるかも知れないが、それを測定するには高感度装置と正確な自動時間マーク装置が必要である。」

イギリスのウォーカー (G.W. Walker; 1874-1921) や Chree も、Krogness の主張を支持した [Walker, 1910; Chree, 1910]。特に Chree は SC について、①異なった場所でも絶対的に同じである、②電磁波の伝搬の割合に相当する、非常に小さい時間差である、③一つの場所から遠い他の場所へは、数分の時間差がある (Bauer の主張) の三つの可能性があるとした上で、現在の観測技術では①と②の区別は極めて難しいが、①②と、③との間の区別は不可能ではないであろうと述べて、逆に Bauer たちに問題提起をした。

Chree はこの論文中で、van Bemmelen が 1906 年に用いた「sudden commencement」という言葉を引用し、「A good many magnetic storms have so-called "sudden commencements."」と書いている。SC の同時性の問題が 1910 年になって Bauer により提起されたことで脚光を浴びることとなり、それにより命名する必要が生じたものと思われる。それまでは、一般には SC が一つの現象とは認識されておらず、単に磁気嵐を構成する変動の一つとしてしか捉えられていなかったため、特に名称を与える必要もなく各人各様の表現を用いていた。例えば Bauer は、「abruptly-beginning magnetic disturbance」と表現していた。以後、Chapman らも「sudden commencement」を用いるようになり、次第にこの表現に統一されて行ったが、Bauer は終生一貫して「abruptly-beginning magnetic disturbance」を使用していた。

Chree はさらに Faris の観測結果に基づく Bauer の理論の弱点を議論した。「Faris の結果は、Bauer の理論を実証するには不十分である。記録された時間の差は、装置の、もしくは、観測者の原因によっている可能性がある。時間測定の信頼できる観測所だけを厳選して、注意深い比較を行うべきである」と述べた。

これに対して、Bauer もすぐに反論に出た [Bauer, 1911a, 1911b]。Krogness が読み取ったポツダムでの磁気嵐の開始時刻は間違っているとし、Chree に対しても、自己のイオン理論を正しく理解していないとした。また、Birkeland が equatorial current と呼んでいる赤道上空の電流に基づく理論についても、納得できない部分があるとしてこれを退けた。

Krogness らと Bauer らとが、互いに相手の読み取り時間を間違いであると批判したため、オランダのファン・ダイク (G. van Dijk; 1877-1940) や Chree は、時間読み取りに関して再度考察を加え、Bauer に反論した [van Dijk, 1911; Chree, 1911]。これに対し Faris は Bauer を擁護する論文を発表し、Chree に反論した [Faris, 1911a]。逆に、Birkeland は磁気赤道近くのスーダンに設置された観測所のデータなどを用いて、Chree を擁護する論文を発表した [Birkeland, 1911a, 1911b]。こうして SC の同時性・伝播性論争は、出口の見えない状況を呈し始めてきた。

7 Bauer による新データ計画の提唱 (1911-1923)

7.1 Bauer の新データ計画

このように、わずか一年ほどの間に次々に論文が発表され、互いに互いを批判し合って論争がエスカレートしてきたため、Bauer は次なる手に出た。それは、信頼できる観測所のみを選び、SC の開始時刻を各観測所に決めてもらうというものであった。中立の立場から SC の開始時刻を決めてもらい、論争に決着を付けようというものであった。Bauer はこれにより、自己の SC 伝播性説が裏付けられることを強く期待したに違いない。

Bauer と Faris とは、対象とする SC と時刻決定とを依頼する観測所の選定作業に入った。その結果、15 個の SC が選ばれた。Bauer は 1910 年 12 月 20 日付けで 17 個所の観測所に対して手紙を送付し、SC の時刻決定を依頼した [Bauer, 1911c]。その後、さらに 15 観測所を追加し、全部で 32 観測所とした [Bauer, 1911d]。

Bauer と Faris とはこれらのデータを用いて、Krogness らの時間読み取りは間違いであることを重ねて指摘し、SC の伝播性を繰り返して主張した[Bauer, 1911b; Faris, 1911b]。

7.2 論争の継続

しかしこれに対し、それまで論争を傍観していた Angenheister や Chapman、スペイン Ebro 観測所の Rodés (L. Rodés; 1881-1939) らからも、異議の声が出された。

Angenheister は Bauer から出されたデータ群を精査し、それらの H 成分から求められた SC 開始時刻の差は、通常のマグネトグラムの読み取り誤差の範囲内であると結論付けた[Angenheister, 1913]。

Chree は D 成分、V 成分¹⁷⁾についても調べ、やはり Angenheister と同じ結果を得たと報告した[Chree, 1914]。Chree はまたこの論文の中で、現在主に使用されている磁力計としては Kew 型、Greenwich 型、Mascart 型、Eschenhagen 型、Watson 型の 5 種類があり、数秒の観測精度で意味ある議論を望むのならば、観測装置の標準化が急務であるとの見解を示した。

イギリスの Chapman は、マウンダー (E.W. Maunder; 1851-1928) が 1905 年に提唱した太陽からのイオン流説に基づき、このイオン流の中に地球が入ったときに磁気嵐が発生するとし、イオン流が地球を横切るのに必要な時間として 30 秒以内という時間差を見積もって、Bauer らの主張するような、数分の時間差はないとした[Chapman, 1917]。Angenheister は再び論文を書き、SC の発現に数秒を越える時間差はないとした[Angenheister, 1920]。Rodés もほぼ同内容の論文を発表した[Rodés, 1922]。

なぜ、これだけの論争を経ても、SC の同時性・伝播性の問題は解決できなかったのであろうか。その理由は大きく分けて 3 つあると思われる。一つ目は、当時はまだ早廻し記録 (rapid-run) のマグネトグラムがあまり普及しておらず、通常速度での記録 (normal-run) 中心であったため、時間読み取り精度に限界があったことである。二つ目は、磁力計の感度が不十分で時定数も長く、仮に早廻し記録を採ったとしても、十分に細かな波形まで記録できなかったことである。三つ目は、SC の発生機構は当時の科学者の想像をはるかに超えた複雑なものであったことである。現在の我々は、SC が低緯度で卓越する DL 場と呼ばれる成分と、高緯度で卓越する DP 場という成分との重ね合わせとして表されることを知っており、SC に先立って PRI と呼ばれる逆向きのインパルスがあったり、SC とともに地磁気脈動が発生して畳重されたりしている場合があることを知っている。また、太陽風中の衝撃波によって地球磁気圏が急に圧縮されることにより SC が発生することも知っている。このようなことを知る由もなかった当時の科学者たちが、SC について如何に頭を悩まし、その理解に苦しんだかは想像に難くない。

結局、Bauer による新データ計画も、SC の謎を解き明かすには至らなかった。しかし、この中で Chree が観測装置の標準化について言及したことは一つの進歩であった。また、SC 問題と絡めて Chapman が磁気嵐の理論的解明に向けてすでに考え始めていたことも、大きな進歩であった。

8 田中館の SC 調査委員会レポーター就任 (1924-1929)

8.1 SC 調査委員会の発足

1918 年に第 1 次世界大戦が終結し、和平が戻ってきたのを機に、科学研究の面でも各国が協力すべきという機運の高まりを反映して、1919 年、国際学術研究会議 (International Research Council ; 以下 IRC と略記) が発足した。IRC の傘下には各種の専門学会が設立されることとなった。国際測地学及び地球物理学連合 (International Geodetic and Geophysical Union ; 以下 IGGU

¹⁷ V 成分とは地磁気の鉛直成分のことであり、Z 成分と同じものである。当時はまだ、H、D、V という表記が用いられている場合があった。

と略記) もその一つである。さらに、IGGU にも、その下部組織として各種の部会が設置されたが、そのうちの地球電磁気学関連の部会が、地球磁気及び電気学部会 (Section of Terrestrial Magnetism and Electricity ; 以下 STME と略記) である。

IGGU はこの年にベルギーのブリュッセルで設立総会を開催し、次いで 1921 年にイタリアのローマで第 1 回総会を開催した。その後 3 年おきに総会を開くことを取り決め、第 2 回総会は 1924 年にスペインのマドリッドで開かれることが決定していた。

STME の書記兼中央局長に就任した Bauer は、1924 年 10 月にマドリッドで開かれた IGGU 第 2 回総会の際に同時開催された STME の会合の席で、SC の同時性・伝播性の問題を研究するプロジェクトを立ち上げることを提案した。

Bauer の提案に基づき、STME 内に SC 調査委員会が設立された。この委員会の任務および目的は、磁気嵐の SC 現象が世界中で同時に起こるのか、それとも、ある場所から別の場所に有限の速度で伝播して行くのかを解明することであった。

1924 年 10 月 4 日に開催された STME 会議の議事録によれば、第 1 号議案として STME の予算が審議されている[田中館資料, No. 3281]⁽¹⁸⁾。この中で、IGGU に申請した年額 40000 フランの予算案の用途として、「a. 中央局の出版と雑費、b. 観測機器の国際的比較、c. 磁気・電気の日変化、d. 特別な目的のための機器の構築、e. 特別研究のための委員会への補助金」の 5 つを挙げており、このうちの d. と e. の項目が、SC 関連の研究のための予算を含んでいた。その結果、繰越金等と合わせて、それぞれ 15000 フラン (当時の換算レートで約 700 ドル) ずつが、1924 年から 1927 年までの項目 d. および項目 e. のための予算として認められた。

Terr. Mag. 誌に掲載された STME マドリッド会議での議題一覧では、I. 「Terrestrial Magnetism」中の B. 「Observatory Work」の第 9 項目に、「Adoption of a scheme for observing at selected magnetic observatories the times of occurrence of "sudden commencements" with special instruments admitting of very high precision in the determination of time」が掲載されている [IGGU-STME, 1924]。

同じく Terr. Mag. 誌に掲載された STME マドリッド会議での決議一覧では、その第 2 項目に「部会により提案された委員会を組織すること」が挙げられており、「a. 磁力計の国際比較、b. 磁氣的、電氣的特性の日変化、c. 地球磁気及び電気 of 専門用語、d. 磁気嵐 SC の起時の正確な測定」の 4 つの専門委員会が作られたことがわかる [Bauer, 1924]。この d. の委員会が、Bauer の提案に基づいて作られた SC 調査委員会⁽¹⁹⁾である。

8.2 田中館が SC 調査委員会レポーターに就任

SC 調査委員会は通常の委員会とは異なり、特に委員長を設けない委員会とすることがマドリッド会議で議論された。その結果、委員長を設けない代わりに、レポーターを指名することとなった。会議の席で Bauer は田中館を SC 調査委員会のレポーターに推薦し、了承された。

SC 調査委員会は、研究計画の達成のためには高感度・高時間分解能の新型磁力計を開発して世界各地の地磁気観測所に配備することが不可欠と判断し、新型磁力計の開発を決定した。当時、イギリスのミッチェル (A.C. Mitchell; 1864-1952) がエジンバラの Eskdalemuir 観測所において誘導型磁力計の実験を行っていたこともあり、新型磁力計としては誘導型磁力計の採用も考慮された。

SC 調査委員会のレポーターとなった田中館は、まず、研究計画の取りまとめに着手した。そのた

¹⁸ 田中館愛橘の生まれ故郷の二戸市にある田中館愛橘記念科学館には、田中館に関する資料が目録番号付きで整理保管されている。以後の記述では、この資料を「田中館資料」と略記して、その目録番号を付記することとする。

¹⁹ 正式の英文名称は、Committee on Observatories, Instruments and Scheme of Operations for Observing Accurately Times of Occurrence of Sudden Commencements of Magnetic Storms という長い名称であった。

めに田中館は、1924年11月21日付で「磁気嵐のSCに関する回状」を發し、1925年5月31日を期限として、当時の主な地磁気研究者宛てにアンケートを実施した[田中館資料, No. 3263, No. 3423; Tanakadate, 1924]。このアンケートは、Bauerを通じて当時の著名な地磁気研究者10名 (S. Chapman, C.Chree, E. van Everdingen(1873-1955), J. Jaumotte(1887-1940), Ch. Maurain(1871-1967), L.A. Bauer, A.C. Mitchell, L. Palazzo(1861-1933), L. Rodés, S.J., A. Schuster) と、1機関長 (E.L. Jones=Director of U.S. Coast and Geodetic Survey) に送付された。そのアンケート項目の概要は、以下の通りである。

1. 通常型磁力計と誘導型磁力計のいずれが SC の観測には望ましいとお考えですか？
2. 観測すべき成分は、H、D、Z(V)または X、Y、Z のどちらですか？
3. 吊るす磁石の形状や減衰器について何かご意見はありますか？
4. 機器に必要な感度 (nT/mm または A/mm) ⁽²⁰⁾はどれくらいですか？
5. 機器に必要な時間分解能 (sec/mm) はどれくらいですか？
6. 記録用の光線は通常の太さの光と、鋭い光のどちらがよいと思われますか？
7. SC の定義は現在決定すべきか、それとも後の決定のために留保すべきですか？
8. 機器の製作費、および機器の年間運用費・維持費はどれくらいと見積もられますか？
9. このような機器についてのご経験やご意見、発表論文がもしあれば、お知らせ下さい。

田中館のアンケートに対し、7名の地磁気研究者から回答があった (Chapman からの回答は[田中館資料, No. 3407, No. 3413, No. 3447]、Rodés からの回答は[田中館資料, No. 3409, No. 3415, No. 3449]、Maurain からの回答は[田中館資料, No. 3420]、Bauer からの回答は[田中館資料, No. 3416, No. 3417]、van Everdingen からの回答は[田中館資料, No. 3410, No. 3418]、Jones(1876-1929)からの回答は[田中館資料, No. 3411, No. 3419, No. 3450]、J. de Moidrey(1858-1936)からの回答は[田中館資料, No. 3408, No. 3414, No. 3448])。では、どのような回答があったのか、項目別に見てみよう。

質問 1. 通常型磁力計と誘導型磁力計のいずれが SC の観測には望ましいとお考えですか？

S. Chapman	どちらの機器でも適当と思う
S.J. Lous Rodés	通常型磁力計
Ch. Maurain	どちらの機器でも可能と思う
L.A. Bauer	現段階では特別な装置の開発は奨励されない
E. van Everdingen	通常型磁力計
E. Lester Jones	通常型磁力計
J. de Moidrey, S.J.	通常型磁力計

質問 2. 観測すべき成分は、H、D、Z(V)または X、Y、Z のどちらですか？

S. Chapman	H、D、Vの方がベターだが、X、Y、Zでも可
S.J. Lous Rodés	Dを測定すべき
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	Hを測定すべき
E. van Everdingen	HとD、またはXとYのいずれかの組み合わせ

²⁰ オリジナルのアンケート中では、磁場の単位は nT ではなく、γとなっている。

E. Lester Jones	H が特に重要だが、3 成分すべてを測定すべき
J. de Moidrey, S.J.	H または Z

質問 3. 吊るす磁石の形状や減衰器について何かご意見はありますか？

S. Chapman	特に意見はない
S.J. Lous Rodés	未記入
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	調整と校正に特に注意すべき
E. van Everdingen	特に意見はない
E. Lester Jones	未記入
J. de Moidrey, S.J.	超軽量磁石の単線吊りが良いかも知れない

質問 4. 機器に必要な感度 (nT/mm または A/mm) はどれくらいですか？

S. Chapman	3nT/mm
S.J. Lous Rodés	1 分/mm (D の角度の 1 分)
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	2nT/mm
E. van Everdingen	1-5nT/mm
E. Lester Jones	2nT/mm
J. de Moidrey, S.J.	1nT/mm

質問 5. 機器に必要な時間分解能 (sec/mm) はどれくらいですか？

S. Chapman	20-40 sec/mm
S.J. Lous Rodés	1min/mm
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	20mm/h
E. van Everdingen	15-20mm/h
E. Lester Jones	未記入
J. de Moidrey, S.J.	0.5 分まで読めるもの

質問 6. 記録用の光線は通常の太さの光と、鋭い光のどちらがよいと思われますか？

S. Chapman	ノーコメント
S.J. Lous Rodés	鋭い光
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	未記入
E. van Everdingen	通常の光
E. Lester Jones	鋭い光 (通常の写真装置の改良でよい)
J. de Moidrey, S.J.	1/10 または 1/5mm の太さの鋭い光

質問 7. SC の定義は現在決定すべきか、それとも後の決定のために留保すべきですか？

S. Chapman	後の決定のために留保すべき
S.J. Lous Rodés	簡単には答えられない質問である
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	まだ SC の定義を定めるには機が熟していない
E. van Everdingen	後の決定のために留保
E. Lester Jones	今決定すべきではない
J. de Moidrey, S.J.	仮定義をしておき、データが集まれば再考すべき

質問 8. 機器の製作費、および機器の年間運用費・維持費はどれくらいと見積もられますか？

S. Chapman	ノーコメント
S.J. Lous Rodés	500 ドル程度
Ch. Maurain	特に意見はない
L.A. Bauer	初期費用だけでも 1000-1200 ドル必要だろう
E. van Everdingen	記録用紙の費用は年間 25 ドル
E. Lester Jones	未記入
J. de Moidrey, S.J.	よく分からないが、なるべく経費節減すべき

これらのアンケート結果からは、多くの地磁気研究者が通常型の磁力計（磁石を吊るすタイプの磁力計）が望ましいと考えており、Mitchell がテストしている誘導型磁力計の利用は磁気尚早と考えていたことが分かる。

この他、アンケートへの回答の中で特筆すべきこととしては、多くの地磁気研究者が時間測定精度を問題としていたことが挙げられる。つまり、記録紙を巻きつけたドラムの回転速度の一様性や回転速度の測定精度が問題として挙げられていた。また、何人かの研究者は、光線が十分にシャープならば記録紙の速度は遅くとも良いが、そうでないならば記録紙は早送りしなければならないと述べ、経費の節減のためには光学系の改良が必要なることを示唆していた。

その他、Bauer は、「sudden commencement」よりも「abrupt commencement」の方が、言葉としてより正確ではないか、とのコメントをつけていた。

Bauer が田中館に対して、

「あなた自身に関して言うと、試みられるべきいかなる明確な計画も、あなたは提案していないように思える。できれば、あなたが明確に推薦できる計画を私に知らせてもらえないでしょうか」

と書いていることから分かるように、Bauer は、田中館自身もアンケートの回答者となることを期待した。しかし、田中館は自分のアンケートに対しては何らの意見も述べることはなかった。田中館が、各国の地磁気研究者から公平な意見を聴取しようと考えていたことが窺える。

8.3 田中館の SC 調査委員会リポーターとしての活動

アンケートへの回答が集まったので、田中館は滞在先のパリから、1925 年 8 月 25 日付で STME 宛に集計結果を提出した[田中館資料, No. 3429, No. 3445]。この中で田中館は、多くの研究者が通常型の磁力計の方がより好ましいと考えていること、磁場の測定精度は数 nT/mm 程度の通常の感度で良いとする意見が多かったこと（すなわち、1nT/mm 未満の超高感度は必要ではない）、時間測定精度については意見にばらつきがあるが、ドラムの回転速度の一様性なども含めて、非常に大切な問題であるという認識で一致していること、光学系の改良等について一部から要望が出されていること、SC を表す学術用語に関して若干の意見があったことなどを報告している。

田中館がこれを発送するのと入れ替わりに⁽²¹⁾、回答期限を大幅に過ぎていたのであるが、Chreeからの回答が1925年8月28日付けでパリの田中館の滞在先に送られてきた[田中館資料, No. 3438, No. 3439]。田中館はChreeにすぐに返信した[田中館資料, No. 3437の2]。これはChreeから、やはりアンケートに未回答であったMitchellに転送され、Mitchellは1925年10月2日付で、ブリュッセル滞在中の田中館に宛てて手紙を書いた[田中館資料, No. 3441, No. 3443]。その内容は、ほとんどの地磁気研究者がSC研究のためには通常型の磁力計で充分としたのは問題の誤解であり、高感度・高時間分解能の磁力計が必要であることを訴えるものであった。Mitchellはこの手紙の中で、磁石を吊るした通常型の磁力計を高感度・高時間分解能に改良したものがエンジンバラで安く製作できる、と書いている。

Bauerと、ChreeおよびMitchellとの間には、感情的なもつれも生じていたように思える。Chreeは田中館に宛てた手紙の中で、何度も、まるでうんざりしたように「BauerのSCに対する旧態依然とした考え」と批判めいて書いている。一方のBauerは、「私は確かに秘書を通じてChreeとMitchellにもアンケートを送付した。今になって、そんなものは受け取っていないと言われても困る」と田中館に書いている[田中館資料, No. 3421]。またChreeは田中館に対して、「アンケート項目の妥当性の検討が必要かも知れない」と書いており、Mitchellは「諸般の事情があつて、あなたのアンケートには回答できなかつた」と書いている。前述したように田中館はすべての研究者から公平に意見を聴取しようとしたのであるが、ChreeとMitchellは田中館をBauer寄りと見ていた可能性がある⁽²²⁾。

田中館は、磁力計の製作費用としてMitchellが示した金額(10ポンド。当時のレートで30ドルぐらいと推測される)が非常に手ごろな価格であったため、Mitchellにもう少し詳しい金額の見積もりと、磁力計の大雑把な設計図を提出するように求めるとともに、このことをBauerに連絡した。Bauerはこの連絡に非常に興味を示した。おそらく、Mitchellが言うような低価格で高感度な磁力計が製作できるのならば、多数の観測所に同型の磁力計を配備でき、それによって、今度こそ自分のSC伝播性説が裏付けられるに違いないと期待したからであろう。

1925年10月19日、田中館はイギリス滞在中にロンドンのChreeの自宅を訪れた。SC問題を含む色々な話題について、Chreeと直接意見交換をすることができた。田中館は述べている[田中館資料, No. 3426]。この後、田中館はアメリカ経由で日本に帰国する計画を立てていたが、諸般の事情により帰国はシベリア経由となり、ワシントンのBauerに直接面会することはできなかつた。

²¹ 実際には、田中館はアンケートの集計結果を8月26日にChreeにも送っており[田中館資料, No. 3437]、それを見たChreeがすぐに返信してきたようである。しかし、田中館の8月26日の手紙は、実際には、8月22日付でChreeがパリの田中館に手紙を送った手紙(田中館資料では欠)の返書である。当時でも、パリーロンドン間を郵便は2~3日で到着していることが分かる。

²² 田中館をSTMEの初代部会長に推薦したのはBauerであったこと、また、田中館をSC調査委員会のリポーターに推薦したのもBauerであるし、田中館は過去にBauerと共著で論文[Tanakadate and Bauer, 1908]を書いたこともあったので、なおさらである。

Oct 7, 1925

Dear Professor Tanakadate

Your last letter led me to expect a letter from you from Brussels early this month respecting your visit to London. But not having yet heard me, I am beginning to wonder whether you expected to hear from me first.

図 1.8-1 1925 年 10 月 7 日付けの、Chree から田中館への手紙。ロンドンの Chree の自宅訪問について（田中館資料, No.3435 より）。二戸市シビックセンター提供。

日本に帰国した田中館は Mitchell および Chree からの連絡を待ったが、磁力計の設計図ならびに費用の見積もりは、なかなか送られてこなかった。Bauer のところにも Chree からの連絡はなかった[田中館資料, No. 3405, No. 3401]。1926 年 7 月 1 日までに暫定報告書を提出するように STME から求められていた田中館は、次第に焦り始めたのかもしれない。そこで田中館は、Mitchell の磁力計とは別に、高感度・長時間分解能の磁力計を日本でも開発することを考えたものと思われる。そのため、当時中央气象台にいた小野澄之助に高感度磁力計の開発を命じた。

1926 年 4 月 11 日、田中館はヨーロッパでの国際会議出席のため、東京を出発することになっていた。その前日、田中館は Bauer に書簡を送っている。その中で田中館は、

「高感度磁力計に関して Chree と Mitchell からは何の連絡もないまま、自分は明日ヨーロッパに向けて出発しなければならない。現地で Chree に会い、進行状況を尋ねてみたい。なお、日本においても、感度 1nT/mm、時間精度 10cm/h の高感度磁力計を柿岡にて開発中である」

と書き綴っている[田中館資料, No. 3488]。

実は、Mitchell は 1926 年 4 月 5 日付けで、磁力計の見取り図と製作費用の概算を知らせる手紙を田中館に送っていた[田中館資料, No. 4758]。しかし、この手紙は 4 月 11 日の田中館の東京出発には間に合わず、入れ違いとなってしまった。

田中館が日本で新型高感度磁力計を開発していることは、Bauer を非常に喜ばせた[田中館資料, No. 4740]。また、Mitchell は Bauer にも自分の磁力計について連絡していた。イギリスと日本とで 2 種類の新型高感度磁力計が製作されれば、SC 研究に強い味方となるであろう。Bauer はきっとそう考えたに違いない。

しかし、ここで田中館らは、予想もしなかった困難に直面することになった。STME の予算はフランスフラン建てで預金されていた²³⁾のであるが、フランスフランの為替レートが急落したのであ

²³⁾ フランスフラン建てで予算を管理することは、上部組織である IGGU の方針によるものであったようである。なお、後に予算はスイス金フランで管理されることに変更となった。

った。このため、STME は相当の活動資金を失うこととなってしまった[田中館資料, No. 4740, No. 4744]。これが SC 研究計画の推進にも、暗い影を落とす一因となった。

1926年6月1日、田中館は再びロンドンの Chree の自宅を訪れ、Mitchell 開発中の磁力計の件などについて協議した[田中館資料, No. 4742]。東京に送った手紙が入れ違いになってしまったことを知った Mitchell は、6月3日付けで、ロンドン滞在中の田中館に宛てて、東京に送ったものと同内容の手紙をエジンバラから送った[田中館資料, No. 3053, No. 4743, No. 4744]。これを受け取った田中館は、この磁力計の開発計画を SC 調査委員会の正式のプロジェクトとして認めてもらい、STME から開発費用を捻出してもらえるように働きかけることを勧める返書を Mitchell に送っている[田中館資料, No. 4744]。

STME に提出する SC 調査委員会の暫定報告書の期限が 1926年7月1日であったことから、田中館はこれまでのいきさつをまとめた報告書を作成し、6月18日に滞在先のパリからワシントンの Bauer 宛てに送付した[田中館資料, No. 4745, No. 4747]。その内容としては、Mitchell が新型磁力計を開発中であること、Maurain によるとパリ大学地球物理学科に高速な記録装置があり、磁力計に応用できそうなこと、カーネギー研究所と米国沿岸測地局が共同で、記録の時間精度を上げる研究に取り組んでいること、日本でも高感度磁力計の開発が進んでいることなどを挙げている。また、田中館の個人的見解として、rapid-run (早廻し) 記録は用紙の経済性という点で問題があり、記録用の光をシャープにする、あるいは、オプティカルトラップを用いるなど別の方策を取るのが望ましいのではないかと記述している。

Bauer は暫定報告書の礼状を8月11日に田中館に送っている[田中館資料, No. 4746]。この中で Bauer は、「Mitchell たちが本当に磁力計の開発を進めているのかどうかは定かでない」として Chree と Mitchell に対する不審の念を表すとともに、「磁力計の開発費用については、事務局の承認なしには一銭も執行できないのであるから、それまでは Mitchell の新型磁力計の開発は一時凍結するのが妥当かも知れない」とも述べて、田中館が Mitchell に対して費用のことについて軽率に言及した勇み足を暗にたしなめている。

STME には、SC の他、磁力計の国際比較、日々の磁氣的・電氣的変動特性、地球磁気学の専門用語、さらに、以前から継続している他の研究テーマの委員会など、各種の研究委員会が存在していた。これらの研究委員会からの暫定報告書をまとめた STME Bulletin No.6 が、1926年11月に刊行された。田中館の SC に関する暫定報告書もその中に収録された[Tanakadate, 1926; 田中館資料, No. 4736]。マドリッド会議から実に2年が経過していたが、アンケートの実施と、それぞれ Mitchell および小野による新型高感度磁力計の開発計画が進行中であるという情報の提供以外に、SC 調査委員会は見るべき成果を上げることができていなかった。

8.4 各国研究者たちによる SC 研究

1925年、Bauer はピーターズ(W.J. Peters; 1863-1942)と共著で Terr. Mag. 誌に論文を発表した[Bauer and Peters, 1925]。その内容は今までの議論のレビューに始まり、過去のデータを再検証するとともに、新たなデータも付け加えて解析し直し、1913年の Angenheister[Angenheister; 1913]や Chree[Chree; 1914]の論文に反論するとともに、SC の伝播性を重ねて主張するものとなっている。この中で Bauer は、SC の起時の差は今まで考えられていたよりもずっと小さいとしながらも、やはりその差は有限であるとし、SC の東西方向への伝播速度として約 1000km/sec という値を導出した(それまでは約 200km/sec であったので、大幅に増大させたことになる)。また、SC は赤道から極方向へ約 100~200km/sec の速さで進むとした。SC の南北方向への伝播速度について言及したのは、Bauer のこの論文が最初である。

この論文は、それまでの Bauer の論文と比べても長編であり、また、文章を見ても Bauer の意気込みがひしひしと伝わってくる書き方となっている。SC の伝播性・同時性に関する今までの議論の総決算として、Bauer がこの論文をまとめようとしたことが窺える。Bauer はまた、この論文の中で、STME マドリッド会議の結果、SC 調査委員会が発足したことにも触れ、その活動に期待し

ていると述べている。将来出てくるであろうこの委員会の調査結果を踏まえて、SC 問題に最終的な決着を付けたいという、Bauer の決意とも言えるものにじみ出ている。

10 年以上も前に書いた自分の論文を突如批判された Chree は、きっと驚いたに違いないが、すぐに論文を書いて Bauer に反論した[Chree, 1925]。Chree の論文も長編であり、データの再検討を含めて多岐にわたる議論を展開しているが、その要点は、Bauer が SC の新しい伝播速度として 1000km/sec (約 40 秒で地球一周) を提唱したことから、Bauer が当初言っていたような SC が地球を一周するのに数分かかるような伝播性は少なくとも存在しないことを Bauer 自身もついに認めたことになる、というものであった。その上で、1 分以内の起時の差が実在するかどうかを綿密に調べるために、先般の STME マドリッド会議で SC 調査委員会が立ち上げられたわけであるから、この委員会の意向に従い、同型の高感度磁力計を各地の観測所に設置して観測に当たろうではないか、ということであった。Chree も Bauer 同様、SC 調査委員会の活動に相当の期待をしていたことが分かる。

1926 年、ポツダム観測所のボック(R. Bock; 1899-1961)が、SC に関する短い論文を発表した[Bock, 1926]。これは、時間精度を上げた記録装置により、ポツダムで記録された SC の起時に関するものであった。

これらとは別に、Mitchell は 1925 年に短い論文を発表している[Mitchell, 1926]²⁴⁾。これは、1919 年ごろから Mitchell がエジンバラの Eskdalemuir 観測所で行ってきた誘導型磁力計²⁵⁾による地磁気鉛直成分の時間変化の観測に関するものである。誘導型磁力計に用いられたコイルは 4 回巻きで約 14 万 m² の面積を持ち、ほぼ水平面内に設置されていた。地磁気鉛直成分の時間変化に伴う誘導電流を検流計で計測して連続記録するようになっており、その感度は 0.0164nT/sec/cm、記録用紙の速度はおよそ 1cm/min であった。Mitchell によると、1924 年 9 月 4 日に起こった SC の際に、特に質の良いデータが取得でき、それによって初めて 1/10 分の精度で SC の開始時刻を決定することに成功した、というものであった。

この誘導磁力計による観測は、1926 年 1 月から連続記録を取るようになった。そこで、イギリスのアブサロム(H.W.L. Absalom; 1894-1965)は、Bock の論文にあるポツダムで記録された SC の起時と、Eskdalemuir 観測所のインダクションの連続記録から読み取れる SC の起時との比較を試みた[Absalom, 1927]。この論文では伝播性・同時性についての結論は示さず、むしろ、従来の磁石を利用した磁力計よりも誘導型磁力計の方が、SC 観測については有利であるということを主張する内容となっている。

この頃から、パリ大学地球物理学部の Maurain も、地磁気変化によって固定コイル中に誘導される電流を測定する実験を始めた。1924 年の田中館のアンケートでは賛同者が少なかった、誘導型磁力計の利用も視野に入ってきた。

8.5 計画の頓挫

1926 年に東京で、汎太平洋会議という国際会議が開催された。田中館はこの会議に Bauer が出席することを望んでいたが、諸般の事情で Bauer は来日することができなかった[田中館資料, No. 4746]。代わりに、米国沿岸測地局のヘック(N.H. Heck; 1882-1953)司令官が出席した。Heck 司令官は日本滞在中、柿岡地磁気観測所も訪問して小野式新型高感度磁力計の開発現場を視察し、帰国後、それを Bauer に報告した[田中館資料, No. 4753]。

Heck 司令官から報告を受けた Bauer は、1927 年 3 月 18 日付で、小野式新型高感度磁力計の早期完成を望む手紙を田中館に宛てて書いている[田中館資料, No. 4754]。その手紙の中で、Mitchell

²⁴ Proc. Roy. Soc. Edinburg Vol.45 は 1926 年の発行であるが、何らかの理由でこの論文だけ先行して 1925 年に公表されている。

²⁵ なお、この誘導型磁力計は、Mitchell 開発中の新型磁力計とは別のものである。Mitchell の新型磁力計は、磁石を吊るした通常型磁力計を高感度化したものである。

の新型磁力計が先日完成し、Eskdalemuir 観測所での試験観測段階に入りつつあるという情報を田中館に伝えてきた。

IGGU の総会は 3 年ごとに行われることになっていたため、この 1927 年は IGGU の第 3 回総会がプラハで開催される年であった。STME の会合も同時に行われることになっていた。田中館はこの会議などに出席するため 1927 年 6 月に日本を立ち、シベリア経由でヨーロッパに向かった。

IGGU の前に、国連関係の別の会議に出席するためジュネーブに滞在中であった田中館は、7 月 10 日付けで Chree と Maurain に、11 日付けで Mitchell にそれぞれ手紙を書き、Mitchell の新型磁力計あるいは Maurain の誘導型磁力計開発計画の進行状況を尋ねた[田中館資料, No. 4756, No. 4759, No. 4761]。

同じ 7 月 10 日、田中館は Bauer にも書簡を送り、ジュネーブの次の滞在先であるチューリッヒで返信を待つと綴っている[田中館資料, No. 4762]。しかし、田中館資料中には、この書簡に対する返書は見当たらない。そのみならず、これ以降、Bauer からの書簡は一通も田中館資料中に保存されていない。従って、この頃から Bauer は神経衰弱（今で言う鬱病であろう）に陥ったものと推測される。

Chree、Mitchell、Maurain の 3 人からは即座に返信があり、それぞれの進行状況がつかめた。その結果、Mitchell の新型磁力計は、試作品が 2 台製作され、現在試験観測中であることが分かった[田中館資料, No. 4760, No. 3396, No. 3386]。また、Chree が STME 事務局に尋ねたところでは、マドリッド会議で、プラハ会議までの期日で割り当てされた予算は、プラハ会議以降も繰越しできるということであった[田中館資料, No. 4757]。そのため、Chree と Mitchell とは試験観測の結果をプラハ会議で発表し、研究者たちの意見を聞いた上で改良するところがあれば改良し、繰越しされた予算を用いて磁力計を追加発注したいと述べている。一方、Maurain の誘導型磁力計は、試作品は完成したものの、諸般の事情によりまだテストが実施できていないという返事であった[田中館資料, No. 4763]。

1927 年 9 月 3 日から 10 日まで、プラハで IGGU 総会が開かれ、その際に STME 会議も開かれた。この期間中、STME 会議は 9 回にわたって開かれ、合計 30 の決議が採択された。その中の一つに「Authorization of the Executive Committee to take necessary steps to complete the investigation into the times of commencement of magnetic storms」が挙げられていることから、マドリッド会議で組織された SC 調査委員会が継続したことが分かる[Bauer, 1927]。またこの会議では、Chree と Mitchell が開発中の新型磁力計による観測結果を報告し、田中館も小野式磁力計について報告した[田中館資料, No. 3394]。

STME プラハ会議の結果は Bauer により Terr. Mag. 誌に報告された[Bauer, 1927]。しかし、Bauer の鬱病は段々と悪化していったものと思われる。Terr. Mag. 誌の編集は Bauer と同じカーネギー研究所のフレミング (J.A. Fleming; 1877-1956) に引き継がれてはいたが、この報告が Terr. Mag. 誌に掲載された Bauer の最後の文章となってしまった。

翌年には、Bauer と激論を交わした Chree も病床に臥すこととなってしまった。1928 年 8 月 12 日、Chree は 68 歳で息を引き取った[Chapman, 1928]。SC の伝播性、同時性を主張した両雄がともに姿を消すことになり、問題の行方は田中館に委ねられる形となった。

8.6 日本での SC 研究 (小野式磁力計、柿岡での観測)

先に述べたように、Mitchell の磁力計開発計画が遅々として進まないため、田中館は、日本でも高感度・高時間分解能を持った新型磁力計を開発することを計画していた。そのために、中央気象台の小野澄之助に命じて、高感度・高時間分解能の新型磁力計の開発に着手したのであった。田中館の 1926 年 4 月 10 日付けの Bauer への手紙[田中館資料, No. 3488]に、この磁力計の開発状況についての記述があることから、小野式新型高感度磁力計は 1926 年前半 (あるいは 1925 年後半) 頃から開発にとりかかったものと推測される。

小野式新型磁力計を開発する傍ら、小野澄之助は柿岡にあった通常のエッセンハーゲン式

normal-run 磁力計 (20mm/h) を用いて 1926 年中に 12 個の SC を観測し、短い論文を書いている [Ono, 1927a; 田中館資料, No. 3400]。これによると SC には色々なタイプがあり、データの精度から見て通常の normal-run では不正確であるとして、開発中の新型高感度磁力計についても言及している。

小野が SC を観測したのと同じ 1926 年、中央気象台長の岡田武松 (Takematsu Okada; 1874-1956) が、SC に関する論文を発表している [Okada, 1926a, 1926b]。やはり柿岡のエッセンハーゲン型磁力計により観測された 1926 年 1 月 27 日の SC について、アメリカの Cheltenham 観測所のデータと比較し、SC は伝播性であり、その速度は西向きに 4215km/min (約 70km/sec) であったとしている。これは、上記の小野の論文よりも 1 年早く発表されており、おそらく日本人の書いた SC に関する最初の論文であろうと思われる。

小野式磁力計の正確な完成時期はわからないが、上記の小野の論文中に新型高感度磁力計による試験観測の結果として、1927 年 7 月 5 日の地磁気変化のマグネトグラムが掲載されているので、この頃にはほとんど完成していたものと思われる。ただ、田中館が 1927 年 7 月 10 日に滞在先のジュネーブから Bauer に宛てた手紙 [田中館資料, No. 4762] の中で、「1927 年 6 月 7 日の小野博士から Bauer への手紙²⁶でも触れているように、柿岡では時計職人が病気で倒れたため、残念ながら磁力計の開発が中断している」と書いていることから分かるように、この段階ではまだ最終的な完成ではなかったようである。

小野は、中央気象台欧文彙報に新型磁力計についての論文を発表した [Ono, 1927b]。この論文の冒頭に、「The purpose of the present instrument is to investigate the problem of sudden commencement of magnetic storms as well as its variability.」とあることから、この磁力計は、まさしく SC の観測のために作られたものであることがわかる。この論文によると、この磁力計はかつて油壺で使用された門岡式磁力計をさらに改良したもので、水晶繊維を利用して超小型磁石を吊るすことにより、0.1nT の感度、0.5nT/mm の記録精度を実現した。時間分解能については論文中には記載がないが、おそらく 18cm/h であったのではないかと推測される。この磁力計は、従来の磁力計に比べて操作と調整が大幅に簡略化されていたことも特徴であった。この磁力計は、全体の構造としては Mitchell の磁力計と類似した設計となっていたが、Mitchell の磁力計がなるべく大きくて軽い磁石を採用していたのに対し、小野式磁力計は極力小さな磁石を採用していた点に大きな違いがあった。この超小型磁石は、東北帝国大学金属材料研究所で製作されたものであった。田中館は小野論文を各国の地磁気研究者に送り、意見を聞いている [田中館資料, No. 2848, No. 2849, No. 2850]。

小野式磁力計は最初は複線式²⁷であったが、寺田寅彦の助言で単線式に変更された。最初の磁力計は敏感すぎてしばしば記録用紙外に変化記録がはみ出してしまふ不都合があったため、記録用紙の両側に鏡を設置して、はみ出した光線を反射して記録用紙上に軌跡が残るように工夫したが、それでもなお記録に支障があったため、結局は故意に感度を落として 1nT/mm に調節したという。また、記録用紙の速度は 4mm/min であった。

この改良型小野式磁力計は柿岡地磁気観測所に設置され、1928 年 4 月まで断続的な試験観測が行われた。1928 年 5 月から水平成分の連続観測に入り、1929 年 9 月まで 1 年 5 ヶ月にわたって連続記録が採られた。この結果は、草稿の形で田中館に報告されたが [田中館資料, No. 3482]、論文としてはまとめられなかったようである。しかも、小野澄之助は 1929 年に中央気象台から東京文理科大学に転出となったので、以後、この観測は中止を余儀なくされることになってしまった²⁸。

²⁶ [田中館資料, No. 4755]。ただし、この手紙は田中館資料中では最初の 1 枚しかなく、時計職人云々の該当部分は欠落している。

²⁷ 磁石を 2 本の糸で吊るした磁力計。1 本の糸で吊るす場合は単線式と呼ばれる。

²⁸ 小野の異動に伴い、この磁力計も中央気象台から東京文理科大学に移管されたのかも知れないが、現時点では未確認である。

9 第2回国際極年観測時の SC 研究 (1930-1944)

9.1 第2回国際極年観測

1882年から1883年にかけて実施された第1回国際極年観測の申し合わせに従い、それから50年が経過した1932年から1933年にかけて、第2回国際極年観測 (Second International Polar Year ; 以下 2nd IPY と略記) が実施されることになり、そのための準備が始められた。

この50年前の申し合わせに最初に気づいたのは、ハンブルク海洋気象台のゲオルギ(J. Georgi; 1888-1972)であったと言われている。そのため、第2回国際極年観測は、国際気象委員会 (International Meteorological Committee ; 略称 IMC) の主導で計画が練られていった。実務的には、国際気象委員会の中に設置されていた全世界観測網及び極気象委員会 (Commission for Réseau Mondial and Polar Meteorology) が中心となって、第2回国際極年観測の詳細を立案していった。

計画がある程度煮詰まってきた1929年、IMCは第2回国際極年観測の遂行のための専門委員会を立ち上げることを決定し、デンマークのラクール (D.B. la Cour、1876-1942) を委員長とする国際極年特別委員会 (International Commission for the Polar Year 1932-33) が組織された。国際極年特別委員会は、1930年8月にロシアのレニングラード (現サンクトペテルブルク) で会合を開き、観測期間、観測対象、観測方法などについて詳細に検討した [Anonymous, 1930]。

折しも、1929年10月のいわゆる「暗黒の木曜日」に始まった世界恐慌の影響で、各国の経済事情が極度に悪化していたこと、ならびに、1932年から1933年の期間は太陽活動が極小となることなどから、極年観測は数年延期すべきとの意見も強かったのであるが、種々議論の結果、第2回国際極年観測は予定通り、第1回国際極年観測から50年を経過した1932年8月1日から1933年8月31日までの期間に実施することが決められた。

9.2 IUGG スtockホルム会議

1927年のBauerの発病、1928年のChreeの死去以来、欧米の研究者たちの間では、SC研究熱はすっかり冷めてしまった。1910年の問題提起以降、20年近くの歳月を費やしても、なお問題解決の糸口すら見いだせないこの問題に対する絶望感のようなものもあったのかも知れない。当時、一般物理学においては、1905年の特殊相対論、1916年の一般相対論や1925年の量子論といった新しい分野が次々と切り拓かれ、それらが目覚ましい発展を遂げている時代でもあった。そのような状況を横目に見ながら、地磁気研究者たちは、一種の焦りのようなものを感じていたのではないだろうか。

この後、欧米の地磁気研究者たちの主たる関心は、サブストームなど高緯度地方の磁氣的擾乱に移っていった。Mitchell、Maurainはこれ以後SCに関する論文を発表しておらず、また、彼らの磁力計が後にどうなったのかも不明である。Mitchellは、日々の磁氣的特性研究委員会の委員長でもあったため、SC研究だけに専念することはできなかつたものと思われる。Mitchellの磁力計については、予算不足で開発が中断したとの記述があるので [田中館資料, No. 2836]、プラハ会議以降に繰越できると見ていた予算が、実際には繰越しできなかつた可能性もある。

1930年8月14日から23日にかけて、ストックホルムでIGGUの第4回総会が開かれた。この会議で、IGGUはInternational Union of Geodesy and Geophysics (略称 IUGG) と改称することが決まった²⁹⁾。また、STMEもInternational Association of Terrestrial Magnetism and Electricity

²⁹⁾ IGGUをIUGGに改称することは、その前のプラハ会議ですでに了承されていたようである。プラハ会議の直後から、IGGUの名称とともに、IUGGの名称も使われ始めている。一方、STMEがIATMEに改称されたのはストックホルム会議である。

(略称 IATME) となった。さらに IMC からの呼びかけに呼応して、IGGU 内にも第 2 回国際極年実施のための特別委員会を作ることになり、ノルウェーのシュテルマー (F.C.M. Størmer; 1874-1957) を長とする極年委員会 (Polar Year Commission) が IUGG 内に発足した。

Bauer が引退し、Chree が亡くなった後も、田中館は自らの力で SC 研究を推進するつもりであった。第 2 回国際極年観測を SC 研究のチャンスととらえ、この IUGG スtockホルム会議で、SC 観測計画を再度提案することを計画していたようである [田中館資料, No. 3465]。しかし、Terr. Mag. 誌に掲載された STME スtockホルム会議の議事録 [IGGU-STME, 1930] では、項目 IV「Reports and discussions on special subjects in pursuance of the resolutions adopted at the Prague Meeting」の 2 に「Studies of sudden commencements of magnetic storms」と書かれているのみである。SC に関する新たな観測プロジェクトは決定されず、SC 調査委員会についての記述もない。

また、Fleming により書かれた STME スtockホルム会議の報告 [Fleming, 1930b] では、STME マドリッド会議で採択された研究項目のうち、日々の磁気的特性、地球電磁気学の専門用語、磁力計の国際比較については研究をさらに推進する、あるいは今までの研究成果を公表する必要があるとの記述があるが、SC については何の記述もない。

このことから、この時点で、STME のメンバー達の大多数は SC 研究に対してすでに消極的であったのではないかと思われる。当時はサブストームなど高緯度地域の磁気的擾乱が注目され始めてきた時期であり、また、第 2 回国際極年観測計画と相まって、各国の地磁気研究者の目はもはや SC にはあまり向けられていなかった。結局、SC 研究については何の新しい決議も採択されないまま、STME スtockホルム会議は閉会した。しかし、マドリッド会議で設置された SC 調査委員会が解散したとの記述もないことから、名目上はこの委員会は存続し、田中館が継続してレポーターを務めたものと考えられる。この点について、1936 年にエジンバラで開催された IATME 会議の議事一覧 [IUGG-IATME, 1936] には、項目 VIII の (c) に、「Report of Commission on the study of sudden commencements of magnetic storms」が記載されており、後に述べるように、日本からも何編かの論文が提出されたことが分かっている。従って、1924 年のマドリッド会議で設置された SC 調査委員会は、少なくとも 1936 年までは存続したと見るのが妥当であろう³⁰⁾。

9.3 ラクールの磁力計ネットワーク

このように、第 2 回国際極年観測に際して、IATME 内では SC 研究に関する新たな国際的動きは特に見られなかったのであるが、IMC の国際極年特別委員会委員長の la Cour が、第 2 回国際極年観測に絡めて、自己の開発した早廻し磁力計 (Quartz Horizontal Magnetometer ; QHM 磁力計) の国際的ネットワークを構築することを提案していたことは、田中館の SC 研究にとっては幸運であった [Stauning, 2000, 2011]。la Cour の磁力計ネットワーク計画は特に SC のみをターゲットにしたものではなく、もっと広範な研究目的のためであった。しかしこのネットワーク計画により、世界の多くの観測所に早廻しの QHM 磁力計が配備されることとなり、後にその rapid-run データを利用して田中館は SC 研究を行うこととなるのである。

国際気象委員会 IMC の中には、従前より地球磁気及び空中電気小委員会 (Commission of Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity; 以下、CTMAE と略記) が設置されていた³¹⁾。1931 年 9 月にオーストリアのインスブルックで開かれた IMC 会議の際、この委員会や国際極年特別委員会も開催され、その中で第 2 回国際極年観測に関するさらに具体的かつ詳細な観測計画が決められていった [Harradon, 1931a, 1931b]。その中には、「net of observatories」、「net of stations」

³⁰ その次の IATME ワシントン会議 (1939 年) では、SC に関する研究や委員会は、もはや審議事項の中に入っていない。

³¹ すなわち、当時の地磁気・空中電気研究に関する国際的委員会 (学会と考えてよい) としては、IUGG の中の IATME と、IMC の中の CTMAE の 2 本立てになっていたことになる。両者は対立していたわけではないが、かと言って特に緊密に連携しているわけでもなかった。

「High-speed magnetic registration」などの言葉が見える。これらは、la Cour の磁力計ネットワーク計画に関連したものではないかと推測される。

気象関係の話題が出たので触れておきたいが、田中館は、1932年5月に開かれた気象学関係の会議に SC に関する論文を投稿している。これは、Sectional Committee on Meteorology and Terrestrial Magnetism と呼ばれる会議であり、1932年5月31日の午後のセッションで田中館の論文「Sudden commencement of magnetic disturbances (Dr. Aikitu Tanakadate).」が発表されていることが分かる[田中館資料, No. 3026]。ただし、田中館の1932年の手帳に綴られた日記によると、田中館はこの日東京におり、海外出張中ではなかった。従って田中館はこの会議には出席しておらず、論文のみが提出されたのであろう。

9.4 Bauer の発病と死

Bauer は1930年1月1日をもってカーネギー研究所地磁気部門名誉部長の称号を授けられ、健康上の理由でカーネギー研究所を退職した[Fleming, 1930a]。その2年後の1932年4月11日、Bauer は自宅の2階から飛び降り自殺を図り、自らの命を絶ってしまった[田中館資料, No. 5328; Nippoldt, 1932]。

Bauer の死については、転落事故であったとする説も過去にはあったが、現在では鬱病に起因する自殺であったと考えられている。Bauer が鬱病に陥った原因についてははっきりしていないが、前述したように1927年を境に Bauer の文章が途切れていることから、この頃に Bauer は鬱病を発症したものと推測される。その直前まで Bauer は田中館らと頻りに書簡を交換しており、その内容にも特に病的なものは感じられない。また、1927年9月のプラハ会議で、Bauer は STME 部会長に選出されている（それまでは8年間にわたって STME の総書記であった）。それ以前から長く Bauer が鬱状態にあったとしたら、STME の総書記としての活動や、STME 部会長就任は不可能であったであろう。Bauer が突然鬱病を発病したことを物語っている。

しかし、発病は突然であったかもしれないが、その原因には長年のものがあつたのかも知れない。伝記などによれば、Bauer は1865年に米国オハイオ州シンシナチで生まれ、シンシナチ大学で学んだ後、米国沿岸測地局の助手となった。1892年から3年間ドイツのベルリンに留学、ベルリン大学や当時設置されたばかりのポツダム地磁気観測所で地磁気の研究に専念し、地磁気永年変化に関する研究で博士号を取得して帰国した。帰国後、学術雑誌『Terrestrial Magnetism』を創刊するとともに、シカゴ大学や母校シンシナチ大学で教鞭を取ったり、米国沿岸測地局で地磁気研究を担当したりしていたが、1904年にカーネギー研究所地磁気部の主任研究員に迎えられた。カーネギー研究所は、カーネギー財団からの寄付によって1902年に設置されたばかりの非営利の科学研究所であり、その莫大な資金力を背景に、純粋科学の発展に寄与することを目的としていた。カーネギー研究所地磁気部の主任研究員となった Bauer は、所長のウッドワード (R.S. Woodward; 1849-1924) に洋上地磁気観測の重要性を訴え、木造帆船のガリレイ号、次いで、非磁性の地磁気観測船カーネギー号を建造させ、全世界規模の洋上地磁気観測を実施した。これらの観測船は繰り返し世界各地に赴いて地磁気測定を行い、研究面では大きな成果を得たが、その一方で、その航海のための費用は莫大なものであった。如何に資金力のあるカーネギー財団といえども、このための費用を年々捻出していくことは容易ではなく、研究所内では批判が高まっていた。しかし、Bauer の研究に好意的であった Woodward 所長は、一部の評議員の反対を押し切って、1912年には地磁気部に実験施設さえも設置させた。

このように、カーネギー研究所内での Bauer の研究は順風満帆であり、Bauer は何らの挫折も味わうことなく、研究生活を続けていた。これらは、Bauer が SC の同時性・伝播性の問題を提起したのとほぼ同時期であることも印象的である。

しかし、1914年に第1次世界大戦が勃発し、国際協力体制が崩壊していく中で、Bauer の地磁気研究プロジェクトは急速に活力を失っていった。また、地磁気部の実験施設の責任者として着任したスワン (W.F.G. Swann; 1884-1962) は、物性などマイクロなレベルから磁気の本性を解明しよ

うとしており、Bauer とは研究姿勢が根本的に異なっていた。1918 年に Swann は研究所を去り、後任にバーネット (S.J. Barnett; 1873-1956) が迎えられたが、Barnett もまた、Bauer 流のフィールドワーク主体の地磁気研究に強く反発し始めていた[橋本, 1997]。

1920 年、Bauer の研究を後押ししてくれていた Woodward 所長が退任し、翌年、後任の所長として古生物学者のメリアム (J.C. Merriam; 1869-1945) が着任した。Merriam は、カーネギー研究所が科学の最前線を切り拓いて行くためには、データ収集に迫られる現在の地磁気部の研究スタイルを見直すべきであるとして、Bauer に研究方法の転換を迫った。結局、地磁気部の責任者は Bauer の助手であった Fleming に譲ることとなり、Bauer は研究所内の地位としては部長職のままではあったが、事実上権利剥奪の状態に置かれることとなった。

すなわち、1920 年の Woodward 初代所長の退職以後、研究所の方針が転換されたこと、その後から、同僚研究者たちとも研究方法上のことで対立したこと、その結果、研究責任者の席を追われたことなどが重なって、Bauer は次第に疎外感を募らせていき、ついに 1927 年の鬱病発病につながっていった可能性がある。そして、第 2 回国際極年観測の直前、1932 年の 4 月 11 日に不慮の死を遂げることになってしまったのである。

もっとも、橋本論文にあるように、Woodward 所長の退任後、Bauer を取り巻く研究環境が完全に一変したと断定してしまうのも早計かもしれない。なぜならば、カーネギー号は 1920 年代に入っても地磁気測量のための航海を続けていたし³²⁾、1930 年代に入ってもカーネギー研究所の若手研究者ブラウン夫妻が中国奥地などで精力的に地磁気測量に従事していたからである。したがって Bauer の発病が仕事上の理由によるものなのか、あるいは個人的理由によるものなのかは実のところははっきりしない。

9.5 中央气象台での SC 観測 (今道周一他)

欧米の研究者たちの SC に関する関心が薄らいできたことから、田中館は、主に日本国内で SC 研究を継続するつもりであった。1932 年から 1933 年にかけて実施が予定されていた第 2 回国際極年観測を日本国内で推進するため、1931 年に学術研究会議の中に国際極年小委員会が設置された。田中館はその委員長となり、観測計画の一つとして磁気嵐 SC の観測を行うことを提案した。

第 2 回国際極年観測の期間中に我が国で実施された SC の観測としては、中央气象台の今道周一 (当時柿岡地磁気観測所長) らによる茨城県柿岡、樺太の豊原 (現ユジノサハリンスク)³³⁾、中国の青島³⁴⁾での同時観測と、東京文理科大学の小野澄之助による伊豆下田での観測とがある。

最初に、中央气象台による SC 観測を見てみよう。この観測を開始した経緯については、『地球観測百年』(永田武・福島直編、東京大学出版会)に今道自身が寄稿した「第二回極年観測について」という随想に、

「当時、田中館愛橋先生は国際会議の磁気嵐急始委員会委員長³⁵⁾をしておられることを思い出し、先生には何の相談もしないで、豊原・青島・柿岡の三観測所で急始観測することを考え、岡田武松中央气象台長の賛成を得てこの計画が実行されることになった」

と記述されている[今道, 1983]。

このときに用いられた高感度早廻し磁力計は、中央气象台工作場で製作されたエッセンハーゲ

³²⁾ 残念なことに、カーネギー号は 1929 年 11 月 29 日、サモアのアピア港停泊中に爆発炎上して沈没した。

³³⁾ 日露戦争の結果、ロシアから樺太の南半分が割譲され、我が国の領土となった。そして、第 2 回国際極年観測を機に、中央气象台が樺太の豊原に臨時地磁気観測所を設置することとなった。

³⁴⁾ 第 1 次世界大戦の結果、それまであった青島のドイツ租借地を日本が引き継いだ。その際、ドイツが設置していた地磁気観測所を接收、以後、我が国が地磁気観測を行っていた。

³⁵⁾ 田中館は正式にはこの委員会のレポーターであったが、今道や小野が書いた文面からは、日本国内では田中館は委員長を務めていると受け止められていたことが分かる。

ン型単線式で、水平分力のみの測定用であった。自記録装置は今道提案のものを工作場で改良製作したものであり、時間精度は 12-15mm/min であった。これらを 3 組製作して、柿岡、豊原、青島に配付して観測を行った。柿岡では今道自身が、豊原では臨時豊原地磁気観測所長の畠山久尚 (Hisanao Hatakeyama; 1905-1994) が、青島では青島測候所長の伊藤小三郎 (Kosaburo Ito; 1888-1939) がそれぞれ観測に当たった。

観測期間中に発生した最大の SC は、UT の 1933 年 4 月 30 日 (日本時間では翌日) に起こったものであったが、1932 年 10 月 14 日 (日本時間では翌日) や 1933 年 5 月 29 日にも顕著な SC が発生した。これらの SC を解析した今道は、SC は伝播性であり西から東へ進行するものでは 800km/sec の速度を有するものもある、SC は磁気赤道から高緯度の方へ 100km/sec ないしは 200km/sec の速さで伝播する、の 2 つの結論を得た [今道, 1938]。

今道は SC の波形の複雑性についても言及しており、同じ随想文中で、SC の波形を第一群と第二群³⁶⁾とに分けた上で、

「急始は右のように早廻し記録をとるときわめてゆっくり変化していて、急始がどこで始まっているかを読みとることは困難であった。ただ第一群のような場合は比較的容易であったが、一度減少した最少のところを急始のはじまりとしてよいかどうかは問題であろう。

第一群についてその最低点の発現時を比較すると緯度が高いほどおくれることになる。豊原-柿岡の一〇・四秒、豊原-青島の一・九秒は読取り誤差を遥かに越えるものである。」

と述べている [今道, 1983]。

今道は柿岡、豊原、青島のデータを用い、SC 以外にも地磁気脈動の同時性について解析している。これによれば、地磁気脈動は SC とは逆に、各地で 1 秒以内の同時性であったという [今道, 1938]。

この今道の SC 観測は、我が国における SC 研究史の中でもきわめて重要な位置付けのものであろう。なぜならば、先の今道の言葉にもあるように、この研究は田中館からの指示で始められたものではなく、純粹に今道が発案して始められたものであったからである。日本人研究者が、自らの計画で SC 研究を始めることができるまで、日本の地球電磁気学が成長してきたことを物語っている。

さて、今道が得た初期段階での結果は、中央気象台長の岡田武松を通じて田中館に報告された。この報告を受け取った田中館は、1933 年 7 月 1 日付けで総書記の Maurain と連名で IATME 回状を発し、世界各地の地磁気観測所に対して、今道らが観測した 3 つの顕著な SC と同時刻のデータ送付を依頼した [田中館資料, No. 2915]。la Cour の提案によって、世界各地に rapid-run 磁力計がネットワークとして配置されていたことが幸いした。その結果、1933 年 9 月までに世界 29 ヶ所 (最終的には 40 ヶ所) の観測所のデータがパリの Maurain の下に送られてきた。集められたデータは、Maurain から田中館に転送された。

9.6 東京文理科大学の観測 (小野澄之助)

上に述べたように、中央気象台における SC 観測は、初期段階では田中館とは無関係に実行された観測計画であった。一方、東京文理科大学の小野澄之助による SC 観測は、最初から田中館主導で行われたものである。

これは、伊豆下田にあった東京文理科大学臨海実験所内に磁力計を設置して、第 2 回国際極年観測期間中に観測を行ったものである。絶対測定用としては水路部型磁力計、変化測定用としては小野式磁力計を用い、1932 年 8 月から観測を開始した。

小野の報告 [小野, 1934a] によれば、この観測の結果、地磁気変化と地電流変化の関係、磁気嵐型

³⁶⁾ 今道の言う第一群とは H 成分が一度減少してから増大するもので、後に Newton が命名した SC* タイプである。第二群は減少せずに増大する通常の SC タイプである。

変化の周期性などが判明したという。その他、本命の SC 観測としては、今道らと同じ SC の観測に成功し、その解析結果について近日中に発表予定であると述べている。

9.7 田中館によるリスボン会議での報告

今道らの観測結果、小野の観測結果、および Maurain から送られてきたデータを総合的に解析した田中館は、第 2 回国際極年観測期間が終了した直後の 1933 年 9 月、リスボンで開かれた IUGG 第 5 回総会の IATME 会議の席で preliminary report を発表した [Tanakadate, 1934]。

田中館資料中には、この発表のための草稿が保存されている [田中館資料, No. 2836]。日付は 1933 年 9 月 17 日となっている。それを見ると、田中館は 2 つの結論を得ていたことが分かる。一つは、rapid-run 磁力計の記録を見る限り、SC は世界各地で数秒以内の時間差で発現しており、測定誤差を考えると、ほぼ同時性であるということである。もう一つは、SC の波形は複雑であり、どこを SC の初発点とするかは問題であるということである。今道が提案したのは、今道が定義した第一群 (SC*タイプ) の SC については、水平分力の急激な増加の直前の水平分力の僅かな減少の最小点の時刻をもって、その SC の初発時刻とするものであった。それに対し、la Cour から、水平分力の僅かな減少の開始点の時刻をもって SC の初発時刻としてはどうかという意見が出されたと書かれている。現在の我々から見れば、今道は H 成分が最小となる時刻を SC の発生時刻と定義したために高緯度に位置していた豊原と他の 2 ヶ所の観測点との間に DP 場の差異が生じ、それを遅延であると誤認したのであろうことが容易に想像できる。田中館は今道の結論である SC の伝播性は今道の初発点の定義による見かけのもので、今道の結論をもって SC が伝播性であるとは断言できないと考えていたように見える。ただいずれにせよ、このような詳しい波形が明らかになったことは、rapid-run 磁力計が全世界に普及したことの一つの成果であった。

この田中館のリスボン報告に関しては、小野澄之助が 1934 年に「第二回極地観測本邦観測の概要報告」の中で触れている [小野, 1934b]。それによれば、

「磁気嵐の急始(Sudden commencement)に就いては昨年 8 月以後本年 6 月迄の間に顕著なるもの 1 回 (本年 5 月 1 日) 稍顕著のもの 2 回 (昨年 10 月 15 日及び本年 5 月 29 日) 出頭した。之等につきては柿岡 (岡田中央气象台長指揮今道周一氏主任観測) 豊原 (岡田中央气象台長指揮畠山久尚氏主任観測) 及び下田 (小野並に今里能氏観測) の観測結果が本年 9 月リスボンに催会の国際測地学及地球物理学協会総会に提出された。此の地磁気嵐急始の現象は斯学会の問題であつたが田中館委員長は上記協会の此の問題に関する特別委員会の委員長でもあるので今夏中関係観測所に照会を發して其の回答を綜合し上記リスボン会議に報告された。之によつて見ると嵐急始の時刻は全世界を通じて殆んど同時刻と見得る。尤も中には 1 分以上の差のあるものもあるがそれは皆 1 日 1 回転の時計を用ひた場所の報告であつて相當に観測誤差の大きなものである。今回の国際観測を目的として早廻し時計を用ひ 1 分以下を正確に測定し得る装置によつた観測所では殆ど一致した時刻を報告して居る。但し急始といふても早廻し時計で記録して見るとかなりの緩慢な変化であるので初発として採る点によつてもかなりの差が出るから観測時刻の差は殆んど誤差の範囲内と見てよいものである。始発時刻の差が若しあるとするも観測誤差と同程度以下のものである。極地観測国際委員長たるラリーア (原文ママ) 博士³⁷⁾は此の報告に対し嵐急始の時刻が 1/10 分迄比較出来得ることを得たという一事のみを以ても第二回極地観測事業として充分なる成功であると賛詞を呈したそうである。」

となっており、田中館の結論を支持したものとなっている。

もう一つの資料として、豊原で SC 観測を担当していた畠山久尚が 1938 年に書いたレビューを見てみよう [畠山, 1938]。その中で畠山は、

37 ラクール博士の間違い

「磁気嵐の最初が多く急始によつておこる事は前にも述べたが、この部分の起時が地球上同一瞬時であるか、それとも伝播する様な性質をもつのかと云ふ事は、磁気嵐の機巧を考へる上で重要なことである。それで急始の時刻の比較は古くから度々試みられて居た。我が国では柿岡の今道氏が主となって昭和7-8年(1932-33年)の極年観測に際し、特に此の部分の研究をする為め水平分力自記磁力計の早廻しを作つて柿岡、青島、豊原に据え観測を行つた結果、数秒の範囲内で一致することが分かつた。此の種の観測は在来はアンゲンハイスター(Angenheister)のものが最も引き合いに出されて居たのであつたが、此処でその精度を非常に上げることの出来たのは大功績であつた。」

と記述している。しかし、今道自身はこれら3観測点で観測誤差を超える時間差があつたと述べており、畠山の記述内容と今道の得た結果とは異なっている。したがって、この畠山の文章も田中館の結論を意識したものであらうと思われる。

9.8 第2回国際極年観測以後、終戦時までのSC研究

上述のIUGGリスボン総会は、1933年9月17日から24日まで開催されたものである。Terr. Mag. 誌に掲載された暫定議事録[IUGG-IATME, 1933]によると、III「Reports and discussions in pursuance on resolutions passed in the Stockholm Assembly」の(h)の項目に、「Report on sudden commencements of magnetic storms, by Mr. Tanakadate」が見える。この中で田中館は、今道の観測結果、小野の観測結果、および自分の解析結果をまとめて報告した[Tanakadate, 1934]。

リスボンでの田中館の報告に対しては、デンマークのエゲダル(J. Egedal; 1891-1965)が関連する論文を書いている[Egedal, 1934]。この論文の中でEgedalは田中館の報告したデータについて議論し、このようなデータからSCの伝播速度を算出することは不可能であること、および地球の半径に等しい距離をSCが伝播するには1分以上を要しないことを結論付けた(ただし、この結論は、Chapmanの理論に基づいたEgedal自身の磁気嵐に関する一仮定から出発していた。その仮定とは、太陽からの荷電粒子が地球に到達することにより磁気嵐が発生し、SCは地上の夕方側領域から朝側領域に向けて伝播するというものであつた)。

このIATMEリスボン会議では、田中館の報告以外に、スペインEbros観測所のRodés神父がSCに関する研究を提唱している。リスボン会議での23の決議のうちの第14として、「Diurnal variation of sudden commencements of magnetic storms. Father Rodés having called attention to the interest of this study, the question is referred to the Executive Committee」と記載されている[Fleming and Harradon, 1933]。これ以外に、アメリカのマクニッシュ(A.G. McNish; 1903-1993)もSCに関する研究結果を報告したようである[McNish, 1934a, 1934b]。

1933年のIUGGリスボン会議の次のIUGG会議は、1936年にイギリスのエジンバラで開催された[Fleming and Harradon, 1936]。この間3年の年月があつたが、SC研究に関してはほとんど見るべき進歩が得られなかつた。田中館は今道の柿岡と豊原の観測データに補正をほどこし、あるいは誤差の大きさを見積もつた上で再度エジンバラ会議に報告を提出した[Tanakadate, 1937]。その結論はリスボン会議での暫定報告と基本的に同じものであり、今道のSCは伝播性であり地磁気脈動は同時性と考えられるという結論を再度紹介した上で、さらに詳しい今後の研究が望まれると述べるに留まっている。

しかも、田中館は当時すでに81歳と高齢であり、また、日中戦争の影響で日本の国際的地位が不利になっていたこともあり³⁸、田中館はIUGGエジンバラ総会に出席することが出来なかつた。しかし、日本からは坪井忠二ら数名の代表をIUGGエジンバラ総会に送っており、しかも、そのうちの少なくとも1名(陸軍少佐であり空中電気の研究者でもあつた能登久(Hisashi

³⁸ 1931年に始まった満州事変を調査したリットン調査団の調査結果が、1933年に国際連盟で採択された。これを不服として我が国は即座に国際連盟脱退を表明し、1935年に脱退が発効していた。これ以降、ビザなどの関係で日本人の海外渡航は難しくなりつつあつた。

Nota:1897-1980)) は IATME 会議に出席していることが分かっている[IUGG-IATME, 1937]。田中館の報告書を能登が代読したのか、あるいは報告書のみが提出されたかのかは現段階では定かでないが、Terr. Mag. 誌に掲載されたエジンバラ会議の議事一覧を見ると、VIII「Reoprts of Commissions and Reporters appointed at the Lisbon Assembly」の(c)に、「Report of Commission on the study of sudden commencements of magnetic storms」が報告されていることがわかる。

リスボンおよびエジンバラでの報告の中で田中館は、SC の起時の差は全世界で数秒以内であるという客観的事実については述べているが、SC が伝播性であるのか同時性であるのかについては明言を避けている。しかし上述したように、小野や畠山は第2回極年中の観測により SC の同時性が確認できたと書いている。これらは田中館の意見を参考にしたものであろう。すなわち、田中館は個人的には SC の同時性を支持していたものと考えられる。

しかし田中館は、公式の場においては SC 調査委員会のレポーターとして中立の立場を堅持し、自己の何らの意見も発表することはなかった。このことは、ある面では正しい判断であったのかもしれないが、その一方で、客観的データを集めることだけに固執して、観測方法や観測機器の改良のみに終始し、有効な結論を導き出せなかった SC 調査委員会の活動として課題を残したようにも思える。1910 年の問題提起からは約 30 年、1924 年の SC 調査委員会発足からでも 10 余年、「さらに観測精度が高まれば」を繰り返すばかりで、SC の物理的描像やその理論に対して SC 調査委員会は迫ることができなかった。SC を含む磁気嵐初相の理論は次章で述べるように、Chapman と Ferraro とによって構築されたのである。長年 SC 研究に携わってきた田中館率いる SC 調査委員会がなぜ SC の物理的描像や理論的研究に何らの貢献もできなかったのか、その点は非常に残念に思われてならない。

エジンバラ会議以降、日本国内で行われた SC 研究としては、長岡半太郎による誘導型磁力計の実験がある。これは柿岡地磁気観測所で 1936 年頃に行われたものであり、地磁気の急激な変化を観測することが目的であった。長岡はこの誘導型磁力計により観測された SC の一例を発表するとともに、太陽から発せられる電気力線の束が地球電離層に衝突する際に磁気嵐が発生するという独自の考え方を発表した[Nagaoka, 1941]。

1939 年の IUGG 総会・IATME 会議は、アメリカのワシントン D.C. で 9 月 4 日から 15 日にかけて開かれた[Fleming et al., 1939]。9 月 1 日にドイツがポーランドに侵攻、第 2 次世界大戦が勃発した直後の会議であったため、政治的緊張の中で開催された会議でもあった。神経を尖らせていたアメリカ政府からは、会議内容は純粋に科学的な議論のみにとどめるべしとの通達が出されたほどであった。ドイツはもちろんのこと、他のヨーロッパ諸国からの参加者もキャンセルが相次いだ。ただ、代わりにラテンアメリカ諸国からの参加者が大幅に増加したため、会議の規模は今までで最も大きいものとなったという。

この時期になると日本の国際的立場は益々苦しくなり、日本からは松山基範、坪井忠二、日高孝次の 3 人がこの IUGG 総会に参加したのみであった。IATME 会議では、日本における研究活動として、中央气象台や水路部による地磁気繰り返し測量について報告されているが、SC については特に記述はない[Fleming et al., 1939]。

この会議の議事録を見ると、「nine of ten committees were reappointed and in some cases additional members were added」とあることから、既存のほとんどの委員会は存続したことが分かる。ただし、廃止となった委員会がどの委員会であったのかは不明である。また、SC 調査委員会が存続した委員会に含まれていたかどうかについても、現時点では不明である。

これ以降、第 2 次世界大戦に突入し、国内外ともに軍事研究優先の風潮となり、終戦を迎えるまで、純粋な科学研究は滞ってしまった。

10 磁気嵐の理論の発展(1882-1931)

10.1 磁気嵐の理論の発展

一方この時期、磁気嵐の理論面においては、非常に顕著な進歩があった。Chapman とその弟子 Ferraro による磁気嵐の理論が発表されたのである [Chapman and Ferraro, 1931a, 1931b, 1932a, 1932b, 1933]。

1882 年の Stewart に始まる地磁気日変化の仮説が、1889 年と 1908 年の Schuster の理論に発展したことはすでに述べた。Schuster のこの理論は、1913 年の Chapman の地磁気日変化の理論として完成を見た。

その一方で、1889 年の Schuster の理論は、1908 年の Birkeland の SC に関する赤道電流理論、1910 年の Bauer の SC に関するイオン理論などのヒントともなった。しかし、これらの理論はすべて不成功に終わった。しかも、これらの理論は SC を単独の現象とみなして説明しようとするものでもあった。当時、磁気嵐そのものの理論研究は容易には進んでおらず、したがって、磁気嵐の一部としての SC の理解も進んでいなかった。

本章では、磁気嵐に関する理論と地磁気日変化に関する理論が、歴史的に互いにどのような関係にあり、どのような経緯を経て 1931 年の Chapman と Ferraro による画期的な磁気嵐の理論として開花して行ったのかを見ていくことにする。

10.2 磁気嵐太陽起源説

磁気嵐そのものについての理論を振り返ってみると、それは、1882 年のケルビン卿(Lord Kelvin=W. Thomson; 1824-1907)の王立協会での演説に始まるとされる [Kelvin, 1893]。この演説の中で Kelvin は、エネルギー的考察から、磁気嵐は太陽磁場の変動に直接起因するものではないことを指摘した。太陽黒点と磁気嵐との間に相関があることは 1852 年に Sabine が指摘しており [Sabine, 1852]、万人の認めるところとなっていた。これについて、少なくとも太陽磁場の変動を地上から直接観測しているものが磁気嵐ではないことを Kelvin は指摘したのであった。Kelvin はそれに代わる説明を与えていないが、Sabine の発見した太陽黒点と磁気嵐との相関を認め、かつ、太陽磁場の直接の変動ではないことを指摘したことは、太陽と地球の間を結ぶ何らかの媒介者の存在を示唆するものであり、後の研究者たちが、太陽から飛来する荷電粒子を磁気嵐の原因として考える際のヒントとなった。

1896 年、ノルウェーの Birkeland は、真空中で磁石に陰極線を当てる実験を行った。すると、陰極線は磁力線によって曲げられ、磁石の両極に集まるような振る舞いをするのが分かった。もしも宇宙空間から陰極線のような荷電粒子の流れが地球に到来し、地球磁力線によって曲げられるならば、それによってオーロラを説明できるのではないかと Birkeland は考えた。

1902 年ごろ、Birkeland はこの仮説を確かめるために、今度は地球に見立てた球形の磁石を真空中に置き、これに陰極線を当てる実験を行った。実験の結果は見事に成功で、陰極線の電子は球形磁石の磁場によって偏向され、球形磁石の赤道面に一つの環を生じ、さらに球形磁石の両極に電子の集合をなして光の帯を生じたのであった。

こうして、Birkeland は人工的にオーロラを発生させることに世界で初めて成功した。この実験結果を踏まえて Birkeland は、この赤道の環状電流が実際の地球での磁気嵐時の赤道付近および低緯度に卓越する磁気擾乱を起こし、極付近に集中した電子が実際の地球での高緯度地方の複雑な磁気擾乱の原因であるとした。Birkeland はこの磁化された鉄球を、Gilbert の実験になぞらえて、「テレラ」と命名した。この実験結果は、1908 年に発表された [Birkeland, 1908, 1913; Chapman and Ferraro, 1931a]。

さらに、Birkeland は実験で観測された陰極線の軌道を説明するために、共同研究者となった数

学教授の Størmer に軌道計算をしてもらうことにした³⁹⁾。Størmer は陰極線の軌道を何年もかけて手計算し、1913 年に発表した[Birkeland, 1913; Størmer 1917a, 1917b; Chapman and Ferraro, 1931a]。この Størmer の理論では、簡単のために電子同士の相互作用は無視されている欠点はあるものの、地球の周囲で太陽からの電子流が侵入できる領域と侵入できない領域とが生じることを明らかにし、太陽からの電子流が地球磁力線に沿って極域に流入することを確かめた。

この間、ロッジ (O. Lodge; 1851-1940) も、太陽からの電子流が磁気嵐を引き起こすという、Birkeland らとほぼ同内容の論文を 1909 年に発表した[Lodge, 1909]。また、1904 年に Maunder は 3 編の論文を立て続けに出し、磁気嵐の発生頻度と太陽の自転周期との間に、密接な相関関係があることを発表した[Maunder, 1904a, 1904b, 1904c]。

10.3 磁気嵐大気ダイナモ説

しかし、Schuster は、磁気嵐太陽起源説に対して猛烈な異議を唱えた[Schuster, 1911]。Stewart が提唱した地磁気日変化の大気ダイナモ説を初めて定式化することに成功した Schuster は、磁気嵐も地磁気日変化と同じく、上空の大気の運動がその主役を担っていると考えたのであった。

実は、磁気嵐の大気ダイナモ説はここで初めて登場したわけではなく、1899 年にドイツのシュミット(A. Schmidt; 1860-1944)がすでに示唆していたものであった[Schmidt, 1899]。また、ほぼ同じ頃、オランダの van Bemmelen も類似する磁気嵐大気ダイナモ説を考えついていた[van Bemmelen, 1900]。いずれも、上空の導電層中に渦状電流が流れ、それによって地上に磁気嵐が発生するという考え方であった。Schuster の磁気嵐大気ダイナモ説も基本的にはほぼ同様の考え方から成り立っているが、Schmidt や van Bemmelen よりはより詳細な議論を展開した。

Schuster は、仮に太陽から電子流が放出されるとしても、そのような電子流は電子間の相互反発力によって容易に飛散してしまい、不合理に大きな速度を持った電子を仮定しない限り、地球には到達し得ないと強硬に主張した。そして、それを根拠に Schuster は、Birkeland、Størmer、Lodge らの磁気嵐太陽起源説に反対したのであった。また、Schuster は Maunder の太陽黒点に起因した磁気嵐 27 日周期説にも強く反発しており、磁気嵐も地磁気日変化と同様に上層での大気ダイナモによって生じていると主張した。この意味で、Schuster はすべての短周期の地磁気変化は大気ダイナモにより生ずるという考え方から抜け出せなかったと言える(ただし、地上の磁場の増大を生じさせる原因としては、太陽からの紫外線の輻射の突然の増大による上空の導電層の電気伝導度の急激な増大なども考えられるとしており、Schuster が太陽を全く排除したわけではなかった)。

しかし、プラズマという概念のなかった時代、この Schuster の反論はもともとであり、各方面から支持された。Schuster は、物理学の大家ファラデー(M. Faraday; 1791-1867)が提唱した地磁気日変化の酸素常磁性温度変化説を見事に打破したことでその名を挙げていたこともあって、当時の地磁気学の大御所であった。そのため、Schuster から批判された磁気嵐太陽起源説は鳴りを潜めてしまった。

1918 年、Chapman は磁気嵐についての論文を発表した[Chapman, 1918]。この論文の前半で Chapman は、中・低緯度に分布する世界 12 ヶ所の観測所で観測された約 40 個の磁気嵐を緯度別に分類してデータ解析を進め、論文の後半では磁気嵐に関する独自のモデルを提唱して、それを説明しようとした。例えば、磁気嵐の初相では宇宙から降り注ぐ荷電粒子が空気に衝突し、その摩擦力によって大気が突然下方に運動を始め、地磁気の水平成分と相互作用することにより東向きの電流が流れ、この電流が地上で観測される磁場を世界規模で強めて、水平成分の突然の増大を生じるとした。また磁気嵐の主相では、宇宙から降り注いだ荷電粒子が地球に蓄積し、その結果、地球が帯電して宇宙からの荷電粒子を反発させるために、大気もそれに引きずられて上昇運動を始め、地磁気の水平成分と相互作用して西向きの電流を生じ、それが地球規模で地磁気の水平成分を減少さ

³⁹⁾ 実際には、Birkeland は 1903 年に Størmer に軌道計算を依頼したと言われており、テレラの実験と平行して理論計算を進めたものと推測される。

せるとした。さらに、地球に蓄積した電荷が次第に放電することにより、磁気嵐の回復相が説明できるとした。

Chapman のこの理論も、Schuster の磁気嵐大気ダイナモ理論を引き継いだものであった。この段階では、Chapman は荷電粒子の符号については特に限定しておらず、イオンでも電子でも良いが、単一符号の荷電粒子からなる（または、正負両方の荷電粒子を含むにしても、どちらかの符号の荷電粒子が圧倒的多数であるような）粒子流が太陽から地球まで到達することにより、磁気嵐が起こると考えていた。

10.4 Lindemann の中性電離気体説

しかし、Chapman のこの理論に対しては、たちまちにして多くの研究者から反論が生じた。中でも、オックスフォード大学のリンデマン (F.A. Lindemann; 1886-1957) による反論は特に重要なものであった [Lindemann, 1919]。Lindemann はまず、Chapman が言うような同一符号の電荷を持った粒子の流れは、粒子間の相互反発力によって飛散してしまい、太陽から地球までは届かないことを指摘した。さらに、太陽には地球に磁気嵐を起こしうるほど多量の高エネルギー α 粒子を放射できる放射性同位体が存在しないことを指摘した⁴⁰。

その上で Lindemann は、もしも太陽から近似的に同数の正負の荷電粒子が放出されると考えれば相互反発力の問題はなくなるとし、それならばわざわざ重くて数の少ない α 粒子を考えなくとも、充分多量に存在する軽い陽子と電子の混合体で充分であるとした。さらに、それを認めるならば、粒子のエネルギーは Chapman の仮定よりもはるかに低くてもよいとし、放射性元素起源でなくても太陽の熱エネルギーで充分であるとして、自らの中性電離気体説によればそれまでの困難はすべて一気に解決できると主張した。Lindemann はさらに、このような中性電離気体が地球の磁力線に沿って地球の上層大気中に突入すると、軽い電子は比較的高高度で跳ね返されるが、電子に比べて重い陽子は大気より深くまで進入し、そのために分極電場が生じて、その電位差によって磁力線に沿ってオーロラの放電が生じるとし、この中性電離気体説は磁気嵐とオーロラの両方を説明できるとした。

当時、「物質の第 4 の状態の存在」が示唆されていたが、まだ本格的な研究には至っておらず⁴¹、もちろんプラズマという言葉もなかった。しかし、「物質の第 4 の状態の存在」は確実視されており、それをいち早く太陽からの荷電粒子流に適用しようと考えた Lindemann の功績は大きい。

Lindemann の批判を受け、Chapman は 1920 年に論文を書いた。その中で Chapman は、磁気嵐やオーロラの発生のためには、太陽からの粒子流が地球に電荷を運んで来ることが本質的であるとし、Lindemann の言うような中性電離気体では磁気嵐は説明しにくいと反論した [Chapman, 1920]。太陽から正負の電荷を持った粒子が到来してもよいが、正イオンと電子の個数密度に有意な差があって、全体として電荷を運んでくるようなものでなければならないとした。

1923 年、Chapman は電氣的に中性の電離気体の定常流が双極子磁場によって曲げられるかどうかを理論的に考察した [Chapman, 1923]。しかし、電離気体はほんの少しだけしか曲がらず、オーロラを説明できないことが分かった。その結果 Chapman は、Lindemann の中性電離気体説に対してさらに否定的になった。この論文の中で Chapman は、太陽からの荷電粒子流は主に電子から構成されている必要があるとして、荷電粒子は正負いずれでもよいという従来の考え方を修正した。

⁴⁰ Chapman は 1918 年の論文で α 粒子とは限定していないし、それが放射性同位体起源であるとも書いていない。Lindemann が高エネルギー α 粒子について言及した理由は不明である。

⁴¹ プラズマを本格的に研究したのはラングミュア (I. Langmuir; 1881-1957) であり、1920 年代になってからのことである。プラズマという言葉も、1926 年ごろにラングミュア自身により名づけられたとされる。

10.5 磁気嵐太陽起源説の復活

1926年にミルン (E.A. Milne; 1896-1950) が輻射論を発表、太陽が地球まで届きうる高速粒子を放出する可能性があることを示した [Milne, 1926]。この論文の中で Milne は、Ca⁺⁺などの重いイオンも加速されて地球近傍まで届く可能性があるとして、Lindemann の中性電離気体説と自分の説とを比較し、自分の輻射論で磁気嵐とオーロラを説明できる可能性があることを示唆した。Milne の輻射論では、太陽から放出されるのは電荷を帯びたプラズマでも、あるいは電氣的に中性のプラズマでも良く、さらには電離度が低く、中性物質を多く含んだプラズマさえも加速できる。Chapman はこの Milne の輻射論に非常に興味を示した。

1927年、Chapman は論文を書いている [Chapman, 1927]。この論文の中で、1918年の論文では考慮していなかった高緯度地域の観測所のデータを加え、磁気嵐の機構について再検討した。その結果は、磁気嵐の大気ダイナモ説に不利なものであった。そもそも、1918年の磁気嵐の大気ダイナモ理論では、大気の上下運動が生じるとしていた。しかし極地方では、仮にそのような大気の上下運動が生じたとしても、その運動は地球磁場とほとんど平行となり、有効に電流を生じない。そのため、極地方の激しく大きな地磁気擾乱を説明できない。この論文の中で、Chapman は 1918年の論文のモデルでは不十分であることを認めている。しかし、それは Lindemann の批判を受け入れたからではなく、自分が新たに解析した極地方での地磁気擾乱を説明できないからである、と断っている。実際、Chapman 自身が 1931年の論文の中で、

「In his first paper Chapman did not consider the storm-data derived from polar stations, though proposing to do so in a later paper - an intention fulfilled in 1927. The new features then brought out were inconsistent with his dynamo-theory of storms. While abandoning this particular theory, he still favored the atmospheric-current hypothesis, though unable to construct a theory of this type which would fit the observed facts.」

と述べているように、Chapman はまだ、磁気嵐の大気ダイナモ説を捨てきれずにいた [Chapman and Ferraro, 1931a, p. 79]。

Chapman が大気ダイナモ説を捨て切れなかったのは、やはり、Chapman が Lindemann の唱えた分極電場によるオーロラの説明をあまり信用していなかったからである。Chapman は、磁気嵐の理論は磁場変動だけでなく、オーロラをも説明できるものでなければならないと考えていた。しかし、Lindemann の説を受け入れることはできなかった。そのため、Chapman は、それ以外の方法でオーロラを説明できないものかと考え続けた。特に、Milne の輻射論を取り入れて磁気嵐を説明する方法はないのかについて考えた。

1928年、Chapman は弟子の Ferraro とともに、本格的に磁気嵐の理論構築に取りかかった。翌1929年、Chapman は Ferraro と共著で、Milne の輻射論に基づいた太陽から地球近傍へのプラズマ流についての論文を書いている [Chapman and Ferraro, 1929]。この論文の中で、今回の論文では太陽からの電離した高速粒子流が地球軌道近辺に到達したときの性質のみについて述べると書いており、それらが地球磁場に及ぼす影響については別の論文で議論する予定であるとわざわざ断っており、このときにすでに、Chapman と Ferraro が磁気嵐の理論について、ある程度固まったイメージを持っていたことが読み取れる。

1931年、磁気嵐の新理論が完成、一連の有名な「A New Theory of Magnetic Storms」というタイトルの論文として Terr. Mag. 誌に発表された [Chapman and Ferraro, 1931a, 1931b, 1932a, 1932b, 1933]。

Chapman と Ferraro の理論によれば、ほぼ電氣的に中性なプラズマが宇宙空間を地球に向かって進む。プラズマの速度は十分に速く、また、プラズマの電気伝導度も十分に高いものとする。そのような仮定の下で、プラズマが地球に向かって運動した場合、プラズマは地球の磁場をシールドすべく、その前面に誘導電流を流そうとする。その電流によって生じる磁場は、プラズマ内では地球磁場を相殺するが、逆にプラズマ外、すなわち地球側では磁場を増強する。従って、地表では地

磁気の増加が観測されることになる。これは、地球に接近するプラズマが、地球の双極子磁場を圧縮したと言い換えることもできる。これが、Chapman と Ferraro による、磁気嵐の初相の説明であり、宇宙空間を運動するプラズマによって圧縮された地球の双極子磁場が一種の空間を形成する、すなわち、後の磁気圏という概念に到達した画期的理論であった。

ただ、上の説明にもあるように、この理論での重要な仮定として、宇宙空間から地球に接近するプラズマは、その内部に磁場を持たないとされていた。この仮定は、磁気圏形成論の第1近似としては差し支えないものであったが、オーロラ現象を説明できない原因ともなってしまった。Chapman が目指した、地上での磁場変動とオーロラの両方を説明する理論を、Chapman は打ち立てることができなかった。またこの理論では、磁気嵐の主相についてはそれほどうまく説明できなかった。Chapman と Ferraro は、太陽から飛来した荷電粒子流が何らかの理由で地球磁力線の壁を横切り、太陽から見て地球の後方に荷電粒子が回り込んで電流を生じ、これが磁気嵐の主相における磁場変化をもたらすとした [Chapman and Ferraro, 1933]。この説明では、荷電粒子は地球の後方である円弧上を運動し、その円弧は、あたかも地球を取り巻く電流環の一部とみなすことができる。ただし Chapman と Ferraro は、このような電流が地球後方のみの円弧に終わるのか、それとも、Birkeland の実験のように地球前面にまで回りこんで、実際に地球を取り巻くのかは不明であるとして、明確な判断を避けている。

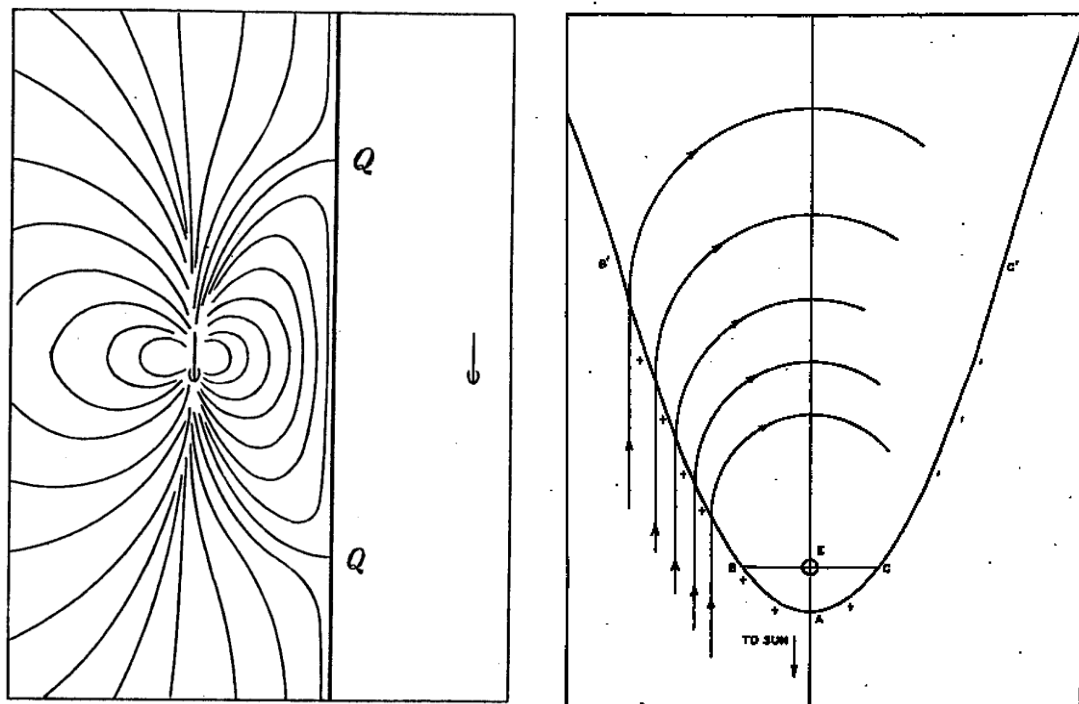


図 1.10-1 (左) Chapman と Ferraro の示した、地球磁場圧縮の概念図 (Terr. Mag., 36, pp.171-186, 1931 より)。(右) 磁気嵐の主相を説明するために、Chapman と Ferraro が導入した、地球後方に回り込む荷電粒子の流れ (Terr. Mag., 38, pp.79-96, 1933 より)。

1935年、Chapman は次の論文を書き、磁気嵐時の擾乱を表す等価電流系という概念を確立した [Chapman, 1935]。この中で Chapman は、地上での磁場観測から 3 次元的な電流を一意に決定することはできないのであるから、球面半径さえ指定すれば一意的に決定できる、2 次元の等価電流系を用いて擾乱磁場を表現することが最も適切であろうと主張した。その上で磁気嵐時の等価電流系を、静穏日日変化の電流系と擾乱時の日変化を表す電流系とに分解し、後者を D 電流系と称した。もっとも、この分解方法はすでに過去の論文でも採用されていたものであった [Chapman, 1927]。この D 電流系のうち、特に軸対称な成分を SD 電流系と名付け、これが磁気嵐の主相を表す等価電流

であるとした。

ここで重要なことは、Chapman が、磁気嵐に伴う擾乱磁場も日変化として表現しようとしていた点である。Chapman は、磁気嵐時の極域の激しい磁場擾乱さえも、1 時間平均値などを用いて、あくまで統計的に処理しようとした。そしてそれを、あくまで 2 次元的な等価電流系で表現しようとしたのであった。このことは、太陽から飛来するプラズマ中の磁場と誘導電場を無視したことで並んで、後に、Alfvén らとの論争の原因となった。

1940 年、Chapman と Ferraro は理論に関する論文を発表している [Chapman and Ferraro, 1940]。この論文は、地球の周りの宇宙空間を軸対称な円筒で近似するという、大胆な単純化を導入したものであったが、地球近傍に接近したプラズマ中のイオンと電子の運動を解析的に求めることに成功した。これにより Chapman と Ferraro は、ある閾値を超えた場合、それまで同速度で運動していたイオンと電子とが分離を始め、プラズマ中に電流が流れるとともに、分極電場が発生することを示した。Chapman と Ferraro は、これを以って、磁気嵐の初相のときにプラズマ前面を流れる表面電流を説明しようとしたのであった。

10.6 磁気嵐の新理論誕生に至る経緯

このように、Lindemann の中性電離気体説を頑なに拒否していた Chapman が、突然それを受け入れ、そして、磁気嵐の画期的理論を構築したのであった。君子豹変とも言うべきこの点について、Chapman は 1931 年の論文でも、あるいは 1940 年の共著書『Geomagnetism』でも、その理由について明確には答えていない。

ただ、1927 年の極域の地磁気変動の解析結果から、磁気嵐の大気ダイナモ説の限界を Chapman が感じ取っていたことは事実である。また、1926 年の Milne の輻射論では、イオンと電子との運動速度に差があれば、仮にイオンと電子の個数密度が等しくともプラズマ中に電流が流れることを指摘しており、これが Chapman に対して大きな示唆を与えたと推測できる。

また、Chapman 自身も認めているように、電気的に中性でないプラズマ雲が飛散せずに地球近傍まで届くには、プラズマはほぼ光速に近い速度で運動していなければならない、そこまで高速のプラズマを太陽が放射することは不可能である。

かくして、非中性プラズマは磁気嵐の原因とはなりえないことを Chapman はついに受け入れた。そして、太陽からはほぼ中性のプラズマが放出されるという、Lindemann の考えに同意した。あくまで推測ではあるものの、Milne の輻射論を見て中性プラズマ中にも電流が流れることについて Chapman が納得したことが、理論の転換点になったのではないかと考えられるのである。

ただ、それでもなお疑問点は残る。と言うのも、Chapman が中性でないプラズマにこだわった理由はオーロラを説明するためであり、磁気嵐の初相における磁場変化を説明するためではなかったからである。磁気嵐の初相は、極域の磁場変動を除けば、元々の大気ダイナモ理論でも説明可能であった。一方、1931 年の理論で Chapman と Ferraro が説明しようとしたのは、磁気嵐の初相や主相における地上の磁場変動であって、オーロラではない。従ってこの理論では、極域の磁場変動やそれに伴うオーロラ現象は、なお説明不可能であった。しかも Chapman と Lindemann とは、大気ダイナモ説か太陽起源説かということ争っていたのではない。Lindemann は 1919 年の論文の中で、磁気嵐の発生機構については言及していない。ただ、太陽から飛来するのは全体として中性の電離気体であろうと述べただけであった。つまり、宇宙空間のプラズマが全体として中性であるのか、あるいは電荷を帯びているのかという問題で Chapman と Lindemann とは争っただけであった。とするならば、Lindemann の考えに同意することを最終的に Chapman に決意させた直接のきっかけは何であったのか。そして、大気ダイナモ説を Chapman に放棄させたものは何であったのか。

Chapman は終生この点について語ることはなかったが、後年、弟子の Ferraro は、赤祖父他編『Sydney Chapman Eighty. From his friends』という書籍に収録された「The Birth of a Theory」という回顧録の中で、以下のように述べている [Ferraro, 1967]。

「In 1923, Chapman made the first attempt to examine whether such a strictly neutral ionized stream could be deflected by the earth's magnetic field so as to impinge mainly in the polar regions of the earth. He concluded that the stream would be deflected only slightly and not in such a way as to produce aurorae. Furthermore, contrary to Lindemann's suggestion, the entry of particles into the atmosphere would not produce the effects predicted by Chapman's theory. No alternative explanation appeared to result from the motion of a neutral ionized stream near the earth.

This was the state of the theory when, after graduating in 1927, I began my researches with Professor Chapman.」

この文章の書き方を見る限り、Chapman を説得し、Lindemann の中性電離気体説を受け入れさせたのは、実は Ferraro ではなかったのかとも考えられるのである。Ferraro が Chapman と共同研究を始める前までは、Chapman は Lindemann の説に懐疑的であったことが述べられている。Ferraro は、自分が Chapman を説得したとは書いていないが、この後、2人は過去の説をすべて再点検し、最終的に Lindemann の中性電離気体説のみが候補として残ったと述べている。筆者には、過去の説をもう一度再点検することを Chapman に提案したのは、弟子の Ferraro ではなかったかと思われるのであるが、それは推測に過ぎるであろうか。

Chapman と Ferraro とは、まず、太陽からのプラズマ中のイオンと電子の個数密度に差があって、電氣的に中性ではない可能性を検討した。しかし、これは、粒子間の相互反発力によって地球軌道まで到達しないことは明らかであった。次に、太陽からのプラズマ中のイオンと電子の個数密度は同じであるが、速度が異なっており、中性プラズマ中を電流が流れるという可能性を検討した。しかし、この説に立脚しても、矛盾のないモデルを作り上げることはできなかった。そこで、Lindemann の言うような、個数密度も速度も等しい正負の粒子からなるプラズマを考えることとなった。

しかし、それから先の理論の構築は、決して平坦なものではなかった。プラズマが中性であり、しかも、電流も流れないとすると、その先は行き詰ってしまうのであった。Chapman と Ferraro は、このとらえどころのない理論の構築のために、悩みに悩んだようである。

ところが、その理論は、ある朝、突然に、まるで天から舞い降りてくるかのように Chapman と Ferraro のもとにもたらされた。1929年のある日のことである。2人が理論構築に取りかかって、1年半が経過していた。Ferraro は、

「The theory of the first phase described above was sketched by us in the course of a morning. The solution which had eluded us for over 18 months was now firmly in our grasp, and I believe Chapman was as excited as I was on that morning.」

と述懐している⁴²⁾。「我々の追跡を18ヶ月間逃れ続けてきたその解は、ついに我が掌中に落ちた」という Ferraro の言葉は、その時の Ferraro の興奮を見事に、そして、ありのままに伝えている。そして、Chapman も同様に興奮していたのである。中性プラズマであっても、電気伝導度が十分に高いと仮定し、地球に急速に接近したときに、その表面にだけ誘導電流が流れると考えれば、すべてを矛盾なく説明できる。科学が進歩したその瞬間であった。

この理論の概要は、前項での説明の通りである。1931年から1933年にかけて、5編の論文に分

⁴²⁾ この Ferraro の回顧録中にも、Chapman と Ferraro のどちらがこの理論を最初に思い付いたのか、詳しい記述はない。もちろん、2人が協力してこの理論を作り上げたと言ってもよいためであるが、2人のどちらかが最初にひらめいたに違いない。このような画期的な理論であるのに、Chapman がその誕生について何も述べず、Ferraro が常に気を遣って「我々の理論」と述べている点からも、この理論構築に当たって、Ferraro の貢献が大きかったのではないかと筆者には思われる。

けて発表しなければならないほど、その内容は膨大なものであった。その理論の核心部分が、ある朝、突然にひらめいたことを、Chapman と Ferraro がいかに喜んだかは想像に難くない。科学者ならば誰しも、一度はこのような経験をしてみたいものである。

10.7 磁気流体力学の成立

1942年、スウェーデンの物理学者アルヴェーン (H. Alfvén; 1908-1995) は、磁場を持ったプラズマ中を伝わる新しいモードの横波の存在を予言した [Alfvén, 1942]。磁気流体力学 (Magnetohydrodynamics ; MHD) は、Alfvén のこの僅か 2 ページの論文に始まり、地球電磁気学のみならず、宇宙論、核融合論など物理学の多くの分野において中心的役割を果たす理論に発展した。Alfvén はこの業績により、1970年にノーベル物理学賞を受賞した。

Alfvén は物理的洞察力に長けており、Chapman-Ferraro 理論の要である、「宇宙空間内のプラズマは磁場を持たない」という仮定に真っ向から反対した。その鋭い洞察力から、太陽から放出されたプラズマは必ずや磁場を持つと確信し、その磁場は、プラズマが太陽面から放出される際に、プラズマが太陽磁場を凍結して引き出してきたものであると主張した⁽⁴³⁾。Alfvén はさらに、プラズマが磁場を有しながら運動すれば、それに伴う電場 ($\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$) が存在し、そのような磁場と電場こそが、宇宙空間での電磁気現象において本質的な役割を果たしていることも、見事に見抜いていた。この電場の重要性に比べれば、Chapman らが盛んに議論している、プラズマを構成する粒子の分極に伴う静電場は第 2 義的な意味しか持たないというのが、Alfvén の物理的洞察であった。この洞察は正鵠を射ており、これが後に、オーロラ現象を説明する足がかりともなったのである。

戦後、Alfvén は磁気嵐の電場理論を提出し、Chapman らとの論争となっていた。両者の比較を、表 1.10-1 に掲げる。この Chapman と Alfvén の論争については、次章でも言及することとする。

表 1.10-1 Chapman と Alfvén の比較

	Chapman	Alfvén
科学者としての立場	数学者に近い	実験物理学者
プラズマ中の磁場	無視する	重要と考える
プラズマ中の電場	分極電場を重視する	誘導電場を重視する
電流系	2 次元的	3 次元的
磁気嵐の捉え方	統計的に見る	個々の変動を重視

11 IGY 前までの SC 研究(1945-1957)

11.1 戦後の地球電磁気学研究の息吹

第 2 次世界大戦が終結し、戦時中には戦時研究をしていた各国の研究者達も、元に戻って各自の科学研究を推進させていった。我が国は敗戦により食糧事情が悪く、生活は悲惨な状態ではあったが、研究者達は研究を再開させていった。帝国大学も新制国立大学として発足し、大学院生も増え、地球電磁気学の研究も息を吹き返して活発に行われるようになった。このような状況の中で、1947年 5 月に、地球電磁気学関連の研究者が集まって日本地球電気磁気学会が創設され、ますます研究に拍車がかげられることになる。

GHQ の占領初期には、日本人が外国へ行くことは非常に困難であった。1948年 8 月に IUGG の第 8 回総会がノルウェーの首都オスロで開催され、同時に IATME の学術総会も開催された。このオスロ会議には日本の研究者は誰も出席することはできなかった。しかしながら、IATME 執行委

⁴³ 磁場とプラズマの凍結という概念を提出したのも、Alfvén である。

員であった田中館愛橋が積極的にその任務を果たして大いに尽力したことにより、日本人研究者もこの会議に論文を提出できることが会議開催の半年前に認められた。短い準備期間ではあったが、我が国の地球電磁気学の研究者達は奮闘し、30数編もの国際的にも評価される論文を提出することができた。このように、91歳という高齢にもかかわらず、田中館の活躍が功を奏し、国際科学界への復帰の足がかりを築き、1951年のIUGG第9回ブリュッセル会議には再参加が認められて、国際科学界に復帰を果たすことができた〔永野・佐納, 1999〕⁽⁴⁴⁾。その後には、外国に留学して研究し、活躍する地球電磁気学の研究者も輩出していく。

世界的に研究対象はサブストームなどの極地方での地磁気擾乱やオーロラ現象などに移って行くが、我が国では前述のようにSC研究の伝統ができあがっていたこともあり、以下に見るように我が国の多くの研究者がSC研究に取り組んだ。研究の対象はSCのlocal timeでの出現頻度や波形分布、振幅の日変化、等価電流系などへと広がっていった。

11.2 local time 出現頻度と波形の分布

ニュートン (H.W. Newton)⁽⁴⁵⁾はGreenwich (地磁気緯度 53.6° N、地磁気経度 85.0° ; 以下表示は同じ) の1874年~1944年の地磁気観測データから681個のSCやSI (sudden impulse) を解析してlocal timeでの出現頻度を調べると同時に、観測されたSCの波形を次の3つのタイプに分類した。すなわち、ordinary (or normal) SC (H成分の突然の増加を示す)、SC* (H成分の主要な増加の前に小さい反対方向への減少を示す)、inverted SC (H成分の突然の減少を示し、ordinary SCの逆変化) である〔Newton, 1947, 1948〕。SC*タイプは今までも存在の指摘はあったが、初めてNewtonによりSC*と命名されて統計的に調べられた。全てのタイプでSCの出現頻度は午前8h付近で最少であること、SC*の出現個数は全SCの半分もあり、他方inverted SCは1割弱と少なかったことを示した。過去にも1つの観測地の長期間でのデータを用いて多数のSCを調べた研究者はいたが、後述するようにSC*の出現は緯度と関連しており、観測地の緯度が低かったためにSC*がこのように多くは出現しなかったものと思われる⁽⁴⁶⁾。

このNewtonの論文が引き金となってSC*に大いに関心が持たれ、1950年から1951年初頭にかけてNature誌に論文が次々に出された。最初はFerraroとパーキンソン (W.C. Parkinson) がCheltenham (50.1° N、350.5°)、Tucson (40.4° N、312.2°)、San Juan (29.9° N、3.2°)、Honolulu (21.1° N、266.5°)、Huancayo (0.6° S、353.8°)、Watheroo (41.8° S、158.6°) の6カ所での1902年~1946年(観測所により期間が違うものもあり、最短期間は1926年~1946年であった) の間に観測されたSCについて調べた〔Ferraro and Parkinson, 1950〕。低緯度においてもSCの出現頻度は同じくlocal timeの午前8h頃に最少となること、各観測地毎に全SCの個数に対するSC*の個数の比 (n_{sc^*}/N_{sc}) を求め、その値を縦軸に、地磁気経度を横軸に取った図を示し、経度約270°のHonoluluで値が一番小さく(比の値0.02)、NewtonのGreenwichでの値が一番大きく(0.55)、他の観測地での値はHonoluluを底にしたきれいなV字型の曲線上に乗ることを報告した。また、経度がほぼ同じであるCheltenhamとHuancayoでは比の値が同じ(0.25)となり、このことは興味あることであると報告していた。彼らは地磁気赤道のHuancayoの方がより緯度の高いHonoluluよりもSC*の出現頻度が高いということに既に気付いていたことになる。ただし、この比の値をlocal timeや地磁気緯度の違いで示すべきであったのが、地磁気経度で示し

⁴⁴ ちなみに、田中館愛橋は1952年5月に95歳で逝去している。

⁴⁵ 1-11節では、登場人物の生没年は省略することとする。

⁴⁶ Moos(1910)は1846年~1905年のBombay(9.8° N)での113個のSCを、van Bemmelen(1908)は1882年~1899年のBatavia(16.4° S)での131個のSCを、Rodés(1932)は1905年~1931年のEbro(43.2° N)での218のSCを、McNish(1934a)は1919年~1930年のWaterloo(40.5° S)での151個のSCを調べている。Rodésの論文中に15個のSCのH成分が例として示されており、その中にSC*タイプが幾つか見られるが、それについては何も言及していなかった。一方、McNishはSC*タイプについて言及していた。

てしまったことはその後混乱を来し残念なことであった。この地磁気経度での表示が次の論文にも影響を与えてしまった。

ワトソン (R.A. Watson) とマッキントッシュ (D.H. McIntosh) は Lerwick (62.5° N、88.6°) で 1934 年～1949 年に観測された 340 個の SC について調べ、ordinary SC は 65 個、SC* は 162 個、inverted SC は 113 個であり、 n_{sc^*}/N_{sc} の値は Lerwick の地磁気経度から見て Ferraro と Parkinson の V 字型曲線での提示値に非常に近いと報告した [Watson and McIntosh, 1950] (47)。

一方、ジャクソン (W. Jackson) は 3 年間の短い期間ではあるが、地磁気経度が Honolulu に近い幾つかの観測所のデータを調べて、Honolulu では SC* が出現せずに ordinary SC であっても他の観測所では SC* が出現している場合があり、SC* の出現は緯度にも関係することを示唆した [Jackson, 1950]。また、チャクラバルティ (S.K. Chakrabarty) は Alibag (10.2° N、143.6°) での 1905 年～1944 年の間に観測された約 800 個の SC について調べ、SC* は 0 個、inverted SC は 28 個のみであり、Alibag の地磁気経度から見ると Ferraro と Parkinson の V 字型曲線での提示値では 200 個ほどの SC* がなければならぬのに実際には全くなかったということを示唆し、SC* の出現が地磁気経度に依存するのは間違いであると報告した [Chakrabarty, 1951]。

Ferraro らは 1951 年に論文を発表し、彼らが以前調べた上述の 6 カ所でのデータを用いて SC や SI を調査し、SC の波形としては Newton の 3 つのタイプ ordinary SC、SC*、inverted SC の他に、inverted SC* (H 成分の主要な減少の前に反対方向への増加を示し、SC* の逆変化) を含めた 4 つのタイプに分類し、各タイプの H、D、V、3 成分の変動に関する分かり易い図を提示した [Ferraro, et al., 1951]。inverted SC* の数は Watheroo や Honolulu では幾つかは観測されたが、全体として非常に少なかったと報告し、さらに、各観測所での SC* と SI* の local time 1 時間毎での出現数を求めた結果では、Honolulu では全 local time で殆ど観測されず、Huancayo では午前 7 時位から夕方 18 時位まで観測され、その他の観測所では午前の遅い時刻から午後側の夜にかけて観測されると報告した (これは後述する 1962 年の松下論文による SC の波形の地磁気緯度-local time 分布図と傾向は一致していることが分かる)。ただし観測された n_{sc^*}/N_{sc} や n_{si^*}/N_{si} の値を各観測所で local time に分けて示すのではなく全体を一つにまとめて求めていたため、地磁気緯度と local time との両方の依存性の関係については言及されずじまいであった。さらにこれらの値を以前の論文と同様に横軸を地磁気経度で示して SI* を入れてもやはり Honolulu を底にした V 字型曲線で示されると報告した。Nature 誌での反論に対しては、Jackson が示した例は少ないと指摘し、Chakrabarty の反論があったとしてもやはり SC* や SI* の出現に対する経度依存性は存在するであろうと主張していた。何故このように Ferraro らが経度依存性に固執したのかは不明である。

McIntosh は Watson との論文 [Watson and McIntosh, 1950] で調べた Lerwick で観測された 340 個の SC について、その後続く擾乱の H 成分での大きさを 4 つに分けて、SC タイプとの関係や全 SC についての local time 出現頻度を求めていた [McIntosh, 1951]。また、SC タイプ毎の local time 出現頻度を調べ、normal SC や SC* は 6～10h が最少であるが、inverted SC はこの時間帯は最大で、12～18h が最少であると報告した。Jackson は Abinger (54.0° N、84.4°) での早廻し (rapid-run) と通常廻し (normal-run) の両データと他の観測地でのデータとを用いることにより SC の地磁気 3 成分の波形を比較して、各観測地の間での波形の類似点や相違点などについて報告した [Jackson, 1952]。

松下禎見 (Sadami Matsushita) は 1949 年～1958 年の Point Barrow (68° N、246°)、College (65° N、262°)、Cheltenham、Tucson、San Juan、Honolulu の 6 カ所でのデータから 44 個の SC について調べ、高緯度では 21 個の SC* (松下はこのタイプを -SC としていた) が観測され、また、H 成分が約 1～6 分続く突然の増加の後に 8～30 分続く減少で特徴付けられる新しいタイプ

47 Watson and McIntosh (1950) 以下 Jackson (1950)、Chakrabarty (1951)、McIntosh (1951)、Yoshimatsu (1950) は ordinary SC、SC*、inverted SC をそれぞれ type I、type II、type III と表していた。

が 14 個あることを示し、SC⁻と表していた[Matsushita, 1957] (48)。さらに SC、⁻SC、SC⁻について地磁気緯度—local time 依存性の分布図を示した。

その他、我が国の研究者が Kakioka (27.4° N, 208.8°)での長期間のデータを用いて local time での SC 出現頻度などを調べている[Yoshimatsu, 1950; Ishikawa, 1950; Ishikawa and Kadana, 1951 など]。また、吉松隆三郎(Takasaburo Yoshimatsu)は Kakioka で観測された SC*の個数は少ないが、 n_{sc^*}/N_{sc} の値は Ferraro と Parkinson の V 字型曲線での提示値に近かったと報告している。

結局、SC の各波形についての地磁気緯度—local time 依存性についての明瞭な分布関係は、IGY の期間に観測された多数の観測所の早廻し記録データを使用し、1962 年に我が国の研究者により報告された。松下は地磁気緯度が 50° S から 50° N 迄の範囲で local time の依存性を調べて、SC*は主に午後側に出現し、低緯度では SC のみしか出現しないが、地磁気赤道では SC*が出現することを明らかにして地磁気緯度—local time 分布図を提示した[Matsushita, 1962]。佐野幸三(Yukizo Sano)は地磁気緯度 20° 以北の範囲で local time の依存性を調べて、50° 以上の高緯度では全体的に現れる SC*以外に午前側で inverted SC* (Sano は*SC と表していた) が出現し、polar cap では午前側に SC*が、午後側に inverted SC* (*SC) がそれぞれ出現する地磁気緯度—local time 分布図を提示した[Sano, 1962]。

11.3 振幅の日変化

Ferraro とウンサンク (H.W. Unthank) とは Ferraro et al. (1951) の論文と同じ 6 カ所の観測地での 1926 年～1946 年迄の SC や SI の H 成分について、その振幅の日変化を調べた[Ferraro and Unthank, 1951]。磁気赤道に近い Huancayo では他の 5 カ所の観測地とは違う特徴を示し、local time 8h～14h の間で平均的に非常に大きな振幅を持ち、12h 近くが最大であり、他方、他の 5 カ所では真夜中近くに最大の振幅を持ち、午前 9h 頃に最少の振幅を持つと報告した。

永田武(Takesi Nagata)は、1946 年～1948 年の間の Sitka、Cheltenham、Tucson、San Juan、Honolulu の 5 カ所の観測所の地磁気データを用いて SC*の preliminary reverse impulse (PRI) の大きさの分布などについて調べた[Nagata, 1952a, 1952b]。PRI は午後側に出現し、この振幅も 18h 頃が最大になることを示した。

杉浦正久(Masahisa Sugiura)は 1922 年～1946 年に観測された 183 個の SC について Huancayo と Cheltenham との H 成分の比の日変化を調べて、8～13h の間に (11h 頃が最大) 5～6 倍と磁気赤道近くの Huancayo が異常に大きいこと (equatorial enhancement) を示した[Sugiura, 1953]。

フォーブッシュ (S.E. Forbush) とヴェスティン (E.H. Vestine) とは 1922 年～1946 年に観測された 428 個の SC について調べ、静穏日の日変化 (Sq) の大きい日に起こった SC ほど、磁気赤道の Huancayo での SC の H 成分や、初相の大きさが大きくなることを示した[Forbush and Vestine, 1955]。このことから Forbush と Vestine は、SC や初相の原因となる主要な電流は Huancayo 上の E 層の中もしくは近くを流れているであろうと示唆した。

11.4 等価電流系

永田武は前述の 1952 年の論文で SC*の PRI の等価電流系についても調べているが、これを求めるには早廻しのデータを利用しなければならず、文末の謝辞を見ると、永田が懇意にしていた田中館から第 2 回国際極年観測時のデータをもらい受けたことが分かる[Nagata, 1952b]。これは 1.9 節で前述したように、田中館が国際 SC 委員会の責任者として IATME リスボン会議 (1933 年 9 月) で報告した、世界各地から集められた観測期間中の 3 つの SC に関する早廻しでの観測データであった。この論文では、永田は 3 つの SC の内最大であった 1933 年 4 月 30 日の UT16h28m 頃の SC* の PRI の等価電流系についての状況を各地での磁場の変化ベクトルから調べ、これが電離層に起因

48 Matsushita は SC のタイプを SC (ordinary SC タイプ)、⁻SC (SC*タイプ)、SC⁻ (inverted SC と inverted SC*タイプ)、⁻SC⁻ (⁻SC と SC⁻の結合タイプ) の 4 つに分類した。

していることを示した。さらにこの続きとして永田と阿部史朗(Shiro Abe)とは、先の永田の論文の5カ所の観測所データの期間を1946年から1950年までと延長してさらに多数のSC*について調べて報告した[Nagata and Abe, 1955]。SC*のPRIの等価電流系について調べるために今度は、第2回国際極年観測時の早廻しデータをIAGA⁴⁹事務局から送ってもらったことが文末の謝辞から見てとれる。この論文で発表したのは、3つのSCの内、1933年5月29日のUT6h25mのSC*のPRIの等価電流系の北半球で求めた図であった。これによると、この極地域の電離層に起因する電流はpolar capの中でlocal time 10hから22hに向けて低緯度側に流れる2つの渦状電流からなり、午後側では時計回りの流れ、午前側では弱い反時計回りの流れであると報告された。この同じ第2回国際極年の観測データを用いて、小口高(Takashi Oguchi)はSCが起こっている間での等価電流系の変化について調べた [Oguti, 1956]。

他方、大林辰蔵(Tatsuzo Obayashi)とジェーコブス (J.A. Jacobs) はSCの主要な変化磁場を生み出す等価電流系を、1949年~1953年の間に得られた地球上に広く分布した多数の観測所の磁場データからSCの平均的なlocal time変化を統計的に導出して求めている [Obayashi and Jacobs, 1957]。大林とJacobsはSCの変化磁場 D^c (添字CはSCでの場を表している) を、経度に依存せずにSCの開始からの時間のみに依存する部分 Dst^c と、残りの部分、即ち、経度とSC開始からの時間の両方に依存する部分 Ds^c とに分けて求めた。北半球での Dst^c の等価電流系は地球表面上では北向きの磁場を生み出すような東向きのリング状の電流を示し、 Ds^c の等価電流系はpolar capの中でlocal time 10hから22hに向けて低緯度側に流れる2つの渦状電流からなり、午後側では反時計回りの流れ、午前側では弱い時計回りの流れであることを示した。この Dst^c の電流はChapmanが磁気嵐の磁場変動を解析した際の初相の等価電流系 [Chapman, 1918, 1935] であり、また、この Ds^c の電流の向きは、永田と阿部が求めたSC*のPRIの電流系の丁度逆向きとなっていることが分かる。

11.5 SCの理論的考察

前述したように、ChapmanとFerraroとによって磁気嵐の理論が発表され、太陽からのプラズマ雲が地球磁場に衝突して空洞 (この空洞は磁気圏と呼ばれるようになった [Gold, 1959]) を圧縮し、その前面に流れる誘導電流によって生じる磁場が地球表面では水平分力を増加させることにより、磁気嵐時のSCと初相を説明できることを示した。この理論はFerraroにより平面モデルについてさらに詳細に論じられた [Ferraro, 1952]。また、マルチン (D.F. Martyn) はChapman-Ferraro理論を基に磁気嵐の理論を発展させ、主相を表す赤道環電流を正負に分離した電荷による分極電場で説明しようとした [Martyn, 1951]。この論文の中で、Martynはプラズマ雲の動圧と地球磁場の圧力が釣り合っている関係式を示しているが、この関係式が後年、磁気圏の形状を決める上で重要な役割を持つことになる。

一方、前述したように磁気流体力学 (MHD) を創設したAlfvénはChapman-Ferraro理論の重要な仮定である「宇宙空間内のプラズマは磁場を持っていない」に真っ向から反論し、磁場を持つプラズマに対して惑星間空間では誘導電場が存在し、この誘導電場が重要な役割を持つと主張した。さらに、磁気流体のプラズマ中には磁気流体波が存在することを示し、宇宙電磁気現象はこの磁気流体波を仮定すると説明がうまく行くと主張し [Alfvén, 1950]、磁気嵐の電場理論を展開した [Alfvén, 1955, 1958]。AlfvénはChapman-Ferraro理論に真っ向から反対したため、1951年頃からAlfvén派とChapman派との間で論争が長く続いた。

シンガー (S.F. Singer) はSCの起源は惑星間空間の衝撃波であると想定して、その前面が地球の磁場と遭遇した際の衝撃波の磁気圏内での伝播の振る舞いについて調べ、SC*の現象はこの衝撃波の経度方向へのねじれによると簡単に説明していた [Singer, 1957]。また、AlfvénがChapman-Ferraro理論での主相を説明する赤道環電流は不安定で存在し得ないと主張したことに

⁴⁹ IATMEは1954年にIAGAと改称された (脚注2参照)。

対して、Singer は Alfvén 自身が提唱したプラズマ粒子のガイディング・センター近似理論 [Alfvén, 1950] を用いて陽子は西向きに、電子は東向きに地球の周りをドリフト運動することより、西向きの赤道環電流は安定的に存在し得るということを示した。ただし、プラズマ粒子は惑星間空間の衝撃波のあとから飛来したもので、地球の磁場が歪んだことにより Størmer の禁止領域内に入り込んだと考えていた。

一方、大林と Jacobs は前述の論文 [Obayashi and Jacobs, 1957] の中で、大気中のダイナモ理論により、 Ds^c の電流系は極地方の電離層の電気伝導率の増加に伴って起こると考えてその大きさを計算し、また、 SC^* の PRI の電流系に対しても太陽からの荷電微粒子が Ds^c の電流の流れる前に電気伝導率を高めて電離層の風系が逆向きとなって生じているとして、その大きさを計算により求めていた。

このように SC^* も含めた SC の全体像に関する理論的な考察は、この段階ではまだ決定的な説明には至らなかった。IGY での詳細な観測や、それに基づく理論的な研究が待たれる状況にあった。

11.6 IGY による SC 研究の進展

1957 年 7 月に開始された IGY の期間には多数の観測所で早廻し記録データが採られたことにより、SC についてもそれらのデータを用いて詳しい研究がなされた。SC の同時性についても開始時刻 (onset time) が再度調べられ、昼間の中高緯度で最初に出現し、1 分以内に全世界に伝播していると報告された [Gerard, 1959; Williams, 1960; Yamamoto and Maeda, 1961; Nishida and Jacobs, 1962]。また、SC の開始から終了までの立ち上がり時間 (rise-time) についても調べられ、昼間側では短く、夜側に行くにつれて長くなり、平均的にはほぼ 3 分であったということが報告された [Maeda et al., 1962; Ondoh, 1963]。さらに、太陽からのプラズマ雲が地球磁場に衝突する前面での衝撃の影響が、磁気流体波として地球表面に到達して SC 現象を起こすという考えに基づいた理論的考察もなされた [Dessler, 1958; Piddington, 1959; Dessler and Parker, 1959; Francis et al., 1959]。

ウイルソン (C.R. Wilson) と杉浦正久とは中高緯度の SC の水平ベクトルが楕円偏波しており、午前側では反時計回り、午後側では時計回りと、その回転の向きが local time により変わることを見出した [Wilson and Sugiura, 1961]。Wilson と杉浦は、磁気圏内に磁気流体波が存在し、それが電離層へ伝播してこれらの現象を起こしていると提唱し、低緯度には縦波が、高緯度には横波の磁気流体波が主に伝播していると報告した。さらに、玉尾孜 (Tsutomu Tamao) は SC^* の原因として磁気圏内の磁気流体波を考え、 SC^* の PRI は磁力線沿いに入射する横波の混合磁気流体波 (mixed transverse hydromagnetic wave ; pure transverse plus converted transverse) が作る 2 つの渦状電離層電流が起因していると提唱した [Tamao, 1964]。

IGY 期間に旧ソ連により人類初の人工衛星スプートニク 1 号が打ち上げられ、その後は人工衛星により惑星間空間や磁気圏内の諸現象が直接観測されていった。これにより、太陽風が発見され [Neugebauer and Snyder, 1962]、惑星間空間での衝撃波や不連続面の変動と地上 SC 現象との対応も明らかにされた [Siscoe et al., 1968]。

その後これらの研究を基にし、更に人工衛星データと地上データとを有機的に結合させて SC 現象の全体像の把握の研究がなされ、3 次元的な電流系の構造と磁気流体波の伝播とにより SC 現象の一層の解明がなされていった。

12 おわりに

12.1 おわりに

今までほとんどスポットライトが当てられることがなかった IGY 前、特に第 2 次世界大戦前の地球電磁気学の歴史のうち、特に SC に関する研究史を取り上げて本論文では考察を試みた。調査に

当たっては 100 年以上も前の古い文献や、二戸市にある田中館愛橋記念科学館所蔵の貴重な資料を数多く参照した。図書館での大量の蔵書の中から文献を探し、歴史を解読していく作業は、まるで広大な砂漠のなかで化石の断片を一つ一つ発掘し、それらを根気よく集め、元の生物の姿を復元していく作業にも似ていたが、古の時代の SC 研究に関する歴史の一面を明らかにすることができたと思っている。

本論文で得た結論の一つは、SC の同時性の問題の発見者である。永らく 1880 年の Adams と Ellis がこの問題の発見者であると考えられてきたが、それよりも 16 年早く、ポルトガルの Capello がイギリスの Stewart と共にこの問題をすでに報告していたことを我々は見出した。また、Chree が 1910 年頃に「sudden commencement」という学術用語を初めて用いたのではないかと考えられていた点についても、この用語が van Bemmelen により 1906 年にすでに用いられていたことを明らかにした。

本論文の二つ目の要点は、田中館愛橋が IATME という国際組織の枠組みの中でいかなる活動をしていたのかを明らかにした点である。田中館は IATME の SC 調査委員会のレポーターとして SC 研究の推進に携わった。我々は田中館愛橋記念科学館所蔵の資料を基に田中館の活動内容を明らかにし、Bauer や Chree、あるいはその他の研究者と田中館との間にいかなるやりとりがあったのかについても明らかにした。SC の伝搬性を提起した Bauer は、その後次々に明らかになった SC 同時性を示唆する状況証拠にもかかわらず自己の説に固執し、そして生涯にわたって頑なに SC の伝搬性を主張した。Bauer を単に頑固な研究者と批判することは簡単であろう。しかし見方を変えれば、Bauer はいつか観測機器の精度が向上すれば、必ずや自己の SC 伝搬性説が立証されるであろうと固く信じ、まるで一つのロマンを追いかけるかのように研究を続けた夢多き研究者であったとも言えるのではないだろうか。

本論文の三つ目の要点は、Bauer、Chree 亡き後の田中館の SC 研究について明らかにしたことである。田中館は 1932-1933 年の第 2 回国際極年観測の期間を利用して、小野澄之助に命じて日本国内で SC 研究を続行しようとした。また中央气象台では、今道周一らが田中館とは別に当時の日本の施政権の及ぶ範囲内で SC 研究の問題に取り組んだ。長岡半太郎は SC の発生機構についての理論的考察を行った。このような活動が、戦後になって多くの日本人科学者が SC について研究していく基礎と伝統とを築くことにつながっていった。

地球電磁気学は、1957 年から 1958 年にかけて実施された IGY(International Geophysical Year) を契機として大きく発展した。IGY 期間中にソ連によりスプートニク 1 号が打ち上げられ、人工衛星による宇宙探査の時代が到来した。これにより地球電磁気学は地球のみならず地球近傍の宇宙空間、つまり磁気圏に我々は踏み出すこととなった。その後惑星間飛行体が次々と打ち上げられ、地球電磁気学は他の惑星までも包含する総合的な地球惑星科学に変貌を遂げた。現在、科学者たちは太陽系内で起こるあらゆる現象をその研究対象とするようになり、他の惑星の磁気圏やオーロラ、電離層を論じるまでになった。現在、惑星探査機が太陽系の隅々まで到達するようになり、ニューホライズンズは冥王星探査を終えカイパーベルトに到達したし、ボイジャー 1 号、2 号はヘリオポーズを超えて太陽系外に出た。その発展の様子を見てみると、最初の「地球電磁気学」という学問名称すら忘れ去られようとしているかのようである。

しかしこのような時代において、過去に我々が歩んだ道を一度振り返り、故きを温ね新しきを知ることは無駄ではないであろう。地球電磁気学は決して IGY に始まったわけではなく、数百年にわたる長い歴史を持つ学問である。新しい時代が始まると、その前の時代は歴史の中で往々にして忘れ去られる。過去の科学者たちが何を考え、何に挑戦し、何を発見したのか。それらを辿ることは、我々現代の地球惑星科学研究者のルーツそのものを知ることには他ならない。

References

Absalom, H.W.L., The times of recent 'sudden commencements' of magnetic storms at Eskdalemuir, *Terr. Mag.*, **32**, 1-4, 1927.

Adams, W.G., Comparison of curves of the declination magnetographs at Kew, Stonyhurst, Coimbra, Lisbon, Vienna, and St.Petersburg, *Brit. Ass. Rept.*, **50**, 201-209, 1880.

Adams, W.G., On magnetic disturbances and earth-currents, *Brit. Ass. Rept.*, **51**, 463-474, 1881.

Adams, W.G., Comparison of simultaneous magnetic disturbances at several observatories, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, **183**, 131-139, 1892.

Airy, G.B., Results deduced from measurements of terrestrial magnetic force in the horizontal plane, at the Royal Observatory, Greenwich, from 1841 to 1876, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **176**, 679-689, 1885.

Airy, G.B., Results deduced from measurements of terrestrial magnetic force in the horizontal plane, at the Royal Observatory, Greenwich, from 1841 to 1876, *Proc. Roy. Soc. London*, **39**, 255-258, 1886.

Alfvén, H., Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves, *Nature*, **150**(3805), 405-406, 1942.

Alfvén, H., *Cosmical electrodynamics*, Oxford Univ. Press., 1950.

Alfvén, H., On the electric field theory of magnetic storms and aurorae, *Tellus*, **7**, 50-64, 1955.

Alfvén, H., On the theory of magnetic storms and aurorae, *Tellus*, **10**, 104-116, 1958.

Angenheister, G., Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit magnetischer Störungen und Pulsationen. Bericht über die erdmagnetischen Schnellregistrierungen in Apia (Samoa), Batavia, Cheltenham und Tsingtau im September 1911, *Nachrichten der K. Gesell. der Wissenschaften zur Göttingen Math.-Phys. Klasse*, **aus dem Jahre 1913**, 565-581, 1913.

Angenheister, G., Ueber die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit Erdmagnetischer Störungen und Pulsationen, *Terr. Mag.*, **25**, 26-32, 1920.

Anonymous, Programm der internationalen erdmagnetischen Cooperation während der Zeit der Südpolar-Forschung in den Jahren 1902-1903, *Terr. Mag.*, **6**, 49-58, 1901.

Anonymous (実際には J.A. Fleming と W.J. Peters の筆による), Resolutions passed by the Polar Year Commission of the International Meteorological Committee at Leningrad, August 1930, *Terr. Mag.*, **35**, 245-248, 1930.

Bauer, L.A., Reply to above proposal, *Terr. Mag.*, **7**, 27-28, 1902a.

Bauer, L.A., Notice of magnetic disturbance during eruption of Mont Pelée, Martinique, *Terr. Mag.*, **7**, 57-58, 1902b.

Bauer, L.A., Beginning and propagation of the magnetic disturbance of May 8, 1902, and of some other magnetic storms, *Terr. Mag.*, **15**, 9-20, 1910a.

Bauer, L.A., Analysis of the magnetic disturbance of January 26, 1903, and general considerations regarding magnetic changes, *Terr. Mag.*, **15**, 21-30, 1910b.

Bauer, L.A., The physical theory of the Earth's magnetic and electric phenomena - No.I, *Terr. Mag.*, **15**, 107-128, 1910c.

Bauer, L.A., The physical theory of the Earth's magnetic and electric phenomena - No.II, *Terr. Mag.*, **15**, 219-232, 1910d.

Bauer, L.A., On the simultaneity of abruptly-beginning magnetic storms, *Nature*, **85**(2149), 306-308, 1911a.

Bauer, L.A., The non-simultaneity and the generally eastward progression of sudden magnetic storms, *Nature*, **86**(2157), 9-12, 1911b.

Bauer, L.A., Data for abruptly beginning magnetic disturbances, 1906-09, No.I, *Terr. Mag.*, **16**, 85-108, 1911c.

Bauer, L.A., Data for abruptly beginning magnetic disturbances, 1906-09, No.II, *Terr. Mag.*, **16**, 163-204, 1911d.

Bauer, L.A., Terrestrial magnetism and electricity at the Madrid Meeting, October 1924, *Terr. Mag.*, **29**, 205-210, 1924.

Bauer, L.A., Preliminary report on terrestrial magnetism and electricity at the Prague Assembly, September 3 to 10, 1927, *Terr. Mag.*, **32**, 169-170, 1927.

Bauer, L.A. and W.J. Peters, Regarding abruptly-beginning magnetic disturbances, *Terr. Mag.*, **30**, 45-68, 1925.

Bemmelen, W. van, The magnetic "postturbation" and the current-vortices of Schmidt, *Terr. Mag.*, **5**, 123-126, 1900.

Bemmelen, W. van, On Magnetic Disturbances as recorded at Batavia, *Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences*, **9**(I), 266-278, 1906.

Bemmelen, W. van, The starting impulse of magnetic disturbances, *Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences*, **10**(II), 773-782, 1908.

Birkeland, Kr., The Norwegian aurora polaris expedition, 1902-1903, Section 1, Vol.I Part I, H. Aschehoug & Co., 1908.

Birkeland, Kr., The non-simultaneity and the generally eastward progression of sudden magnetic storms, *Nature*, **86**(2159), 79, 1911a.

Birkeland, Kr., The simultaneity of certain abruptly-beginning magnetic disturbances, *Nature*, **87**(2189), 483-484, 1911b.

Birkeland, Kr., The Norwegian aurora polaris expedition, 1902-1903, Section 2, Vol.I Part II, III, H. Aschehoug & Co., 1913.

Bock, R., Ein Beitrag zur Frage der Scheinbaren Fort-Pflanzungsgeschwindigkeit Erdmagnetischer Störungen, *Terr. Mag.*, **31**, 129-131, 1926.

Brooke, C., On the automatic registration of magnetometers, and other meteorological instruments, by photography, *Abs. Paper. Comm. Roy. Soc. London*, **5**, 657, 1843a.

Brooke, C., On the automatic registration of magnetometers, and other meteorological instruments, by photography III, *Abs. Paper. Comm. Roy. Soc. London*, **5**, 851-852, 1843b.

Brooke, C., On the automatic registration of magnetometers, and other meteorological instruments, by photography, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **137**, 59-68, 1847a.

Brooke, C. (Supplement by Airy, G.B.), On the automatic registration of magnetometers, and other meteorological instruments, by photography, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **137**, 69-77, 1847b.

Capello, J.C.B. and B. Stewart, Results of a Comparison of Certain Traces Produced Simultaneously by the Self-Recording Magnetographs at Kew and at Lisbon; Especially of Those Which Record the Magnetic Disturbance of July 15, 1863, *Proc. Roy. Soc. London*, **13**, 111-120, 1863.

Chakrabarty, S.K., Sudden commencements in geomagnetic field variations, *Nature*, **167**(4236), 31, 1951.

Chapman, S., On the Diurnal Variations of the Earth's Magnetism Produced by the Moon and Sun, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, **213**, 279-321, 1913.

Chapman, S., On the times of sudden commencement of magnetic storms, *Proc. Phy. Soc. London*, **30**, 205-214, 1917.

Chapman, S., An outline of a theory of magnetic storms, *Proc. Roy. Soc. London A*, **95**, 61-83, 1918.

Chapman, S. A note on magnetic storms, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical*

Magazine and Journal of Science Ser.6, **40**, 665-669, 1920.

Chapman, S., The motion of a neutral ionized stream in the earth's magnetic field, *Cambridge Proc. Phil. Soc.*, **21**, 577-594, 1923.

Chapman, S., On certain average characteristics of world wide magnetic disturbance, *Proc. Roy. Soc. A*, **115**, 242-267, 1927.

Chapman, S., Charles Chree, *Terr. Mag.*, **33**, 185-187, 1928.

Chapman, S., The electric current-systems of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **40**, 349-370, 1935.

Chapman, S. and Bartels, J., "Geomagnetism", Vols. I and II, Oxford Univ. Press (Clarendon), 1940.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, The electrical state of solar streams of corpuscles, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **89**, 470-479, 1929.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **36**, 77-97, 1931a.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **36**, 171-186, 1931b.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **37**, 147-156, 1932a.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **37**, 421-429, 1932b.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **38**, 79-96, 1933.

Chapman, S. and V.C.A Ferraro, The theory of the first phase of a geomagnetic storm, *Terr. Mag.*, **45**, 245-268, 1940.

Chree, C., On the supposed propagation of "equatorial" magnetic disturbances with velocities of the order of 100 miles per second, *Proc. Phy. Soc. London*, **23**, 49-57, 1910.

Chree, C., The non-simultaneity and the generally eastward progression of sudden magnetic storms, *Nature*, **86**(2159), 78-79, 1911.

Chree, C., Time measurements of magnetic disturbances and their interpretation, *Proc. Phy. Soc. London*, **26**, 137-153, 1914.

Chree, C., The times of 'sudden commencements' (S.C.s) of magnetic storms: observation and theory, *Proc. Phys. Soc. London*, **38**, 35-46, 1925.

Dessler, A.J., The propagation velocity of world-wide sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **63**, 405-408, 1958.

Dessler, A.J. and E.N. Parker, Hydromagnetic theory of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2239-2252, 1959.

Dijk, G. van, Time accuracy in magnetic registration, *Nature*, **86**(2158), 44, 1911.

Egedal, J., On the propagation of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **39**, 321-323, 1934.

Ellis, W., Correspondence of phenomena in magnetic storms, *Nature*, **23**(576), 33-34, 1880.

Ellis, W., On the simultaneity of magnetic variations at different places on occasions of magnetic disturbance, and on the relation between magnetic and earth current phenomena, *Proc. Roy. Soc. London*, **52**, 191-212, 1892.

Faris, R.L., Times of abruptly beginning magnetic disturbances, as recorded at the coast and geodetic survey magnetic observatories, *Terr. Mag.*, **15**, 93-105, 1910.

Faris, R.L., On the non-simultaneity of suddenly beginning magnetic storms, *Nature*, **87**(2177), 78, 1911a.

Faris, R.L., On time scalings of magnetograms, *Terr. Mag.*, **16**, 109-112, 1911b.

Farr, C.C., Proposal regarding high speed magnetic observations on international term days, *Terr. Mag.*, **7**, 26-27, 1902.

Ferraro, V.C.A., On the theory of the first phase of a geomagnetic storm : A new illustrative calculation based on an idealised (plane not cylindrical) model field distribution, *J. Geophys. Res.*, **57**, 15-49, 1952.

Ferraro, V.C.A., The birth of a theory, in "Sydney Chapman eighty. From his friends" (ed. by Akasofu, S.I, Fogle, B., and Haurwitz, B), University of Colorado Press, 14-18, 1967.

Ferraro, V.C.A. and W.C. Parkinson, Sudden commencements in geomagnetism: Their dependence on local time and geomagnetic latitude, *Nature*, **165**(4189), 243-244, 1950.

Ferraro, V.C.A., W.C. Parkinson, and H.W. Unthank, Sudden commencements and sudden impulses in geomagnetism: Their hourly frequency at Cheltenham (MD.), Tucson, San Juan, Honolulu, Huancayo and Watheroo., *J. Geophys. Res.*, **56**, 177-195, 1951.

Ferraro, V.C.A. and H.W. Unthank, Sudden commencements and sudden impulses in geomagnetism: Their diurnal variation in amplitude, *Geofis. Pura Appl.*, **20**, 27-30, 1951.

Fleming, J.A., Summary of the year's work, department of terrestrial magnetism, Carnegie Institution of Washington, *Terr. Mag.*, **35**, 231-236, 1930a.

Fleming, J.A., Preliminary report on terrestrial magnetism and electricity at the Stockholm Assembly, August 14 to 23, 1930, *Terr. Mag.*, **35**, 209-212, 1930b.

Fleming, J.A. and H.D. Harradon, Fifth general assembly of the Association of Terrestrial Magnetism and Electricity at Lisbon, Portugal, September 14 to 23, 1933, *Terr. Mag.*, **38**, 313-322, 1933.

Fleming, J.A. and H.D. Harradon, Sixth general assembly of the Association of Terrestrial Magnetism and Electricity at Edinburgh, Scotland, September 17-26, 1936, *Terr. Mag.*, **41**, 355-362, 1936.

Fleming, J.A., H.D. Harradon and J.W. Joyce, Seventh general assembly of the Association of Terrestrial Magnetism and Electricity at Washington, D.C., September 4-15, 1939, *Terr. Mag.*, **44**, 471-479, 1939.

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.

Francis, W.E., M.I. Green and A.J. Dessler, Hydromagnetic propagation of sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1643-1645, 1959.

Gerard, V.B., The propagation of world-wide sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **64**, 593-596, 1959.

Gold, T., Plasma and magnetic fields in the solar system, *J. Geophys. Res.*, **64**, 1665-1674, 1959.

Graham, G., An Account of Observations made of the Variation of the Horizontal Needle at London, in the latter Part of the Year 1722, and beginning of 1723, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **33**(383), 96-107, 1724.

Halley, E., An Account of the cause of the Change of the Variation of the Magnetical Needle, with an Hypothesis of the Structure of the Internal parts of the Earth: as it was proposed to the Royal Society in one of their late Meetings, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **17**, 563-578, 1692.

Harradon, H.D., Abstract of the Innsbruck meeting of the Commission of Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity of the International Meteorological Organization and of the resolutions adopted September 21-23, 1931, *Terr. Mag.*, **36**, 319-323, 1931a.

Harradon, H.D., Abstract of the Innsbruck meeting of the International Commission for The Polar Year 1932-33 of the International Meteorological Organization and of the resolutions adopted September 23-26, 1931, *Terr. Mag.*, **36**, 324-332, 1931b.

IGGU-STME(International Geodetic and Geophysical Union, Section of Terrestrial Magnetism and Electricity), Agenda for Madrid meeting, October 1-10, 1924, *Terr. Mag.*, **29**, 85-86, 1924.

IGGU-STME(International Geodetic and Geophysical Union, Section of Terrestrial Magnetism and Electricity), Provisional agenda, *Terr. Mag.*, **35**, 87-88, 1930.

Ishikawa, G., On the initial phase of geomagnetic storm, *Papers in Meteorology and Geophysics*, **1**, 319-338, 1950.

Ishikawa, G. and M. Kadana, Sudden commencement in geomagnetic storm. Their dependence on local time, *Rep. Ionos. Res. Japan*, **5**, 144-146, 1951.

IUGG-IATME(International Union of Geodesy and Geophysics, International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity), Lisbon assembly, September 17-24, 1933, *Terr. Mag.*, **38**, 241-242, 1933.

IUGG-IATME(International Union of Geodesy and Geophysics, International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity), Meeting in Edinburgh, September 1936, *Terr. Mag.*, **41**, 223-224, 1936.

IUGG-IATME(International Union of Geodesy and Geophysics, International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity), Participation in the meetings, *IATME Bull.*, (10), 7-8, 1937.

Jackson W., Sudden commencements in geomagnetism, *Nature*, **166**(4225), 691-692, 1950.

Jackson, W., World-wide simultaneous magnetic fluctuations and their relation to sudden commencements, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **2**, 160-172, 1952.

Kelvin, Lord, Anniversary meeting. President's address, *Proc. Roy. Soc. London*, **52**, 299-313, 1893.

Krogness, O., On the simultaneity of 'abruptly-beginning' magnetic storms, *Nature*, **85**(2145), 170-171, 1910.

Lindemann, F.A., Note on the Theory of Magnetic Storms, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science Ser.6*, **38**, 669-684, 1919.

Lodge, O., Magnetic storms and solar eruptions, *Nature*, **81**(2084), 425-426, 1909.

Maeda, H., K. Sakurai, T. Ondoh and M. Yamamoto, A study of solar terrestrial relationships during the IGY and IGC, *Ann. Geophysique*, **18**, 305-333, 1962.

Malin, S., Historical introduction to geomagnetism, in "Geomagnetism" (ed. by Jacobs, J.A.), Academic Press, 1-49, 1987.

Martyn, D.F., The Theory of Magnetic Storms and Auroras, *Nature*, **167**(4238), 92-94, 1951.

Matsushita, S., On sudden commencements of magnetic storms at higher latitudes, *J. Geophys.*

Res., **62**, 162-166, 1957.

Matsushita, S., On geomagnetic sudden commencements, sudden impulses, and storm durations, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3753-3777, 1962.

Maunder, E.W., Magnetic Disturbances, 1882 to 1903, as recorded at the Royal Observatory, Greenwich, and their association with sun-spots, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **65**, 2-34, 1904a.

Maunder, E.W., Magnetic Disturbances as recorded at the Royal Observatory, Greenwich, and their association with sun-spots, second paper, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **65**, 538-559, 1904b.

Maunder, E.W., Magnetic Disturbances as recorded at the Royal Observatory, Greenwich, and their association with sun-spots, third paper, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **65**, 666-681, 1904c.

McIntosh, D.H., Geomagnetic 'sudden commencements' at Lerwick, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **1**, 223-232, 1951.

McNish, A.G., Occurrence of sudden commencements at the Watheroo Magnetic Observatory, Comptes Rendus de l'Assemblée de Lisbonne, 1933, *IATME Bull.*, (9), 234-238, 1934a.

McNish, A.G., Mean force-vectors associated with sudden commencements and magnetic storms, Comptes Rendus de l'Assemblée de Lisbonne, 1933, *IATME Bull.*, (9), 238-240, 1934b.

Milne, E.A., On the possibility of the emission of high-speed atoms from the sun and stars, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **86**, 459-473, 1926.

Mitchell, A.C., On the vertical force changes during the 'sudden commencement' of a magnetic storm, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **45**, 297-301, 1926.

Moos, N.A.F., Magnetic observations made at the government observatory, Bombay, for the period 1846 to 1905 and their discussion Part II. The Phenomenon and its discussions (in Colaba Magnetic Observatory Yearbooks, 1846 to 1905), Bombay, 1910.

Nagaoka, H., Sudden commencement of magnetic storms and its probable cause, *Proc. Imp. Acad.*, **17**(7), 250-255, 1941.

Nagata, T., Sudden commencements preceded by the preliminary reverse impulse in a geomagnetic field, *Nature*, **169**, 446-447, 1952a.

Nagata, T., Distribution of SC* of magnetic storms, *Rep. Ionos. Res. Japan*, **6**, 13-30, 1952b.

Nagata, T. and S. Abe, Notes on the distribution of SC* in high latitudes, *Rep. Ionos. Res. Japan*, **9**, 39-44, 1955.

Neugebauer, M. and C.W. Snyder, The mission of Mariner II: preliminary observations, Solar plasma experiment, *Science*, **138**(3545), 1095-1097, 1962.

Newton, H.W., Note on "Sudden commencements" and other small characteristic impulses, *Terr. Mag.*, **52**(4), 441-447, 1947.

Newton, H.W., Sudden commencements in the Greenwich magnetic records (1874-1944) and related sunspot data, *Mon. Not. R. Astr. Soc., Geophysical Supplement*, **5**(6), 159-185, 1948.

Nippoldt, A., Louis Agricola Bauer and terrestrial magnetism, *Terr. Mag.*, **37**, 205-208, 1932.

Nishida, A. and J.A. Jacobs, World wide changes in the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **67**, 525-540, 1962.

Obayashi, T. and J.A. Jacobs, Sudden commencements of magnetic storms and atmospheric dynamo action, *J. Geophys. Res.*, **62**, 589-616, 1957.

Oguti, T., Notes on the morphology of SC, *Rep. Ionos. Res. Japan*, **10**, 81-90, 1956.

Okada, T., Magnetic storms of January 27th, 1926, recorded at the Kakioka Magnetic Observatory, Japan, *Geo. Mag. Tokyo (中央气象台欧文彙報)*, **1**(2) 57-61, 1926a.

Okada, T., Magnetic storm of January 27th, 1926, recorded at the Kakioka Magnetic Observatory, Japan, *Proc. Imp. Acad.*, **2**(7) 332-333, 1926b.

Ondoh, T., Longitudinal distribution of SSC rise time, *J. Geomag. Geoelectr.*, **14**, 198-207, 1963.

Ono, S., Observations of sudden commencements of magnetic storms in 1926, *Ann. Rep. Kakioka. Mag. Obs.*, (3), 1-4, 1927a.

Ono, S., A new design of highly sensitive magnetic variometer, *Geo. Mag. Tokyo (中央气象台欧文彙報)*, **1**(3), 63-67, 1927b.

Piddington, J.H., The transmission of geomagnetic disturbances through the atmosphere and interplanetary space, *Geophys. J.*, **2**, 173-189, 1959.

Rodés, L., On the non-simultaneity of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **27**, 161-166, 1922.

Ronalds, F., On photographic self-registering meteorological and magnetical instruments, *Abs. Paper. Comm. Roy. Soc. London*, **5**, 662-663, 1851.

Ronalds, F., On photographic self-registering meteorological and magnetical instruments, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **137**, 111-117, 1847.

Sabine, E., On Periodical laws discoverable in the mean effects of the larger magnetic disturbances - No.II, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **142**, 103-124, 1852.

Sano Y., Morphological studies on sudden commencements of magnetic storms using rapid-run

magnetograms during the IGY, *J. Geomag. Geoelectr.*, **14**, 1-15, 1962.

Sano, Y. and H. Nagano, Early history of sudden commencement investigation and some newly discovered historical facts, *Hist. Geo. Space Sci.*, **12**, 131-162, 2021.

Schmidt, A., Ueber die Ursache der magnetischen Stürme, *Meteorologische Zeitschrift*, **16**, 385-397, 1899.

Schuster, A., The diurnal variation of terrestrial magnetism, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **180**, 467-518, 1889. (Appendix に Lamb, H. の論文を含む)

Schuster, A., The diurnal variation of terrestrial magnetism, *Phil. Trans Roy. Soc. A*, **208**, 163-204, 1908.

Schuster, A., The origin of magnetic storms, *Proc. Roy. Soc. A*, **85**, 44-50, 1911.

Singer, S.F., A new model of magnetic storms and aurorae. *Trans. Amer. Geophys. Union*, **38**, 175-190, 1957.

Siscoe, G.L., V. Formisano and A.J. Lazarus, Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes - An experimental investigation, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4869-4874, 1968.

Stauning, P., Auroral and geomagnetic research in Denmark, *地磁気世界資料解析センターニュース*, (64), 2-4, 2000.

Stauning, P., Danish auroral science history, *Hist. Geo. Space Sci.*, **2**, 1-28, 2011.

Størmer, C., Corpuscular theory of the aurora borealis, *Terr. Mag.*, **22**, 23-34, 1917a.

Størmer, C., Corpuscular theory of the aurora borealis (Concluded), *Terr. Mag.*, **22**, 97-112, 1917b.

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.

Tamao, T., A hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC*, *Rep. Ionos. Space Res.*, **18**, 16-31, 1964.

Tanakadate, A., Circular regarding sudden commencements of magnetic storms, *Terr. Mag.*, **29**, 197, 1924.

Tanakadate, A., Preliminary report on sudden commencements of magnetic storms, Section Terr. Mag. Elect., *Internat. Geod. Geophys. Union, Bull.*, (6), 20-21, 1926.

Tanakadate, A. and L.A. Bauer, The earth's residual magnetic field, *Terr. Mag.*, **13**, 67-71,

1908.

Tanakadate, A., Short preliminary report on three sudden commencements of magnetic storms, *Comptes Rendus de l'Assemblée d'Association de Magnétisme et Electricité à Lisbonne, IATME Bull.*, (9), 149-157, 1934.

Tanakadate, A., Report on sudden commencements of magnetic storms in Japan, *IATME Bull.*, (10), 174-177, 1937.

Terada, T., On rapid periodic variation of terrestrial magnetism, *Journal of the College of Science, Imperial University of Tokyo* (東京帝国大学理科大学紀要), **37**(9), 1-85, 1917.

Walker, G.W., Accuracy of time on magnetograms, *Nature*, **85**(2147), 236, 1910.

Watson, R.A. and D.H. McIntosh, Sudden commencements in geomagnetism, *Nature*, **165**(4208), 1018, 1950.

Williams, V.L., The simultaneity of sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **65**, 85-92, 1960.

Wilson, C.R. and M. Sugiura, Hydromagnetic interpretation of sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **66**, 4097-4111, 1961.

Yamamoto, M. and H. Maeda, The simultaneity of geomagnetic sudden impulses, *J. Atmosph. Terr. Phys.*, **22**, 212-215, 1961.

Yoshimatsu, T., Diurnal and seasonal frequencies of occurrence of 'sudden commencements', SC, in geomagnetism, *J. Geomag. Geoelectr.*, **2**, 54-60, 1950.

今道周一, 磁気嵐及び脈動の発現時比較に関する調査, *中央気象台柿岡地磁気観測所要報*, **1**(4), 32-43, 1938.

今道周一, 第二回極年観測について, 『地球観測百年』(永田武・福島直編), 東京大学出版会, 236-242, 1983.

小野澄之助, 地磁気観測並に關係事項の研究, *服部報公会事業報告*, **1**, 61-62, 1934a.

小野澄之助, 第二回極地観測本邦観測の概要報告, *日本学術協会報告*, **9**(4), 634-637, 1934b.

小野澄之助, 地磁気と地電流並に其の応用につきて (一), *東京物理学校雑誌*, **543**, 87-91, 1937.

寺田寅彦, 大正 10 年 1 月 7 日の日記 (『新版寺田寅彦全集第 II 期』, 第 21 卷 日記四, 岩波書店, 1998), 1921.

永田武, 地球磁気学 100 年の歩み, *自然*, **1974 年 8 月号**, 28-46, 1974.

永野宏・佐納康治, 第二次世界大戦後における田中館愛橘の国際的活躍, *科学史研究第 II 期*, **38**, 36-42, 1999.

中村清二, 『田中館愛橘先生』, 中央公論社, pp.112-113, 1943.

橋本毅彦, ルイ・バウアーの地磁気研究と第一次世界大戦, *科学史研究第 II 期*, **36**, 1-8, 1997.

畠山久尚, 我が国に於ける研究を通して見た地球磁気学, *測候時報*, **9(8)**, 121-134, 1938.

第2章 SCモデルの構築と検証

荒木 徹

1. SCの概観と研究の意義	2
2. SC研究の歴史	6
3. Preliminary Impulse (PI)とMain Impulse (MI)の解析	10
4. SCモデルの構築	15
5. SCモデルの問題点の検討と検証	18
5.1 電場の水平方向瞬時伝搬	18
5.2 沿磁力線電流が作る電離層電流分布	19
5.3 電離層電流の検出	20
5.4 オーロラと電離層対流の反応	22
5.5 SC波形の合成	24
5.6 計算機シミュレーションの結果	25
5.7 地下誘導電流効果	27
6. SC開始時刻の同時性	28
7. 磁気圏電離圏のSC伝搬	31
7.1 磁気圏内伝搬波面の追跡	31
7.2 静止軌道のSC	32
7.3 EXOS-DによるSC観測	34
7.4 赤道面電離層-導体地球間伝搬	36
8. SCのRise Time	38
9. SCの振幅日変化	43
10. SCのIMF-Bz依存性	47
11. SCの偏波	51
12. 太陽風動圧変化とSC振幅の関係	56
13. 負のSC (SC ⁻)	58
14. 1991.3.24の特異SC	65
15. SCの長期変化と太陽活動, 大振幅SC	71
16. 新しい発見に繋がる観測データ	76
17. SC研究の問題点, 今後の	77
18. 結語	80
引用文献	82
付録 Large amplitude SC observed at Kakioka.	89

1. SC の概観と研究の意義

1.1 SC の例, 振幅, rise time

今日では, SC が太陽風中の衝撃波や不連続面に伴う動圧の急増による磁気圏全体の圧縮の結果であることは確定している. 図 1-1 に, 惑星間空間衝撃波の太陽風動圧(Pd)変化(赤色)とそれによる地磁気 SYM-H 指数の変化(緑), 柿岡(地磁気緯度 27.2°)の H 成分変化(青)を示す. 右図の ΔH を SC の振幅, ΔT を rise time と呼ぶ.

この圧縮効果は, 中低緯度では H 成分の明瞭な階段状急増として汎世界的にほぼ同時に観測されるから, 観測が十分でなかった 19 世紀後半の昔から多くの研究者の関心を呼んできた. SC の発見, 命名と開始時刻の同時性に関する論争の歴史は, 第 1 章に詳述されている.

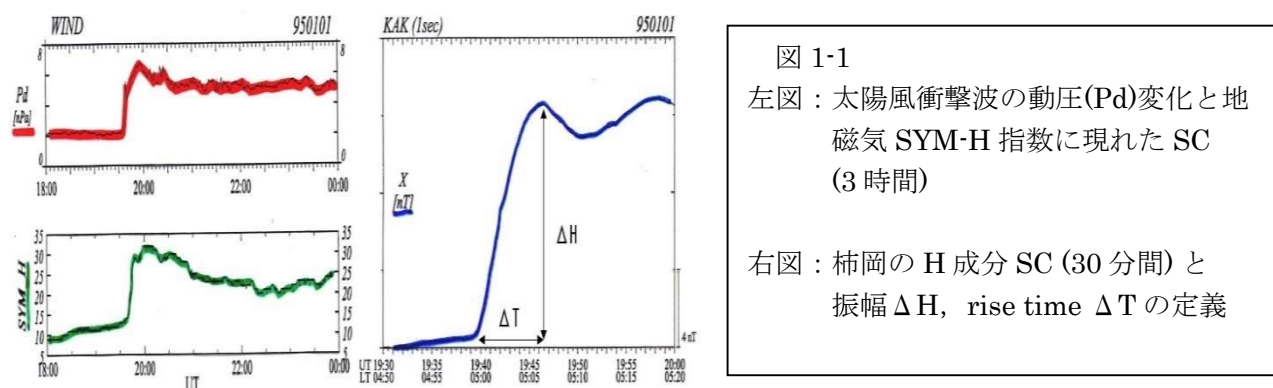


図 1-2 左図は, 柿岡の SC 振幅(ΔH)の頻度分布を示している. 柿岡の緯度では ΔH は 10-40nT が普通で, 50nT を越す SC は少なくなるが, 時には 100nT を超える SC も観測される. 柿岡で観測された最大の SC の振幅は 273nT (1940.3.24; 振幅が飽和しているため, 正確には 273nT 以上) である (後述). 右図に示した rise time ΔT は 2-10 分に分布し, 3-4 分が最も多い.

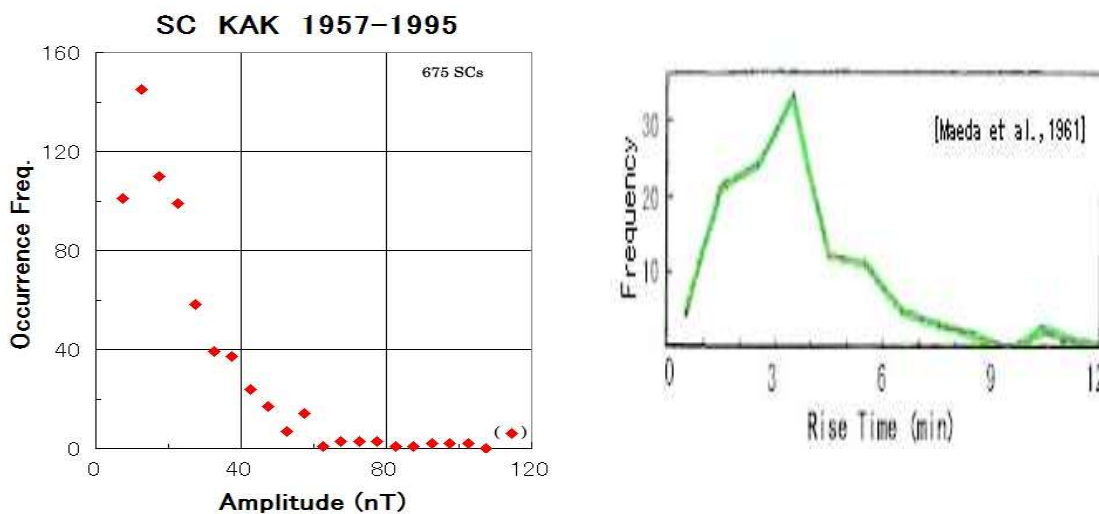


図 1-2 SC の振幅 (左図) と rise time (右図) の出現頻度分布

1.2 SC 振幅の太陽風動圧依存性

磁気圏界面で太陽風動圧 $Pd = mNV^2$ (m : 太陽風粒子質量, N : 粒子密度, V : 速度) と磁気圏側磁気圧 ($H^2/2\mu$) が釣り合うとすると, H は $Pd^{0.5}$ に比例し, 動圧が Pd_1 から Pd_2 に変化したときの磁場変化 ΔH は, α を比例係数として次式で与えられる.

$$\Delta H = H_2 - H_1 = \alpha [(Pd_2)^{0.5} - (Pd_1)^{0.5}] = \alpha \Delta (Pd)^{0.5} \quad (1-1)$$

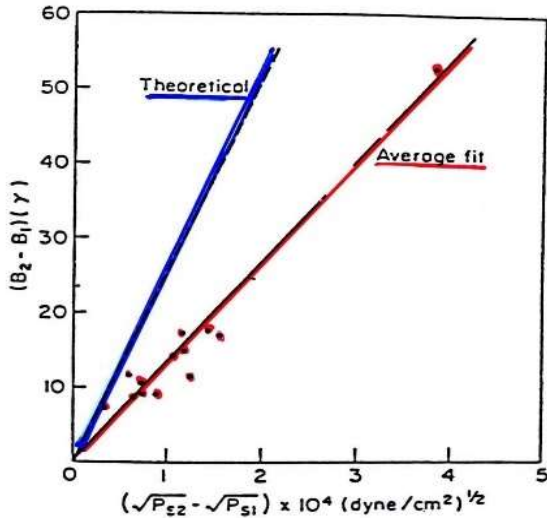


図 1-3 SC の振幅太陽風動圧の関係
[Siscoe et al., 1968]

Siscoe et al. [1968] は, 地表で観測される SC の磁場振幅 ΔH もこの式で決まると考えて, 図 1-3 の結果を示した.

青線は, 磁気圏を真空とした時の理論値であり, 観測値 (赤) がそれより小さいのは, 磁気圏プラズマの反磁性効果であるとされた.

この図には, データ数が少ない, ΔH には日変化・季節変化がある, 大振幅の場合は非線形関係になるであろう等の問題点 (後述) があるが, 太陽風観測と SC を直接結びつけた最初の例として意義がある. これにより, SC の振幅から太陽風動圧変化を推定する手がかりが出来た.

1.3 SC 出現の長期変動, 太陽黒点数依存性

図 1-4 に, SC 観測数と太陽黒点数 (SSN) の長期変化, 図 1-5 に, その相関関係を示す. SC は SSN と良く相関して起こっている. これは, 太陽風ショック/不連続面発生の SSN 依存性を表している.

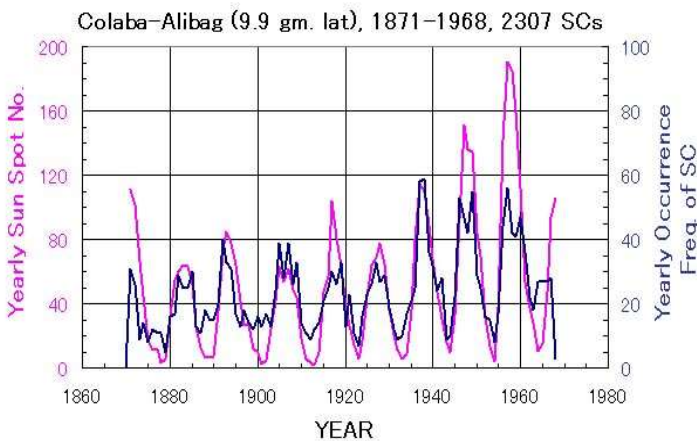


図 1-4 SC 生起数(黒)と太陽黒点数(桃色)の変化

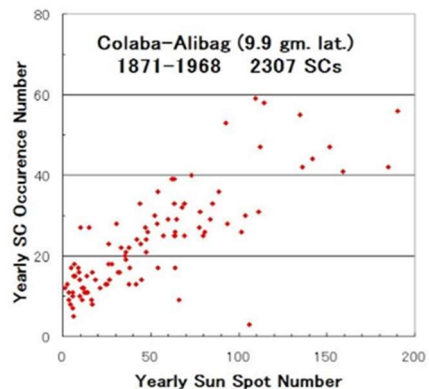


図 1-5 太陽黒点数と SC 頻度

1.4 SC 波形の汎世界的分布

汎世界的に同時に見ると, 図 1-6 に示すように SC の波形と振幅は緯度と LT に依存して複雑に変化しており, 階段状変化が何処でも現れるのではない. SC の研究は, 単純な階段状太陽風動圧増加が, このよ

を加速し、ELF/VLF 電波やオーロラを変化させるから、これらの磁気圏現象の非定常応答を調べるためにも重要である。

19 世紀以降、飛翔体現場観測が実現するまでの SC 研究は、2 次元球面（地表面）上で検出される総和としての磁場変化から、3 次元空間に分布する源電流を推定しようと様々な工夫を凝らしてきた。これは、地震波の地表観測から地球内部構造を知ろうとする試みに似ており、それなりの成果を挙げてきたが、当然の事ながら限界があった。地震の場合と違って、飛翔体現場観測は、波源である太陽風衝撃波/不連続面の測定を可能にし、波源の変化に応じて磁気圏・電離層に流れる電流の変化も検出できて、地上観測の限界を打破するのに大いに役立っているが、広大な惑星間・磁気圏空間をカバーするには、なお不十分と言わざるを得ない。

計算機シミュレーションは、太陽風動圧変動に対する磁気圏非定常応答を全空間で数値的に知ることが出来、SC の 3 次元構造の解明に有力な武器を提供している。また、シミュレーション結果の解析から、観測データだけからは判らない新しい物理と構造が判ってきている。詳細は第 5 章で述べられる。

rise time ΔT は、太陽風速度の情報を含んでおり（後述）、SC に対する惑星間空間磁場（IMF）の効果（後述）も判ってきた。SC と太陽風パラメータの関係の精密化は、太陽風動圧効果の物理の理解を深めると同時に、太陽風直接観測が無かった時代（pre-satellite era）の太陽風研究に役立つ。

1.7 SC の用語について

sudden commencement (SC) には、磁気擾乱（磁気嵐）が続く事が多いので、その場合の SC を **SSC (storm sudden commencement, または, sudden storm commencement)** と呼ぶ事がある。後に磁気嵐が続かぬ場合の急始変化を SSC と区別するために **SI (sudden impulse)** という事もある (図 2-4 参照)。

現在では、SSC, SI は共に太陽風動圧 (P_d) の急増により、また、磁気嵐は太陽風磁場 (IMF) の南向き成分により起こる事が分かっている。SC に磁気嵐が続く事が多いのは、太陽風衝撃波の後面が乱れていて IMF が南向きになる確率が高いからであり、SSC と SI の物理に本質的な差異はない。後続する磁気嵐に注目するときには、SSC, SI の区別に意味が出てくるが、SC の物理機構を考えるここでは、両者を共に SC と呼ぶ事にする。日本語は、「地磁気急始変化」を用いる。SSC, SI を一緒にして SI と呼ぶ立場もある [Nishida, 1978] が、'impulse' は、増加してすぐ元のレベルに戻る孤立パルスを想像させ、衝撃波による変動の特徴である階段状変化のイメージから外れるので採用しない。

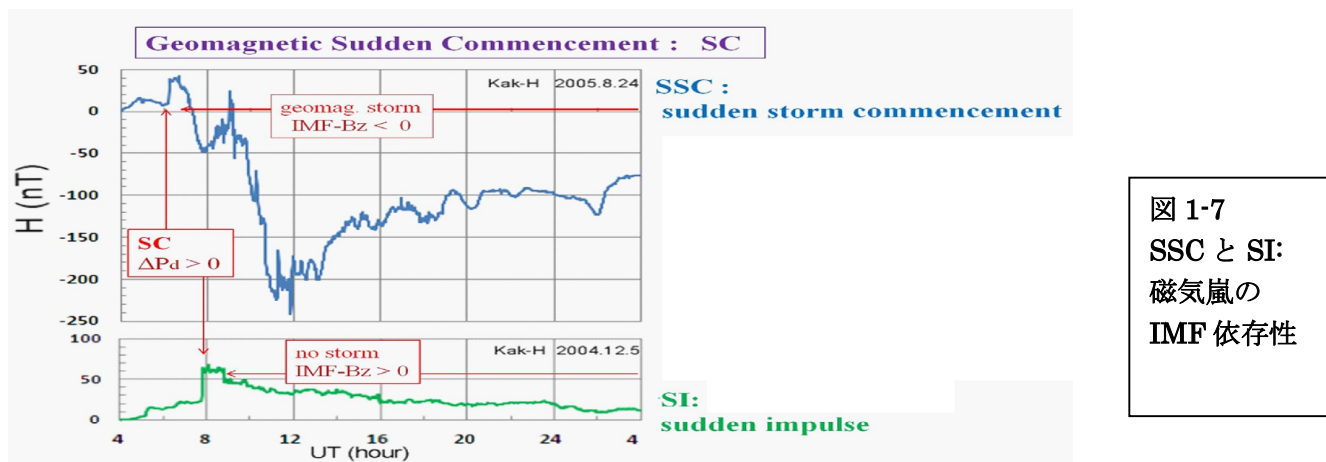


図 1-7
SSC と SI:
磁気嵐の
IMF 依存性

St.Petersburg, San Fernando 等のマグネトグラムを使って磁気嵐の例が示され、その開始は数分以内で世界同時とされた (図 2-1).

2.1.8 Maxwell が変位電流を導入して電磁波の存在を予言したのが 1864 年, Hertz がそれを実験室で確かめたのが 1888 年であり, 電磁波の存在が確立していなかった当時, SC が本当に同時なのか伝搬なのか, 他に類を見ない数分以内の世界同時現象は不思議であった. Marconi による電波の実用化が始まるのは 20 世紀間近になってからである (1897 年; ブリストル海峡横断, 1899 年; 英仏海峡横断, 1902 年; 大西洋横断通信). その後も, SC の同時性の追求は地磁気学の主要テーマの一つであり続けた.

2.2 田中館愛橘の活躍

日本の近代地磁気学の祖, 田中館愛橘(1856-1952)は, 濃尾地震(1891)を機に出来た震災予防調査会で地磁気時間変動観測を提案し, 1891 年にフランス製 Mascart 自記磁力計を根室, 仙台, 名古屋, 熊本に配置して観測を開始した. 1902 年には名古屋の磁力計を京都上賀茂に移して「地球磁力の国際同時観測」に参加し, 翌 1903 年にコペンハーゲンの IAG (International Association of Geodesy) に出席して自記磁力計による急激地磁気変化について報告した. SC への関心も大で, IUGG (国際測地学地球物理学連合) の STME (Section of Terrestrial Magnetism and Electricity) 部会長就任(1919), IUGG-STME (マドリッド, 1924)で国際 SC 委員会のまとめ役になり, 第 2 回極年会議(1932)で SC 観測の重要性を強調し国際 SC 委員会まとめ役に再任, IUGG-IATME (International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity) (リスボン, 1933)で 29 カ所(柿岡, 豊原を含む)での SC 観測結果報告, IUGG-IATME (エディンバラ, 1936)で日本の SC 観測報告, と国際学会で目覚ましい活躍をした [永野&佐納,1999, Sanoo & Nagano, 2021].

2.3 Chapman and Ferraro の磁気嵐理論

Chapman and Ferraro [1931, 1932, 1933] は, 太陽フレアの際に放出される正負等量の荷電粒子からなる流れ (copuscular flux) が地球磁場を空洞 (cavity) 内に閉じ込めて磁気嵐が起こるという磁気嵐理論

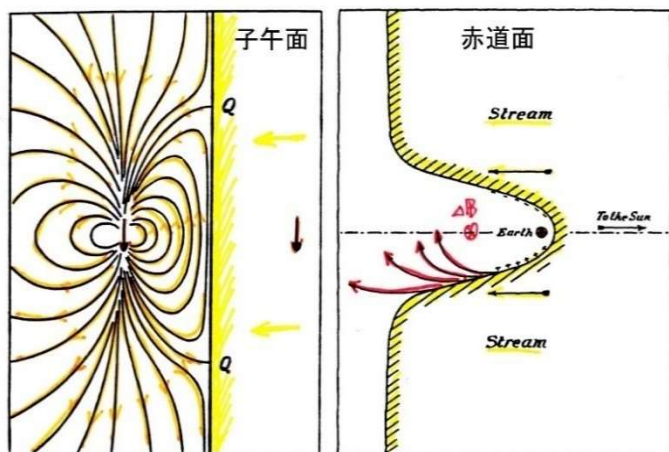


図 2-2 Chapman-Ferraro の磁気嵐モデル

左図: copuscular flux による地球磁場の閉じ込め: 境界に対して地球双極子と対称の位置に置いた image dipole 磁場の重ね合わせにより, 圧縮された地球磁場が表現される,
右図: 西向き環電流による磁気嵐主相の説明

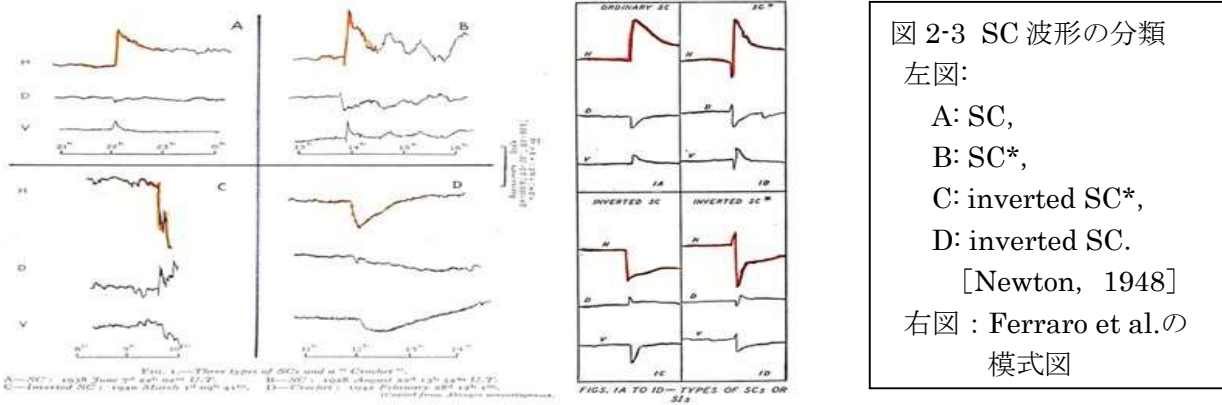
を発表した. この cavity は, 今の磁気圏にあたり, 地上観測しかなかった当時, 既に, 太陽風と磁気圏の基本概念が出来上がっていたことになる. 磁気嵐の最初の部分が SC であり, これは, cavity 表面に流れる電流 (後の磁気圏界面電流; Chapman-Ferraro 電流と呼ぶ人もいる) による地磁気水平(H)成分の階段状増加 (図 1-1)として観測される.

図 2-2 左図は, 地球双極子磁場に右方から進入する copuscular flux (導体金属板に置き換えて良い) による地球磁場の変形 (子午面) を表している. 磁場を横切って左方に動く金属の境界に誘導電流が流れ, 境界の左の磁場を強め, 右側の磁場を弱める. 地球双極子の image dipole を境界右側に置くと, 二つの双極子の合成磁場で左側の強められた磁場を表現できる. 境界上では合成磁場は境界に平行で垂直

成分は零になる。双極子磁場が垂直になる境界上の点 **Q** では平行成分も零になり、その上下で平行成分の向きが逆転する。**Q** 点は磁気圏のカスプに対応している。

右図は、copuscular flux が地球を取り囲むように流れて cavity が形成された段階で、その境界に貯まった電荷が内部に入って西向き電流を作る様を表している。

2.4 SC 観測の進展



観測が進むにつれ、地上 SC の H 成分波形が単純な階段状増加だけではないことが分かってきた。

Newton [1948]は、1879-1944 年の 65 年間に英国の Greenwich (1927 年まで) /Abinger (1925 以降) で観測された 681 の SC を解析し、約半数に正の階段状変化の前に負のパルスが先行していると報告し、これを SC* と名付けた。また、SC, SC* の正負を逆転させた ”inverted SC”, ”inverted SC*” も存在することを示した (図 2-3 左図)。

図 2-3 右図は、Ferraro et al. [1951] の図解である。SC* は、-SC, SC+, inverted SC* は、*SC, SC+- 等と書かれることもある。学問の初期段階では、まず現象の形態分類が重要であり、研究者によって異なる分類と名称が使われてきた。

ここでは、先行する小パルスを **PI** (Preliminary Impulse), 後続の変化を **MI** (Main Impulse) 呼ぶことにする。PI の正負を区別する場合は、**PPI** (Preliminary Positive Impulse), **PRI** (Preliminary Reverse Impulse) を用いる。PI と MI も、最初は形態学的特徴の分類であったが、後述するように、今では、異なる物理機構に対応することが判っている。

2.5 IGY 期の観測

IGY (国際地球観測年 ; 1957-1958) に、アメリカゾーン (アラスカ, 米本土, ハワイ, マリアナ) の観測所 (Barrow, College, Sitka, Fredericksburg, Tucson, San Juan, Honolulu, Guam, Koror 等) に精密な Rapid-run magnetograph (早回し磁力計 : 記録速度 20 cm/h の光学写真記録式磁力計) が設置され、通常の normal-run magnetograph (2 cm/h) のデータと併せて SC に関する多くの論文が書かれた。

田中館以来、SC は日本人が好む研究テーマであり、南極観測には参加できたものの、海外に観測点を展開する国力のなかった日本は、世界資料センター (WDC) から公開されたデータを使って SC 研究に貢献した。

2.6 SC モデル構築時の状況

世界的に殆ど同時に起こる SC は 19 世紀後半から注目され、20 世紀に入っても、同時なのか時間差のある伝搬なのかの議論が続いた。IGY (1957.7-1958.12) 期に充実した早回し磁力計のデータを使って、多種の解析がなされたが、その多くは SC の幾つかの面についての Morphology であり、全体像を統一的に解釈する Physics に欠けていて、「部品はかなりあるが製品への組み立て方がわからない」という状況で

あった。先輩の松下氏に質問したところ、逆に「SCを起こす電流は一体どこに流れているのでしょうか」と聞かれた。これは、多くのデータ解析を通じてSC現象の複雑さを熟知されていた松下氏ならではの言葉であり、当時の多くの人々は「SCは磁気圏の単純な圧縮である」と考えていた（今でもSCをよく知らぬ人にはこの傾向が強い）。「不足部品を見つけ出し、既存の部品と合わせて、製品への組み立て方を見いだす」ことが必要であった。

Wilson and Sugiura [1961]とTamao [1964]は、SC現象に物理的解釈を与えた数少ない論文であった。前者は、高緯度SCが楕円偏波していることを示して、磁気圏内に磁気流体波が存在する証拠とし、後者は、高緯度SC*のPRIを、磁力線沿いに入射するAlfven波が作る二つの渦状電離層電流で説明するものであった。共に”Hydromagnetic interpretation of ---”と題されており、MHDの導入が新しい物理に繋がるという当時の傾向を示している。

後に示すように、SCの偏波は、波動の偏波よりも電離層電流渦の移動としてより良く解釈できる。また、TamaoのSC*解釈は画期的であったが、赤道のSC*に高緯度とは別の機構を考えている事に疑問があった。しかし、勿論、この二つの論文の先駆性の価値は少しも変わらない

3. Preliminary Impulse (PI) と Main Impulse (MI)の解析

3.1 重要な既存部品

SC 解析の既存部品では, Nagata[1952a,b], Nagata & Abe [1955], Matsushita [1962], Sano [1962] (図 3-1a, b, c), Rastogi[1971], Rastogi & Sastri [1974], Sugiura [1953] (図 3-2) 等が重要に思えた.

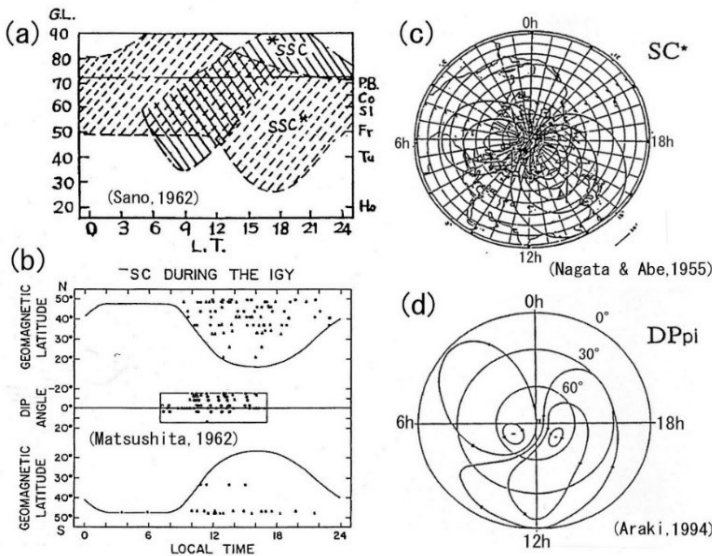


図 3-1
 (a) *SSC・SSC*の出現分布 [Sano, 1962]
 (b) -SC (SC*) の出現分布 [Matsushita,1962]
 (c) SC*の PI の等価電流系 [Nagata & Abe,1955]
 (d) DPpi の等価電流系 [Araki, 1994]

Nagata & Abe [1955]の SC*/PI の双渦型等価電流図 (図 3-1c) は, 少ない観測点を想像で補っていて, いささか書き過ぎのきらいがあるが, より多くの解析を考慮した後の電流系 (図 3-1d) に比べても, かなり本質を突いたものになっている. 現在ならば, このような双渦電流系は渦中心に入り出す一対の沿磁力線電流 (Field Aligned Current; FAC) が作るものと考えるのが常識だが, 磁気圏-電離圏結合の概念が未確立で, FAC の重要性が認識されていなかった当時, この二つ渦が FAC と関係付けられることはなかった. 一方, Matsushita [1962] は, SC*(-SC) が, 高緯度午後側と昼側赤道の離れた2つの領域で観測されることを示した (図 3-1b). Sano [1962] は, SC 初期に正パルス (PPI : Preliminary Positive Impulse) が先行する SC (*SSC 或いは SC+と表わされる) と負パルス先行の SC* (SSC*)の出現分布を一つの図に表した (図 3-1a). 図 3-1a, b, c は, 少しずつ異なる観点からの解析結果であるが, 互いに矛盾することはなく, むしろ, 相補的に考えて, PRI, PPI 出現の一般的性質を表すと考えて良かった.

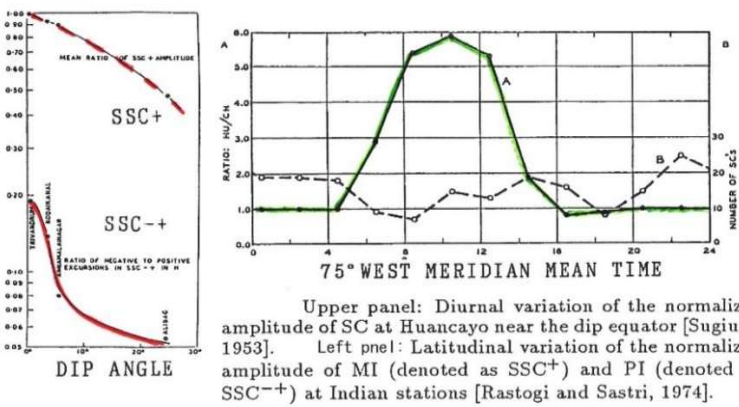


図 3-2 SC 振幅の変化
 左 : PI・MI 振幅の緯度変化 [Rastogi & Sastri, 1974]
 右 : 赤道 MI 振幅の LT 変化 [Sugiura,1953]

図 3-2 右図は, dip equator に近い Huancayo (ペルー)の SC (MI) の振幅日変化を示しており [Sugiura, 1953], 強い daytime enhancement が生じている事がわかる. 左図は, 昼間の MI (SSC+ ; 上図), PRI (SSC-+ ; 下図)の振幅緯度 (dip angle) 変化を表しており [Rastogi and Sastri; 1974], 共に equatorial enhancement を受けるが, PRI の方が強い緯度依存性を示している.

3.2 PRIの極・赤道関係

図 3-1 (b)は、SC*が高緯度午後側と昼側赤道で観測される事を示しているが、統計結果であるから、同一原因の同時出現なのか、別原因の独立出現なのかは明らかではなかった。そこで、両地域での PRI の対応関係を調べた。

1例として、図 3-3 に、午後側のアラスカ (PB, CO, SI), 米国東北部 (FR), アリゾナ (TU), ハワイ(HO)と昼側赤道のパラオ (KO) での SC* (H-成分) の同時観測例を示す。最高緯度の PB で明瞭な PRI は、緯度が下がるにつれて小さくなり FR, TU, HO では見えなくなるが (HO では、下向きに H が増加することに注意), KO では、再び、大きな振幅で観測されている。この PRI の分布は、図 3-1b と矛盾しないだけでなく、午後側高緯度と昼側赤道の PRI がよく似た波形で殆ど同時に現れていることを示している。

他の多くの SC*を調べた結果、これが殆どの SC*に共通の一般的性質であることがわかり、図 3-1b では独立事象のように見える両地域の PRI が同一の原因で同時に生じている事を確信した。

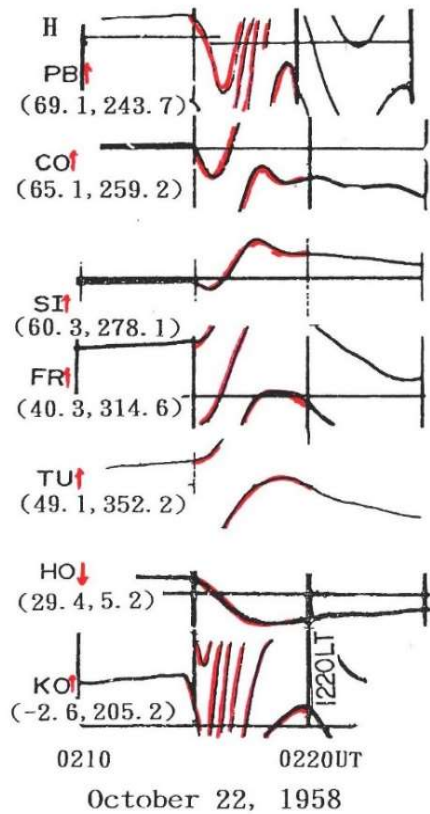


図 3-3 PRIの緯度変化 [Araki, 1994]
()は地磁気座標

3.3 PIの汎世界的構造

次の段階として、PIの汎世界的構造を調べ、下記の結果を得た。

3.3.1 赤道のPRIの出現日変化

dip equatorに近い Koror (地磁気緯度, -2.6°) では、PRI (H-成分)は昼側だけに現れ、出現頻度は正午付近で最大値 (60-70%)を取る。 dip equator から少し離れた Guam (5.1°)の PRI の出現頻度は、Kororと同様の日変化を示すが、最大値は 40-50%と低くなる [図 3-4],

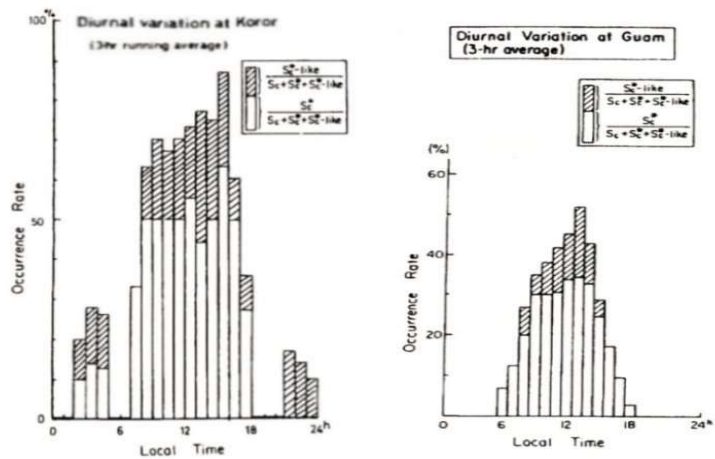


図 3-4 Koror (左)と Guam (右)の SC*出現率の日変化 [Araki,1977]

3.3.2 HonoluluのPRI. Honolulu (地磁気緯度 21.6°) では、PRIは極めて稀 (300余例中4例)にしか観測されない [香川, 1973]. これは、Matsushita[1962]の統計結果 (図 3-1b) と合う。

3.3.3 夜側赤道のPPI. Guamの夜には、極めて小さい正の変化PPI (Preliminary Positive Impulse)がMIの立ち上がり部分に重畳することがあり、その出現頻度は4時LTごろ最大値 (約50%)を取る。これは、同UT時刻に昼側にあるHuancayoのPRIに対応している [図 3-5]

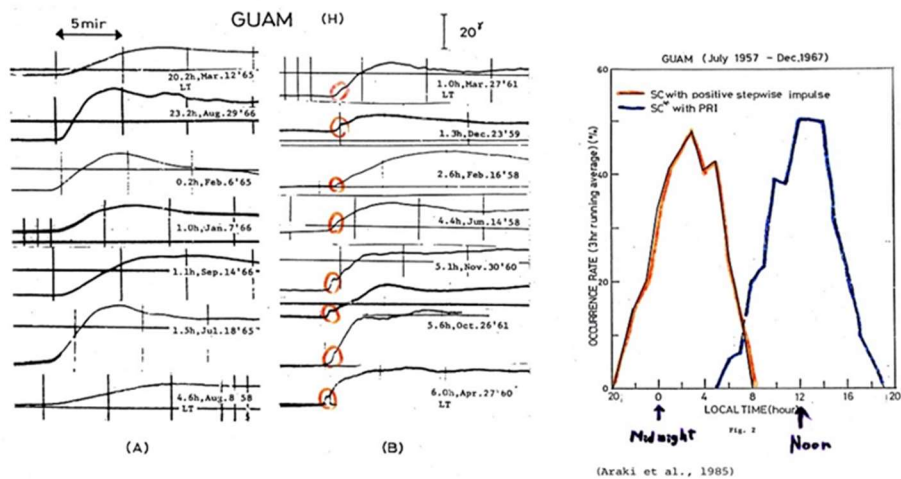


図 3-5 Guam の夜中—早朝に観測される PPI [Araki et al.; 1885]
 左図：(A) PPIなしのスムーズな SC. (B) 初期に小 PPI を持つ SC.
 右図：PPI 付き SC の発生率 LT 変化(オレンジ色)と Huancayo の SC*発生率 LT 変化(青)

3.3.4 地磁気極での PI 電流. Thule (地磁気緯度 87.9°) では, SC 初期に昼から夜に向けて電流が流れている(図 3-6). Thule では偏角が約 -70° と大きいので, SC 変化は D 成分により明確に出る. そのセンスが午前と午後で逆転し, 昼から夜に向けて電流が流れることが判る.

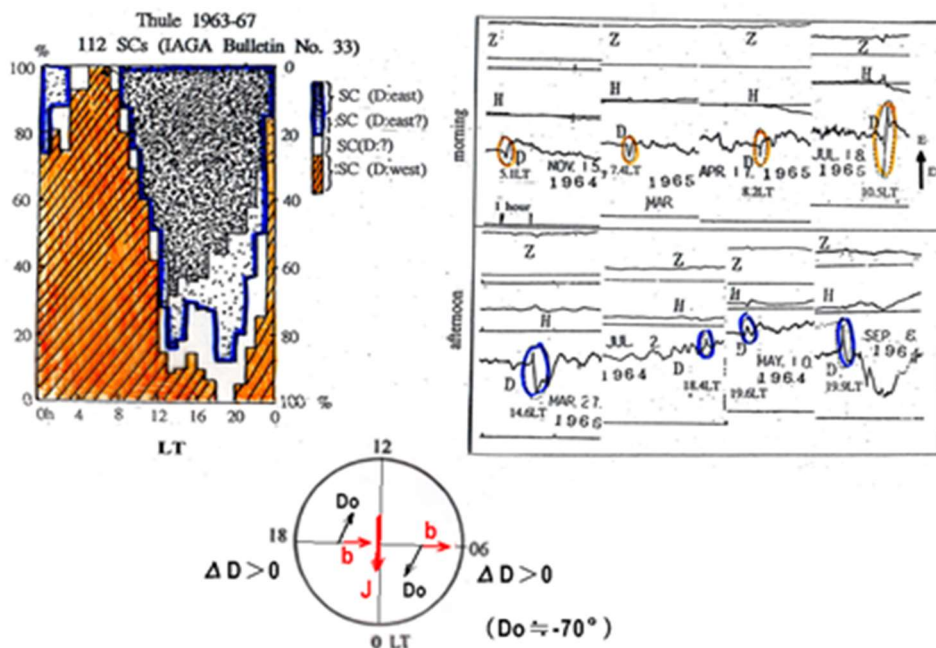


図 3-6 Thule の SC (D 成分)波形の日変化
 右図：茶色: 午前側負パルス 青色: 午後側正パルス
 左図：正負パルス出現率 LT 変化 [Araki, 学会発表資料]

3.3.5 SC 波形の汎世界的構造. 図 1-2 の SC-H 成分の汎世界的波形分布からは, 次のような特徴が読みとれる.

(a) 朝夕の赤道では, 階段状増加が卓越する, (b) オーロラ帯午前側では正負の, 午後側では負正の 2 パルス構造が顕著になる, (c) 正午付近赤道では, 階段状増加に 2 つのパルスが重畳しており, オーロラ帯

午後側の波形とよく似ている, また, 振幅の equatorial enhancement が明らかである, (d) 中緯度では, 階段状増加が主であるが, オーロラ帯の2パルス構造が重畳しているように見える.

このような波形分布は, この例に限らず, 一般に見られる傾向である.

3.3.6 高緯度の SC 波形構造

高緯度地方のより詳細な同時波形分布を図 3-7 に示す. 上図は, 午後側 (15hLT 頃) の IMS アラスカ磁力計チェーン (地磁気緯度 $63-78^\circ$), 下図は, 早朝 (3hLT 頃) のスカンディナヴィア磁力計ネットワークの南北アレイ ($60-70^\circ$) と東西アレイの記録 [Volper et al., 1984] である. 午後側では, 低緯度側に H 成分の負のパルス (PRI, 赤) があり, 高緯度側で正パルス (緑) が出かかっている. 負→正の符号逆転は, INK (地磁気緯度 70.9°)—JOP (77.2°) の間で起こっている. 朝側では, 低緯度側に正パルスが出ている. 午後側高緯度に対応する観測点がないので, 高緯度のパルスは判らないが, 負になる兆候 (赤) が見とれる. つまり, オーロラ帯の少し高緯度側で PI の符号は逆転する.

後の 16 節で, IMS アラスカ磁力計チェーンを含む北米磁力計ネットワークの午前側と午後側で観測された 2 つの SC の波形分布が比較される.

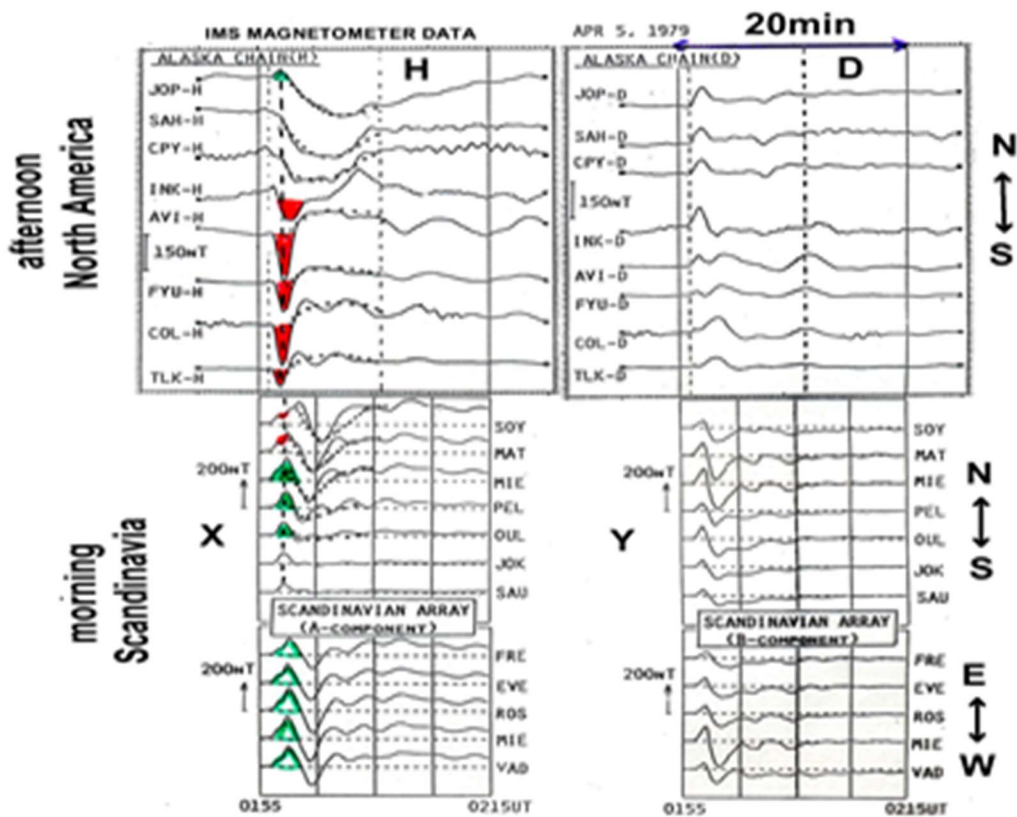


図 3-7 高緯度 SC の波形変化

上図 午後側: 北米 IMS Network での緯度変化

下図 午前側: Scandinavian Array 上: 緯度変化 下: 経度変化 [Araki, 1994, 改変]

3.3.7 PI 等価電流系. 図 3-1(d) の PI 等価電流系は, 上述(3.1-3.3)の解析結果を総合して描かれている.

3.4 MI の等価電流系 Obayashi and Jacobs [1957] は, SC Main Impulse (MI) の平均的擾乱場 D (SC) を, 地方時に依存する部分 D_s (SC) と, しない部分 D_{st} (SC) に数学的に分けて示した. 数学的分離であるから直ちに物理的解釈をする訳にはいかないが, D_{st} (SC) は, 近似的に Chapman-Ferraro モデルに対応させる事が出来る. 二つ渦の D_s (SC) は, 電流の向きを逆転させた $SC^* \cdot PI$ の等価電流系に近いもの

になっていて、類似の物理機構の存在を示唆する。しかし、ここでも、原因として大気ダイナモが議論されていて、FAC と関係づけられるには、時の経過を待たねばならなかった。

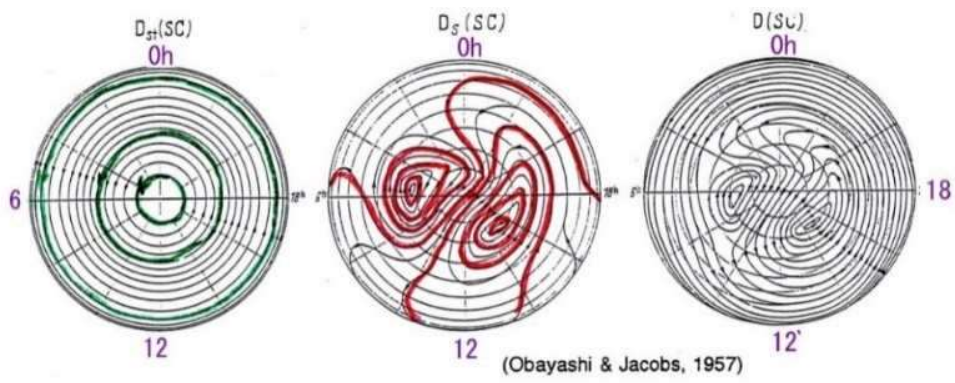


図 3-8 SC—MI の等価電流図 [Obayashi & Jacobs, 1957]

4. SCモデルの構築

4.1 SC波形の分解

SCの緯度・LT分布を表す図1-6をここに再掲して、その波形と振幅の特徴を考察する。

① **高緯度オーロラ帯**：

朝側で＋，夕方側で－＋の大振幅(250nTp-p以上)の2パルス構造が卓越する。正午付近では、その中間の波形になる。

② **中緯度**：

正午付近で、典型的な階段状波形を示す。朝夕は、階段状変化に高緯度の＋，－＋の構造が重畳しているように見える。振幅は、3点共に20-30nTで、高緯度よりかなり小さい。

③ **赤道付近**：

正午付近では、階段状変化に高緯度午後側の－＋の2パルス構造が重なっているように見える。朝夕は、ほぼ階段状変化だが、高緯度の＋，－＋の変化の痕跡が載っているようにも見える。振幅は朝夕では20-30nTだが、正午付近のHuancayoでは、約150nTと大きくなる。これは、図3-2に示された昼側のequatorial enhancementである。

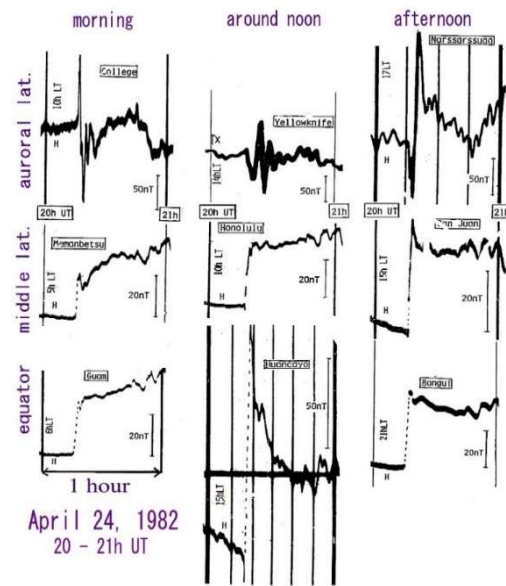


図1-6 SC波形の緯度・LT分布 (再掲)

上の考察は、SCのH成分変化が、低緯度で卓越する階段状増加と高緯度で大きい2パルス構造の重ね合わせで出来ていることを示唆する。また、昼側赤道が午後側高緯度と強く結合しているらしい事も推察できる。そこで、SC擾乱場Dscを(4.1)式のように表現してみる[Araki, 1994].

$$D_{sc} = DL + DP_{pi} + DP_{mi} \tag{4-1}$$

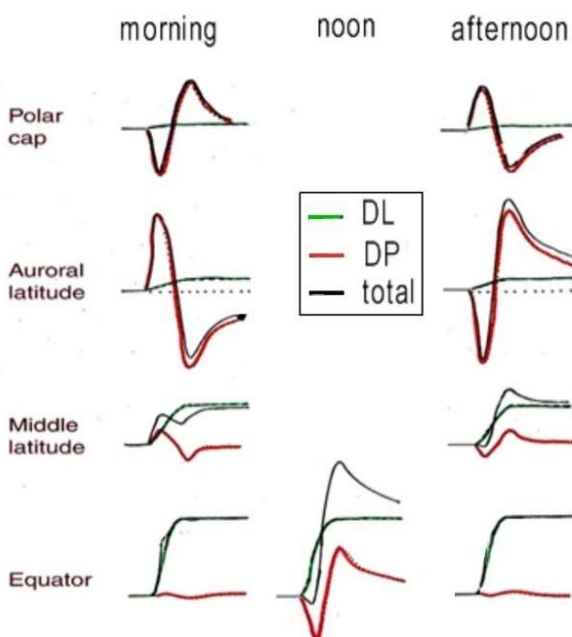


図4-1 SC擾乱場のDL, DP成分への分解

図4-1で、DL(緑色)はLow latitudeで卓越し、緯度と共に小さくなる階段状増加を、DP_{pi}, DP_{mi}(赤色)は、Polar regionで大きい2パルス構造のpreliminary impulse(pi)とmain impulse(mi)を表す。赤道の朝夕夜側では、DLが大きい。昼側では、DP_{pi}, DP_{mi}も大きくなり、合成されたDscは午後側オーロラ帯の波形に似てくるとする。高緯度では、DLが小さくなり、2パルス構造がSCの波形を決める。中緯度では、階段状のDL場が2パルス構造で変形された形になる。オーロラ帯とpolar capで符号が逆転するのは、図3-7の観測に合わせる為である。

この分解は、この段階では恣意的であるが、それぞれに合理的な物理機構を対応させることが出来れば、意味があることとなる。

4.2 DL場

DL場の物理機構として、先ず、図4-2左上図の電池とランプで出来ている回路を考える。電池を回路につなぐと電流 J が流れ始める。電流（緑線）の左端部は変位電流 $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ （緑点線）で結ばれ、閉電流回路が出来て、その中で磁場 \mathbf{b} が生じる。この左端部は電磁波の波面になっており、光速 c で左方に伝搬し、 $\Delta t = L/c$ (L : 回路の長さ) 時間後にランプに到達して点灯させる。

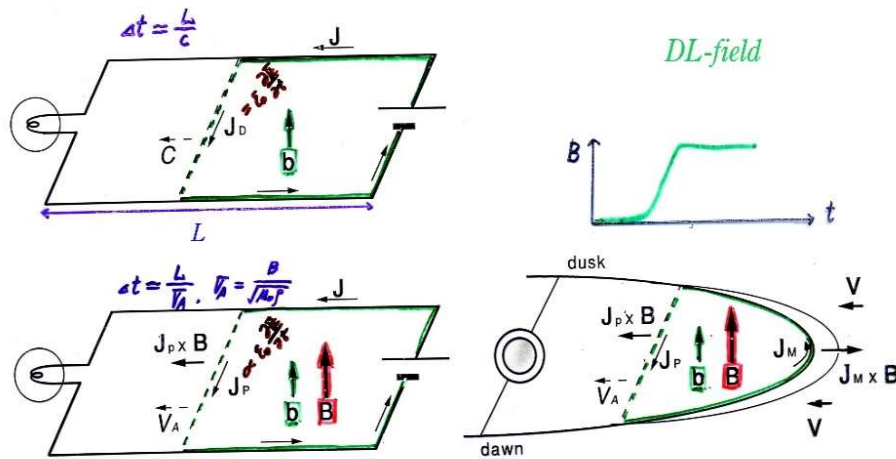


図4-2 DL場のモデル

左上：真空中の電流回路 左下：磁化プラズマ中の電流回路 右下：磁気圏赤道面
[Araki, 1994]

図4-2左下図では、この回路が磁化プラズマ中にあるとする。回路面に垂直で上向きの静磁場 \mathbf{B} があるとすると、波面電流は分極電流 \mathbf{J}_p となり、 $\mathbf{J}_p \times \mathbf{B}$ 力がプラズマを左方に圧縮する。波面速度は Alfvén 速度 V_A に、伝搬時間は $\Delta t = L/V_A$ となる。図4-2右下図は、太陽風動圧増加によって圧縮された磁気圏の赤道面を表している。左図の電池が流す電流を圧縮時の増加磁気圏界面電流 \mathbf{J}_M に対応させて考える。増加電流 \mathbf{J}_M により太陽向きの力 $\mathbf{J}_M \times \mathbf{B}$ が圧縮に抵抗すると同時に、圧縮の効果は、磁気圏内を地球方向に圧縮性磁気流体波として伝わり、その波面に分極電流 \mathbf{J}_p が流れる。 \mathbf{J}_p は \mathbf{J}_M と閉電流回路を作り、波面が磁気圏尾部へ進んで地球がこの電流回路内に入った時、北向き水平成分の増加 \mathbf{b} が地上で観測され始める。これが DL 成分である。

4.3 DPpi場

磁気圏が図4-2右図のような切り口の2次元構造をしているならば、これ以上考える事は何もない。現実の磁気圏は3次元構造をしており、外部磁気圏赤道面の磁力線は高緯度の電離層と繋がっているから、より複雑な事が起こる。

Tamao [1964] は、磁気圏内の磁場・プラズマの不均一により圧縮性 HM 波から変換された Alfvén 波が、磁力線沿いに高緯度電離層に伝わって作る双渦型電離層電流で SC* の PI 電流系を説明出来ると考えた(図4-3)。Alfvén 波に伴う沿磁力線電流が、午後側で電離層に入り、午前側で出る向きであれば、午後側電離層 Hall 電流渦は時計回り、午前側が反時計回りになり、PI 電流系(図3-1d)の高緯度部分と一致する。

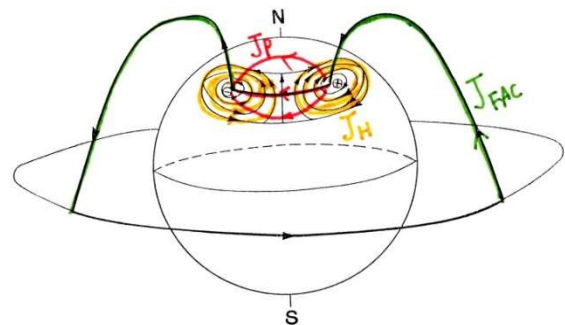


図4-3 高緯度 PI モデル[Tamao; 1964]

玉尾氏は、赤道昼側に孤立して現れる PRI (図 3-1b) については、別の機構を考えておられるようであったが、先述のように、昼側赤道と午後側高緯度の PRI の対応が極めて良いので、ここでは PI の機構として玉尾モデルを採用した上で、午後側電流渦が赤道昼側にまで伸びてきて、その西向き電流が赤道 PRI を作ると仮定する。磁気赤道昼側では Cowling 電気伝導度によって PRI の振幅が大きくなる。

4.4 DPpi 場

図 4-4 に PI (左図) と MI (右図) のモデルを示す。左図 (PI) では、Tamao のモデルにおけるように、昼側磁気圏の圧縮波面から Alfvén 波に伴う FAC が午後側電離層に入り午前側から出て行き、左下図の双渦電離層電流 (IC) が流れる。この FAC と IC の磁場 $B(\text{FAC})$ と $B(\text{IC})$ が DPpi を作る。

午後側 IC は昼側赤道にまで延び、Cowling 電気伝導度によって、PI の equatorial enhancement を作り出す。午後側電流渦が赤道に延びる理由は、AP4 で述べられる。

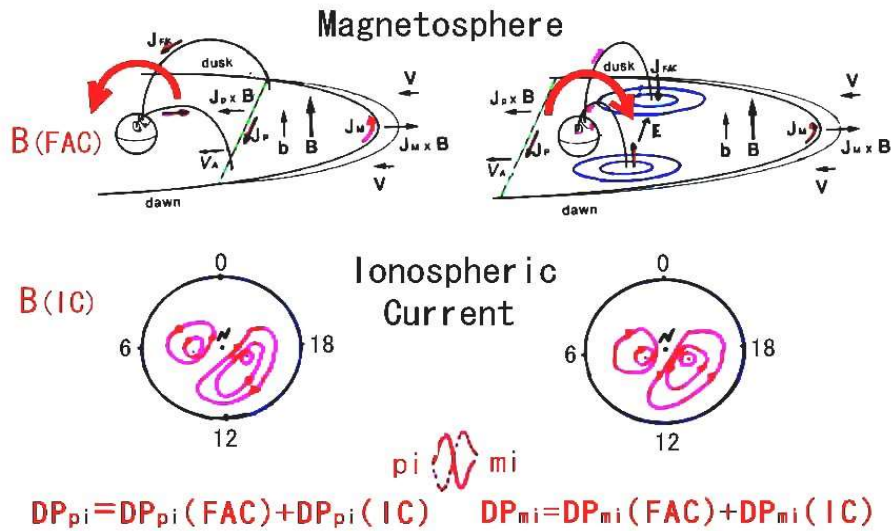


図 4-4 DPpi (左図) と DPmi (右図) のモデル [Araki, 1994]

4.5 DPmi 場

次に、図 4-4 右図のように、圧縮性 HM 波波面が尾部に移り、磁気圏の圧縮がかなり進んだ段階を考える。圧縮された磁気圏の中では磁気圏対流が強化され、dawn-to-dusk 対流電場も強くなる筈である。この時の磁気圏対流電場変化は、磁気圏界面電流増加が作る磁場増加、磁気圏圧縮によるプラズマ速度増加と対流渦中心間距離短縮などの効果が重なって生じると考えられ、それぞれに対応する時定数があるであろう*。この電場は、FAC によって高緯度電離層に伝わり、双渦電離層電流 (IC) を流す。DPpi と同様、この FAC と IC が DPmi を作る。IC の向きは PI の場合とは逆であるが、PI と同様に午後側渦が赤道昼側に伸びて東向き IC を流す。この IC は、MI の equatorial enhancement を生じさせる。この DPmi 電流系は、太陽風動圧増加に対する磁気圏の反応として生じるが、磁気圏対流強化によるのであり、いわゆる DP2 電流系 [Nshida et al., 1968] と同種のものである。

一つのを三つに分ける分け方は無数にあるが、上記の考察により、DL, DPpi, DPmi のそれぞれに物理的意味を持たせることが出来、モデルが確からしくなってきた。次の 5 節で、その妥当性を検討する。

5. モデルの問題点の検討と検証

5.1 電離層電場の水平方向瞬時伝搬

上記のモデルでは、DPpi, DPmi は、いずれも、高緯度電離層に出入りする沿磁力線電流(FAC)と FAC が作る IC の合成磁場と解釈される。図 3-3 が示すように、PI は極地方と昼側赤道でほぼ同時に現れているから、FAC によって磁気圏から極電離層に印可された電場は、ほぼ瞬時に昼側赤道にまで伝わらなければならない。したがって、この電場の水平方向瞬時伝搬を可能にする機構を見つけ出す必要がある。

電場が電離層 E 層中を水平に伝わるとすると伝搬は拡散方程式に支配され、極電場が赤道に現れるのに 1 時間位かかり、振幅も小さくなる。電磁場の場合は、拡散方程式の解にも伝搬項が含まれるが、波源から離れるにつれて振幅成長が遅れ、検知可能なレベルに達するのに時間がかかる。

Pc1 地磁気脈動の水平伝搬の解釈に使われる F 層 HM 波ダクトは、0.1Hz 程度の lower cut off 周波数を持つので、タイムスケール数分の PI は伝搬できない。Tweek の説明に使われる地表-電離層間導波管内電磁波伝搬もその第 1 次モードに 1.5~1.8kHz の lower cut off があって適用できない。

玉尾氏は、「potential で考えてよいのではないか」と言われたが、最終的には potential (静電磁場) でよいとしても、時間変化する極起源場が赤道に現れるには伝わる機構があるはずなので、それを明らかにしたいと私達は考えていた。

Kikuchi et al. [1978], Kikuchi & Araki, [1979a, b] は、先ず赤道電離層に垂直に入射する HM 波では PRI が出来ないことを示した後、地表-電離層間導波管 0 次モード(TM₀モード)によって極地方電離層に印可された東西方向電場の赤道への伝搬が可能になると提案した(図 5.1)。TM₀モードは lower cut off を持たないので、長周期波も瞬時に伝搬できる。

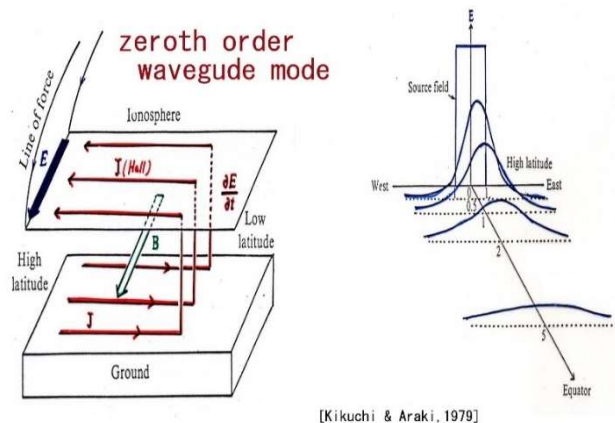


図 5-1 電場の極-赤道伝搬
[Kikuchi et al., 1978]

しかし、当時、殆どの人はこの提案に興味を示さなかった。或いは、極→赤道瞬時伝搬機構考察の意義が理解されていなかったと言えるかもしれない。その中で、前田坦、前田憲一両先生は関心を示されて勇気づけられた。前田坦先生には、Nature への投稿を勧められ、また、アメリカの学会で発表して頂いたが、直後に、G.L. Siscoe 氏が質問に来たと言っておられた。Pilipenko [1990]

は、0 次モードは存在しても減衰が大きいという理由で、この考えに否定的であるが、電場減衰が大きくても昼側 dip equator での Cowling conductivity によって検知可能な電流が流れ得ると我々は考える。

Kikuchi は、この高緯度電場の低緯度への瞬時伝搬の問題を更に深化させた [1986, 1996, 2014, 2016]

図 5-2 に、第 1 次モードの cut off 周波数(約 1.8kHz)以下に十分な強度を持つ tweek の例を示す(高知高専矢野氏提供)。同じ雷放電から出たと思われる short whistler も観測されているので、この tweek は南半球の雷放電から出て地表-電離層導波管内を長距離伝搬してきたとみてよく、直流に近い長周期波存在の証拠になり得る。普通、このような低周波数帯はノイズに埋もれるが、これは正月休みに観測された例である。雷も常に垂直に地上へ向けて放電するとは限らないので、第一モードのカットオフ周波数以下に現れる tweek は限られるであろう。

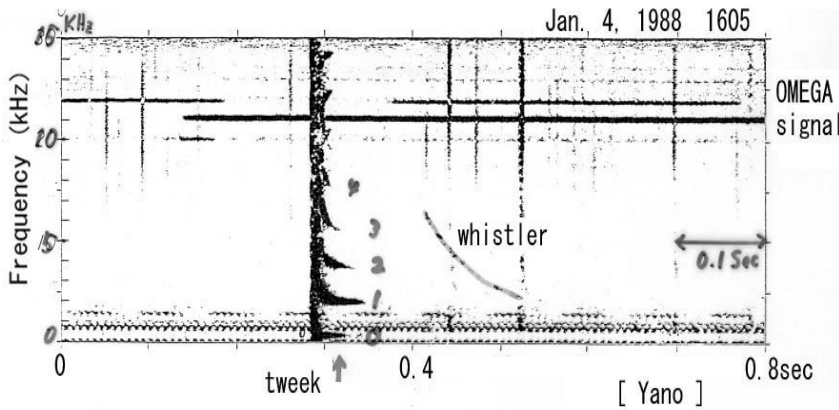


図 5-2
第 1 次モードの lower cut off 周波数以下に十分な信号強度を持つ tweek
提供：高知高専矢野氏

5.2 沿磁力線電流 (FAC) が作る電離層電流

次には、極地方電離層に出入りする一対の FAC が観測に合う電離層電流の汎世界的分布を作るかどうかを検討しなければならない。電場の極→赤道瞬時伝搬が可能であれば、極起源電離層電場電流分布は静電場問題として計算できることになる。

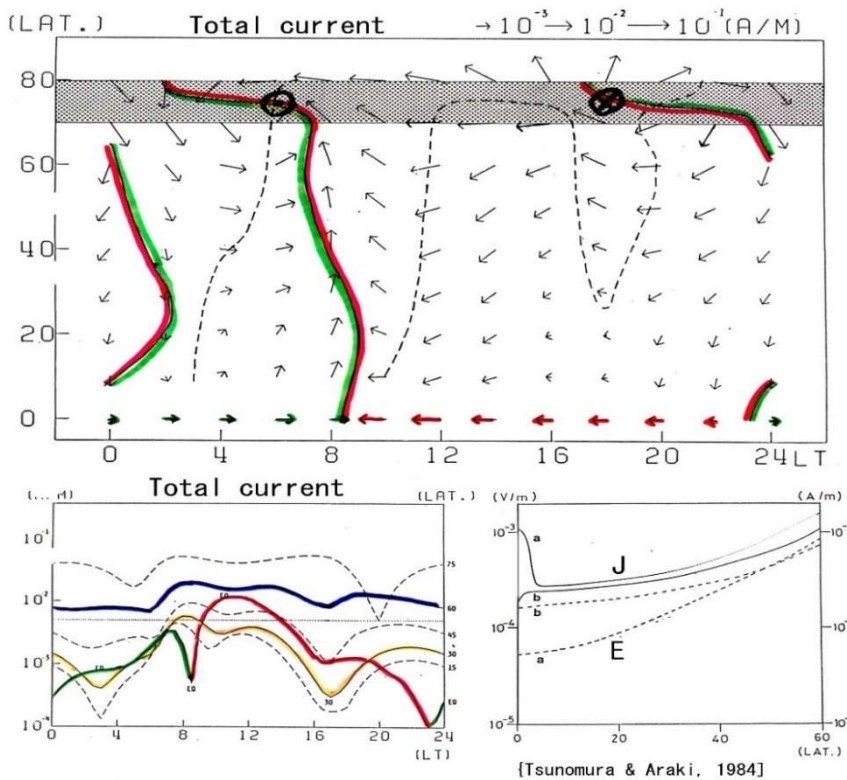


図 5-3
沿磁力線電流(FAC)が作る電離層電流分布
FAC は、緯度 75° の LT18h に入り 6h から出る。

上図：電流ベクトル
緑赤線で東西電流符号逆転
点線で南北電流符号逆転
左下図：電流の LT 変化
右下図：電流・電場の緯度変化
a: 現実的電気伝導度
b: 一様電気伝導度

[Tsunomura & Araki, 1984]

Tsunomura & Araki [1984] は、高緯度昼側電離層に午後側から入り午前側から出る沿磁力線電流 (図 4-4 左図) を電流源として与え、それが現実的 2 次元電気伝導度分布を持つ球面薄層電離層に作る電場電流分布を緩和法により計算した (図 5-3)。この電流分布は、DPpi 等価電流系 (図 3-1d) と矛盾しない。赤道では、LT8-23 時で西向き、23-8 時で東向き電流が流れるが、これは、PRI と PPI の日変化 (図 3-4) と合致する。また、電流の緯度変化は PI 振幅の緯度変化 (図 3-2 左図) と良く合う。

Osada [1992] は、この計算を発展させて、FAC と電離層電流 IC の地上磁場への寄与 DPpi(IC), DPpi(FAC), DPmi(IC), DPmi(FAC) を別々に計算し、DLmi 場と合わせて、Dsc の時間変化を緯度と LT 別に与えた。計算結果は、観測される SC 波形の緯度 LT 依存性を説明する。詳細は、5.4 節で述べる。

5.3 SC 電離層電流の検出

5.3.1 MAGSAT 衛星観測

SC のモデルでは電離層電流を想定して図 3-1(d) の電流系を描いているが、地表の地磁気変化から導出される電流系は等価電流系であるから、電離層電流とするならば観測で実証されなければならず、それには、電離層直上を飛ぶ低高度衛星と地上の同時磁場観測が必要であった。衛星が地上観測点付近に来たときに SC が起こる確率は高くはないが、たまたま幸運に恵まれることがある。

図 5-4 に、最初の低高度磁場観測衛星 MAGSAT (初期高度 600-800km, 1979.10-1980.5) による SC の電離層上下同時観測初例を示す[Araki et al., 1982]. この時、MAGSAT は、午後側(15-16hLT) の Magadan (地磁気緯度: 51.8N, 213.1E) 上空を北へ飛行中に SC を観測した。第 3 列上段に、衛星軌道と衛星での水平ベクトル(実線矢印)の時間変化、地上観測所の PI 水平ベクトル(点線矢印)が示されている。衛星軌道に沿う地上観測所 (Memambetsu, Magadan, Petropavrowsk, Tixie, Cape Chelyuskin) には normal-run magnetogram しか無かったので、地上-衛星の時間対応をチェックするため、東方の IMS アラスカ磁力計チェーン (20-21h LT) の高時間分解能データ(10 秒値)を中緯度チェーンのデータと共に第 2 列に示した。地上 H-成分には、午後側高緯度の特徴である「負 PI (PRI) + 正 MI」(図 1-3) の Narssarsuaq 参照) が観測され、PI に対応して MAGSAT は逆センスの変化を検出して、PI への電離層電流

の寄与を実証した。PI の観測後は沿磁力線電流領域に入って MI ははっきりしない。図 5-4 左列下段の Wingst (ドイツ, 朝側) では PPI (preliminary positive impulse) が観測されていて、これも図 1-3) の SC 波形分布と一致する (朝側中緯度の Memambetsu の PRI に対応)。第 4 列に示した IMS 磁力計チェーン 5 観測所の偏波は右回り (時計回り) であり、衛星水平ベクトル回転方向 (第 3 列上段) と一致する。これは、DPpi 電流系の移動 (正午付近から朝夕側へ) で説明できる [Araki, 1994, Takeuchi et al., 2002].

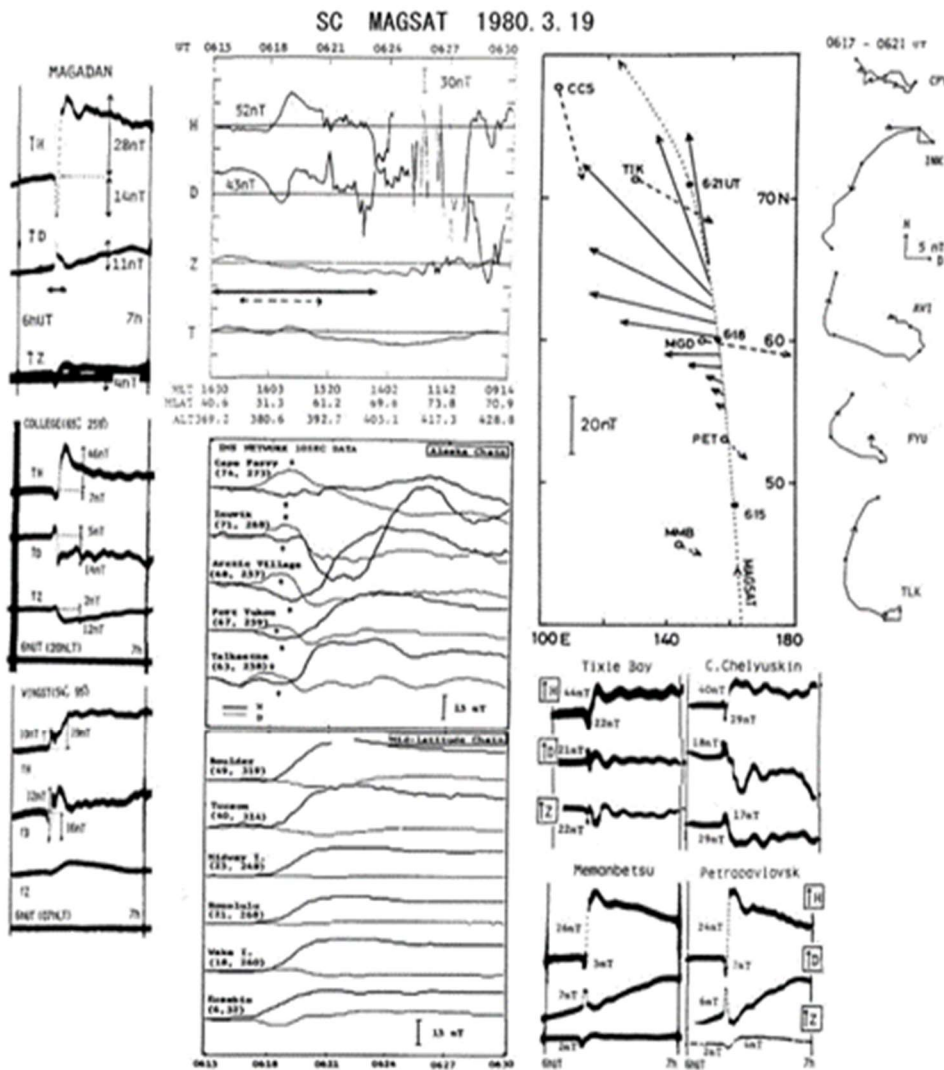


図 5-4 SC の MAGSAT-地上同時観測 [Araki et al., 1982]

北行する MAGSAT が FAC 領域に入る前に地上観測所近くで PI を観測したのは幸運であり，SC 電離層電流の最初の実証となって，DL, DP の重ね合わせで SC を解釈するモデルを支持することになった．しかし，MAGSAT が太陽同期衛星で軌道が 6 時-18 時子午面に固定されていたので，昼側赤道に流れるはずの強い電離層電流の検出は出来なかった．

5.3.2 Oersted による昼側赤道 SC の観測

Oersted は，デンマークが，1999 年 2 月に打ち上げた極軌道磁場観測衛星である．初期高度は 638-849km，軌道傾斜角は 95.5° であった．

図 5-5 に，衛星が dip equator を横切って検出した夜昼の SC 1 例ずつを示す．Oersted (赤) は B_{\parallel} (磁場に平行な成分，1 秒値)，地上は H または X-成分である．地図の垂直黒線は真夜中を表し，データ図の◎は dip equator，△，▲は，±15° dip latitude の位置を表す．Oersted 磁場は，観測値からモデル磁場 (Oersted 10c/99) を差し引いたものである [Han et al., 2007]．地上観測点は，Jicamarca (JIC, 0° gm Lat), Los Alamos (LAL, 36°), Addis Ababa (AAE, 5°), Tamanrasset (TAM, 25°) である．

地上観測点が衛星軌道直下にはないこと，衛星では緯度が刻々変化していることを考慮しなければならないが，右図の夜側の場合，衛星と地上の時間変化がほぼ平行しており，昼(左図)は逆センスになっている事が判る．つまり，昼側では，衛星と地上の間を流れる電流 (電離層電流) が SC の擾乱場に大きく寄与していると言える．図 5-5 の昼の SC (2001.9.25) では，15hLT の JIC (橙色) で，小さな負パルス (PRI) の後，約 150nT の大きな正変化 (MI) が観測された．これは典型的な昼側赤道 SC であり，DPmi の強い equatorial enhancement を示している．

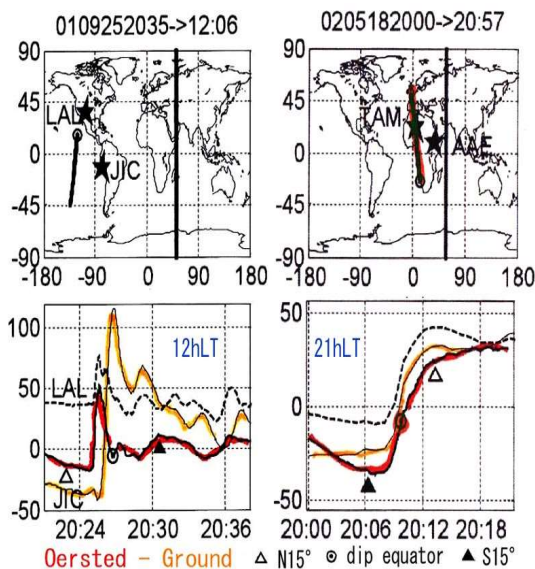


図 5-5 Oersted 衛星が観測した赤道の SC
赤 : Oersted, 橙色 : 地上
[Han et al., 2007]

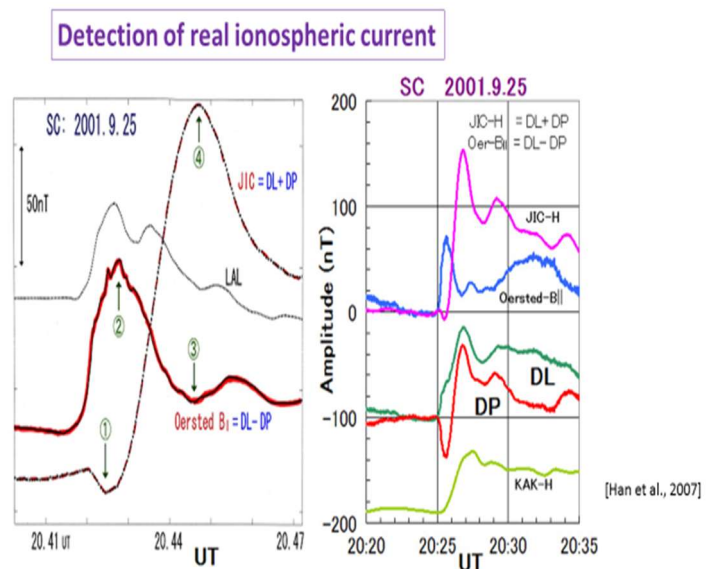


図 5-6 赤道昼側 SC の DL, DP 成分への分解

Oersted は，ほぼ正午の赤道を北から南へ横切り，大きな正パルスに続いて小さな負パルスを検出した．JIC と Oersted では，地心距離が異なり，経度方向に 3 時間ほど離れてもいるので，DL 場・DP 場も 2 点で異なるはずであるが，第一近似として，DL 場は同じ，DP 場は大きさは同じで逆センスと仮定すると，

$$\begin{aligned}
 H(\text{JIC}) &= \text{DL} + \text{DP}, & B_{\parallel}(\text{Oersted}) &= \text{DL} - \text{DP}, \\
 \therefore \text{DL} &= (H(\text{JIC}) + B_{\parallel}(\text{Oersted}))/2, \\
 \text{DP} &= (H(\text{JIC}) - B_{\parallel}(\text{Oersted}))/2
 \end{aligned}$$

と、DL, DP が求まる. 図 5-6. に, こうして求めた地表の DL, DP を $H(JIC)$, B_{\parallel} (Oersted) と共にプロットした.

最初に述べたように, DL 場は, 主に東向き磁気圏界面電流と圧縮性 HM 波の波面電流 (昼側で西向き) で作られる. 波面電流は, 磁気圏では電場変化による分極電流であるが, 電離層では伝導電流になり, 上部の磁場を強め, 下部の磁場を弱める. また, 磁場の時間変化による地下誘導電流は, 地上と衛星両方の磁場を強めるが, その効果は, 衛星では小さくなるであろう. これらの考察は, 上記の解析には入っていない. 今後, 例数を増やして考えていくべき問題である.

図 5-5. の JIC-H, Oersted- B_{\parallel} から, 地上 PI (PRI) は振幅が衛星 PI (PPI) より小さく, ピーク (極小値; ①) の時刻が衛星 PI のピーク (極大値; ②) より少し早い事がわかる. これは, 地上 PI が正に増加する DL 場と負に大きくなる DPpi 場の合成であり, 衛星 PI は, 共に正に増加する DL と DPpi 場の加算で出来ること考えれば納得できる. 図 5-6. は, また, 地上 MI の振幅が衛星 MI より大きく, ピーク時刻④が衛星のそれ③より遅れることを示している. これは, 地上 MI が, 共に正に増加する DL と DPmi 場の合成で, 衛星 MI は, 正に増加する DL と負に大きくなる DP で出来るからである.

このように, PI, MI の振幅とピーク時刻は, DL, DP 両場の時間変化とその向き (正 or 負) によって決まる. この事を理解せずに, 例えば, Chi et al. [2003] のように, PI のピーク時刻の緯度変化を HM 波の伝搬だけで説明するのは難しい.

5.4 SC 時のオーロラと電離層対流の反応

4 節の SC モデルでは, SC の擾乱場は, $D_{sc} = DL + DP_{pi} + DP_{mi}$ と 3 種の場の重畳で出来ている. DP_{pi} は午後に入り午前から出る沿磁力線電流 (FAC) により, また, DP_{mi} は午前に入り午後から出る FAC により作られる (図 4-4). したがって, PI 時には, 電子を上向きに加速する下向き電場が午後, 逆の上向き電場が午前側に存在し, MI 時にその向きが逆転する筈である. オーロラを作る降下電子は電流を担う電子より高いエネルギーを持つが, SC 電場に影響されるとすると, PI 時には, 電子降下がある午前側オーロラが強化され, 午後側オーロラは弱くなるであろう. MI 時には, 逆に, 午後側で強化が, 午前側で弱体化が生じる筈である. 通常, オーロラ粒子加速は, 午後・午前に大別される広い領域より小規模な構造の中で生じており, 上記の SC 電場の切替をそのまま反映する訳ではない. しかし, SC の FAC が出入りする領域にオーロラ活動があれば, SC 電場による変化が検出されるであろう. そのような例 [Liu et al., 2011] をここに示す.

2001 年 5 月 27 日 1458UT の SC 生起時に, 南極極冠内 (~74° MLat) の中国中山基地 (ZHS; 16hLT) と South Pole (SP; 11h) でオーロラが同時観測された. この時, 昭和基地の短波レーダーが, ZHS を視野に入れた電離層対流観測をしていた. それらの位置関係を 図 5-7 に示す

図 5-8 左図は, 太陽風磁場 (a), 密度 $N \cdot$ 動圧 P_d (b), 速度 V (c) . SYMH (d), ZHS の磁場 3 成分 (e,f,g) のプロットである. 2 本の縦線は, 太陽風衝撃波 IPS とそれによる SC (1458UT) を指している.

IPS での変化は, P_d が $1 \rightarrow 3$ nPa, $IMF \cdot B_z$ が $-2.7 \rightarrow -8.7$ nT であった. 5-8 右図は SC の波形分布図である. 高緯度 (~73°) の朝方 (Baker Lake; 9hLT) に正負, 午後側 (Mawson; 16h) と赤道 (Jicamarca, 20hLT) に負正の

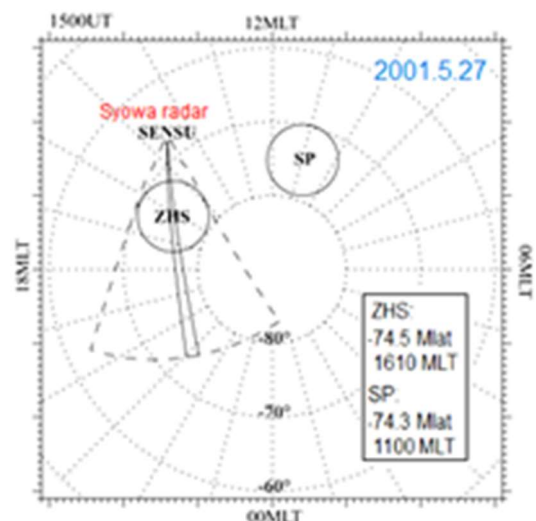


図 5-7 ZHS, SP, Syowa の位置
[Liu et al., 2011]

two pulse structure が現れており，典型的な SC 波形分布である。

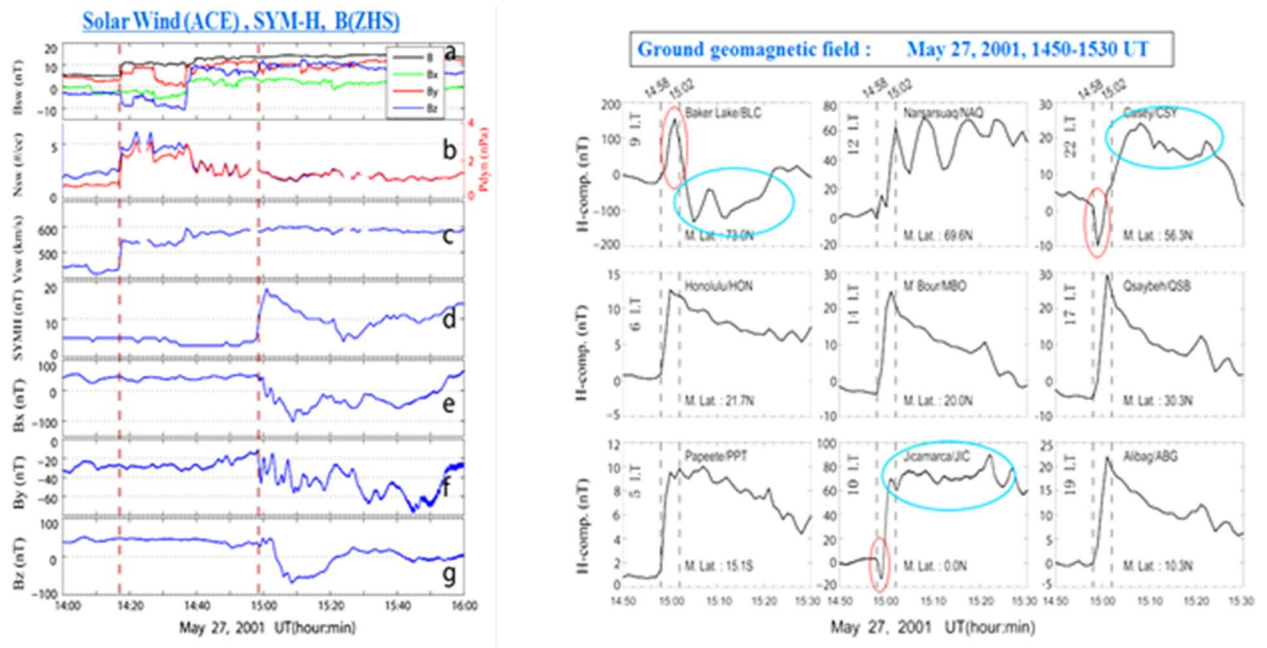


図 5-8 太陽風(左) と SC 波形分布(右) [Liu et al., 2011]

電離層プラズマ視線方向速度と ZHS・SPの全天カメラ像を Casey の磁場記録と共に，図 5-9 に示した． SC 開始前に両観測点に現れていた薄いオーロラが， PI 時には，午後側 ZHS で消え午前側 SP で強くなっている． MI 期に入ると， ZHS で強くなり， SP で弱くなっている． これは， SC-FAC から期待される輝度変化に合致する． SC 前に太陽向きであったプラズマ速度は， PI 期に逆になり， MI 期に太陽向きになっている．

これも， SC-FAC が作る電離層対流 ($E \times B$ ドリフト) の反応と合致する (南極なので B が上向きであることに注意)．

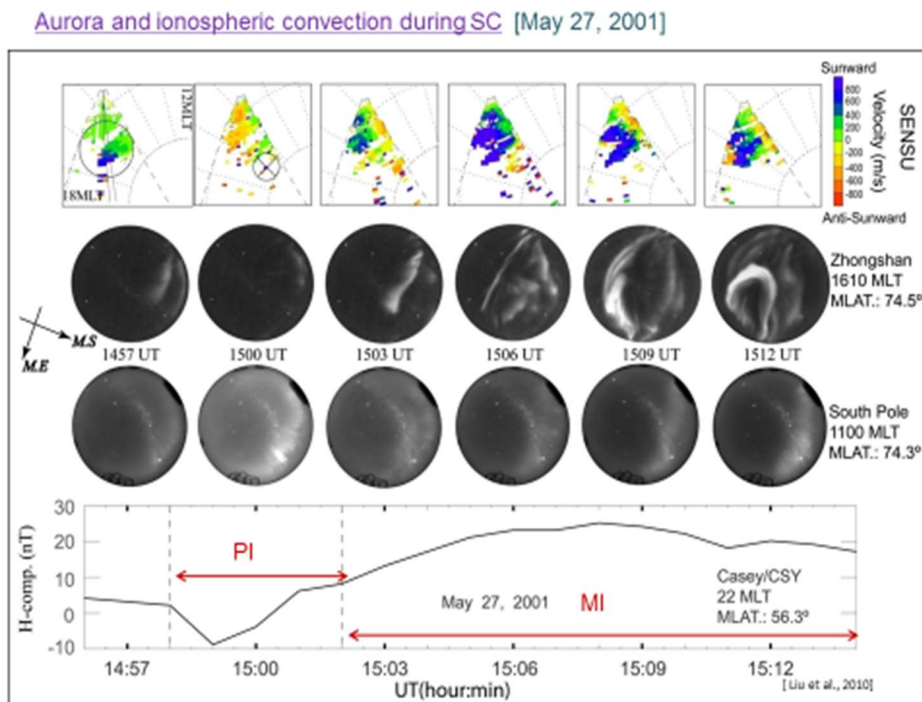


図 5-9 上段：電離層プラズマ速度 (昭和基地レーダー)
 中段：全天カメラ像 (上：ZHS,午後側, 下：SP,午前側)
 下段：地磁気 H 成分 (Casey, 午後側)

5.5 SC 波形の合成

Osada [1992]は, Tsunomura and Araki [1984] の計算を発展させて, DPpi, DPmi に対応する2組の沿磁力線電流(FAC)と, それが作る電離層電流(IC)の磁場を計算し, DL 場と重ね合わせて, SC 波形・振幅の緯度・LT 依存を調べた

前述の SC モデル (図 4.4) によれば, DPpi を作る一対の FAC は, 午後側で極電離層に流入し午前側から出て行く. ここでは, 図 5-10 左図の C1 が FAC の流出入口を表す. 圧縮波の磁気圏内伝搬に対応して, この流出入口は, 12h LT から, 緯度 75° の緯度円に沿って 6h, 18h LT 方向へ移動すると仮定する.

FAC 強度は図 5-10 右上図の C1 のように時間変化する. 右中図 C1 は, 流出入口の経度方向への移動を表している (12hLT を $\theta = 0$ としている). DPpi-FAC は, 4.5 分後に最大値に達し 9 分後に消える.

4.5 分後から DPmi-FAC が発達し始めて 18 分後に消えるとする. DPmi-FAC は, 固定点 (9hLT, 75°) に入り, (15hLT, 75°) から流出する. 現実的電気伝導度分布を持つ 2 次元球面電離層に上記の

FAC を流出入させて IC を算出し, FAC と IC が作る磁場分布と図 5.8 右下図に与えた DL 場と重ね合わせると

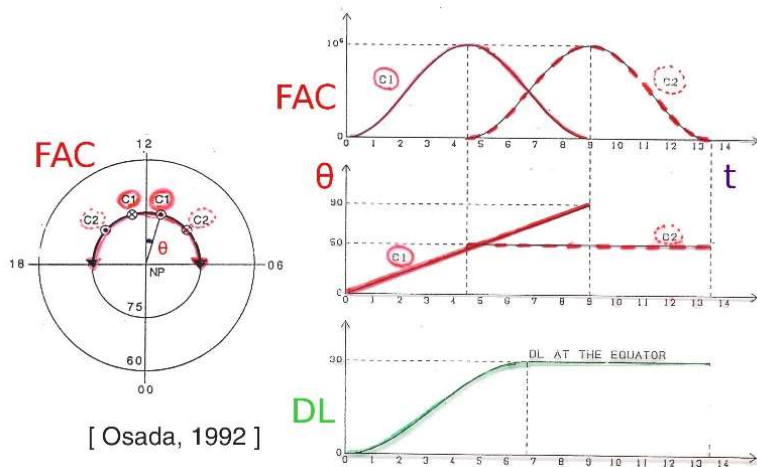


図 5-10
Osada [1992] の計算モデル

任意の緯度, LT における Dsc が求まる.

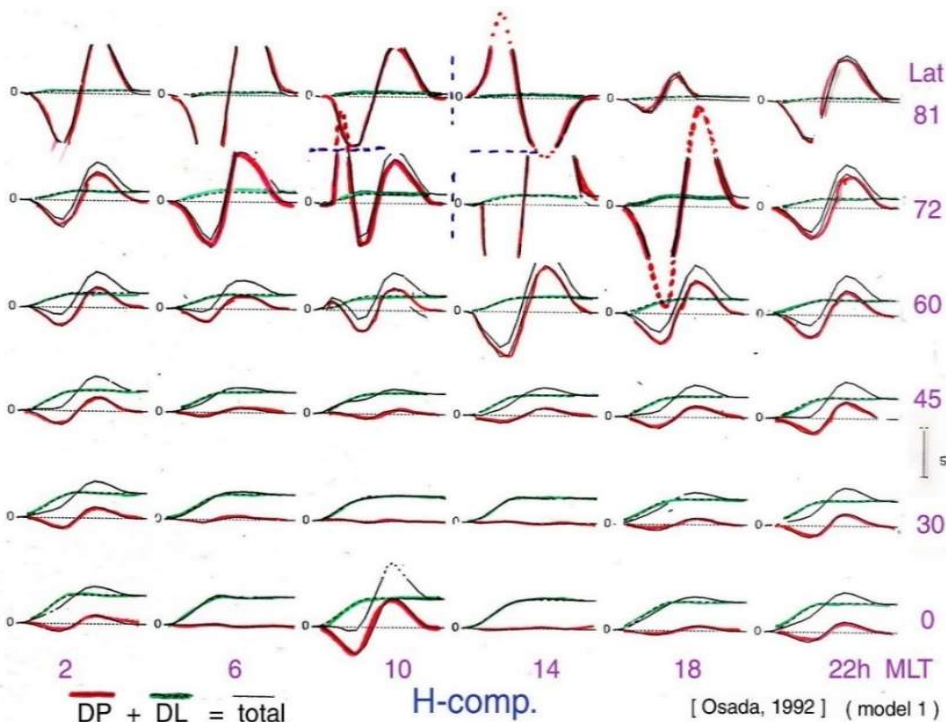


図 5-11
SC 波形の合成
(H 成分)
黒: 合成場,
緑: DLmi,
赤: DPpi+Dpmi
[Osada, 1992]

図 5-11 に, 計算結果を示す, 高緯度では DP 場が卓越し, 緯度 72° では, 正午付近を境にして午前側で正負の, 午後側で負正のパルスが, 81° では, 午前側で負正の, 午後側で正負のパルスが現れている.

DP 場は緯度が下がると小さくなるが、10hLT では強化され、MI の equatorial enhancement を生じさせる。これらは何れもデータ解析の結果と合うものである。

図 5-12 は、DP 場への IC と FAC の寄与を別々に計算した結果である。60° 以下の昼間 (10h, 14h) では、IC と FAC の場が逆相になっており、DP 場を弱める役割を果たしている。18, 22, 2hLT では、ほぼ同相で強め合っている。メインインパルス MI を作る FAC の流出入点は、75° の 9, 15hLT に固定されているので、18, 22, 2, 6hLT が夜のグループとして正の MI を、10, 14hLT が負の MI を作る。PI-FAC の流出入点は 75° 緯度円に沿って動くので、高緯度では DPpi(FAC), DPpi(IC) の変化はより複雑になる。

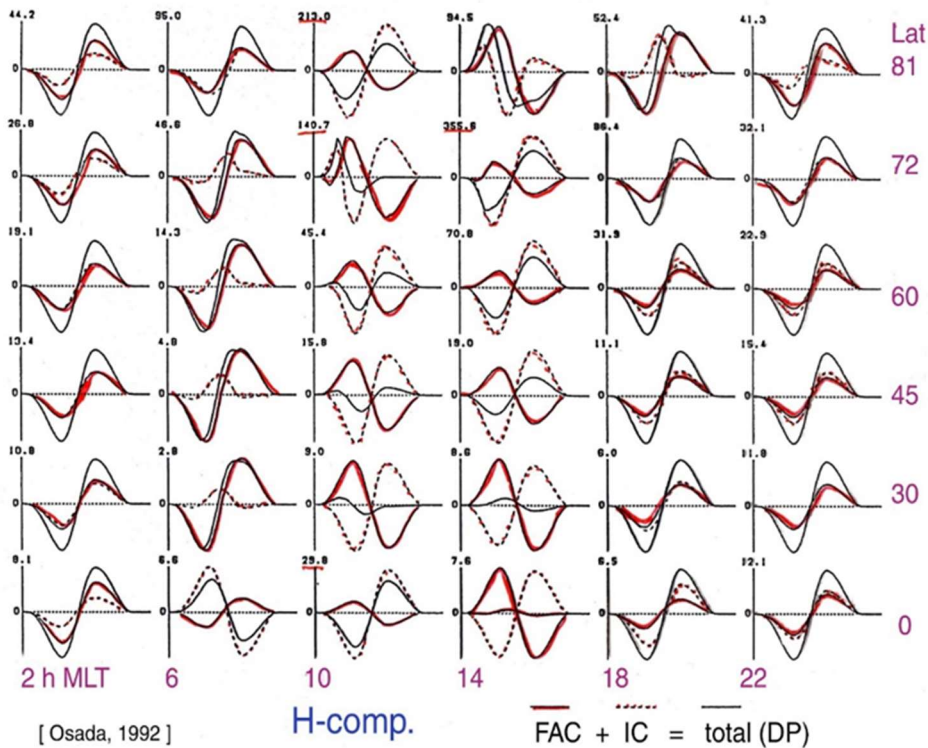
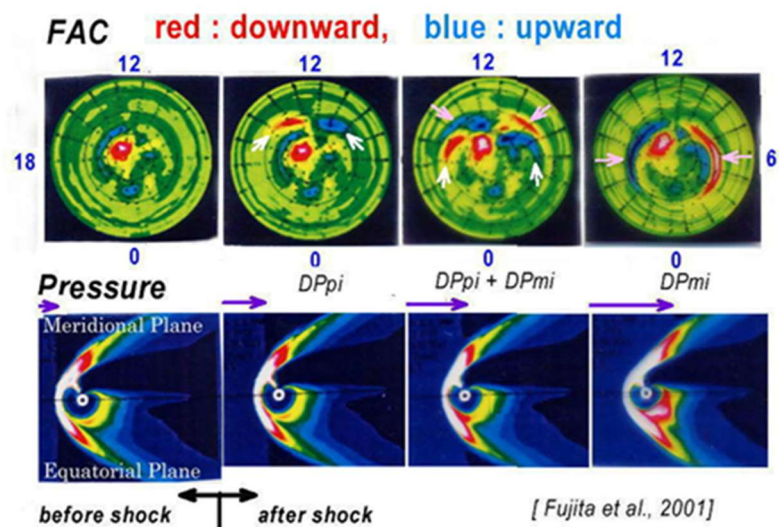


図 5-12
DP 場への
電離層電流 (IC) と
鉛磁力線電流 (FAC)
の寄与

5.6 計算機シミュレーションの結果

図 5-13 は、太陽風ショックが磁気圏をスイープした時の磁気圏圧縮経過を示す計算機シミュレーション結果 [Fujita et al., 2003] である。上 4 図は、北極電離層に出入りする FAC (赤：下向き、青：上向き) を上から眺めた図、下 4 図は子午面 (上半分) と赤道面 (下半分) の圧力分布を表す。下図に付けた紫色矢印の先端にショック面がある。左端図が圧縮前、右 3 図が圧縮後を表す。



まず、圧縮初期 (左から 2 番目の図) に極冠内の午後 2 時頃に入り午前 10 時付近から出る FAC が現れる (白矢

図 5-13 SC の計算機シミュレーション [Fujita et al., 2001]

印). これはPIを作るFACである. 圧縮が進んだ3番目の図では, このPI-FACは, 17時, 7時付近に移動し, 午後2時, 午前10時の付近にMIを作る逆符号のFACが出現する. 圧縮が更に進んだ右端図では, PI-FACは消え, MI-FACが夜側へ広がる.

これらのFACの振舞いは, 上述のSCモデルが, おおむね, 妥当であることを示している. この結果によって, データ解析からの定性的な物理モデルに自信を持つことが出来た. 小さな地球の表面で観測される10分程度の小地磁気パルスの分布から, 大きな磁気圏の構造変化が推定できるのは驚くべき事のように思える.

図5-14に, 緯度 60° - 90° の15時子午面でのSC波形の計算結果を, 先述の図3-7上左図観測例(午後側H成分, 緯度 62° - 78°)と並べて示した.

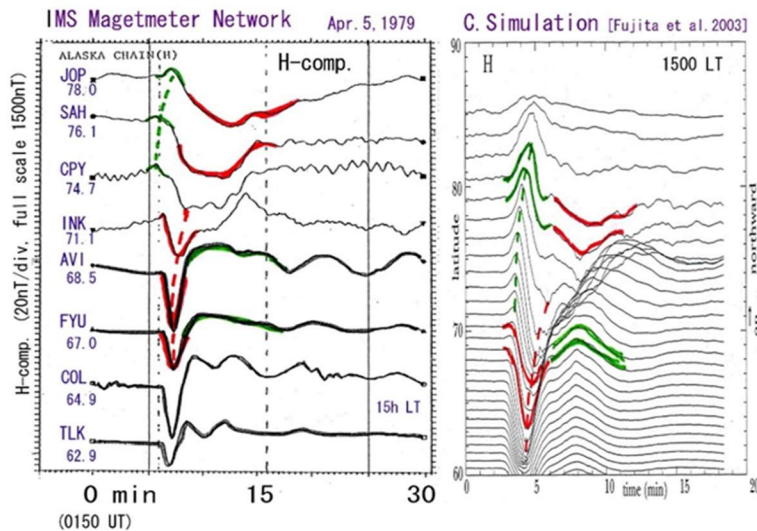


図5-14
高緯度15時子午面のSC
波形(H成分)の比較
左: 観測例(図3-7)

シミュレーション結果には,

- ① 低緯度で負のPI (PRI) が緯度が高くなると正 (PPI) になる,
- ② PRI/PPIのピークの時刻が緯度と共に遅れる,
- ③ MIの符号がPIとは逆の緯度変化をし, かつ, 高緯度側の負MIの時間幅が緯度の増加と共に広がる,

等の特徴が良く再現されている.

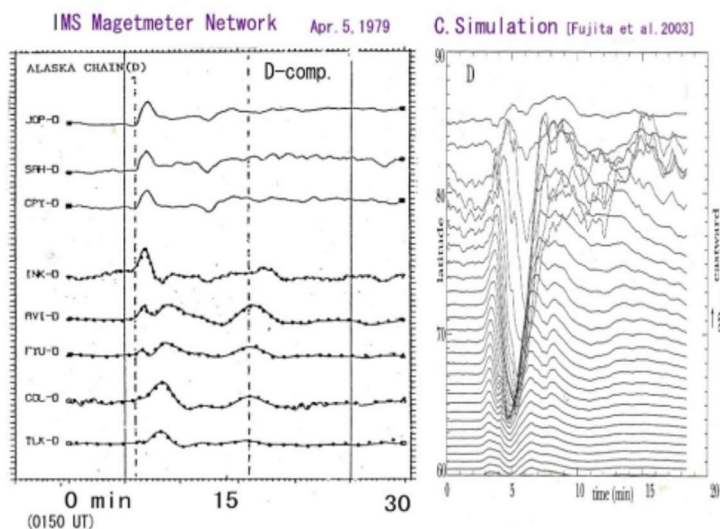


図5-15
高緯度15時子午面のSC
波形(D成分)の比較
左: 観測例(図3-7)
右: 計算結果
[Fujita et al., 2003a]

D成分の比較を図5-15に示した. 計算結果から以下のことが判る.

- ① 85° (最高緯度)と 83.5° の2点は, より低緯度の他の点とは異なる変化をする,

- ② ①の2点以外では、正のPI, 負のMIのピークの時刻が高緯度ほど遅れている,
- ③ 負MIの振幅は観測よりはるかに大きい.

観測の最高緯度が78°なので①の比較は出来ず, 将来の検討課題になる. 極冠内のSCデータ解析は, 未だ不十分である. ②, ③は, 観測と一致せず, Dの観測との対応はHに比べると良くない.

H, D両成分についての①-③の性質の原因は, 地上観測のデータを眺めているだけでは判らない. 対応する磁気圏内の変化は, ずっと複雑で, 計算機シミュレーションは, それを解き明かしてくれる. 第5章で, ①-③の原因も含めて, それらが詳しく解説される [Fujita et al., 2002, 2003a, 2003b, 2004, 2019, 2022].

図5-14に示された計算と観測の一致は, コンピューターシミュレーションの信頼度を証明するものであったが, さらに改良された計算 [Fujita et al., 2022] によって, 太陽風動圧増加に対する磁気圏非定常応答の新しい機構の発見に繋がっていく

6. SC 開始時刻の同時性

第1章に詳述されているように、Adams, Ellis [1892] 以来、SC の開始がどの程度同時なのか、時間差があるとすれば LT や緯度にどのように依存するのか多くの研究者が関心を抱いてきた。Bauer [1910] は、Greenwich, Kew, Stonyhurst, VakJoyeux, Potsdam, Pola, Pawlowsk, Mauritius, Bombay, Dehra Dun, Manila, Tokyo, Zikawei (上海), Melbourne, Tronto で観測された 1902 年 5 月 8 日の SC が、経度 75W 付近で発生し、東へ伝搬、3-5 分で地球を一周したと報告した。これに対し、Chree [1910] は、問題点を整理して、いわゆる SC の開始時間には、① 厳密に同時、② 電磁波伝搬時間程度の遅れ、③ Bauer が主張するような数分の遅れ、の 3 つの可能性が考えられるが、①、② なら検証は不可能であり、③ ならば、磁力計の感度や成分にも依存するだろうから、より精密な観測が必要だと指摘した。

IGY の時に設置された早回し磁力計のデータを使って SC 開始時刻分布を求める幾つかの試みがなされた。例えば、Nishida and Jacobs [1962] は、SC が高緯度午後側から夜側へ伝わっていくとしたが [図 6-1], Francis et al. [1959]. Gerard [1959]. Williams [1960], Yamamoto and Maeda [1960] 等の他の結果と必ずしも一致しなかった。

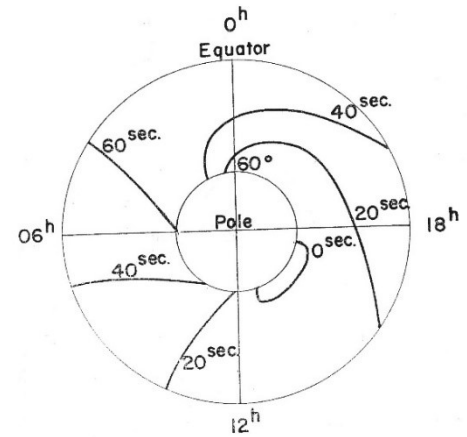


図 6-1 SC 開始時間の分布 [Nishida and Jacobs, 1962]

SC の開始時刻の解析に当たっては、「開始時刻」の意味を再検討しておく必要がある。留意すべきは下記 3 点である。

(1) すべての現象の立ち上がり (図 6-2 の時刻 t_1) は無限小の変化から始まるから、その瞬間を検出するのは不可能である、測定される「開始時刻」は真の開始時刻 (波動の場合なら初期波面の到達時刻) t_1 ではなく、現象が最初のレベル H_1 から検知可能な強度 H_2 に達した時刻 t_2 である。測定可能な t_2 で測定不可能な t_1 を代用するには、上図のように緩やかな立ち上がりの現象では誤差が大きくなるので、下図のように、 $\Delta t = t_2 - t_1$ が小さい急峻な立ち上がりの現象を選ぶ必要がある。 Δt と $\Delta H = H_2 - H_1$ を識別できる高時間分解能・高感度の測器が必要なことは勿論である。

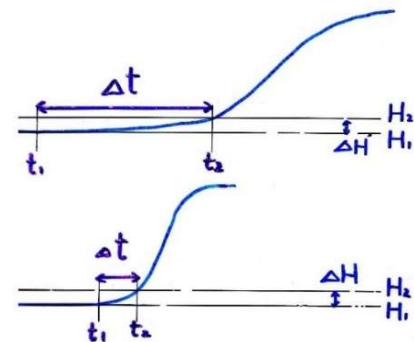


図 6-2 開始時刻の意味の考察

(2) t_2 を精度良く測定するためには時間軸を拡大しなければならないが、そうすると急峻な立ち上がりも緩やかになり、 t_2 の決定が不確かになる。

(3) SC の初期には、DL 場と DPpi 場が殆ど同時に立ち上がる。H 成分について考えると、DL 変化は常に正であるが、DPpi は LT と緯度に依存して正負両方に変化する。負の場合は、正の DL とキャンセルして合成場 $DL + DPpi$ の立ち上がりが見かけ上遅れることがある (図 6-3)。

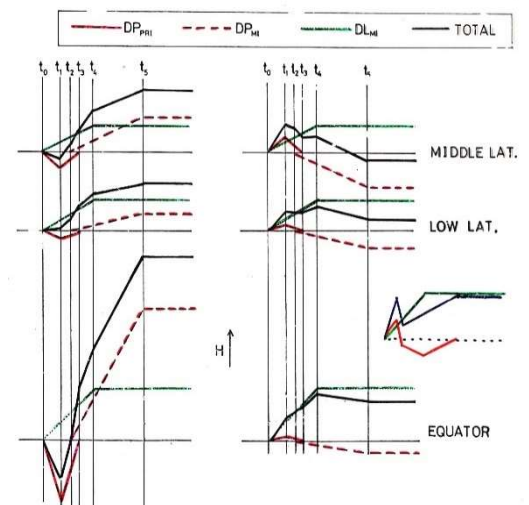


図 6-3 DL と DP の合成による SC 波形

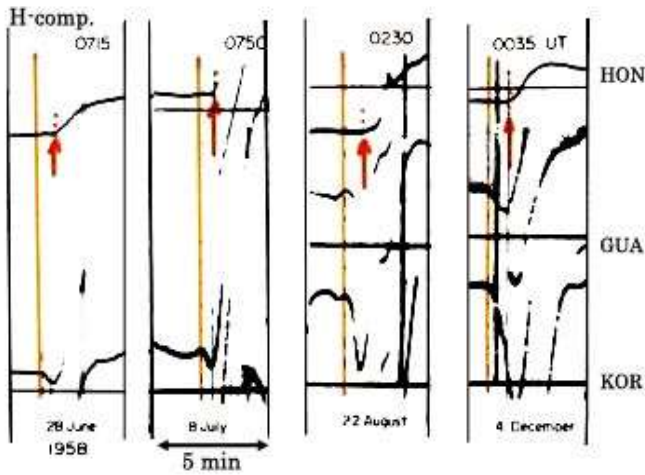


図 6-4 に、Honolulu, Guam, Koror の SC(H) を 4 例示す. Koror, Guam で SC* が観測される時も Honolulu では PRI が現れないのが普通だが、この時、Honolulu の SC の開始 (赤矢印) は、Koror と Guam の PRI の開始 (黄色垂直線) より遅れているように見える。

図 6-4 PRI 開始の先行例
 黄色垂直線：昼側赤道 (Koror Guam) の PRI の開始時刻
 赤矢印：Honolulu の SC の開始時刻
 [Araki, 1977]

図 6-5 は、Point Barrow から Koror にいたるアメリカゾーン観測所の SC 開始時刻の分布を、(A) 高緯度と赤道で SC*, 中低緯度で SC, (B) 全緯度で SC, (C) 全緯度で SC*, の 3 つの場合に分けて示したものである。(B) (C) では開始時刻に差はなく、(A) では、中緯度 SC が、高緯度と赤道の SC* より遅れて始まるように見える。これは、上記(3)で述べた DL と DPpi の重ね合わせ効果として解釈できる。

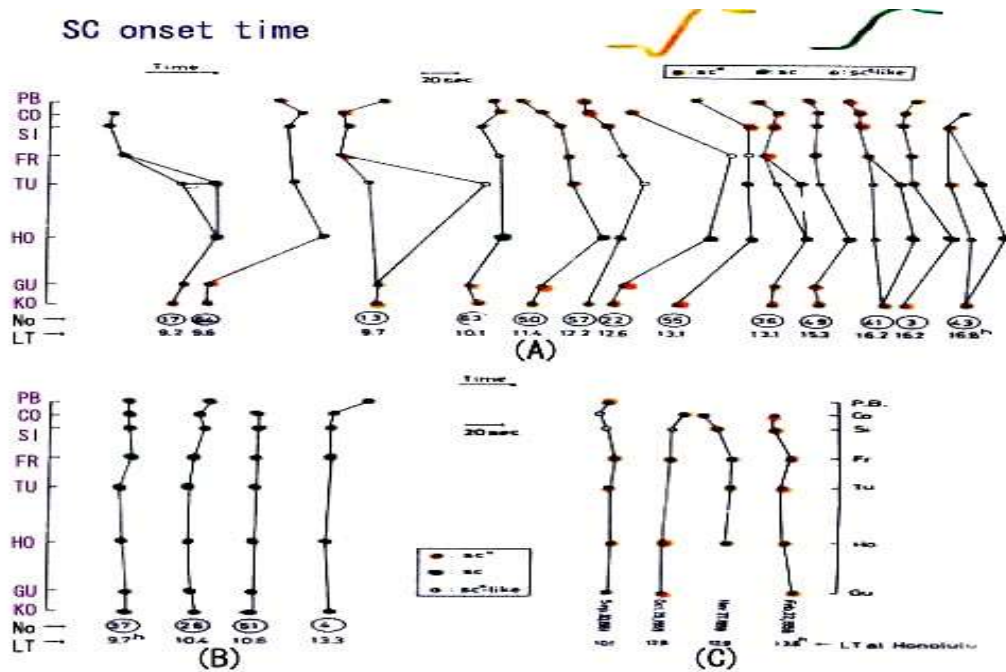


図 6-5 SC の型による開始時間緯度分布の違い
 (A)：高緯度と赤道で SC*, 中低緯度で SC, (B) 全緯度で SC, (C) 全緯度で SC*
 [Araki, 1977]

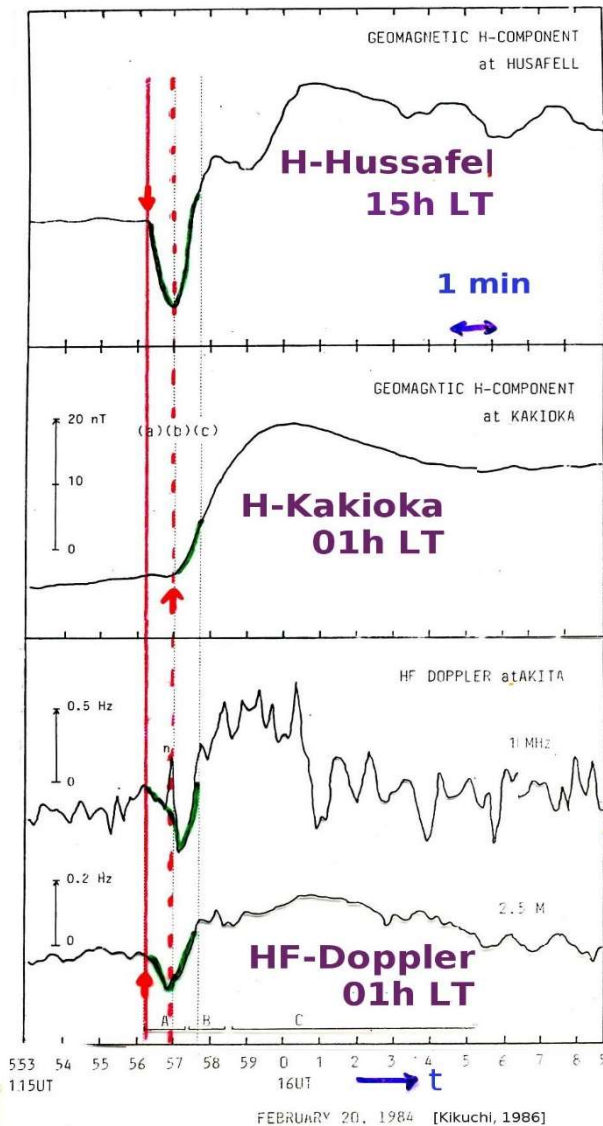


図 6-6 は、Hussafell (アイスランド) と柿岡の H 成分 SC と秋田の HF ドプラーの同時観測例である [Kikuchi, 1986]. 午後側オーロラ帯の Hussafell の PRI に対応して HF ドプラーに変化が見られるが、柿岡の SC は、それらから少し遅れて始まっているように見える. これは、高緯度起源の PRI 電場がほぼ瞬時に夜側低緯度まで伝わってきたが、夜側電離層の電気伝導度が低いため、磁場変化を生じさせるに十分な電流が流れなかったと解釈できる. したがって、SC の同時性を論じる際には、検知できるオンセット時刻は、電場と磁場で異なりうる事を認識しておく必要がある. 極電場の水平方向伝搬は、第 4 章で詳しく解析される.

図 6-6 SC 時の磁場と HF ドプラーの同時観測 [Kikuchi et al., 1986]

後述するが、1991 年 3 月 24 日に特異な SC が観測された. この SC の最初には立ち上がりの極めて急峻な大振幅 (柿岡で 202nT) で短い (約 90 秒) パルスが世界的に観測された. 正午頃と早朝 3hLT ごろとでこのパルスを調べると、パルスのピークには 30-40 秒の時間差があつて昼から夜への HM 波伝搬を示唆したが、その立ち上がりは殆ど同時で、瞬時伝搬モード存在の可能性を思わせた. このような考察が出来たのは、このパルスが極めて急な立ち上がりで鋭いピークを持っていたからで、通常の SC では立ち上がりでピークの時刻を正確に決めることは出来ない. 日変化に重畳する SC の立ち上がりは鋭く見えるが、前述のように、時間軸を伸ばすと緩やかになり、高い精度で開始時刻を決めるのは難しい. 開始時刻の正確な決定には、高時間分解能観測だけでなく立ち上がりの鋭い現象が必要なのである.

7. 磁気圏・電離圏での SC

Wilken et al. 「1981」は、惑星間空間の IMP-8, 磁気圏内の GOES-8, ATS-6, GEOS, 2 個の Los Alamos 衛星と地上 3 点 (Guam, Honolulu, San Juan) の SC 観測を総合して, SC の赤道面伝搬の様子を図 7-1 上図の様に描いた. この時の磁気圏内平均 HM 波速度は 600km/s, ショック/不連続面の速度は 465km/sec であった.

太陽風ショック/不連続面が磁気圏の頂部付近に接触してから, 磁気圏内伝搬が始まるが, その波面の形は, ショック/不連続面が磁気圏尾部方向へ磁気圏界面をスweepする速さと, 磁気圏内の HM 波速度分布で決まる. 下部磁気圏では HM 波速度が高度と共に小さくなるので, 波面は地球を取り囲むように変形する.

この図は大まかには良さそうに思えるが, 観測データはまだまだ不足している. 例えば, マグネトシースにはデータが無いので, そこでの変形は入っていない. 今後, 観測と理論考察を蓄積していく必要がある.

図 7-1 下図は, 磁気圏内 17 飛翔体による 2007 年 11 月 19 日の SC の開始時刻測定から得られた伝搬波面を描いたものである [Segarra et al., 2015]. 磁気圏の外では, ACE, WIND, Geotail が太陽風ショックを観測しており, その傾きから, ★印がショックと磁気圏との最初の接触点であるとされた. カラーは, 圧縮 HM 波の速度を表している. ショックの速度は 540km/s と算出された. これだけ多くの飛翔体同時観測の解析例は他に無いと思われるが, それでもなお十分とは言えない.

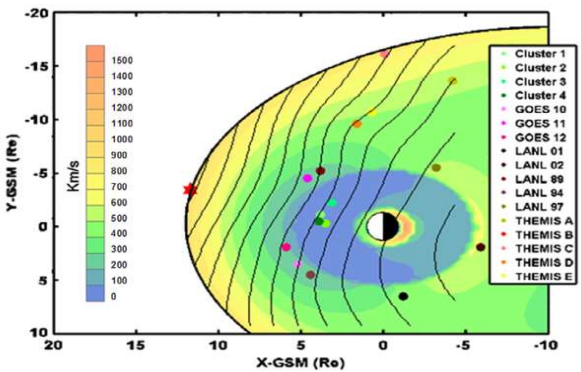
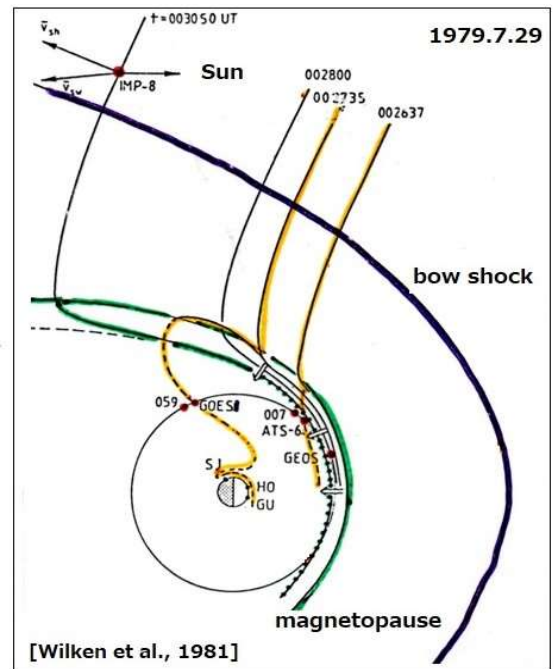


図 7-1 SC の赤道面伝搬

7.1 磁気圏内伝搬: 波面の追跡

Okuzawa [1967] は, 磁気圏界面の急圧縮によって生じる磁気圏内 HM 波の伝搬を 1 次元ピストン問題として数値計算した.

Namikawa et al. [1964] は, 磁気圏内に仮定した初期波源から出る HM 波の波面の広がりや幾つかの HM 波速度分布に対して追跡した. 計算結果の 1 例を図 7-2 に示す. 前述のように波面の形は, 赤道面付近から出た HM 波の波面は地球を包み込むように変形される.

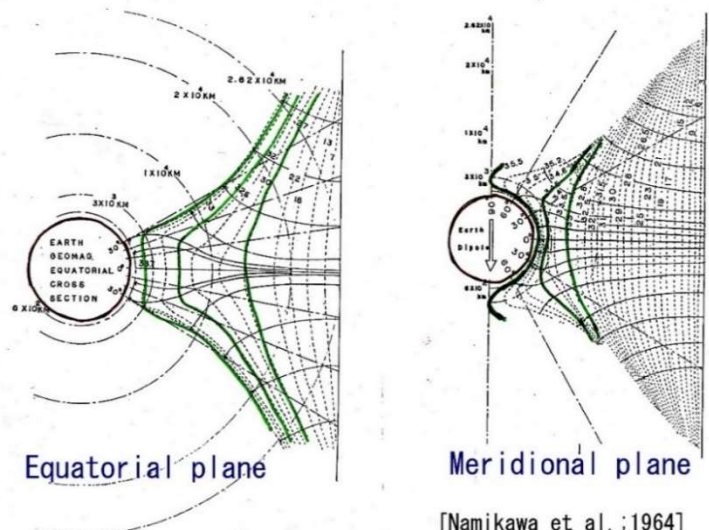


図 7-2 磁気圏内の HM 波波面の伝搬

7.2 静止軌道の SC

図 7-3 左図に、二つの静止軌道（6.6Re）衛星 GOES-2, GOES-3 が夕方側で同時観測した SC を示した [Araki,1994].

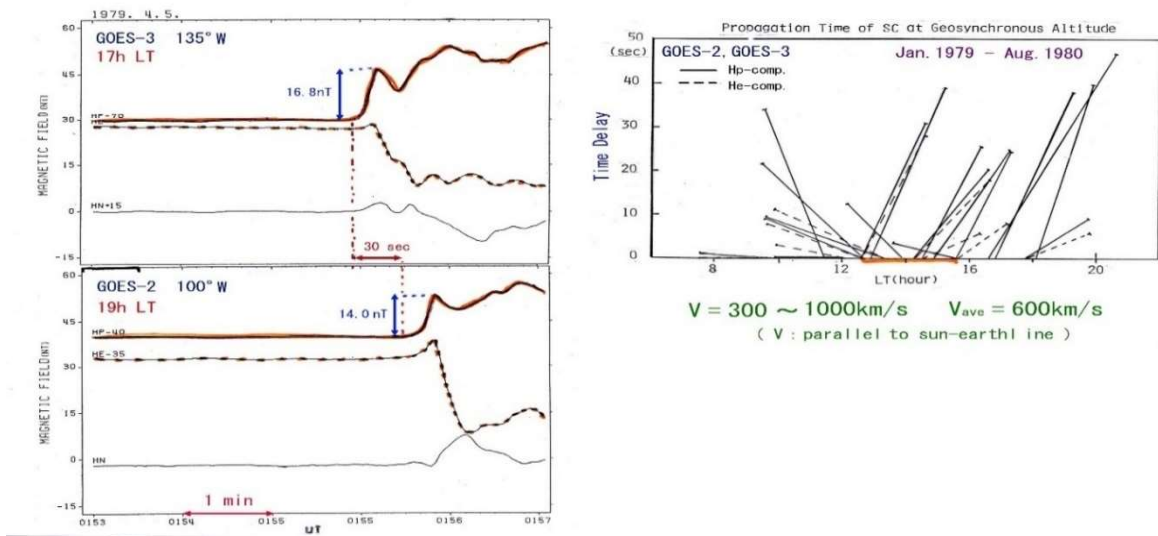


図 7-3 静止衛星 GOES2,3 の SC 同時観測 左：波形と時間差 右：時間差の LT 依存性

GOES-3 (17 時 LT) では GOES-2 (19 時) より振幅が大きく、開始時刻は約 30 秒早いので、この SC が昼側から夜へ伝搬した事が分かる。右図は、多くの SC の GOES-2,3 同時観測から測定された時間差を、衛星の LT に対してプロットしたものである。朝夕になるほど遅れていて、平均的には正午付近に最も早く到達している事が分かる。太陽-地球線に沿って SC が伝搬したとすると、その速度は 300-1000km/s の範囲に分布し、平均値は約 600km/s になる。

静止軌道の SC 振幅は正午付近で最大値を取り、午前・午後に向けて減少して夜中には最小になる [Kokubun et al.,1983, Kuwasima et al., 1985a,b] .

ここでは図 7-4 左図に、GOES 観測の SC3 成分 (B_V, B_D, B_H) 振幅を SYM-H で基準化したものの日変化 [Park et al., 2012] を示す。

右上図には、6hLT と 18hLT の GOES の位置の磁力線の赤道面への投影を示した。地理赤道にある GOES 静止衛星は北緯 5-10 度の地磁気緯度にあるので、その赤道面への投影は内向きになる。太陽風動圧が増すと曲がりが大きくなって、その変化分は 6h LT で東向き、18 時で西向きとなる。左中図の ΔB_D の日変化の符号は、これに合致する。

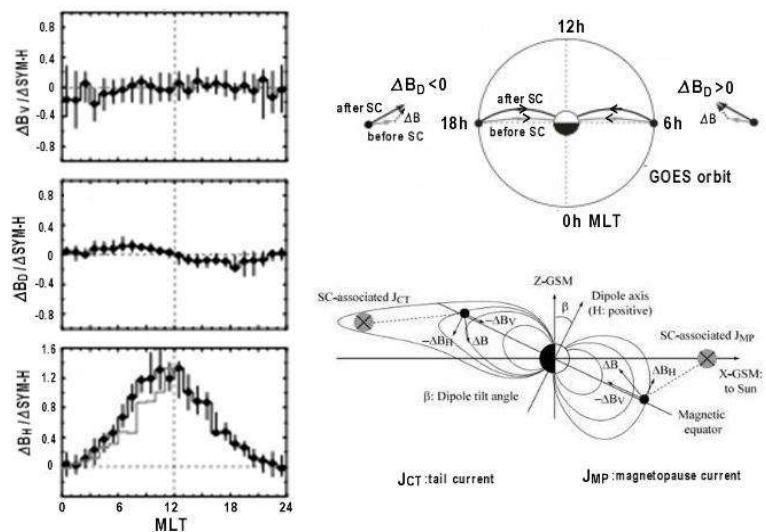


図 7-4 左：静止軌道の SC 振幅(B_V, B_D, B_H 成分) の LT 変化, 右上：6h,18h を通る北半球磁力線の赤道面への投影, 右下：SC 時のマグネトポーズ電流(J_{MP})と磁気圏尾部電流(J_{CT}) が 12h,0hLT の静止軌道に作る磁場：Park et al., [2012] を改変

右下図に示したように、SC時にはマグネトポーズ電流 (JMP) と磁気圏尾部電流 (JTC) が増加し、JMPは正の、JTCは負の変化を B_H に与え、JCTに近い夜側では両者が相殺して振幅が零近くになる。 ΔB_H は、午後よりも午前側で大きくなる (午前側のグレイ線は午後側の値を12時線で折り返したものである)。

図 7.5 は、2000.10.31 の SC の太陽風と静止衛星 GOES-8 の B (BVD 座標) と SYM-H である。

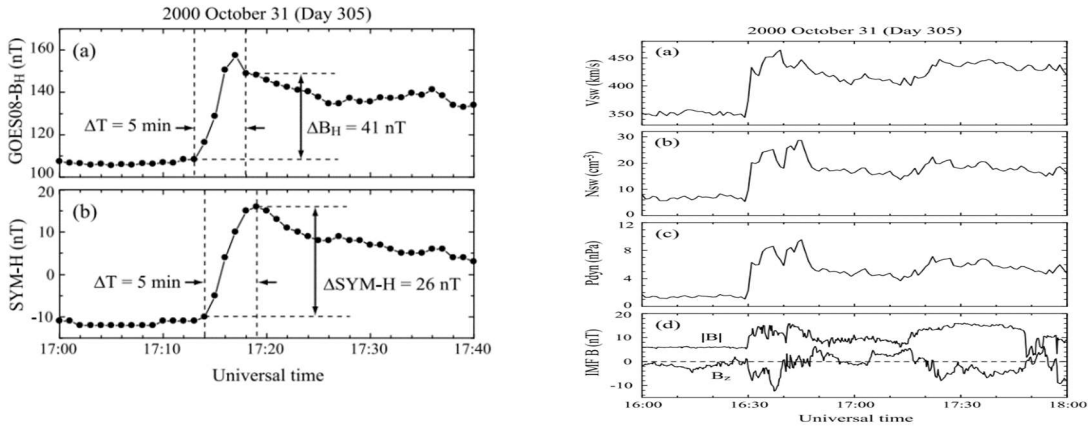


図 7-5 静止軌道昼側の SC (左) と太陽風データ (右)

この SC の振幅は、SYM-H で 26nT, 12.4LT の GOES-8 で 41nT, rise time は共に 5 分と計測されたが、GOES-8 のピークの時間は少し早い。太陽風の速度、密度、動圧、磁場は、340→430km/s, 5→20/cc, 1→6nPa, 6→14nT と増加しており、IMF·B_z は零付近から -6-7nT に変化している。GOES8 と SYM-H の立ち上がりに 1 分の差があり、平均速度 600km/s に対応するが、1 分値の比較であるから、±30 秒程度の幅がある。

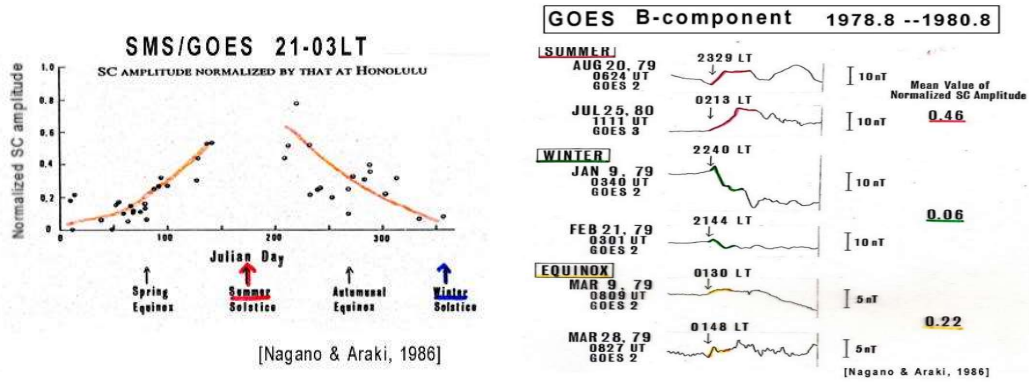


図 7-6 静止軌道夜中の SC 振幅/波形の季節依存性

静止軌道 SC の B_H 成分振幅は明瞭な日変化を示し、夜中には小さくなる (図 7-4 左図), この夜中の SC 振幅には、図 7-6 左図に示すように季節依存性があり、夏に大きく、冬には零 (あるいは負) になる。 [Nagano and Araki, 1986]. 図 7-6 右図に、夏・冬・春秋分の SC 波形 2 例ずつと基準化された振幅の平均値を示した、これからも、夜中の SC は、冬にはほぼゼロになることが判る。

図 7-7 は、静止軌道真夜中の SC と対応する SYM-H の例である。

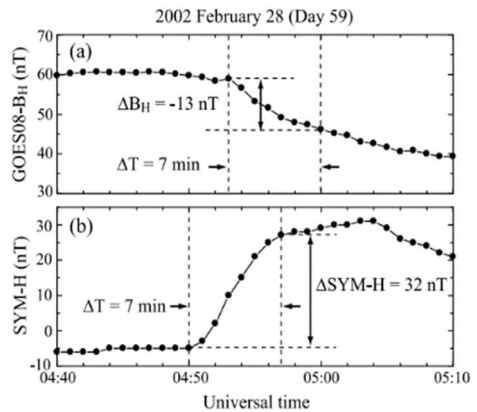


図 7.7 静止軌道真夜中の SC と対応する SYM-H [Park et al.,2012]

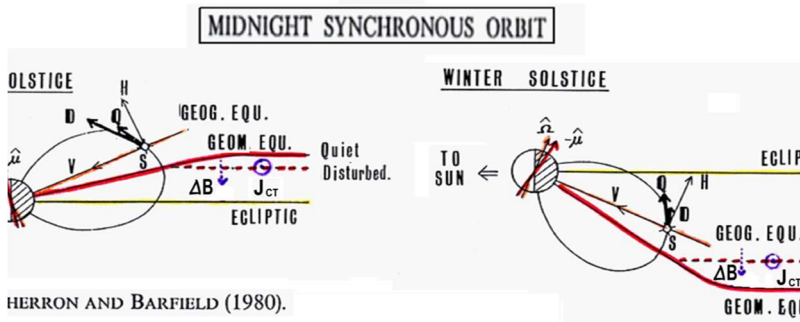


図 7-8
GOES 静止軌道衛星の夜側磁場の
季節変化の説明
[McPherron & Barefield, 1980]

地理赤道にある静止衛星 SMS/GOES は地磁気的には北半球にある。この事を前提とした夜側静止軌道における磁場擾乱の説明 [McPherron & Barefield, 1980] を図 7-8 に示す、この図では地理赤道、地磁気赤道、黄道面が、橙色、赤色、黄色で与えられている。磁気圏尾部磁気中性面に流れる西向き (dawn-to-dusk) J_{CT} が地球側に作る南向き磁場 ΔB は太陽風動圧が増すと強まるが、夏は、磁気中性面が地理赤道面から遠ざかり、冬は、近づくので、静止軌道磁場の減少効果は、冬の方が大きくなる、

7.3 EXOS-D による SC 観測

図 7-9 は、EXOS-D が観測した SC 初期の電場を赤道面に投影したものである [Shinbori et al., 2004]。4 節の SC モデルに示したように、磁気圏界面から地球に向けて伝搬する圧縮性 HM 波波面には dusk-to-dawn (西向き) の電場が存在する。この波面が平面の形を保って昼側から夜側へ伝わったとすると、電場はやはり dusk-to-dawn (夜側では東向き) の筈であるが、この図は、電場が夜昼に関わらず西向きであることを示している。これは、SC の圧縮波面が内部磁気圏で既に地球を取り巻くように円筒状になっていることを示唆する。

先述のごとく、HM 波速度が高度と共に大きくなれば、このような傾向が出てくる。また、太陽風衝撃波・不連続面の速度が磁気圏内伝搬速度より大きく、磁気圏尾部の圧縮が早くても、同じ事が起こると考えられる (第 3 章参照)。

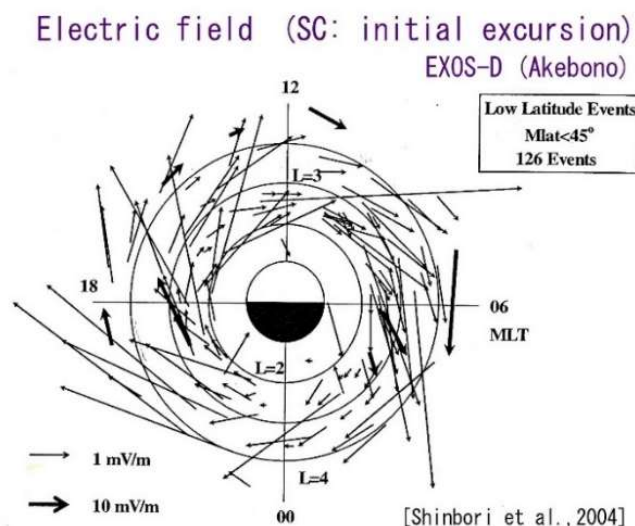


図 7-9 EXOS-D 衛星による SC 初期電場
[Shinbori et al., 2004]

7.4 赤道面電離層—導体地球間伝搬

7.4.1 モデル

図 7-10 は、地球と電離層で出来る円筒導体系と平面 HM 波の赤道面 2 次元電磁氣的相互作用計算のモデルである。[Ohnishi & Araki, 1992].

紙面垂直上方に北向き静磁場 \mathbf{B}_0 があり、半径 $a=6500\text{km}$ に薄層電離層、半径 $b=6400\text{km}$ に地表があつて、 $r_c = 6000\text{km}$ 以下が完全導体になっている。

薄層電離層では高さ積分された Cowling 電気伝導度

$$\Sigma_i = \int_{h_1}^{h_2} \left(\sigma_p + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p} \right) dh$$

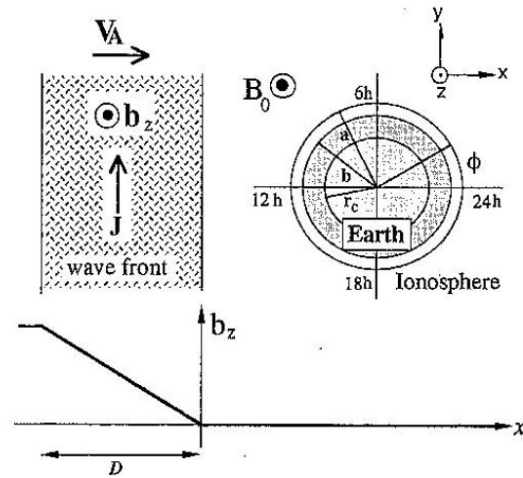


図 7-10 平面 HM 波の 2 次元電離層—導体地球系への入射 [Ohnishi & Araki, 1992]

$$\Sigma_i = \Sigma_0(1 - \epsilon \cos \phi), \quad 1 > \epsilon > 0,$$

が正午で最大、真夜中で最小になるように日変化している。 ϕ は経度角で、12hLT から東向き（北から赤道面を見下ろした時に反時計回り方向）を正と取っている。

この 2 次元円筒電離層—地球系に、波面の厚さ D 内で磁場 b_z が 2 分で立ち上がり、その後、緩やかに減少する圧縮性平面 HM 波が速度 V_A で 12hLT の地点に昼側（左方）から入射し、0hLT から夜側（右方）に抜けていくとする。波面内では、 b_z の増加を作り出す電流 J が 18h→6hLT 方向（昼側で西向き）に流れている。波面後の b_z が減少する領域では、東向きの弱い電流が流れる。

電離層上部の磁気流体領域と電離層-地表間真空領域での波動方程式は下のように与えられる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_A^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) b_z = 0 \qquad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) b_z = 0.$$

電離層の上の HM 媒質では入射平面波を Bessel 円筒関数で、電離層による反射波を第一種 Hankel 関数で展開し、地表—電離層空間では解を第一種と第二種 Hankel 関数で展開する

$$\text{境界条件は、} r = a \text{ で } E_a = E_b, \quad b_a - b_b = \mu_0 J = -\mu_0 \sigma_i E_a$$

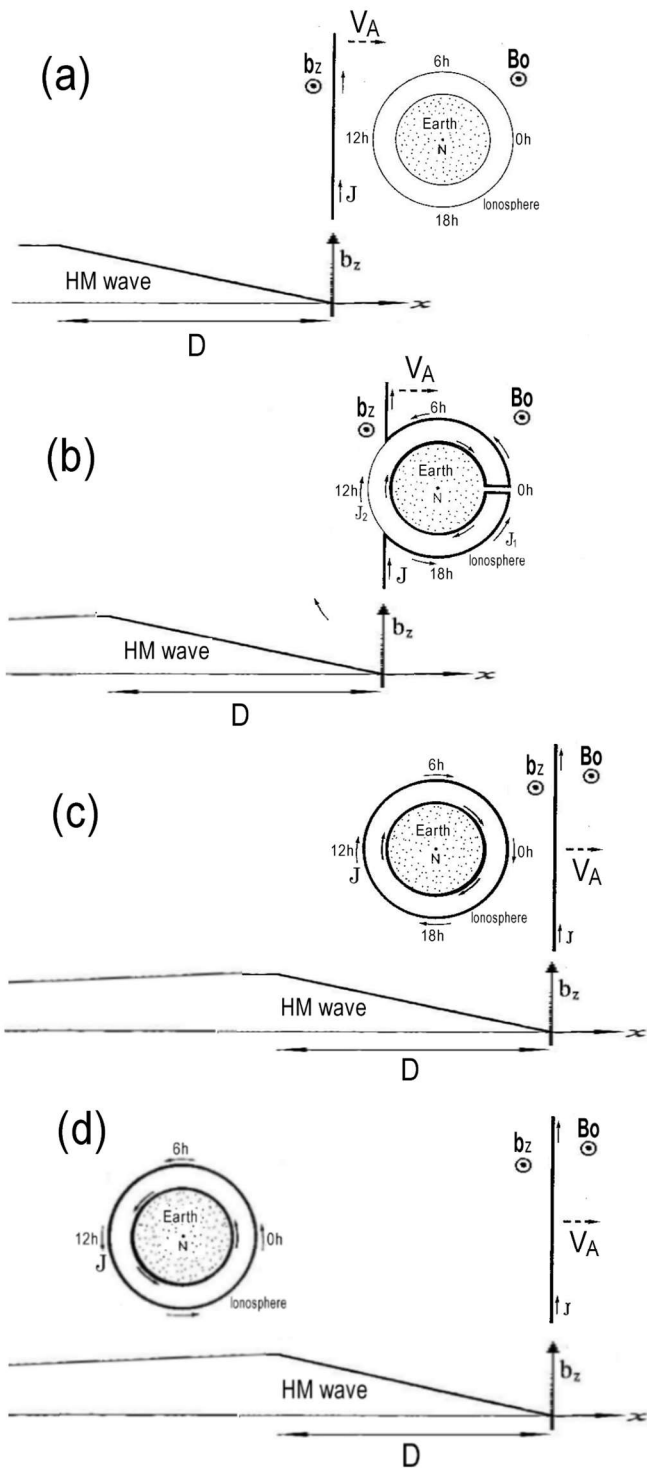
$$r = r_c \text{ で } E b = 0$$

である（添字 a, b は、電離層の上下を表す）。

7.4.2 考察 図 7-11 で円筒電離層-地球系に入射する平面 HM 波の振舞いを考察する。

(1) 図 7-11(a) : 赤道面 12hLT に向かって速度 V_A で進行する平面 HM 波を示す。厚さ D の波面内には西向き（18h→6h 方向）電流が流れており、これにより北向き波動磁場 b_z が増加している。波面後方には弱い東向き電流があり、 b_z は緩やかに減少する。

(2) 図 7-11(b) : 波面先端が 12hLT の電離層に到達すると電離層-地球空間を電磁波が伝搬して瞬時に 0hLT 点に達する。この時、西向き HM 波波面電流は東向き（反時計回り）電離層電流 J_1 と繋がり、こ



れにより電離層下の波動磁場 bb が増加する。完全導体の地球には波動磁場は進入できず、表面に西向き（時計回り）シールド電流が流れる。0hLT に上下逆方向の二つの垂直電流を仮定すると、電離層電流と地表シールド電流が繋がり、波面の連続性が保たれる。

12hLT 付近では、波面電流は西向き電離層電流 J_2 と繋がり、この電流により、波動磁場は電離層上部で強まり、下部では弱められる。

(3) 図 7-11(c) HM 波面先端が 0hLT 点を過ぎて夜側に進み、電離層-地球系が厚さ D の波面内にある時は、波面内の磁場増加の電離層下空間への進入を防ぐため、電離層に西向き(時計回り)シールド電流が流れる。

(4) 図 7-11(d) HM 波が更に夜側に進み、電離層-地球系が HM 波面後方の b_z 減少領域に入った時は、磁場減少の電離層下への進入を防ぐために、東向き電離層電流が流れる。

図 7-11 円筒型電離層-地球系に入射する平面 HM 波の振舞

7.4.3 計算結果

図 7-12 に計算結果を示す。各 LT の上図には、入射波磁場 (b_i ; ダッシュ線)・電離層上側と地表の磁場 (b_a , b_b)が、下図には電離層電流 (J ; 東向きが正)と電荷 (ρ) が示されている。ここでは、12h・15h・18h・21h・24hLT の結果を示したが、午前側は符号を除いて対称的と考えて良い。右下に計算のパラメーターを纏めた。

(1) 12hLT, 図 7-12(a), : 入射波磁場 (b_i) 増加の 2 分間 ($t_0 \rightarrow t_1$), 波面電流と接続する西向き電離層電流が増加し、この電流が電離層上側磁場 (b_a) を強め、電離層下の磁場 (b_b) の増加を抑える。 t_1 以後は、 b_i は緩やかに減少し続けるので西向き J は減少して $t = t_2$ で正 (東向き) に転じる。 t_1-t_2 の間は、

磁場増加の影響から磁場単調減少の状態に戻る過度期（2分弱）と解釈できる．結果として b_a は b_i より大きくなり， b_b は立ち上がりが緩やかになって， b_i よりピーク時間が遅れて小さくなる． ρ は零値を保つ．

(2) 0hLT, 図 7-12(e) :

J は最初東に流れて1分弱後に西向きに転じる．この東向き電流は，電離層下空間を電磁波モードでHM波より先に伝わってきた北向き磁場増加の（電離層下から上への）電離層透過を抑えるために流れ，遅れてきたHM波に伴う電離層上部での磁場増加の（上から下への）電離層透過を抑えるための西向き電流に変わる．HM波の昼側から夜側への伝搬時間は $2 \text{ Re}/V_A \approx 40 \text{ sec}$ となり，図から読める東向き電流増加時間に合う．

西向き電流の最大値は，夜側電離層電気伝導度が低いいため12hLTより小さく，ピーク時刻もHM波の伝搬のため遅れる．そのため，上部磁場も12hLTより増加が小さくピークが遅れる．電磁波モードにより地表磁場増加は，電離層上部磁場より早く，12hLTと同時に始まる．つまり，このモデルでは，SCの開始は，それが精度良く検出出来るかどうかは別にして，LTに依存せず同時である．

(3) 15・18hLT 図 7-12(b),(c) b_a は，12hLTと似た変化をするが振幅が小さくなる． J は，12h→15h→18hLTと小さくなる．0hLTと違って ρ が変化し，18hhLTで最大になる．

(4) 21hLT : 図 7-12(d) b_a の変化は0hLTと似ている．最初の東向き J は0hより小さい． ρ は15hと同程度の変化をする．

1991.3.24SC(後述)では，異常に大きく鋭いH成分パルスが，上部電離層HM波伝搬速度で(数十秒の時間差で)昼側から夜側へ伝わったが，このパルスの先端立ち上がり部は，夜昼同時に観測されている．これは，上記のモデル計算で示されたように，電離層下を電磁波で伝わるモードの存在を実証している．立ち上がりが前例のない鋭さであったので，この測定が出来た．

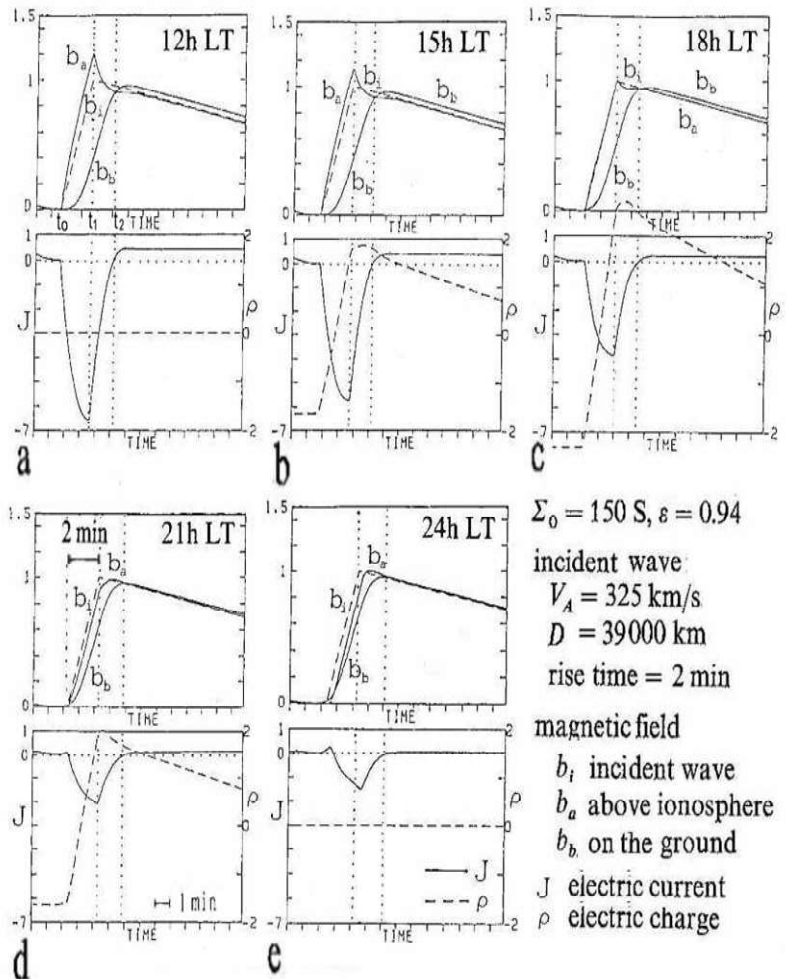


図 7.9 電離層-地球系を通過する平面 HM 波の場の時間変化

8 SC の Rise Time

8.1 rise time を決める要素

図 1-1 から分かるように、低緯度の SC は、階段状の H 成分増加を示す。その立ち上がり時間 (ΔT ; rise time) は、3-4 分に最も多い頻度分布を示す [図 2-3]。

Nishida[1964]は、SC の rise time を決める原因として下記の 5 つを挙げた (図 8-1)。

- (a) 磁気圏の圧縮に対する実効的なサイズ L_1 を太陽風衝撃波・不連続面がスイープする時間、
- (b) 太陽風衝撃波・不連続面の幅 L_2 、
- (c) 磁気圏内の境界による多重反射、
- (d) 磁気圏界面の異なる点からの伝搬経路の長さの差、 l_1 - l_2 、
- (e) 圧縮に対する磁気圏固有の時定数。

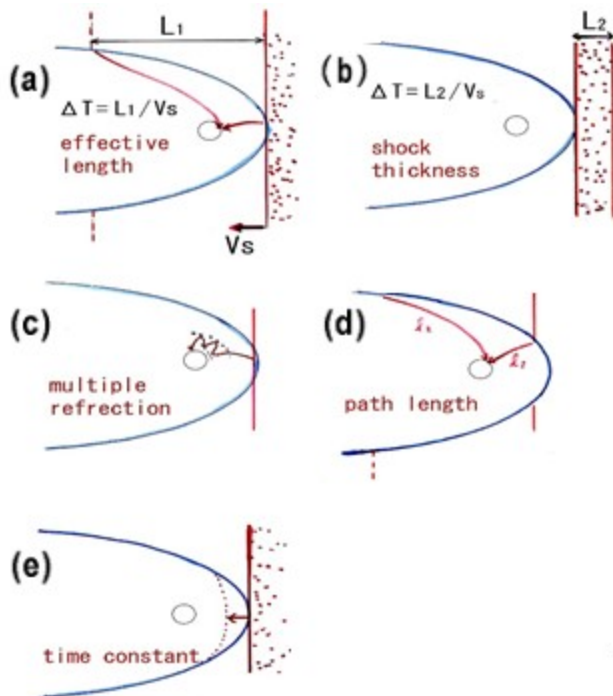


図 8-1 rise time を決めるメカニズム
[Nishida, 1964]

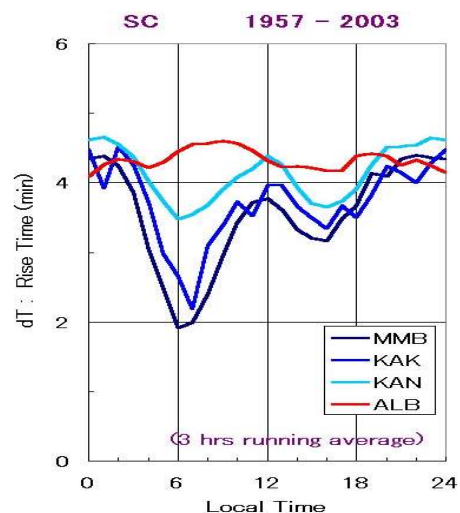


図 8-2 4 観測所の rise time の日変化

Yokouchi [1953]は、1924-1951 年に柿岡 (地磁気緯度 $\lambda_m = 2.6 \cdot 9^\circ$) で観測された SC の統計解析により平均の ΔT には LT 変化があり、正午前に約 6 分の最大値、6 時頃に約 2 分の最小値を取ると報告した。

1957-2003 年のデータを用いてこの日変化を 4 観測所について調べ直したものを図 8-2 に示す。女満別 ($\lambda_m = 33.9^\circ$) と柿岡 ($\lambda_m = 27^\circ$) は、ほぼ同じ日変化をしている。6 時頃の最小値 (約 2 分) は Yokouchi [1953] と一致するが、最大値は夜中にあり、正午付近には約 4 分の極大値が存在する。鹿屋 ($\lambda_m = 20.6^\circ$) では、日変化は小さくなり、Alibag ($\lambda_m = 9.8^\circ$) では、更に小さくなる。これは、高緯度で卓越する DP 場が日変化の主因になっているためと解釈できる。

Dessler et al. [1960] は、rise time を上記の (a) (d) で説明しようとし、 $\Delta T = 1-6$ 分と計算した。

Ondoh [1963]は、中低緯度 5 観測所の SC29 例と負の SI16 例を調べ、共に ΔT は夜より昼に短いと述べ、やはり、(a), (d) を仮定して磁気圏の実行サイズを 17-26- R_e と算定した。

8.2 SCの振幅と rise time の関係

Pisharoty and Srivastava [1962] は, Alibag ($\lambda m=9.8^\circ$) の 41 個の SC を調べて, 振幅 ΔH と ΔT は逆相関関係にあり(図 8-3), Dessler et al. [1960] の解釈に合うと報告した. Mayaud [1975] もこれを支持する結果をだしているが, Chapman & Bartels [1962] は, この逆相関関係は無いと言っている.

ΔH , ΔT 共に日変化することが明らかになっているので, このことを考慮してより多くの SC を調べる必要がある. 太陽風の影響を直接的に表すのは DL 場であるから, それを変形させる DP 場は出来るだけ排除したい. そこで, 低緯度 (Guam ; $\lambda m=4.4^\circ$) の夜間 (20-4 時 LT) の SC に限った解析を行った. 解析期間は, 早回し記録が使える 1957 年 7 月-1975 年 12 月, 解析 SC 数は 108 であった. 図 8-4 (a) に, ΔH - ΔT 関係を示す. ΔH の最大値は約 100nT で, ΔT は 1.5-12 分の範囲に分布している. ΔH が小さい時は ΔT と相関しないが, データ点の上側境界は明確な逆相関を示している. (b) 図に ΔH を勾配 $\Delta H/\Delta T$ に対してプロットした. 明確な正相関があり, 「大きな SC は, 急な勾配で立ち上がる」ことを示している.

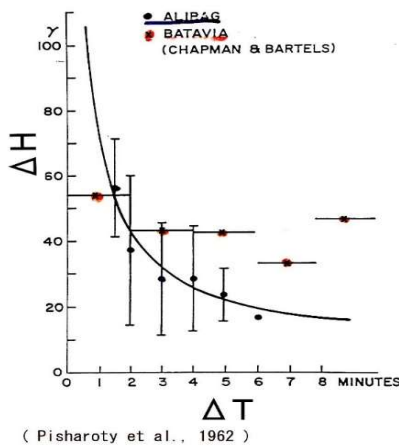


図 8-3 ΔH - ΔT 関係

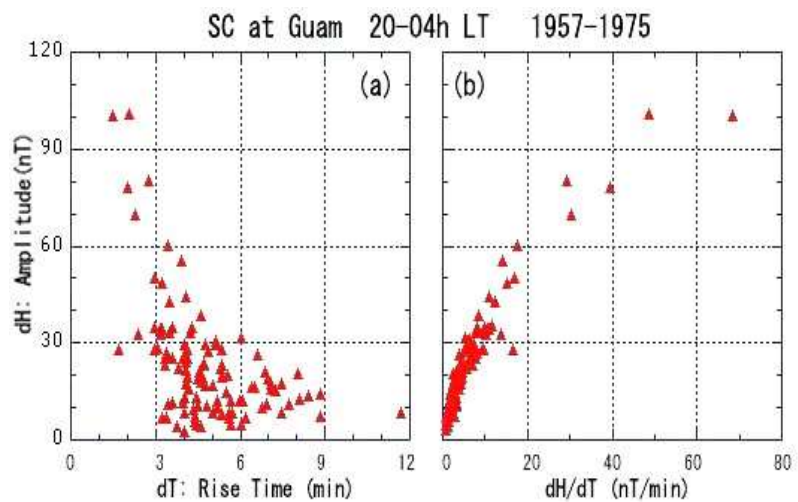


図 8-4 Guam での夜間 SC の ΔH - ΔT 関係

[Araki et al., 2004]

8.3 SCの振幅—rise time 関係の解釈

以後, 「衝撃波が磁気圏の圧縮に対する実効距離 L をスイープする時間」(上記項目 a) が ΔT を決める主要要素であると仮定して解析を進める. 記号を下記のように決める.

V_{shock} : 衝撃波速度, V_{sw} : 太陽風速度, M_c : Mach No, V_c : 太陽風の特徴的波動速度,
 ρ : 太陽風密度, P_d : 太陽風動圧, L : 圧縮に対する磁気圏の実効的サイズ

衝撃波は V_{sw} で流れる太陽風中を伝搬しているから, 地球に対する衝撃波速度 V_{shock} は, $V_{sw} + M_c \cdot V_c$ で与えられる. 従って, 上記仮定より

$$\Delta T = L / V_{shock} = L / (V_{sw} + M_c \cdot V_c) \quad (9-1)$$

衝撃波前後の物理量を 1, 2 で区別すると, マグネトポーズで太陽風動圧を磁気圏の磁気圧が支えているとして, SC の振幅は,

$$\Delta H = \alpha \Delta (P_d)^{0.5} = \alpha [(P_{d2})^{0.5} - (P_{d1})^{0.5}], \quad (\alpha : \text{比例係数}, P_d = \rho (V_{sw})^2) \quad (9-2)$$

で与えられる。 α は、SC に対応する太陽風観測から実験的に決めることが出来る（例えば、Siscoe [1964]）。

衝撃波前面の一組の物理量、 Q_{1n} ($n=1\cdots N$) と Mach No, Mc を与えると、shock relation から後面の物理量、 Q_{2n} を決められるから、観測から得られた α を使って ΔH が定まる。 V_{shock} も Q_{1n} から分かるから、 $\Delta T/L$ と ΔH の関係を Q_{1n} と Mc の関数として求めることが出来る。

図 8-5(a) は、 Q_{1n} を与えて Mc を変化させた時の、 $\Delta(Pa)^{0.5}$ と $1/V_{shock}$ の関係を幾つかの Q_{1n} の組に対して計算したものである。太陽風パラメーターとして、密度は $2\text{--}15\text{cc}$ 、速度は $300\text{--}700\text{km/s}$ 、 V_c は $50\text{--}200\text{km/s}$ の範囲で変化させている。実際の太陽風はより大きく変動するが、衝撃波前面の量としてはこの程度でよいと考えた。大まかに言って、左側の曲線が高速太陽風、右側が低速太陽風に対応している。

図 8-5 (a) の縦軸に α を、横軸に L を乗ずれば、 ΔH と ΔT の関係になる。 α として実験値に近い $1.0\text{--}1.36(nP)^{0.5}/nT$ を与え、図 8-4 (a) のデータ点分布が図 8-5 (a) の曲線群によって最もうまくカバーされるような L を探した結果、 $L=1.6\text{--}2.0 \times 10^5\text{km}$ を得た。図 8-5 (b) は、図 8-4 (a) に最高速（最左側）、最低速（最右側）に対応する $\Delta H\text{--}\Delta T$ 曲線を付加したものである。データ点が両極端のパラメーターに対応する曲線の間にとまっており、上側境界の形も計算されたカーブで良く表現されているように見える。このことから、「SC の rise time は、主に、圧縮に対する磁気圏実効距離を太陽風衝撃波がスイープする時間によって決まり、その平均距離は約 $30R_e$ ($1.9 \times 10^5\text{km}$) である」と結論した。

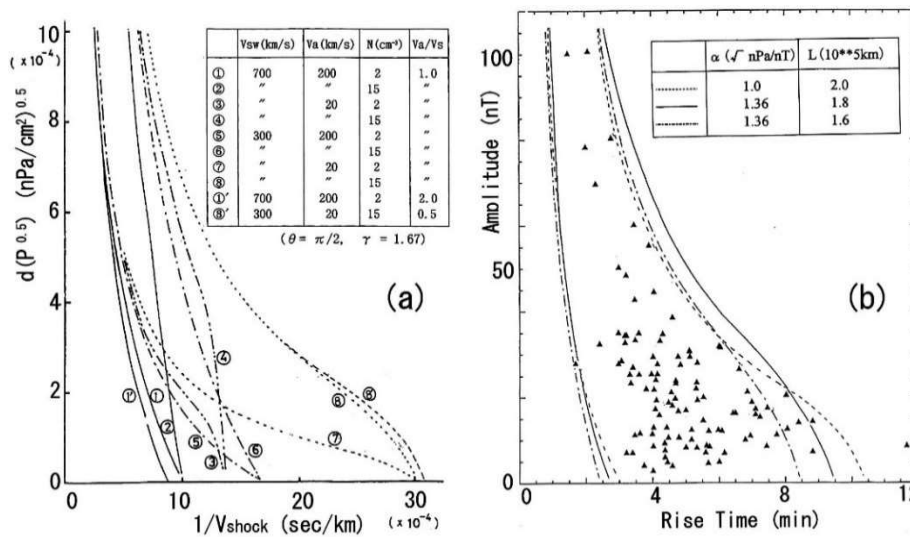


図 8-5 $\Delta H\text{--}\Delta T$ 関係の計算 [Araki et al., 2004]

8.4 考察

磁気圏尾部遠くのマグネトポーズ圧縮の影響は地球の位置では大きくないであろう。また、尾部では太陽風速度は磁気圏境界面と平行に近くなるから、動圧による圧縮そのものが小さくなる。この観点から、圧縮の実効距離 $L = 30 R_e$ は合理的な値に思える。この値を使うと、 $V_{shock} = L/\Delta T$ から、 $\Delta T = 100\text{--}600$ 秒は、 $V_{sw} = 1910\text{--}320\text{km/s}$ に対応する。 $30 R_e$ は平均の値であり、個々には変わりうる。強いショックの圧縮効果は尾部遠くまで及ぶであろうから、 L は大きくなるであろう。また、上記 (a) 以外の要素も ΔT に寄与するであろうから、細かな議論には、それらを考慮する必要がある。Cliver et al. [1990] は、現実により得る V_{shock} の最大値として 2000km/s を示唆している。

図 8-6 に例示するように、ごく稀に ΔT が 1 分位の値を取ることがあり、これは、約 3200km/s の速度に対応する。このような高速ショックが存在しうるのか、rise time を決める別の機構を考えねばならないのか興味深い問題である。

大きな SC の時には、昼側磁気圏界面は静止軌道を超えて内側に入ってくる。つまり、磁気圏は太陽風動圧増加によって半分位のサイズに圧縮され得るのであり、非線形現象として理解されねばならない。その意味で、大振幅 SC に対して図 8-4 がどうなるか興味がある。図 8-4 の上に 5 個の大振幅 SC のデータを付加したものを図 8-7 に示す。LT が夜に限られず、Guam 以外の地点も含まれているので、解釈に注意を要するが、大振幅 SC のデータを付け加えていけば、rise time と非線形性の考察に役立つであろう。

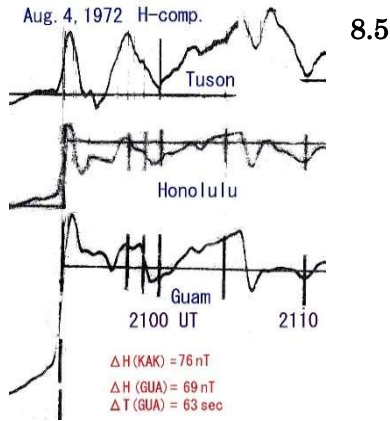


図 8-6 短い rise time の SC

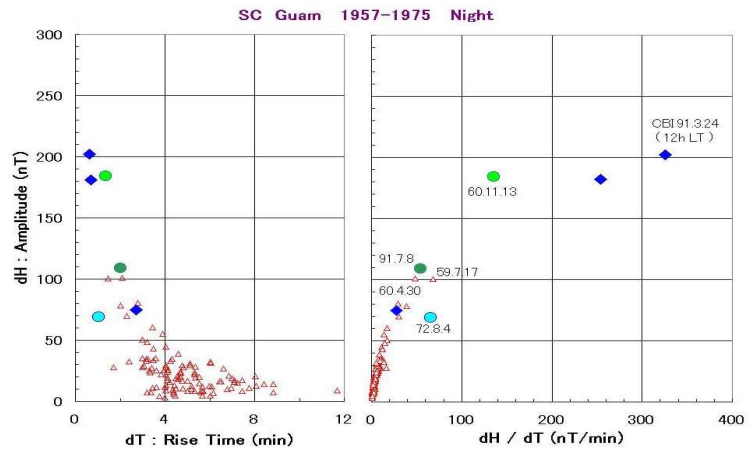


図 8-7 大 SC の $\Delta H - \Delta T$ 関係

8.5 rise time とショック波面の傾き

図 8-8 に、動圧変化の振幅も立ち上がりも大きくは変わらない太陽風ショックにより作られた二つの SC の例を示す [Takeuchi et al., 2002]. SYM-H 指数で測られた両 SC の (振幅, rise time) は (13nT, 約 30 分), (16nT, 7 分) であり、振幅は大差ないが rise time が大きく異なる。shock normal を調べた結果、rise time の長い 1995/12.15-SC を起こしたショックは、大きく傾いていることが分かった (図 8-9)。図 8-8 下図は朝方オーロラ帯の H 成分変化である。両 SC とも正パルスに続いて負パルスが現れている。この正負 2 パルス構造は、朝方オーロラ帯共通の特徴であり (図 1-3 の College に対応)、rise time の長短に応じたパルス幅で現れていて面白い。磁気圏内の GEOTAIL は、地上と似た rise time を検出している。このような長い rise time の地磁気変化は普通は SC と認識されない。したがって、地磁気データから判定された SC は、太陽風衝撃波/不連続面と 1 対 1 に対応している訳ではない

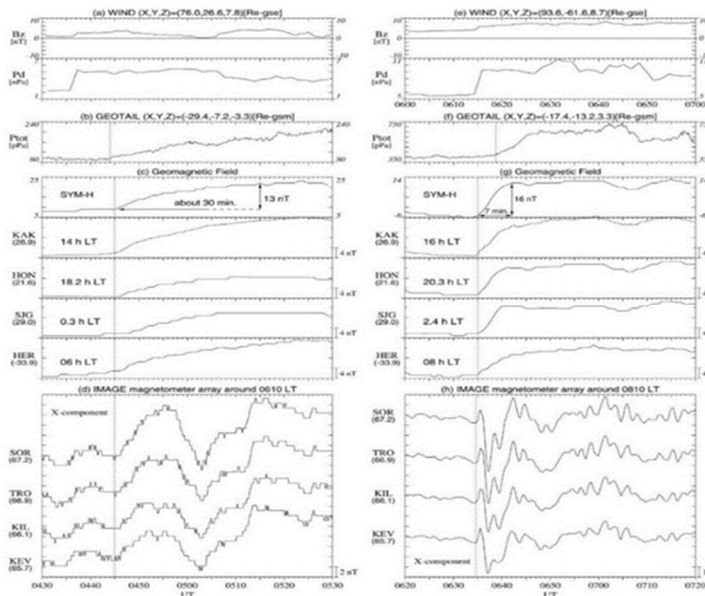


図 8-8
rise time の異なる二つの SC

左 : 1995/12.15 0445UT,
右 : 1997/11/1 0635UT
上より

WIND(IMF-Bz, Pd),
GEOTAIL-Pd,
SYM-H と H 成分(Dst 観測所)
H 成分(オーロラ帯 4 観測所)

[Takeuchi et al., 2002a]

1995.12.15 Orientation of Shock

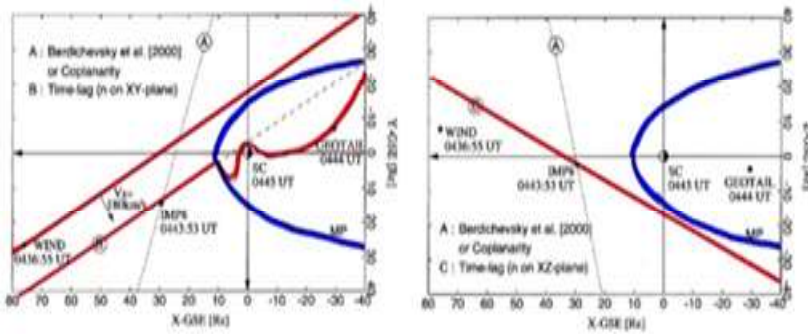


図 8-9 ショックの傾き
 a : X-Y GSE 面,
 b : X-Z GSE 面
 [Takeuchi et al., 2002a]

図 8-9 は、rise time の大きな 1995.12.15SC を作ったショック面の傾きと磁気圏の関係(GSE XY 面, XZ 面)を示している。図中の A(点線)は coplanarity law から計算した傾き [Berdichevsky et al., 2000], B (赤線)は WIND と IMP 衛星から算出した傾きである。B を採用して、磁気圏内の Geotail と地上観測の開始時刻から求めた波面の変形も左図に描かれている。

この結果は、太陽風衝撃波/不連続面の傾きの磁気圏現象への影響を論じた最初の例として注目され、その後、SC 以外の現象についても調べられた [Olivier, 2023]。

8.6 ショックの速度・傾きと rise time の統計解析

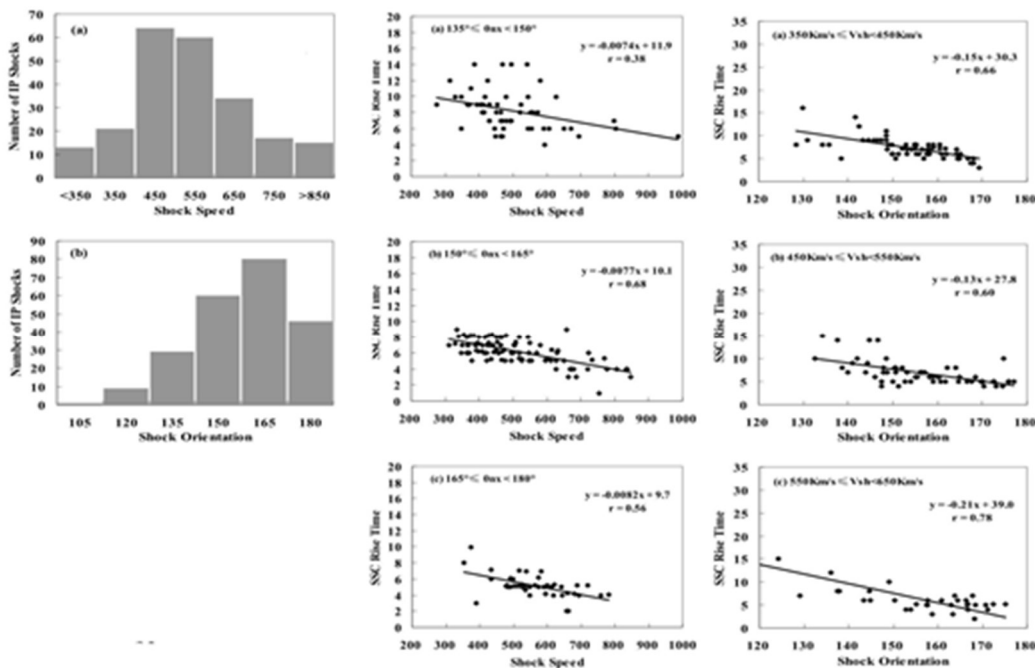


図 8-10 SC rise time の太陽風ショックの傾きと速度の依存性
 Shock Orientation は、shock normal と X(太陽)方向の角度 [Wang et al., 2006].

図 8-10 に SC の rise time の太陽風衝撃波面の速度・傾き依存関係についての Wang et al.[2006]の統計解析の結果を示す。傾き (Shock Orientation) は、shock normal と GSE-X 方向のなす角度である。左図は、解析期間(1995.1-2004,12)中の Vshock と波面角度 θ (GSE-X 軸から測定)の頻度分布である。中図は、rise time と Vshock の関係を θ の値によって 3 分類して示しており、速度が大きくなると rise time は小さくなる。rise time と θ との関係を Vshock によって 3 分類して示した右図は、 $\theta = 180$ 度 (波面が太陽-地球線に直角になる) に向けて rise time が小さくなることを示している。いずれも、この節の考察に合う結果である。

9. SC 振幅の日変化

SC モデルの DP 場は沿磁力線電流 FAC と それが作る電離層電流 IC によって出来る (図 4-4) が、中低緯度における DP (FAC) の役割は強くは意識されていなかった。Kikuchi et al. [2001] は、モデルから外れる中緯度昼側の PPI の振る舞いを FAC 効果によって解釈したが、これは、中緯度 SC においても FAC が無視できないことを示した点で重要である。

赤道昼側を除く中低緯度の SC (MI) では磁気圏界面電流を主電流源とする DL 場が卓越すると仮定すると、その振幅は正午付近で最大になると予想される。ところが、1991 年 3 月 24 日の特異大 SC (後述) に興味を持って作った柿岡の大振幅 (40nT 以上) のリストを眺めていて、大振幅 SC は昼より夜に多く生じているらしいと気づいた。図 9-1 に、柿岡の SC 発生頻度日変化を振幅の大小 (40nT 以上か以下か) で分けてプロットしたが、明らかに大振幅 SC は夜に多く、相対的に小振幅 SC は昼に多くなっている。古い文献を調べてみると、Ferraro et al., [1951] が数十個の SC/SI の平均振幅日変化をだしており、それは真夜中付近に最大値を持つことが判った。それは、Yoshimatsu[1950] も確かめている。

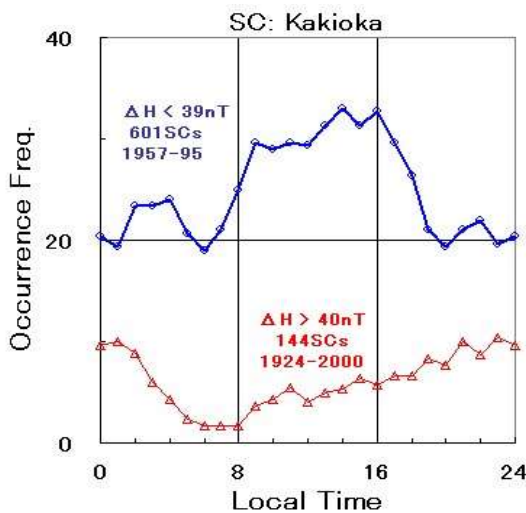


図 9-1 柿岡の SC 発生頻度日変化

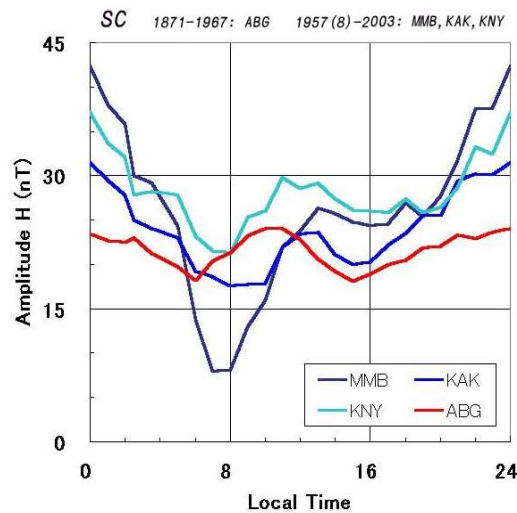


図 9-2 SC 平均振幅の日変化

図 9-2 に Alibag (地磁気緯度 : 10.0°), 鹿屋(21.7°), 柿岡(27.2°), 女満別(35.2°) の 600 以上の SC の平均振幅日変化を示す [Araki et al., 2006]. 4 点共、昼と夜にピークを持つが、日本の 3 観測所では明らかに夜のピークの方が大きい。また、最小値は、3 点共に 8 時付近にあり、Alibag では 6 時ごろにシフトしている。

図 4-4 右図は、DPmi (FAC) (赤矢印) が昼側で負、夜側で正になることを示している。Osada [1992] の計算結果 (図 5-10) も、DPmi (FAC) が昼側で負、夜側で正になるため電離層電流(IC)の寄与を合わせた $DPmi = DPmi (FAC) + DPmi (IC)$ が昼よりも夜に大きくなることを示している。MI 対応 FAC の流出入点を正午-真夜中線に対称的に設定すると DPmi (FAC) も対称となり、0 時で最大値 (正值)、12 時で最小値 (負値) を取る。一方、DPmi (IC) の双渦型電流系は午後側渦が大きい非対称な形をとり (付録 A4 参照)、この正午-真夜中線に対して対称な DPmi (FAC) と非対称な DPmi (IC) の重ね合わせによって図 9-1 の非対称日変化が生じる。

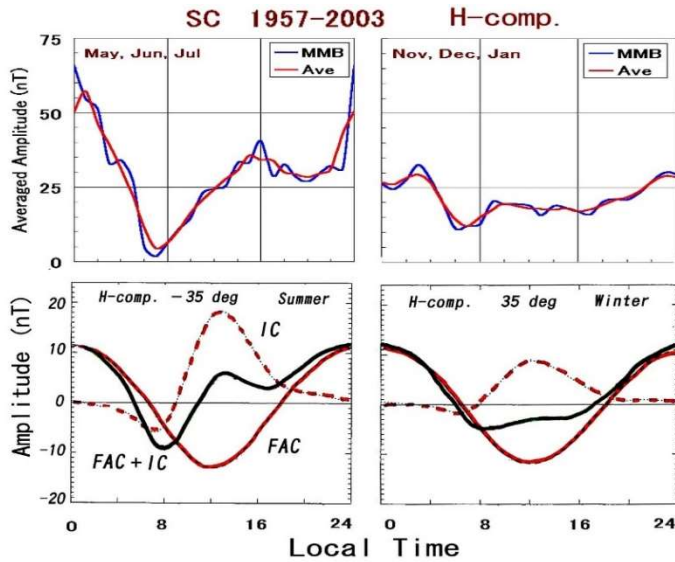


図 9-3 SC 振幅 LT 変化
 上段：観測（女満別），
 下段：DPmi の計算
 左図：夏，
 右図：冬

Kikuchi et al. [2001] には、PI に対応して極冠電離層に午後側から入り午前側から出る FAC による DPpi, DPpi (FAC), DPpi (IC) の日変化が夏冬別に計算されている。この計算結果の符号を逆転させると、MI 対応の DPmi, DPmi (FAC), DPmi (IC) の日変化が得られる、図 9-3 に磁気緯度 35° での計算結果と、女満別の SC 振幅日変化を夏冬別に示した。観測と計算の一致は季節依存性も含めて良く、FAC の寄与を考慮した解釈の正しさを支持する。

上記日変化は、Tsunomura & Araki/Osada の方法に従い 75° , 9h-15hLT に 100kV の極冠電位差を与えて計算されている。これは線形計算なので、観測と計算の日変化のサイズ(最大値-最小値)の比から観測に対応する電位差を知ることが出来る。図 9-4 に、この手続きを図解した。ここでは日変化は DPmi だけによるとして、DLmi の日変化は無視されている。

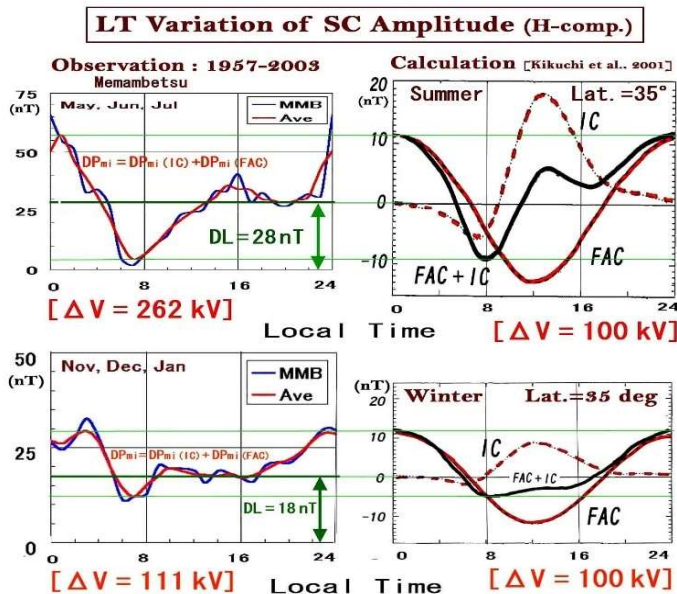


図 9-4
 SC の DL 場の決め方
 上段：夏
 下段：冬
 左図：観測
 右図：計算

計算で得られた日変化の最大値（真夜中付近）、最小値（8hLT 頃）のレベル（緑水平線）が、観測の最大値、最小値に一致するように振幅スケール（縦軸）を調整し、[最大値-最小値]の比に 100kV を乗じて、観測の日変化を作る電位差（夏：262kV、冬：111kV）が求まる。計算の DPmi=0 に対応するレベルとして観測の DPmi=0（濃緑水平線）が決まり。このレベルが日変化しないと仮定した DLmi の大きさ（夏：28nT、冬：18nT）を表す事になる。MI (Main Impulse) は DL と DP で出来ているが、これを

観測データから一意的に分ける方法はない。しかし、このような計算との比較によって、これが可能になる。多点観測データを使えば、一つの SC について電位差と DL を求める事が可能である。

この電位差と DL は、他の目的のための計算を借用して求めた結果なので、方法の説明には使えても、観測との比較には、それに合った計算が必要である。季節に応じた最適な電離層電気伝導度分布を与え、FAC が出入りする位置を調節し、電圧源、電流源のどちらが良いかの検討もした上で、観測される振幅日変化に最も良く合うパラメーターの組み合わせを見つければ、より精密な議論が出来るであろう。

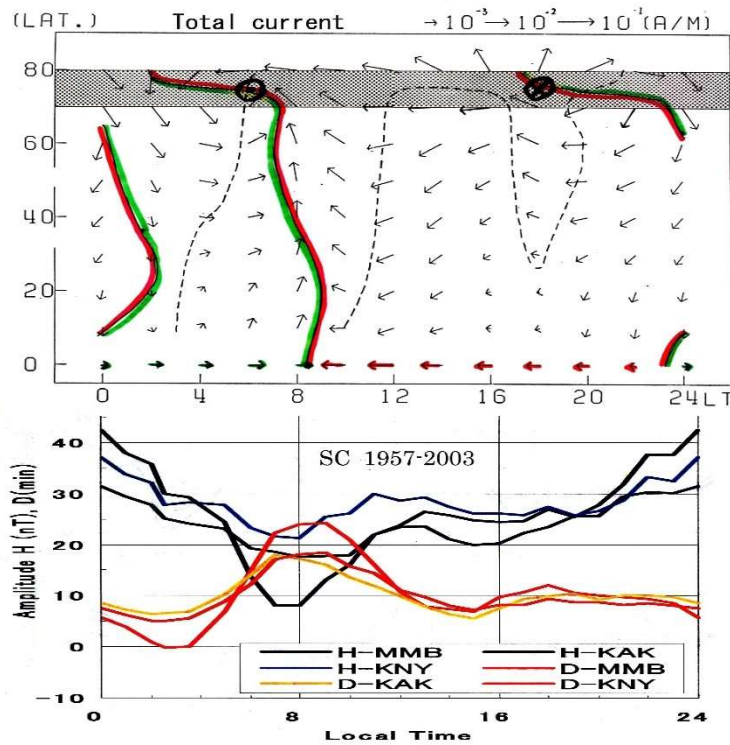


図 9-5 電離層電流計算値と SC 振幅日変

図 9-5 に、DPpi を作る電離層電流 (IC) 分布 (Tsunomura & Araki, 1984 ; 既出) と女満別, 柿岡, 鹿屋の SC-MI の H-, D-成分振幅日変化を示した。この PI 電流の向きを逆転させると DPmi に寄与する IC 分布が得られる。H が最小になる 8hLT 頃に D が最大になっている。この LT では、MI-IC の東西成分は小さくなり、ほぼ南向きになるから、H の最小値と D の最大値を IC 分布によって説明出来る。D は、約 7-8nT を中心にして変動している。これは、Fukushima [1966] が指摘しているように、SC 擾乱場が、双極子磁場座標に支配されていることを表している。日本では、双極子磁場方向が 6-8° 東方向を向いているから、このオフセットが出来るのである、Tsunomura [1995] は、この点に注意して SC の解析を行った。

夜中では、IC の東西成分が大きくないが、H の観測値は最大になっている。これは、FAC が寄与していると解釈できる。

図 9-6 に、鹿屋の SC の D 成分振幅 ΔD と $\Delta D/\Delta H$ (H 成分振幅で normalize したもの) の日変化を夏, 冬に分けて示した。明らかに季節依存性が見られる。SC の D 成分変化は、日変化に限らず十分には分かっていない。双極子軸の傾き [Fukushima, 1966] や沿磁力線電流・電離層電流の寄与を考えながら、今後、詰めていかなければならない。

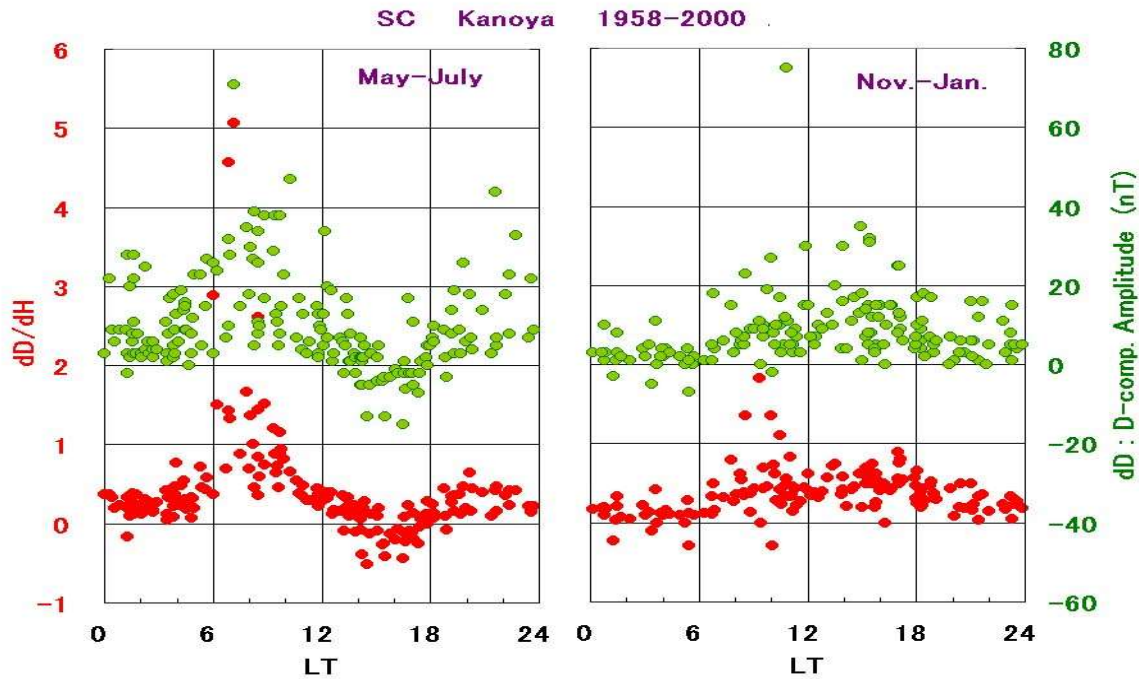


図 9-6 鹿屋の SC (MI) の D 成分日変化 左：夏，右：冬

図 9-7 は、San Juan (SJG; $\lambda m=28.8^\circ$) と Fredericksburg (FRD; $\lambda m=48.6^\circ$) における H 成分の PI (PPI と PRI) の例と生起率の日変化を示したものである [Yamada et al.,1999]. PPI と PRI が共に FRD で大きく生起率も高いのは、PI が高緯度起源であることから当然であろう。PRI 出現率のピークが SJD の 14-15hLT から、高緯度の FRD で 17hLT と夕方側へずれるのは、高緯度午後側から赤道へ伸びる PI 渦電流 (図 3-1d) の形と矛盾しない。SJD では午後の PRI の生起率が午前 PPI より低い、これは、正の DL の重ね合わせにより PRI が見えなくなる事があると考えると納得できる。また、SJD の PRI の出現に大きな季節変化がある (冬に少なくなる) ことも分かっている。

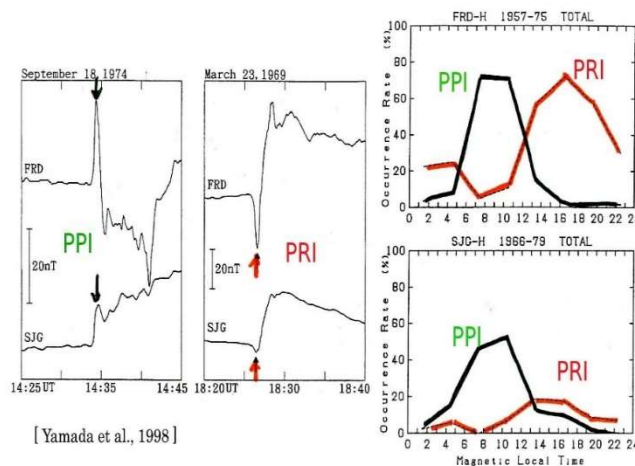


図 9-7 San Juan と Fredericksburg の PPI と PRI 日変化 [Yamada et al., 1997]

10 SC の IMF-Bz 依存性

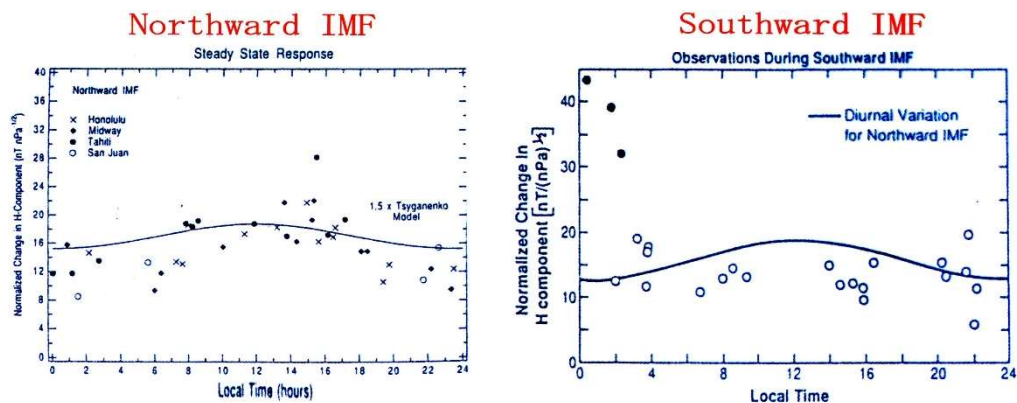


図 10-1 SC 振幅の日変化 [Russell et al., 1992, 1994]

Russell et al. [1992, 1993, 1994, 1995] は、SC の振幅が、北向き IMF 時には正午付近で最大になるが、南向き IMF 時には、夜中に最大になると報告した (図 10-1)。

女満別・柿岡・鹿屋の SC の平均振幅の日変化が、真夜中で最大値、正午付近に第二極大値、朝に最小値を取ることは 9 節で述べた。その IMF 依存性を調べるため、2 個の SC (SC1, SC2 と記す) についての事例解析を行った。図 10-2 左に、この SC を生じさせた 1998.6.25 (SC1) と 2000.9.7 (SC2) の太陽風ショックを示す。動圧のジャンプには大差が無く、IMF は、それぞれ、北向きから北向き、南向きから南向きに明確に変化している。二つの SC はほぼ同じ UT に起こっているため、一つの観測所の同じ LT で二つの SC を LT 差を気にせず比較できる。これは、緯度・LT 依存性を分離するのに重要な手続きになる。

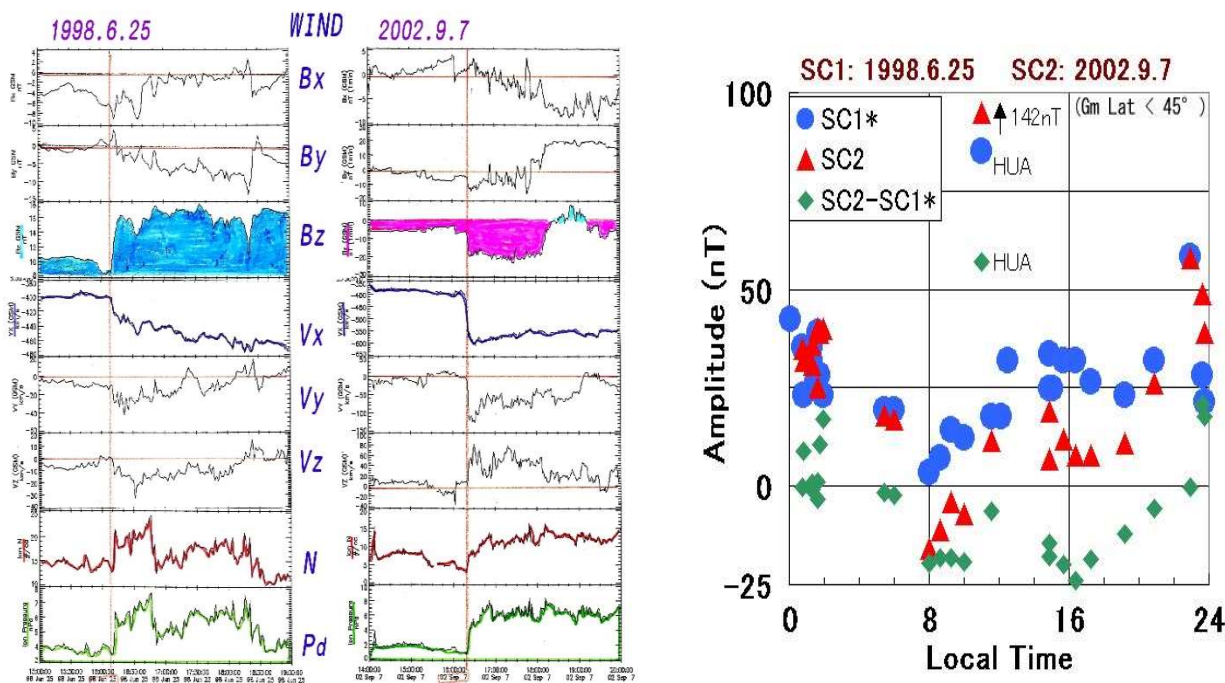


図 10-2 左図左: SC1 (IMF-Bz>0), 左図右: SC2 (IMF-Bz<0),
右図: SC1*, SC2 の振幅日変化 (SC1*: 太陽風動圧効果を補正した SC1 の振幅)

図 10-2 右図に、地磁気緯度(λm) 45° 以下で観測された SC1* (青丸; 北向き IMF), SC2 (赤三角; 南向き IMF) の H 成分振幅とその差 (緑; SC2-SC1) の日変化を示す. 太陽風動圧(Pd)の違いを補正するため SC1 の振幅を 1.77 ($\sqrt{\Delta Pd}$ の比) 倍して SC1*としている. この図から、下記の特徴が読み取れる.

① 正午近くの HUA (Huancayo, $\lambda m = -1.8^\circ$) では, equatorial enhancement がみられる, これは南向き IMF の SC2 が特に大きい, ② 両 SC の振幅日変化は, 上記の日本 3 観測所の平均振幅日変化と同じパターン (真夜中に最大値, 朝に最小値, 正午付近に第二極大値) を示す, ③ 振幅日変化の振幅は SC1*より SC2 が大きい, ④ 夜の振幅は SC2 が大きく, 昼は SC1*が大きい. ③と④を纏めると, 南向き IMF 時には, 北向き時よりも真夜中の SC が大きく 正午頃の SC が小さくなり, 結果として日変化の振幅が大きくなる. 「日変化」の章で述べたごとく, 夜に大きく昼に小さい SC 振幅日変化は, DPmi (FAC) で説明される. この FAC 効果が南向き IMF 時に大きくなると考えられる [Araki et al., 2006].

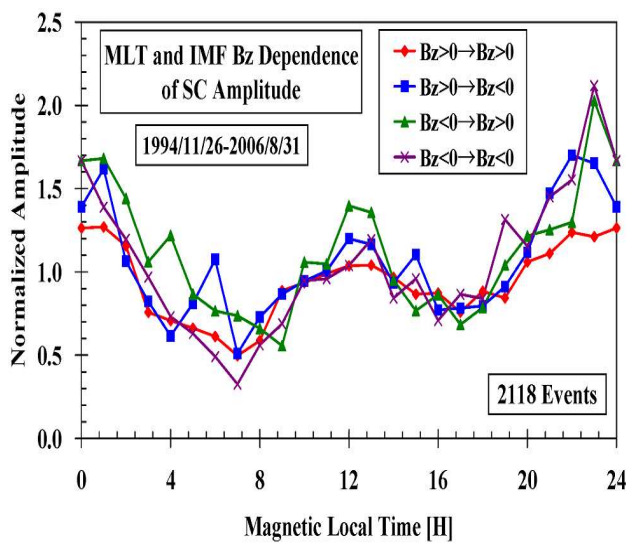


図 10-3
SC 振幅日変化の IMF-Bz 依存性
[Shinbori et al., 2005]

Shinbori et al. [2005]は SYM-H から計測した 2118 個の SC を IMF-Bz で分類して平均振幅の日変化を算出した (図 11.3). これを見ると, 上の事例解析の特徴 ②, ③は, そのまま当てはまるが, 昼の振幅の IMF-Bz 依存性 (特徴④) は, はっきりしない. しかし, IMF-Bz の符号にかかわらず, 夜の振幅が大きいことは事例解析, 統計解析の両方から明らかであり, 事実として確立されたと言える.

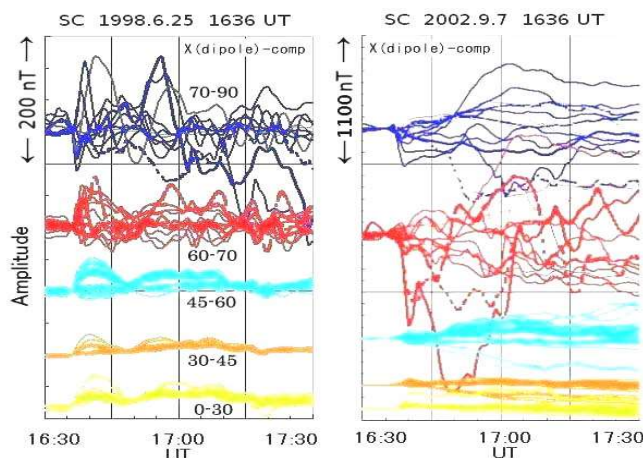


図 10-4
SC1 (左図), SC2 (右図) の
緯度変化

図 11.4 に, 上記の事例解析に用いた 2 つの SC の X 成分を緯度帯別にプロットした. 1636UT の SC 開始のあと磁場は大きく乱れているが, 開始から 15 分程度を SC に関する変動とみなす. 北向き IMF 時の SC1(左図), 南向き IMF 時の SC2 (右図) を比べて次の特徴が読み取れる.

(a) 高緯度の振幅は SC2 の方が圧倒的に大きい, (b) SC1 の振幅は, オーロラ帯 (60-70°) より極冠が大きい, (c) SC2 の振幅はオーロラ帯で最大になり, SC 後に大きな変化が現れている. これらは, DP 場を作る FAC が, 北向き IMF 時には極冠内に限定され, 南向き時には強まってオーロラ帯に出入りする事を示唆する.

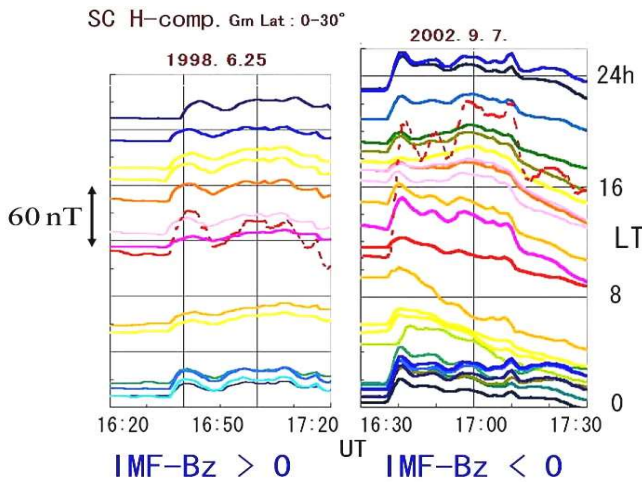


図 10-5
0-30° 緯度帯の
SC1 (左), SC2 (右)

図 10-5 は, 両 SC の 0-30° 緯度帯の H 成分を LT 別にプロットしたものである. 右軸が SC 開始時の LT を表す. 昼を赤系色, 夜を青系色で区別した. 前述の太陽風動圧補正をすると SC1 の振幅は約 1.7 倍になる筈であり, 両 SC 間に高緯度で見られるような振幅の大きな差は見られない. これは, 低緯度では DL 場が卓越するからであり, 高緯度振幅の大差は南向き IMF 時の DP 場の強化によるという解釈を支持する. 点線で dip equator の Huancayo を表したが, 前述のように, SC2 が SC1 より強い equatorial enhancement を受けていることが分かる. これも, DP 場が equatorial enhancement を作るとの考えに合う.

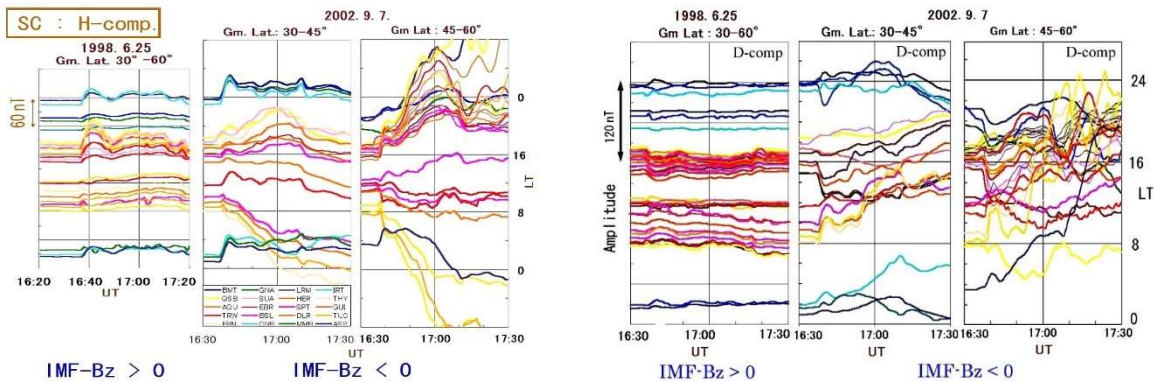


図 10-6 30-60° 緯度帯の SC1(IMF-Bz>0), SC2(IMF-Bz<0) 左図 : H-成分, 右図 : D-成分

図 10.6 は, 30-60° 緯度帯での SC1, SC2 である. SC2 はデータが多いので 30-45° と 45-60° に分けてプロットした.

8時 LT 頃の SC1(H)は, 最初 2-3 分の小さな正の変化に 10 分余の負のパルスが続いている. これに対応して 15-17 時 LT に正の大きなパルスが現れている. 正午付近は午前・午後を混ぜたような波形をしており振幅が小さい.

8-9 時 LT の SC2(H)も小さな正変化に負変化が続くが, この負変化は元へ戻るのではなく 30 分以上も続く. これに対応する形で 15-17 時には大きな正変化が存在する. 中緯度と高緯度を比べるとこの特徴は高緯度ほど顕著であることが分かる. D 成分は, SC1, SC2 共に午前で正, 午後で負に変化しており, それぞれ, 南向き, 北向きの電流に対応する.

SC1 の負（午前）・正パルス（午後）は、dawn-to-dusk の電場に対応する双渦型電流系で説明出来、DPmi と考えて良い。SC2 でも、最初これと同じ電流系が出来るが、数分後から 30 分以上にわたり、電流系が更に大きく発達し続ける。この SC 後の大電流系の発達が、南向き IMF 時の SC の顕著な特徴になる。

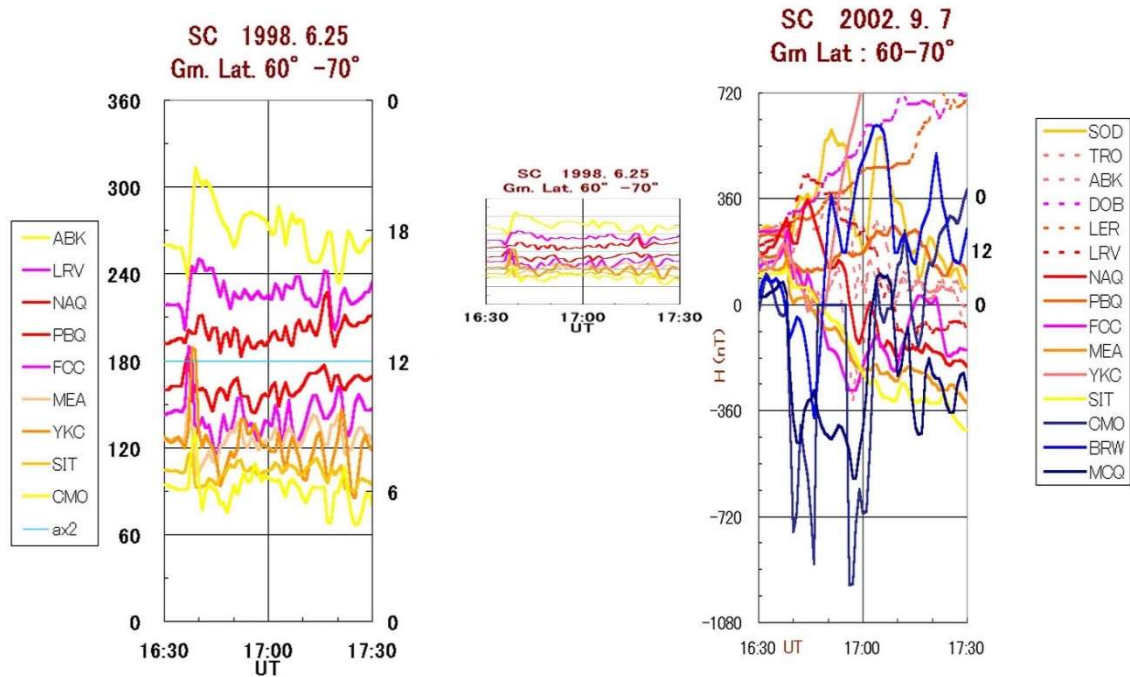


図 10-7 60° -70° 緯度帯の H 成分 SC1 (左, 中), SC2 (右) : 中図と右図は同スケール

図 10-7 はオーロラ帯緯度の SC1, SC2 の H 成分プロットである。中図 (SC1) は右図 (SC2) と同じスケールを用いており、両 SC の振幅差を実感できる。SC1 (左図) には、午前で正、午後で負の初期パルスがあり、DPpi と解釈できる。SC2 は変化が複雑で DPpi, DPmi を識別できない。

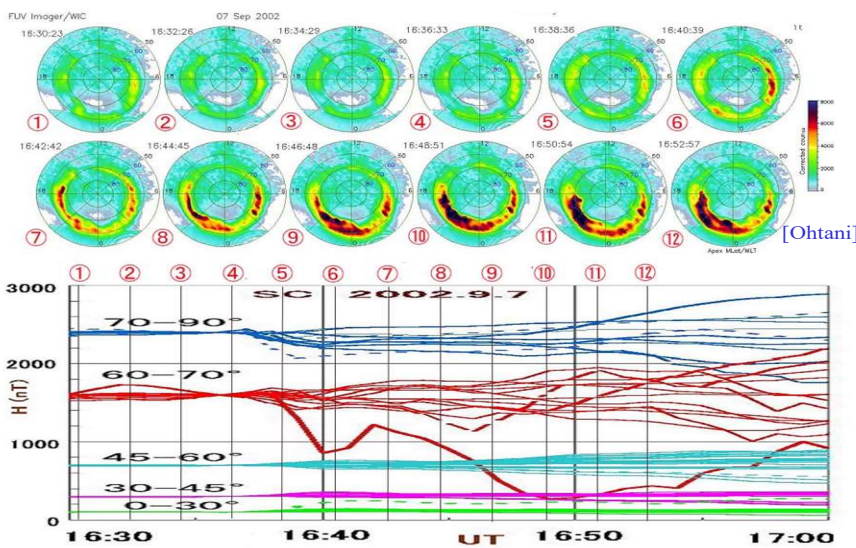


図 10-8 SC2 (2002.9.7 1636 UT) 後のオーロラと H 成分の変化

最後に、Ohtani 氏に提供して頂いた SC2 に伴うオーロラの記録を示す。

SC2 は、オーロラ画像の ④ (1636:33UT) の時刻頃に始まっている。④のオーロラ帯の強度は、5 時頃を中心とする数時間の幅、17 時頃のスポット状領域、夜中前の 2-3 時間幅で強まっており、⑤(1638:38UT)・⑥(1640:39UT)で、この領域の強度と幅が増加し、以後は、③領域が繋がって、緯度幅と強度が増加している。

11 SCの偏波

11.1 SCの偏波の特性

Wilson & Sugiura [1961]は、IGY 期間 (1957-58) に得られた College, Sitka, Fredericksburg, Honolulu, Watheroo, Marie Byrd の rapid-run magnetogram を解析して、(1) Honolulu を除く高緯度 SC の水平ベクトルは楕円偏波している、(2) 偏波の向きは、22-10hLT で反時計回り (CCW)、10h-22hLT で時計回り (CW) である、(3) 同じ LT では、北半球と南半球で向きが反対になる、と報告した。これより彼らは、”solar gas stream” が地球磁場に衝突して出来たショックが圧縮性 HM 波として低緯度磁気圏を地球方向へ伝搬し、その途中で励起された Alfvén モード HM 波が磁力線沿いに高緯度へ伝わって SC 後の磁場の横振動を生じさせると説明した。また、40° 以上の緯度でしばしば観測される “reversal impulse preceding the main impulse” (この章での PRI) は、この横振動が南向きから始まるからであり、このような解釈により、高緯度 SC の複雑な波形分布が簡単に説明できると主張した。

これに対し、Matsushita [1962] は、独自の解析に基づき楕円偏波が見られるのは SC 全体の 2/5 であり、Wilson & Sugiura [1961] の LT 依存性 (polarization rule) に合うのはその半分 (全体の 1/5) であると批判した。

オーロラ帯の低緯度側で観測される PC5 等の地磁気脈動の偏波は、20-13hLT で CCW、13-20hLT で CW で、Wilson & Sugiura [1961] の偏波ルールに合うが、70° 付近の境界より高緯度側では偏波方向が逆転することが知られている [Samson et al., 1971]。

SC の偏波にも地磁気脈動と同じ緯度依存性があるかを確かめる為に、IMS 北米磁力計ネットワークデータを用いて 18SCs の偏波の緯度変化を調べた [Araki & Allen, 1982]。このネットワークは、Alaska chain (地磁気緯度 63-77°), Fort Churchill chain (64-79°), East West chain (65-69°), Mid latitude chain (-6-40°) の 4 つの chain から成っている (表 11-1)。Mid latitude chain (Tucson, San Juan, Honolulu, Tahiti, Midway Island, Wake Island, Eusebio) は、東西にかなり広がっている。

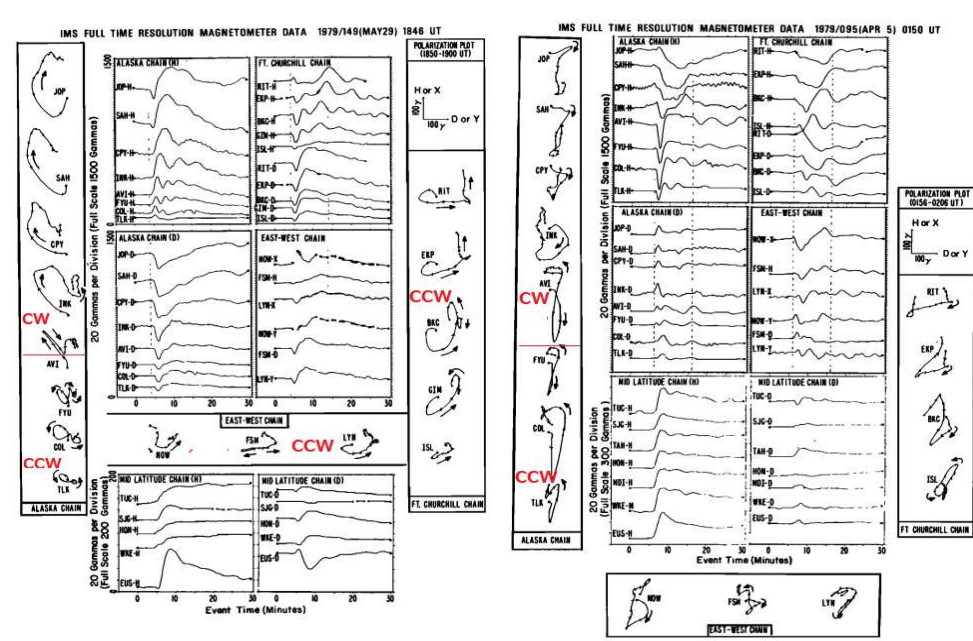


図 11.1 は、このデータを用いた 2 つの SC のプロットである。左図 (1979.5.29, 1846UT) は高緯度で午前側 (Alaska chain で 9-11hLT) に、右図 (1979.4.5, 0150UT) は午後側 (16-18hLT) に対応する。また、高緯度 3 チェーンの偏波もプロットしてある。

左図 (午前側) の Alaska chain の偏波は、高緯度側で CW、低緯度側で CCW であり、その境界は AVI (地磁気緯度 68.1°) 付近にある。Fort Churchill chain では、全点で

図 11-1
IMS 北米磁力計ネットワークの 4 つの Chain で観測された 2 つの SC
 左図：高緯度 3 チェーンが午前側。右図：午後側。

CCW であるが、最北の RIT (72.8°) より高緯度に境界があるのかもしれない。或いは、午後側の LT 域に入っていて、緯度境界が最南の LYN (63.9°) 付近にあって、その北側を見ているのかも知れない。

右図（午後側）の Alaska chain では、AVI と FYU (66.8°) の間にある緯度境界の北側で CW、南側で CCW であるが、これは、左図と同じで、午前側のパターンになり、偏波ルールに合わない。Fort Churchill chain と East west chain の偏波の向きは不規則でよく判らない。

TABLE 1. Name and Coordinates of Stations of 4 IMS Magnetometer Network Chains used in this Analysis

Station Name	Geographic		Geomagnetic		Corrected Geomagnetic	
	Longitude, °W	Latitude, deg	Longitude, °E	Latitude, deg	Longitude, °E	Latitude, deg
Alaska Chain						
Johnson Point (JOP)	118.30	72.46	271.66	76.94	276.4	78.0
Sachs Harbor (SAH)	125.30	72.00	266.15	75.20	270.3	76.1
Cape Perry (CPY)	124.70	70.20	270.87	73.90	274.2	74.7
Inuvik (INK)	133.30	68.25	266.15	70.58	269.0	71.1
Arctic Village (AVI)	145.57	68.13	255.34	68.08	258.9	68.5
Fort Yukon (FYU)	145.28	66.57	257.63	66.79	260.7	67.0
College (COL)	148.05	64.88	257.12	64.76	260.3	64.9
Talkeetna (TLK)	150.10	63.30	256.88	62.95	259.7	62.9
Fort Churchill Chain						
Pelly Bay (PEB)	89.51	68.53	321.07	78.65	329.9	79.7
Rankin Inlet (RIT)	92.33	62.80	323.53	72.83	327.7	74.2
Eskimo Point (ERP)	94.07	61.10	322.38	70.98	325.4	72.5
Back (BKC)	94.23	57.69	324.40	67.64	326.2	69.2
Gillam (GIM)	94.42	56.35	324.87	66.31	326.3	67.9
Island Lake (ISL)	94.42	53.88	326.02	63.89	326.9	65.6
East-West Chain						
Norman Wells (NOW)	125.5	64.9	278.84	69.22	280.2	69.6
Fort Simpson (FSP)	121.23	61.75	287.16	67.20	287.6	67.7
Fort Smith (FSM)	112.00	60.00	299.62	67.25	299.8	68.1
Lynn Lake (LYN)	101.06	56.85	315.79	65.96	316.2	67.3
Mid-Latitude Chain						
Tucson (TUC)	110.83	32.25	313.06	40.50	311.4	39.7
San Juan (SJJ)	66.15	18.12	3.94	29.53	3.9	29.5
Tahiti (TAH)	149.62	-17.55	283.44	-15.20	283.4	-15.2
Honolulu (HON)	158.00	21.32	267.29	21.23	267.3	21.2
Midway Island (MDI)	177.30	28.20	247.16	24.24	247.2	24.2
Wake Island (WKE)	193.30	19.20	233.78	12.64	233.8	12.6
Eusebio (EUS)	38.42	-3.87	31.45	-5.9	31.5	-5.9

表 11-1

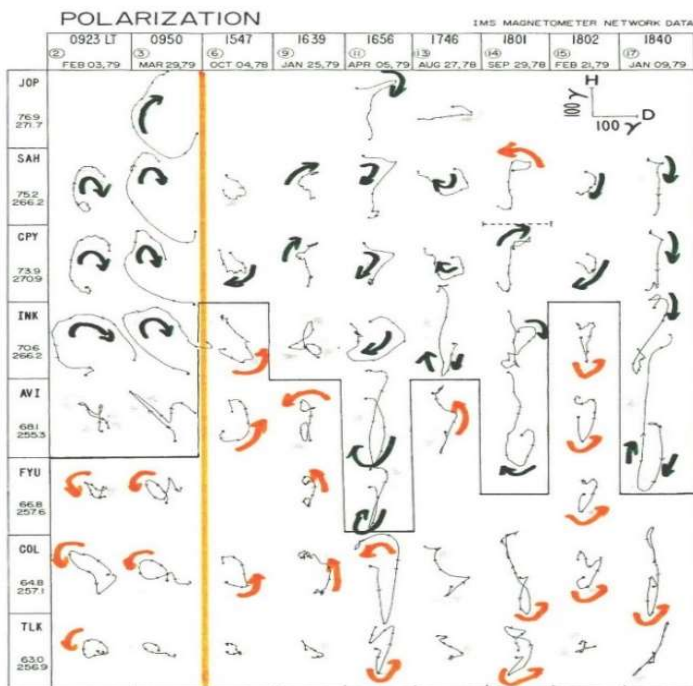


図 11-2 Alaska chain の偏波緯度依存性

図 11-2 は、Alaska chain の低緯度で CCW、高緯度で CW の 9 SCs の偏波分布である。偏波逆転境界緯度は 65-73° にある。

午前側の 2SCs の偏波は、AVI 付近の境界で線形になり、その両側で綺麗な楕円偏波をしていて、その向きの緯度変化は偏波ルールに合う。

午後側の 7SCs の偏波の緯度変化は偏波ルールに合わず、その形は午前側ほど綺麗ではない。

調べた全 18SCs の 14 例に緯度 64-72° を境とする偏波の逆転が見られたが、偏波ルールに合うのは 7 例（半分）であった。18 例中の 4 例は、偏波の向きが判定できなかった。

図 11-1 から、経度で 50-60° しか変わらない Alaska chain と Fort Churchill chain でも、偏波分布がかなり異なる事が判る。従って、一つの chain だけからの偏波解析は不十分で、LT-緯度平面の多くの点での同時分布調査が必要になる。これは、多分、地磁気脈動の偏波でも同じであろう。

図 11-3 は、IMS 北米磁力計ネットワークと IMS スカンディナヴィア磁力計アレイ*で検出された太陽風動圧起源 Pc5 地磁気脈動の偏波分布である [Shimazu et al., 1984] .

偏波回転方向逆転の緯度境界と LT 境界を、水平、垂直の赤線で示した。これは、上記の偏波ルールが成り立っている例である。

このように、LT-緯度の 2 次元平面での偏波分布を眺めると、一つの南北方向チェーンだけからは判らない事が判ってくる。現在では、より多くの観測点が出来ているので、そのデータを総合

して、SC 偏波の LT-緯度分布図を作り、それに基づいた解析を進める必要がある。偏波分布は、流出入する FAC の情報を得るのに重要であるが、解析数は多くない。

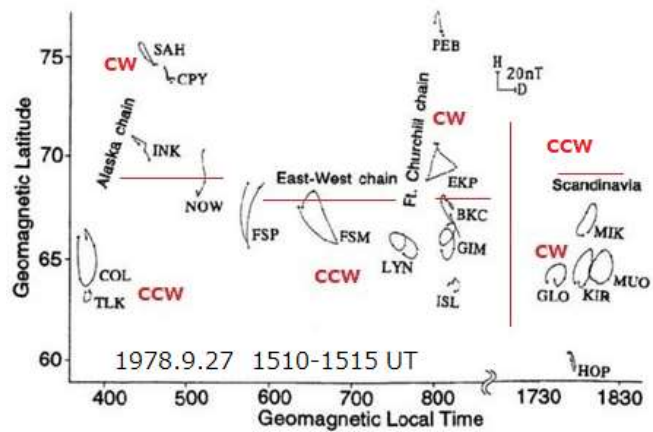


図 11-3 北米とスカンディナヴィアの PC5 偏波

11.2 電離層電流渦の移動による偏波

Wilson and Sugiura [1961]が磁気圏内の磁気流体波存在の証拠として偏波を採用したように、偏波は波動固有の性質とされることが多いが、SC の場合は、電離層電流渦の移動によっても偏波を説明できる。

先述の Osada [1992]の計算モデルで述べたように、PI を作る FAC は、流出入点の周りに渦状電離層電流 (IC) を作りながら、正午から朝夕側へ移動していく。図 11-4 (a)に示すように、IC 電流渦

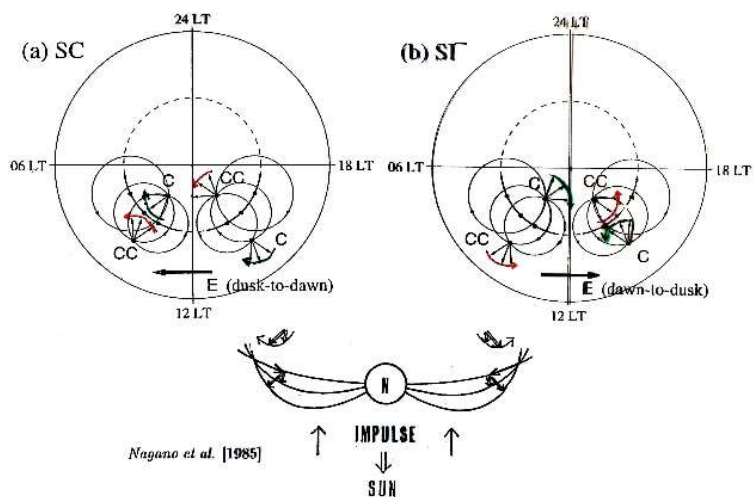


図 11-4 偏波の説明 上図 渦電流の移動 (a) SC (b) SI- 下図 磁力線の曲がり

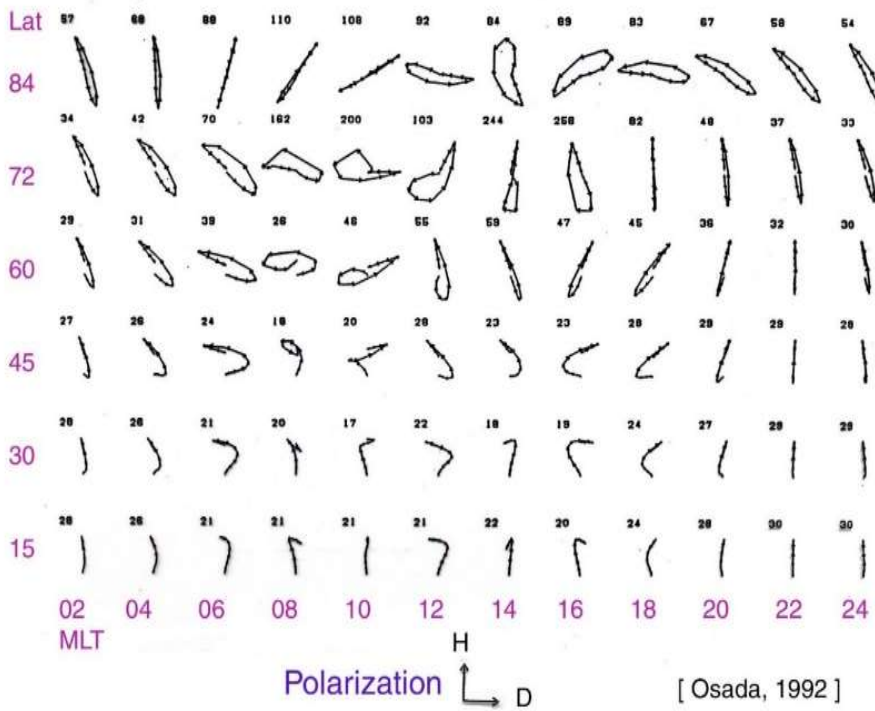
(Hall 電流) は、午前側で反時計回り、午後側で時計回りになり、この電流渦の移動により地上固定点での水平

磁場ベクトルは、午前の高緯度側で時計回り、低緯度側で反時計回り、午後の高緯度側で反時計回り、低緯度側で時計回りに回転する。この偏波の LT 依存性は、低緯度側で Wilson & Sugiura [1961] の偏波ルールに合致し、高緯度側での逆転も説明できる。

後述の静止軌道 (6.6Re) の SC については、初動の向きが、午前で東向き、午後で西向きであること [Kuwashima et al.,1985], 静止軌道 SC123 例の調査結果で、偏波は主に午前側で反時計回り、午後側で時計回りであること [Nagano et al., 1984] が分かっている。これらは、いずれも偏波ルールに合う結果であり、図 11.4 下図に図解したように、朝夕の磁力線の尾部方向への曲がりて説明が可能であった。

磁気圏膨張に伴う負 SC (SI-) (後述) も、圧縮性 SC の偏波ルールに従う事が判っている。図 11-4(b) は負 SC の場合の図解で、FAC, IC, IC が作る磁場のそれぞれが逆方向になるが、IC の磁場の方向の変化は、正 SC の場合と同じになる。磁力線の曲がり、圧縮と膨張で逆になり、観測を説明出来ない。

*IMS Scandinavian Magnetometer Array (SMA) : IMS 期間中に、ミュンスター大学の Untiedt 教授の指導の下に、スカンディナヴィアの 36 点 (地磁気緯度 : 54-68° , 経度 : 87-113°) で行われた磁場観測ネットワーク。当時、学生であった Baumjohan 氏と Glassmeyer 氏が観測の世話をした。フィルムデータが、リンダウの Max Planck Institute for Aeronomy で保管されていたが、1989 年に WDC for Geomagnetism Kyoto に移管された [Araki et al., 1989]



Osada [1992]が計算した SC の偏波を図 11-5 に示す. かなり細長い偏波で, その軸の傾きが LT に依存していることがわかる. FAC の流出入点が 75° 緯度円上にあるので緯度方向の偏波の逆転は 72° と 84° の間で見られる.

図 11-5
 FAC による電流渦の移動から計算された SC の偏波
 数字は振幅を表す
 [Osada, 1992]

図 11-6 は, Wilson & Sugiura [1961]の偏波の観測(緑) に合わせた緯度・LT での計算結果 (赤) である. 回転方向だけでなく, 主軸の傾きもよく一致しているのが分かるであろう.

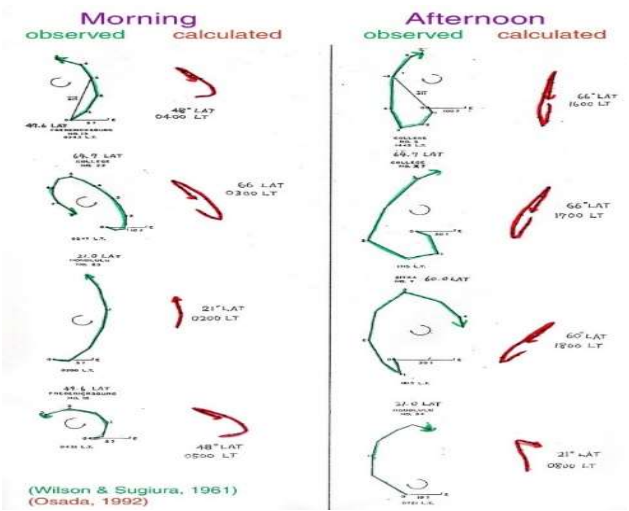


図 11-6 SC 偏波の比較
 緑: 観測 [Wilson & Sugiura, 1961]
 赤: 計算 [Osada, 1992]

11.3 負 SI (SI-) の偏波

図 11-7 は、28 個の負 SI (Sudden Impulse) の偏波の分布を表す [Takeuchi et al., 2002]. この図で、70° (赤円) 付近に緯度方向境界があるとすると、中段左図の CW 偏波は午前高緯度側と午後低緯度側に、右図の CCW 偏波は午前低緯度側と午後高緯度側に多く見られることが分かる。この緯度・LT 依存は、SC についての Wilson & Sugiura [1961], 地磁気脈動についての Samson et al. [1971] に合う。

偏波の緯度・LT 分布が磁気圏の圧縮 (SC) と膨張 (負 SC) で同じ特性を示すのは興味深い。図 11-2 下図のように、圧縮に伴う磁力線の曲がり方が SC の偏波を決めるのであれば、膨張の際には偏波は逆になるはずであり、観測と合わなくなる。

図 11-7 上段右図からは、偏波が複雑で回転方向が識別できない場合や線形に近い偏波がかなり多いことが判る。SC の場合も同様であると推定でき、それが Wilson & Sugiura [1961] に対する Matsushita [1962] の批判を呼ぶ原因であったのであろう。

偏波が判別できないもの、出来てもルールに合わないものの数を明確にすることも重要である。

この場合も、LT-緯度平面での偏角分布を見てみたいものである。

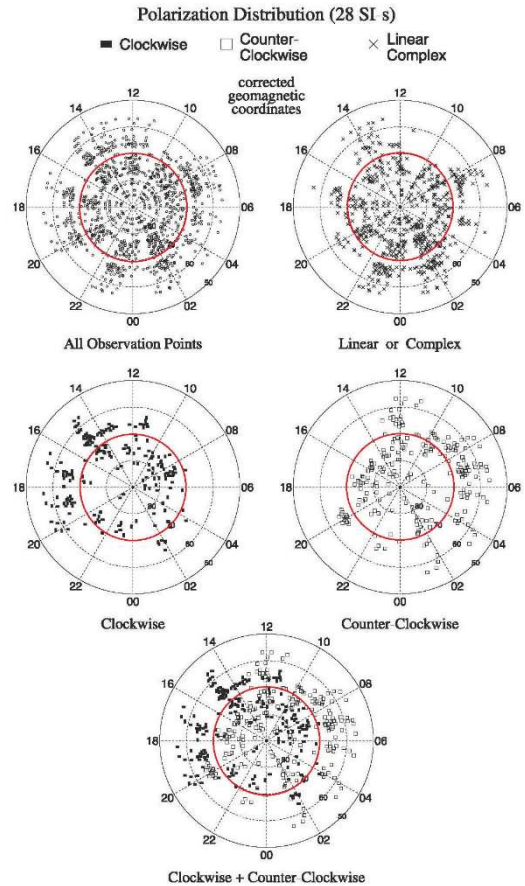


図 11-7 負 SI の偏波分布 [Takeuchi et al., 2002]

11.4 昭和基地—アイスランド共役点観測

アイスランドの 2 点 (Infljardur, Tjornes) と昭和基地で同時に観測された SC を図 11-6 に示す。

これより、下記の点が読み取れる。

- ① H 成分の時間変化は、南北同相である。
 - ② D 成分変化は逆相である。
 - ③ H-D 面での偏波は、北半球で反時計回り、南半球で時計回りである。
- ①, ②は、中低緯度の SC にもみられる性質であり、③は、昭和基地とアイスランドが午前側にあるとすると、前述の偏波ルールに合うことになる。

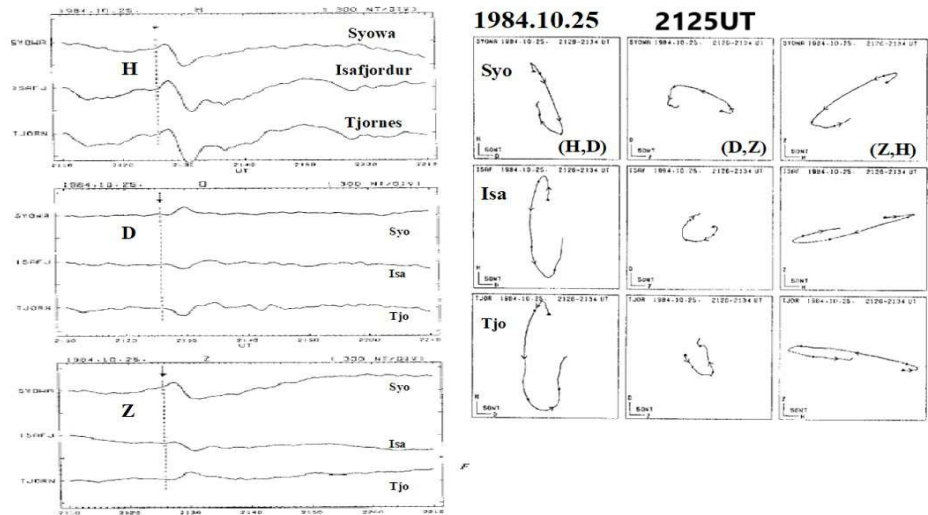


図 11-6 昭和基地とその地磁気共役点のアイスランド 2 点での SC 同時観測
左 : H,D,Z 成分の時間変化 右 : (H,D), (D,Z), (Z,H) 面の偏波 [Nagano et al., 1986]

12 太陽風動圧変化と SC 振幅の関係

太陽風動圧と SC 振幅の関係を表す先述の(1-1)式 [Siscoe et al., 1968] では、誘導地電流係数 β (Siscoe et al. は 1.5 とした), 太陽風-磁気圏相互作用係数 γ (1-2, 弾性-非弾性衝突), 観測から決まる比例係数 k を用いて下のように表現される.

$$\Delta H = \alpha \cdot \Delta (Pd)^{0.5} = \beta \cdot \gamma \cdot k \cdot [(Pd_2)^{0.5} - (Pd_1)^{0.5}] \quad (12-1)$$

衝撃波/不連続面の前後の動圧差 $\Delta (Pd)$ ではなく, 動圧のルートの差 $\Delta (Pd)^{0.5}$ に比例することに注意されたい. これは, 磁気圏境界で太陽風動圧と磁気圏磁気圧が釣り合うと考えるからである.

		Table 1 Values of k [$\times 10^4 nT/dync^{0.5}/cm$]	
		Present analysis	
D_{st}	:1979-81		11.8
nighttime (22-02LT) H			
Fredericksburg	:1979-80		11.6
San Juan	:1979-81		10.7
Memambetsu	:1979-81		11.1
		Past Analyses	
Mead	[1964]	theory(elastic interaction)	17.4
Siscoe et al.	[1968]	13 SIs	9.0 ± 2.0
		12 quiet days nighttime average	8.9 ± 2.9
Ogilvie et al.	[1968]	9 SCs	11.4 ± 1.5
Verzariu et al.	[1972]	19 hourly D_{st}	18.4
Su and Konradi	[1975]	36 hourly D_{st}	22.6
Burton et al.	[1975]	3 SCs	10.5
Smith et al.	[1986]	22 SCs	14
Lepping et al.	[1987]	9 SCs	8.5
Russell et al.	[1992]	18 SIs at 4 stations	
		average	11.0
		noon	12.0
		midnight	8.0

表 12-1 比例係数 k の値: 単位は $nT/(nPa)^{0.5}$ [Araki et al.,1993]

表 12-1 は, 観測データから決めた k の値を纏めたものである. 表上部の D_{st} と night time B については, 付録 A-2 に述べられている. 赤枠の 4 例を除くと, k の値は, 8-12 の範囲にある. Mead の値 17.4 は真空磁気圏に対する理論値であり. 磁気圏プラズマの反磁性効果を入れると, k はより小さくなる. Verzariu et al. (18.4) と Su and Konradi (22.6) は, D_{st} 1 時間値の変化を用いており誤差が大きくなる. Smith et al. (14) は, SC の選び方に問題がある (高緯度 SC も含まれる),

Luhr et al. [2009] は, CHAMP 衛星(2000-2007, 高度 450-350km)が夜側(18-06hLT)で測った 41SCs の地上データとの比較を行った. その中で, ACE 衛星による太陽風動圧との対応が取れたものの $\Delta B - \Delta Pd^{0.5}$ 関係を図 12-1 に示す. IMF $\cdot B_z$ によって, 北向き (青: 1.5nT 以上), 南向き (赤: -1.5nT 以下), 0 付近 (黒: -1.5 ~ +1.5nT) に分類されており, 南向き時に ΔB が大きい事が判る.

12-1 式の比例係数 α は, IMF 北向き時: 18.6 ± 0.2 , 零付近: 20.6 ± 0.2 , 南向き時: 24.7 ± 0.2 ($nT/nPa^{0.5}$) と計算され, $\beta = 1.5$, $\gamma = 1$ ととれば, $k = 12.4, 13.7, 16.5$ となって. 地上の値, 8~12 より大きくなる. 中低緯度

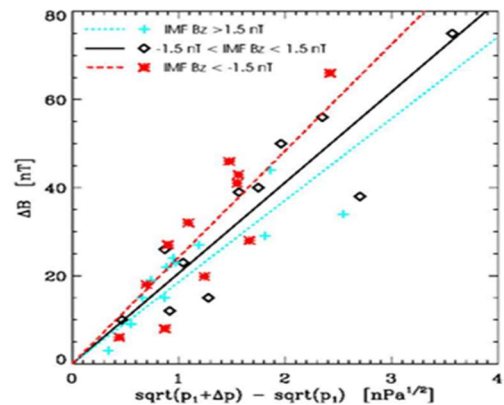


図 12-1 SC 振幅と太陽風動圧の関係 [Luhr et al., 2009]

の SC 振幅は夜中に最大値を取り，夜間平均値が昼より大きくなる（図 9-2）から，これは当然であろう。

SC の振幅は大きな日変化を示すから， α と k の値は LT に依存するが，それは，Sisoe et al. [1968] に始まる $\Delta B \cdot \Delta(Pd)^{0.5}$ 関係の考察には全く考慮されて来なかった．この LT 依存は主として FAC と IC による DP 場を作るから，DP 場が零になる LT が見つければ，その LT の DL 場が Pd 効果を直接に表す事になる．実用的近似としては，IC と FAC の磁場効果が小さくなる赤道夜側の観測を使うのが良いと考えられ，Rise time の解析には，Guam の夜間（20-04hLT）データが使われた（図 8-4）．赤道を離れると，真夜中で DP(FAC)が大きくなる．

図 9-4 で，観測された SC 振幅日変化を FAC+IC の磁場日変化の計算値と比較することにより，DL 場を求める方法を説明した．この図によれば，夏冬共に DP (FAC+IC) は 4-6hLT で零になる．観測は，夏は 20h 付近，冬は 18h 頃にも零点があることを示しているが，計算結果には夏の午後には零点はない．このことから，安定して零点がある 4-6hLT の SC が DL 場に近いと考えられる．

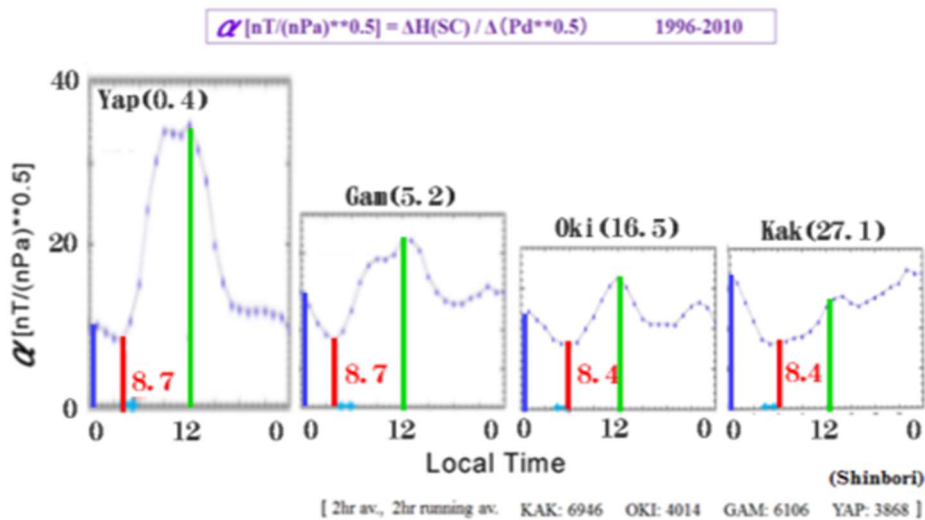


図 12-2 4 観測点の比例係数 α の日変化 ()内は地磁気緯度 [Sinbori, 2005]

図 12.2 に，4 観測点の比例係数 α の日変化を示した．青・緑の垂直棒は 0 時・12 時の値である．Yap, Gam, Oki では，0 時より 12 時の値が大きい．Kak では 0 時が大きい，これは DP(FAC) によるものである．昼間のピークは DP(IC) の寄与が大きく，DP(FAC) は負になる．Yap では，大きな equatorial enhancement が見られる．朝方 4-6hLT の最小値(赤棒)は緯度に依らず殆ど一定であり，この時刻で DP 場が小さくなるという考えに合う．

13 負の SC (SC⁻)

13.1 SI⁺-SC⁻ペア

正の SC・SI⁺と同程度に急激な H 成分の減少が観測される事がある(図 13-1). これを negative SC, SC⁻, SI⁻等と表記する. この負変化は, SC・SI⁺の数時間後に現れることがあり, これは, SI⁺-SC⁻ペアと呼ばれる, Akasofu [1964]は, SC に続いて起こる SI⁻と同時に磁気嵐が発達することに注目して, 太陽風の流れは, 磁気嵐の必要条件だが十分条件ではなく, リングカレントやオーロラ活動に必要な他のファクターがある筈だと述べた. 後に, このファクターが IMF-Bz であることが判る.

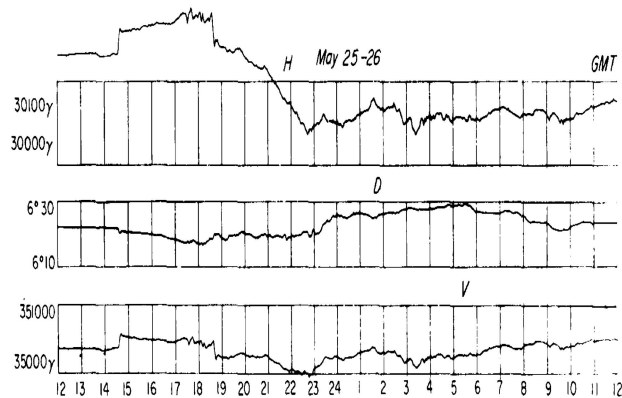


図 13-1 SC(SI⁺)後の SI⁻ [Akasofu et al., 1964]

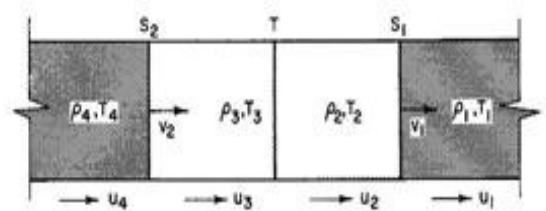


図 13-2 太陽風中のショックペア:
[Sonett et al., 1965]

図 13-2 で, (密度, 温度) が (ρ_4, T_4) , (ρ_1, T_1) の二つのガス塊が, 超音速 u_0 で左右から進んできて面 T で衝突したとする, 面 T を挟んで急激な圧縮が起こるので衝撃波 S₂, S₁ が生じ, 速度 v_2', v_1' で左方と右方に伝搬し, 衝撃波の後面では圧縮効果により (密度, 温度) が (ρ_3, T_3) , (ρ_2, T_2) に変わる, ここで, この系を U_{sw} で右方に動かすと, 左右端の流れの速度は, $u_4 = U_{sw} + u_0$, $u_1 = U_{sw} - u_0$, 衝撃波面 S₂, S₁ の速度は, $v_2 = V_{sw} - v_2'$, $v_1 = V_{sw} + v_1'$ となる, 接触面 T は, 速度 V_{sw} で右方に動く.

静止系では, S₁ は右方に, S₂ は左方に動くので, 右方を前方として, S₁ を forward shock, S₂ を reverse shock と呼ぶ, V_{sw} を太陽風中の不連続面の移動速度とすると, これは, 先行する低速太陽風に後続の高速流が追い付いて, forward-reverse shock ペアが形成された事になり, これが SI⁺-SI⁻ペアを作ると解釈される, $V_{sw} > v_2'$ なら S₂ も前方 (右方) に進むが, T に対しては, 後方 (左方) に進んでいる.

図 13-3 のように, 太陽面上で低速と高速の太陽風が隣接して流れ出ている場合を考える, 低速流のパークースパイラルの角度は高速流の角度より大きくなるので, 高速流が低速流境界面を押し事になり, 速度差が大きくなれば, 14-2 図の場合と同様に, forward-reverse shock ペアが生じ得る. 境界面が斜めになるので, 高低速流の速度差がショックを作るためには, 大きなスパイラル角度が必要になり, 高低速流がほぼ平行なる太陽面近くではショックは形成されない.

この太陽風構造が地球を通過すると, forward-reverse-shock ペアを作る SI⁺-SI⁻ペアが観測される, 太陽面で隣接高低速流構造が永続していると, そのショックペアを作る SI⁺-SI⁻ペアが, 太陽自転周期に近い間隔で再帰的に観測されることになる, その例を図 14.4 に示す.

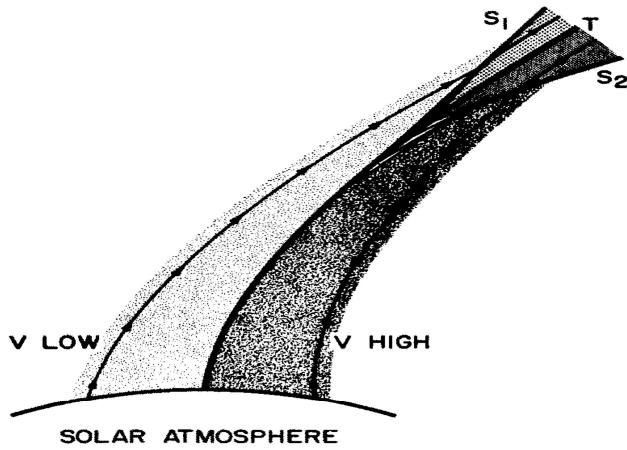


図 13-3 太陽面高低速流構造による
ショックペアの形成
[Razdan et al., 1965]

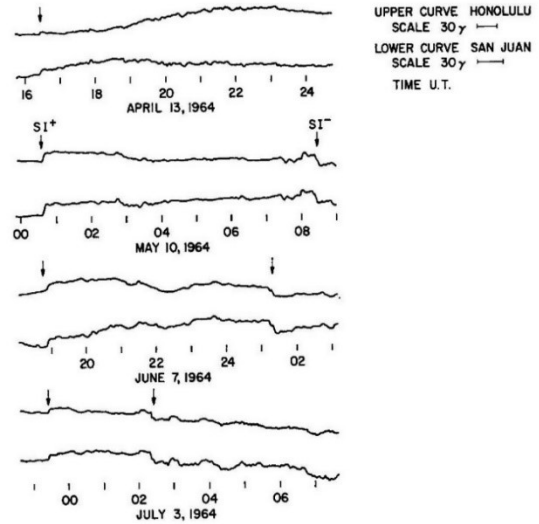


図 14.4 再帰性 SI⁺-SI⁻ペア
[Razdan et al., 1965]

この図には、1964年の Honolulu と San Juan の H 成分がプロットされている、May 10, June 7, July 3 に、SI⁺-SI⁻ペアが観測されているが、その間隔は、約 8 時間、6 時間、3 時間と短くなっていく、April 13 では、SI は明確には判らない。

その後の観測によって、reverse shock は、地球軌道以遠で形成され、地球での SI は、太陽風不連続面で作られることが多いことが判ってきた。

13.2 1977.7.6 の SC⁻

Nishida and Jacobs [1962] は、SC, SI⁺, SI⁻ は同じ形態を示すと指摘したが、どの程度に同じなのか調べてみる必要がある、太陽風動圧急増による磁気圏急圧縮のモデルが正しいとすると、動圧急減の場合には逆符号の変化が生じている筈であると予想して、負の SC (SC⁻) を調べてみる [Araki & Nagano, 1988].

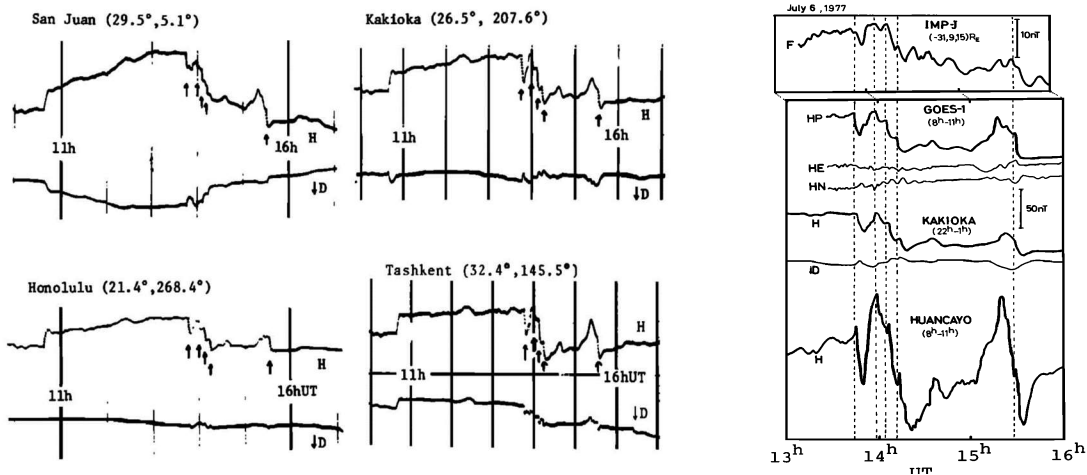


図 13-5 1977.7.6 の磁場記録 左と中：中低緯度 4 点、右：IMP-J, GOES-1, 柿岡, Huancayo

図 13-5 左図は、中低緯度 4 観測点の磁場記録（8 時間）である。1038UT の SC（柿岡の $\Delta H=22\text{nT}$ ）の 3 時間後の約 2 時間に上向き矢印で示した H 成分急減少（負 SC/inverted SC/SC⁻）が 5 回起きている。LT に依存して DPmi も負 SC を作るが、この場合は中低緯度の広い LT 範囲にある 4 点で全て負の変化を示しているのので、磁気圏膨張による負の DL 変化とみることが出来る。負 SC は珍しい現象ではないが、短時間に連続して起こるのは希であり、太陽風衝撃波後の特殊な構造に依ると思われて興味をそそられるが、残念ながら太陽風データがない。

右図は、磁気圏尾部にあった IMP-J、静止衛星 GOES-1 (LT: 8-11h)、柿岡 (22-1h)、磁気赤道の Huancayo (8-11h) の磁場プロットである。磁気圏尾部、午前側静止軌道、夜中の柿岡で、相似の負 SC が観測されて磁気圏全体の膨張を裏付けるが、昼前の磁気赤道では負変化の前に正の小パルスが検出されていて、これは、正 SC の場合に赤道昼側に現れる PRI に対応する DPpi であると解釈できる。つまり、赤道では負 DLmi+正 DPpi (PPI; preliminary positive impulse) +負 DPmi が重畳して観測されるのである。5 負 SC 中の最初のもの(1346UT)の振幅は、上記観測点の順に、3.2, 28.5, 21.9, 71.7nT と計測され、磁気赤道では強い equatorial enhancement が生じていることがわかる。なお、GOES-1 と IMP-J の負 SC の時間差から、その平均伝搬速度は約 300km/s と算出された。

図 13-6 左図に、オーロラ帯 3 観測所の H, D 成分を示す。この緯度では、DLmi が小さくなって、DPpi と DPmi の 2 パルス構造が卓越する。午後側 (Abisko) では H に正負パルス、朝方 (College) では、H と D に負正パルス、正午頃 (Narssarssuaq) には D に正負パルスが顕著に現れている。この正負符号の LT 依存性は、正 SC のオーロラ帯での波形分布 (図 1-3) のそれと逆になっている。午後側オーロラ帯 (Absko) のパルス符号 (正負) が、昼側赤道 (Huancayo) のそれと同じであることに注意されたい。

右図は、朝側のほぼ同子午面にあるカナダ 5 観測所の磁場 X, Y 成分である。X 成分パルスの符号は、双極子緯度 69-74° で逆転し、高緯度側 (RES, CBB, BLK) で正負、低緯度側 (FCC, WHS) で負正になっている。Y 成分は負正で緯度変化を示さない。

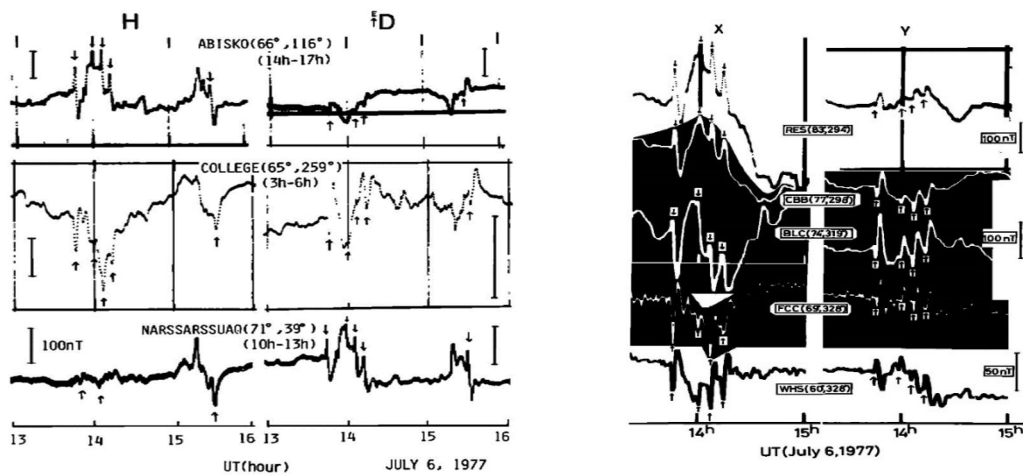
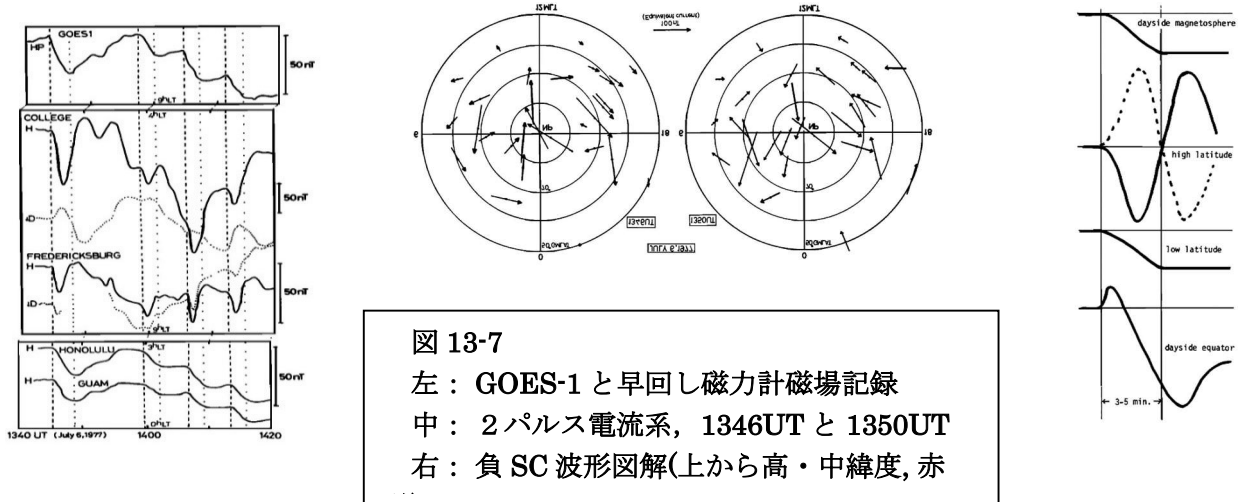


図 13-6 負 SC の磁気記録 左：オーロラ帯 3 観測所 右：ほぼ同経度のカナダ 5 観測所 [Araki & Nagano, 1988]

College (Gm.Lat=65°), Fredericksburg (49°), Honolulu (21°), Guam (5.1°) の早回し磁力計と GOES-1 のデータ (40 分間) を図 13.7 に示した。Honolulu (3hLT), Guam (0h), GOES-1 (9h) の負 SC(H) が下がりきる前に、College (4hLT) と Fredericksburg (9h) で負パルスが現れ、正パルスが続く。Honolulu,

Guam, GOES-1 の fall time は 2.5-3.5 分であった。図.13.3 の中図は、College が負正パルスを検出した 1346 UT と 1350 UT での等価電流分布である。共に双極渦を示し、負パルス極大期 1346UT の電流は、午前で右回り午後で左回りで、正 SC の DPpi 電流系（図 3-1）の電流方向と逆向きになっている。正パルス期 1350UT には渦電流方向が逆転している。これは、正 SC の DPmi 電流系に対応する。図 13-7 右図は、昼側静止軌道、地表の高緯度・低緯度・昼側赤道の磁場変化を図解したものである。



これらのデータ解析を要約すると、地表の中低緯度で負 SC が観測される時に、① 昼側静止軌道でも同様の磁場変化が生じ、② 高緯度と昼側赤道で 2 パルス構造が現れ、③ 二つのパルスの符号が、極冠とオーロラ帯、オーロラ帯の午前と午後で逆転し、④ 2 パルスに対応して向きが逆転する双極渦等価電流が出来、⑤ パルス符号と電流方向が正 SC のそれらと逆になっている、等になる。

以上の結果は、磁場変化波形に関する限り、磁気圏膨張による負 SC が、圧縮による正 SC 変化の符号を逆にしたミラーイメージになっていることを表している。しかし、本当にそうなのかは、更なる吟味を必要とする。まず、SC (SI+) の多くは太陽風衝撃波によって作られるが、1 AU 付近に reverse shock が存在することは少ないので、SI⁻ は不連続面によって生じることが多く、原因の構造自体が異なっている。また、磁気圏圧縮は、太陽風圧力増加に強制されて起こるが、圧力急減少の際には、磁気圏は磁気圏プラズマ固有の時定数で膨張するであろう。更に、荷電粒子加速や波動励起などの磁気圏内現象も圧縮と膨張では異なる筈である。SC と SI の比較は、これらの物理過程の理解に繋がるであろう。この点に関して、Hori et al.[2012, 2015] の解析は、ミラーイメージではない面を示していて興味深い。

13.3 1995.4.1 の SI- の解析

Takeuchi et al. [2002]は、SYM-H 指数が 10 分間に 20nT 以上減少する 28SI- (1995-1999) の性質を調べた。図 13-8 に一つの SI- の波形と偏波の分布を示す。左上 2 図は、WIND 衛星の Pd 急減少 (約 5nPa) と対応する SYM-H 減少 (約 20nT) を表す。下左図は、15hMLT 付近のグリーンランド西岸沿い (緯度順) の磁場データである。極冠内の THL, UPN, UMO では負正のパルス, オーロラ帯の GHB, NAO では正負のパルスが現れ, その間の ATU, STP で両パルスの符号が逆転していく。午後側 SC の場合は, 極冠で正負, オーロラ帯で負正のセンスになるので, この SI- の符号変化は, SC の逆になっている。偏波は, 高緯度側 3 点で反時計回り, 低緯度側 2 点で時計回り, 中間で直線的になっており, これは SC の場合と同じである。より夜側 (20.5hMLT) の IMAGE チェーン (下右図) では, KIL(65.5°) 以北で負正パルスが現れ, 偏波も反時計回りで, グリーンランド西岸高緯度側の振舞いと同じである。偏波の統計解析は偏波の章で述べたが, SI- の偏波の緯度・LT 特性は, SC の場合と同じで逆にならない。

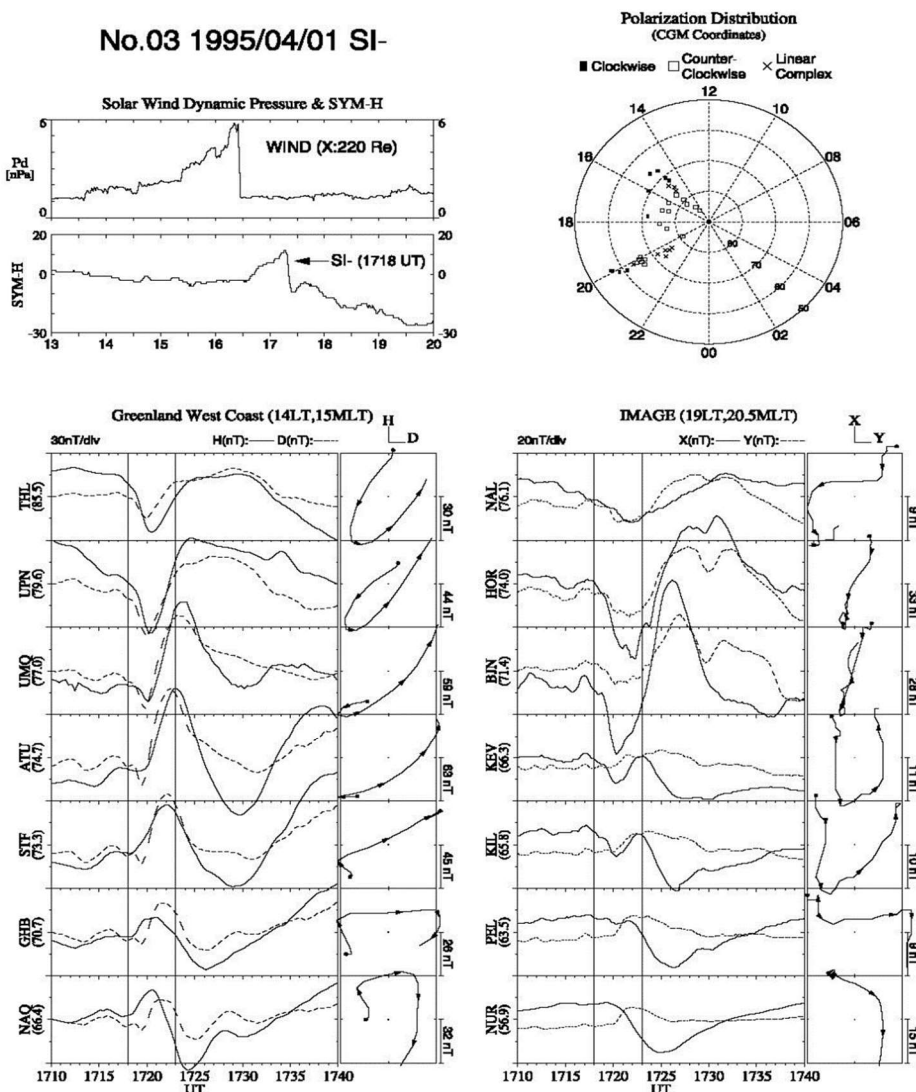


図 13-8 SI- の解析例 上左：太陽風動圧と SYM-H, 上右：偏波分布
 下：H,D 成分変化と偏波； Greenland west chain (左), Image chain(右)
 [Takeuchi et al., 2002]

13.4 SI-を生じさせる太陽風構造

SI-を作る太陽風構造には幾つかの型がある。Takeuchi et al. [2002]に従って以下に纏る。

(1) **CIR (Corotating Interaction Region)** : 図 13-9a の垂直線 a, c で挟まれた領域, 低速・高密度・低温の流れ (a-b 間) に高速・希薄・高温 (b-c 間) の流れが追いついて出来る。その先端部 (a) の弱い forward shock が小さな SI+ を, stream interface (b, IF) の密度急減少が大きな SI- を作っている, この IF で, 温度 T の急増と弱い速度増加が観測され, 同時に, ϕ (IMF の経度方向角度) が符号を変えて, heliospheric current sheet を横切ってセクターが toward 方向から away 方向に変わった事が判る。IF では, 高速流が低速流に追いついて圧縮が起こるだけでなく, 流れの方向の変化も生じ, V_y が西向き (低速流) から東向き (高速流) に変わっている。28SI- 中の 9SI- が CIR によるものであり, そのうちの 5 例が SI+ - SI- ペアとして観測された。

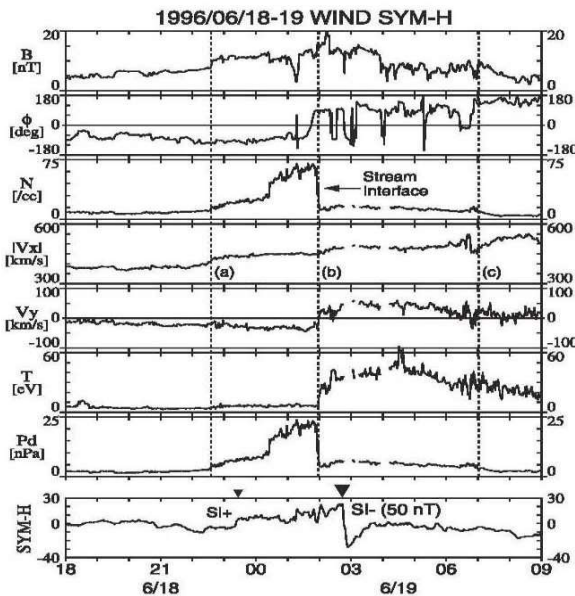


図 13-9a Corotating Interaction Region (CIR) (Wind X=205Re)

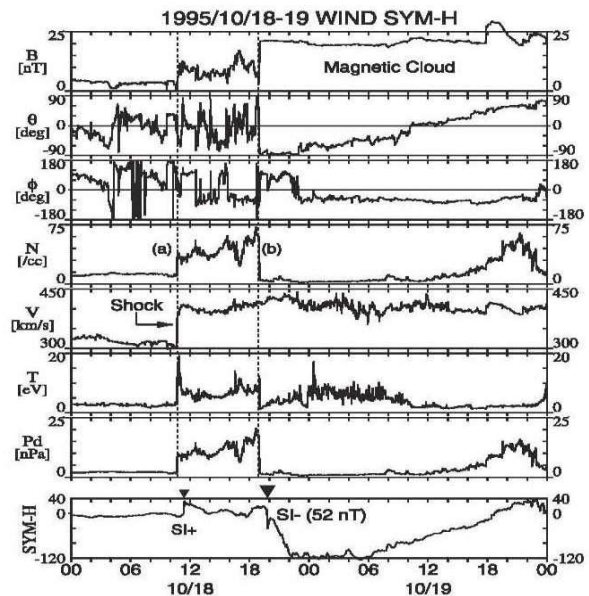


図 13-9b Magnetic Cloud/Coronal Mass Ejection (CME) (Wind X=175Re)

(2) **Magnetic Cloud / Coronal Mass Ejection (CME)** 図 13-9b の垂直線 (a) は, CME (coronal mass ejection) による MC (magnetic cloud) が先行する低速太陽風に追いついて出来る IPS (Inter-Planetary Shock) を指している。(b) は, MC の先端となる TD (tangential discontinuity) で, その後面では N (proton 密度) と T (温度) が急減少, B が急増加し, θ (磁場方向) が北向きから南向きに回転している。一般に, MC 内では, 地球への伝搬途上の膨張により N (従って動圧 Pd も) は減少し [Klein & Burlaga, 1982], SI- を生じさせることがある。この例では, IPS による SI+ から 8.5 時間後に MC 先端の TD が SI- (52nT) を作り, SI+ - SI- ペアが観測された。我々の解析では, 28SI- 中, 5 例が SI+ - SI- ペアであった。SYM-H は, 図 13-1 の変化とよく似ている。

(3) **Non Compressible Density Enhancement (NCDE)**

図 13-9c の二つの垂直線の間の領域は, HPS (heliospheric plasma sheet, Winterhalter et al., 1994) と呼ばれる。これは, 0838UT の ϕ の符号変化から判るように HCS (heliospheric current sheet)/ sector boundary を含み, B の減少と $N \cdot \beta$ の増加で特徴づけられる。この密度 N の増加は, 低速流と高速流の相互作用で生じるものではなく, NCDE (non-compressible density enhancement) と名付けられている。その性質は詳しくは判っていない [Scwenn, 1990] が, 本解析では, 3つの SI- が NCDE/HPS の後境界の密度減少によって作られ, さらに, 4 SI- が MC 中の NCDE で生じたことが判った。

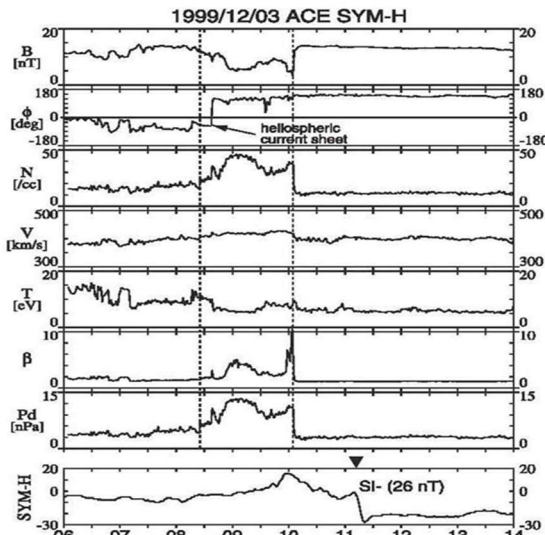


図 13-9c Non Compressible Density Enhancement/Heliospheric Plasma Sheet (ACE X=222Re)

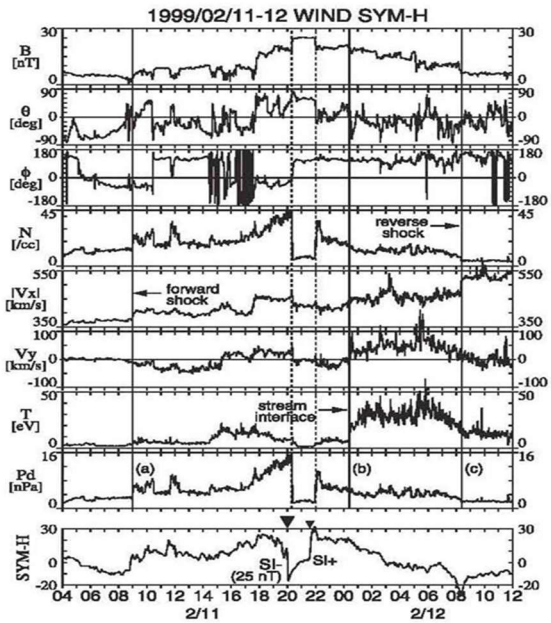


図 13-9d CIR 中の Plasma Hole (Wind X=30Re)

(4) CIR 中の Plasma Hole

図 13-9d の (a)と(c)は、約 360km/s の低速流に約 540km/s の高速流が追いついた時に出来る CIR の forward shock と reverse shock を表している. (b)は低高速流境界面 (IF) で、T の急減、Vy の符号変化 (西向きから東向きに) と N の漸減、Vx の漸増が見られる. (a)と(b)の間に約 100 分間の N 急減・B 急増・低温度の領域 (plasma hole ; PH) が埋め込まれていて (2 本の点線の間), これに対応する SI-—SI+ペアが SYM-H に現れて、SI-は PH の前側境界に対応している, このイベントでは、IF には密度急減がなく、reverse shock では Vx は急増するが密度が減少して Pd 増にならず、共に SI-を作るこない、N 急減と SI-の時間差、太陽風速度、Wind 衛星の位置の考察から、PH の向きは Parker スパイラルと並行であることが判る、つまり、PH は CIR の微細構造になっている.

以上のように、SI- は、低高速流境界の接線不連続面、磁気雲の前側境界、NCDE の後側境界、小規模プラズマホールの前側境界などによって作られ、reverse shock によるものは観測されていない.

13.5 統計解析

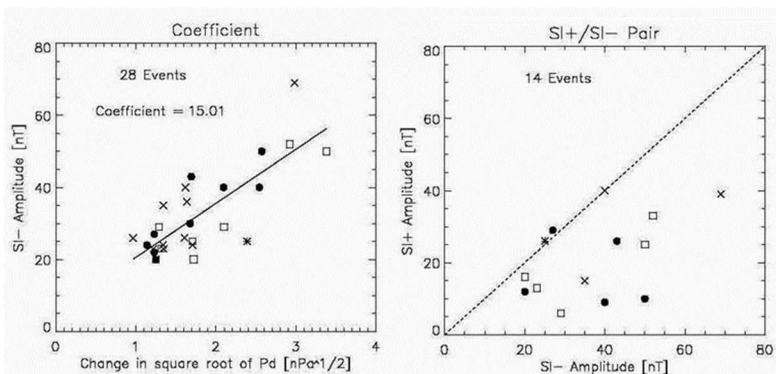


図 13-10 SI-の動圧依存性(左), SI+と SI-の振幅関係(右)

図 13-10 左図は、SI-振幅の太陽風動圧変化依存性を表している. 地下誘導係数を 1.5 と取ると比例係数 15.01 は 10 となり、SC に対するものとほぼ同じ値になる. SI+—SI- ペアとして観測される SI+, SI- の振幅関係を右図に示した. SI-の方が大きい事が判る.

14 1991.3.24 の特異 SC

14.1 放射線内帯の瞬時形成.

図 14-1 左図は、EXOS-D 衛星（あけぼの）による高エネルギー電子の 1 年間の観測結果である [Yukimatsu et al., 1996]. 1991 年 3 月 24 日 0341UT にフラックスが急増し、内部放射線帯が瞬時に作られ、その後 1 年以上存続した. この時、地表では特異なパルスを持つ SC が観測された. 右図に柿岡の H 成分 1 秒値プロット（青色、30 分間）を示す. 最初のパルスは大きくて（202nT）短く（約 1.5 分）、黄色三角印で示した 1 分値では追従出来ない.

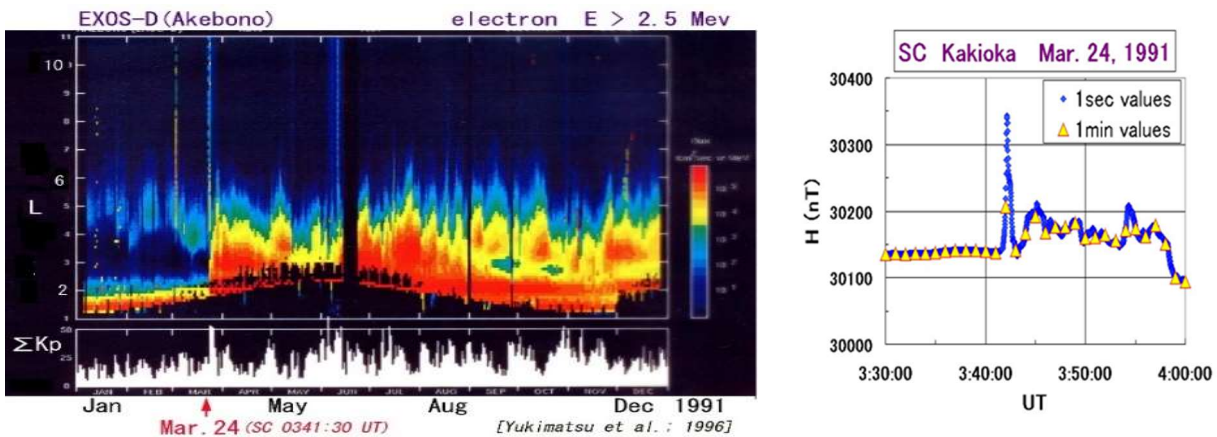


図 14-1 左図：放射線内帯の瞬時形成 右図：柿岡の H 成分（青：1 秒値，黄：1 分値）

赤道面近く地心距離 2.6-Re, 3hLT にあった CRRES 衛星は、図 14.2 左図左に示したように、大きな電磁場パルス（赤・緑色）と高エネルギー電子の drift echo（加速された荷電粒子が経度方向の drift 周期で何回も回ってくる）現象を観測した [Blake et al.,1992]. 右図は、父島（正午頃，赤色）、York（3hLT, 緑）と CRRES（3hLT, 青）の磁場 H 成分である. ほぼ同じ LT にあった York と CRRES で磁場パルスのピーク時刻が一致し、このパルスが昼側から夜側へ 30-40 秒で伝搬したことが分かる.

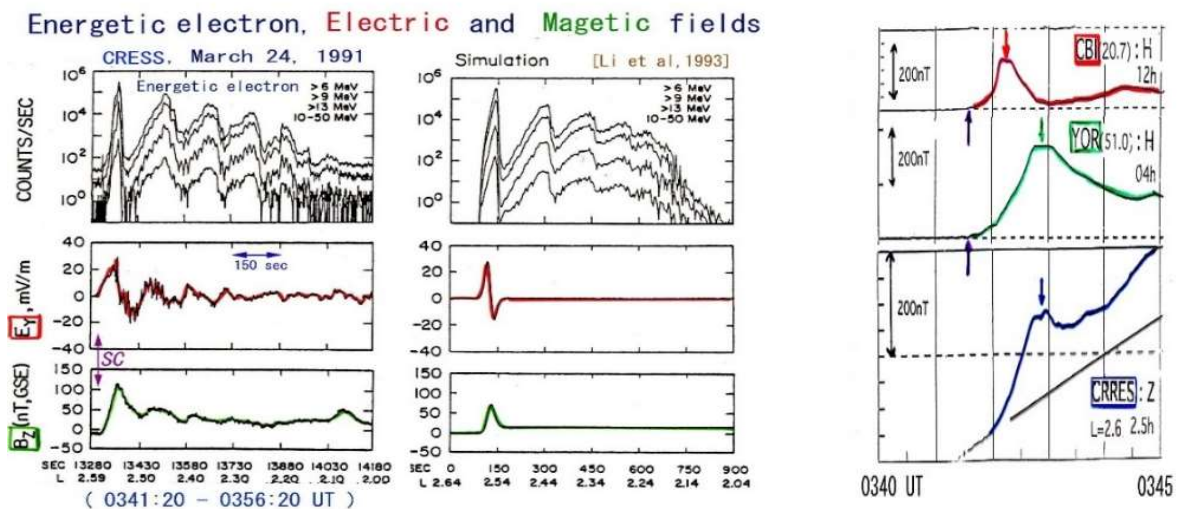


図 14-2 左図：CRRES の観測（上から 電子の drift echo, 磁場, 電場） [Blake et al.,1992] とシミュレーション結果 [Li et al, 1993], 右図：父島, York, CRRES の磁場 [Araki et al.,1997]

14.2 荷電粒子加速の計算機シミュレーションの結果.

Li et al, [1993] は, 図 14.3 に示したように, 15hLT の磁気圏界面が急圧縮され, 北向き磁場増加に伴う双曲型東西方向電場パルス(磁場上昇期に西向き, 下降期に東向き)が尾部方向に伝搬したと仮定して, この波の電場による磁気圏粒子加速をシミュレートした. 図 14-1 左図右がその結果であり, 観測によく合う drift echo が得られている.

この計算では, 波面の厚さは 30000km, 伝搬速度は 2000km/s に固定されている. 電場強度は, 伝搬時刻・地心距離・LT の関数として与えられており, 出発点で 240mV/m, CRESS の位置で観測と合う 40mV/m になっている.

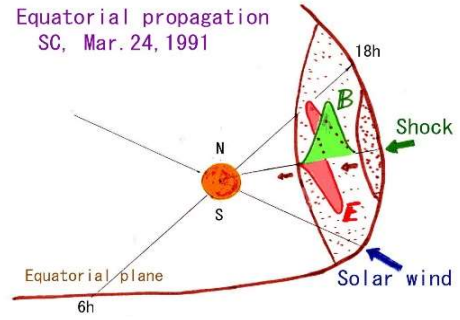


図 14-3 電磁場パルスの赤道面伝搬

14.3 HF ドップラー観測

図 14-4 に, このパルスの HF ドップラー観測 (Nazaki-Kyoto, 8MHz) を柿岡の H 成分と共に示した. ドップラー波形は H の微分形をしており, 最初に西向き電場が電離層プラズマを下降させて正の周波数変化を, 次に, 東向き電場による上昇が負の変化を生じさせた. この東西方向電場の起源については, 二通りの解釈が出来る.

- (1) 昼側磁気圏を地球方向に伝搬する北向き磁場圧縮パルスに伴う双極型電場パルス (西向→東向, 図 14-3).
- (2) 北向き圧縮波面沿いの双極型電場が極電離層に投影され, 瞬時に全電離層に広がった電離層ポテンシャル電場 (西向→東向).

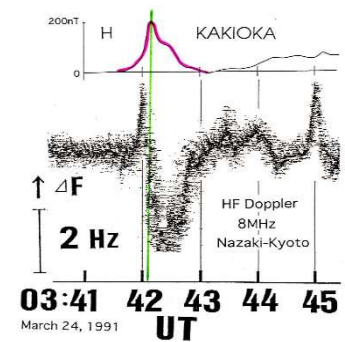


図 14-4 HF ドップラー観測 (Nazaki→Kyoto)

Kikuchi et al. [1985]の解析は, ドップラーシフトの符号が, 昼 (6-22LT) は正→負, 夜 (22-6hLT) は負→正に変化することを示した (4章 図 2.1-2). これは, SC の電離層電場変化が, 昼は西向き→東向きに, 夜は, 東向き→西向きになることを意味する. EXOS-D 衛星観測(図 7-6)は, SC の初期波面上の電場は夜昼を問わず西向きであることを示しているから, この波面電場では, 夜のドップラー観測の最初の東向き電場を説明出来ない. 高緯度電離層に印可される東西方向電場なら, ドップラーシフトの昼夜の違いを説明出来る. また, Kikuchi et al.[2016]の理論計算によれば, 磁気圏から電離層に直接入射する圧縮 HM 波の水平電場は, 高電気伝導度の電離層 E 層と地表によって大きく弱められる (4章 4.4 節を参照).

以上のことから, ドップラーシフトを生じさせるのは, 電離層入射の HM 波動の電場(1)ではなく, 磁力線沿いに高緯度電離層に印加されて直ちに全球に広がったポテンシャル電場(2)と解釈されるべきである.

14.4 地上磁場観測

図 14-5 左図に, 1983-2012 年に柿岡で観測された H 成分振幅が 70nT 以上の SC を振幅順に 17 個プロットした. 考察中の SC (赤)が最も大きくかつ波形が特異であることが分かる. 右図左は, 正午付近にあった 210° 磁力計チェーンと 3-4hLT の SAMNET の H, D 成分のプロットである. 図 14-2 右図で述べたが, H-成分ピークに 30-40 秒位のずれがあり, これは, このパルスが HM 波として下部磁気圏を昼から夜へ伝わったとして良い時間差である. 右図右には, 右図左の振幅のスケールを拡大して H 成分をプロットした. ピークには時間差があるが, 立ち上がり時刻 (赤と緑の矢印))は, 殆ど同じであることが分かる. 時間分解能は 1 秒 (210° チェーン) と 5 秒 (SAMNET) である. これは電離層と地表の間の空間をほとんど瞬間的に伝わる電磁波モードが存在することを示唆しており, 図 7-4 の理論計算を裏付

けるデータである。このような考察は、異常なまでに鋭い立ち上がりとピークを持つパルスの存在によって可能になったのであり、通常の SC では難しい。

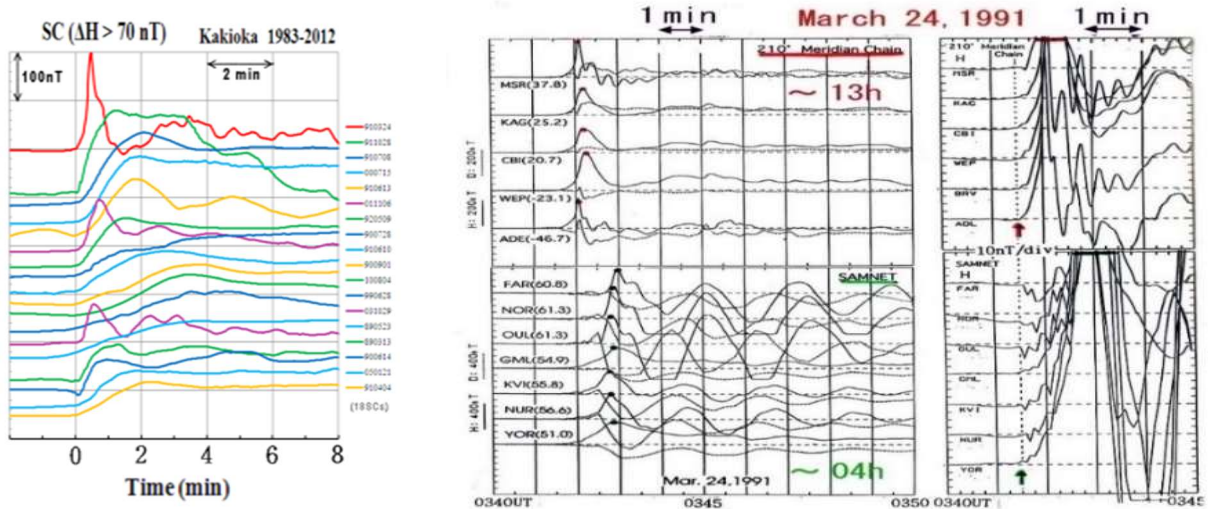


図 14-5 1991.3.24SC の特異性 (左図) と昼から夜への伝搬 (右図) [Araki et al., 1997]

14.5 静止衛星観測

図 14-6 に、夕方にあった静止軌道衛星 GOES-6 (18.7hLT) と GOES-7 (20.5h) の Hp 成分と柿岡 (12h) の H 成分パルスを示した。右下表はパルス諸量の纏めである。GOES 衛星のサンプリング間隔は 3 秒なので時刻は少し前後し得るが、それを考慮しても、測定諸量には有意な差が読み取れる。GOES-6 を零とした onset time の差を見ると、パルスは GOES-6 → 柿岡 → GOES-7 の順に 8 秒前後の時間差で到達しており、マグネトポーズの 15h 頃からパルスが出発したとする Li et al. [1993] の仮定と矛盾しない (磁気圏内波動伝搬速度分布によるが)。パルスは、GOES-6 で 3 秒、GOES-7 では 12 秒で鋭く立ち上がっている。rise/fall time とパルス幅は、GOES-6, GOES-7, 柿岡の順で長くなっており、パルスは磁気圏内部に進むにつれて鈍くなる。

18-19LT にあった GOES-6 でのパルス幅は 15 秒であるから、これを作った太陽風ショックの速度を 1000km/s とすると、その幅は $15000\text{km} \div 2.4R_e$ となる。つまり、2-3 R_e の短い圧縮が磁気圏境界をスイープし、そこから出る短い圧縮パルスが順次到達して柿岡の長いパルスを作ると考えられる。

図 14-7 は、短い太陽風パルスの磁気圏通過の様子を描いたものである。薄い平板パルスの磁気圏接触面 (赤色) は、磁気圏を取り巻く円環になり、この円環が磁気圏を圧縮しながら磁気圏尾へ移動す

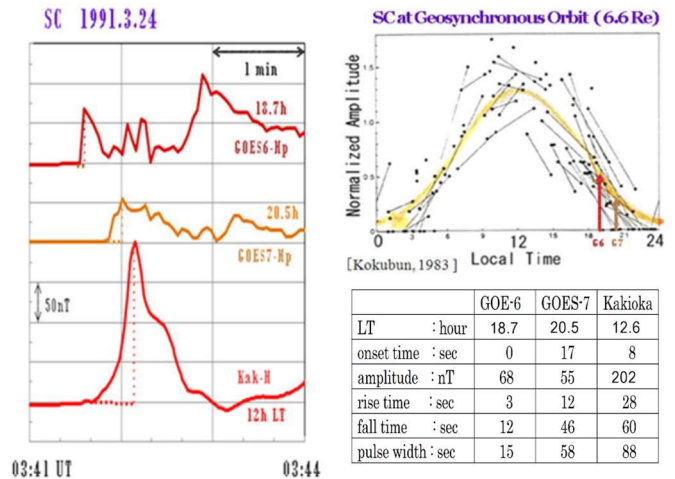


図 14-6 静止軌道衛星 GOES6,7 と柿岡のパルス

Magnetospheric response to a short dynamic pressure pulse in the solar wind

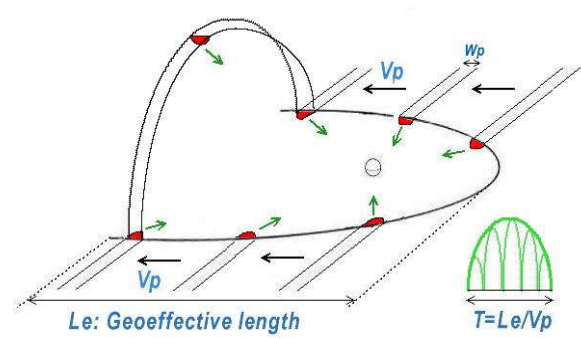


図 14-7 太陽風短パルスの磁気圏通過

る。圧縮効果は円環各点から出て短いパルスとして伝搬（緑矢印）し、地表の観測点では、短パルスが次々に到着して緑色の長いパルスが形成される。

14.6 SCモデルの修正

CRRES が早朝の下部磁気圏で観測した電場パルスの振幅は約 40mV/m (peak-to-peak) と大きいですが、シミュレーション結果は、昼側では数百 mV/m に達することを示している [Gannon et al., 2004].

図 14-5 右図では、210 度チェーンと SAMNET の両方で D 成分が複雑な変化をしており、H 成分正パルスも観測点によって少しずつ異なっていて、DP 成分の混入を窺わせる、昼側の女満別・柿岡の拡大図（図 14-9）は、これをより明瞭に示している、Araki et al. [1997] では、DL 場と DP 場の組み合わせによる先述のモデル（2.6 節）でこの複雑な SC を説明しようと試みたが成功しなかった。

通常の SC では、階段状増加磁場変化とそれに伴う（昼側で）西向き電場が昼から夜に伝搬する。このことから出発して、(5.1)式、 $D_{sc} = DL(\text{磁場上昇}) + DP_{pi}(\text{西向電場}) + DP_{mi}(\text{東向電場})$ が提案された。

1991.3.24SC の巨大短パルスの場合、磁場正パルスの上昇時には西向きの、下降時には東向きの双極電場パルスが伝搬する（図 14-3）。従って、西向き電場が磁力線沿いに投影される通常の DP_{pi} (DP_{pi1} と表記する)に加えて、東向電場による DP_{pi} 2 を考慮する必要がある。つまり、式 (5-1) は次のように置き換えられる。

$$D_{sc} = DL1(\text{磁場上昇}) + DP_{pi1}(\text{西向電場}) + DL2(\text{磁場下降}) + DP_{pi2}(\text{東向電場}) + DP_{mi}(\text{東向電場}) \quad (15-1)$$

即ち、DP_{pi1}, DP_{pi2}, DP_{mi} を作る 3 種の沿磁力線電流 (FAC) が必要になる。

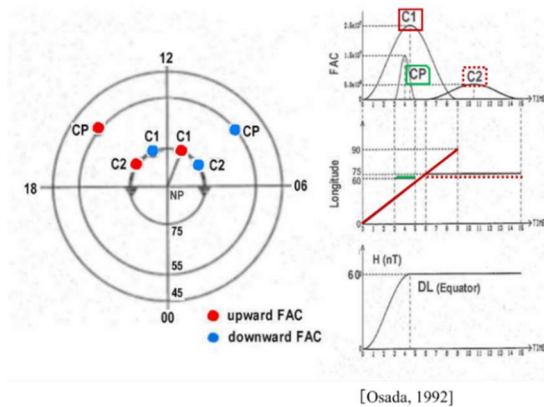


図 14-8 Osada の 3 FAC モデル

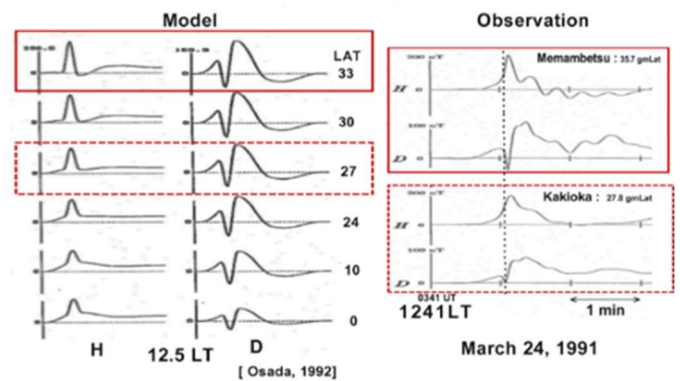


図 14-9 左：Osada の計算結果
右：柿岡・女満別の観測

Osada [1992] は、この SC 現象が報告されて間もなくの頃、この特異 SC の解釈には、第 3 の FAC 導入が必要だと考え、図 14-8 のモデルを考えた。

ここでは、通常の SC モデルにおけるように夕方→朝方（西向き）電場が作る DP_{pi} 対応の FAC ペア (C1) が、75 度緯度円に沿って 12 時から 6 時・18 時方向に動き、朝方→夕方(東向き)電場対応の DP_{mi} FAC ペア (C2) が、緯度 75 度の LT8 時 40 分、15 時 20 分に固定されている。これに加えて、朝方→夕方電場が作る第 3 の FAC (CP) が、緯度 55 度、LT8 時 20 分・15 時 40 分に設定された、それらの強度時間変化は、DL 場の時間変化と共に、図 14-8 図右に示されている。

図 14-8 のモデルに基づく波形合成計算結果と女満別・柿岡の観測とを図 14-9 に示す。緯度別に与えられている計算結果の中で、両観測点に近いものを囲ってある。比較すると、H 成分は少し違うが、D 成分は良く再現されている。

当時、この特異パルスが伝搬波であることも判っておらず、DLとDPの組み合わせで波形をどのように再現するかを試行錯誤した結果なので、第3のFACの物理的意味は不明であったが、Li et al. [1993]のシミュレーションによって磁場圧縮波の伝搬が確かになり、それが圧縮波パルスの上昇期に出来るFACに対応する事が判った、これを知ってモデルを改良すれば、観測とより良く合う結果が得られるであろう。図14-8のモデルで、階段状変化のDLをパルスにし、CPの緯度を高くして、C1と同様に昼→夜に動かし、時間変化ピークをC1の後にシフトすればどうなるか興味深い。

このSCに続く磁気嵐中には、強いPC5脈動が汎世界的に観測されている [Fujitani et al., 1993, Reddy et al., 1994, Lee et al., 2007].

14.7 太陽風パラメーターの推定

このSCは、磁気圏圧縮が放射線帯形成に寄与することを明瞭に示したものと重要である。Li et al.[1993]のdrift echoの説明が成功しているのだから、磁気圏内大パルス伝搬は否定できず、それを作る太陽風動圧パルスの存在も認めざるを得ないが、この時の太陽風データは無い。ユリシーズの観測があり、対応期間に擾乱があるとまでは判るが、遠くなので細かな構造は判らない。このように鋭い大パルスは非線形効果により減衰・変形する筈で、太陽面で生じて形を変えずに伝搬して来たとは思えない。太陽風中のストリーム間相互作用等により地球近傍で形成されたと考えられ、興味深い研究テーマを提供する。

14-6右図のように、静止軌道でのSC振幅には明瞭なLT変化がある。この図を用いて、夕方側静止軌道のSC振幅(18.7時で68nT, 20.7時で55nT)を12hLTの値に直してみると220nT前後の値になる。一方、後述(図A3-1)するように、12hLTの静止軌道磁場(B)は太陽風動圧(Pd)の平方根に比例することが判っており、 $B = aPd^{0.5} + b$ の係数a, bが与えられている。考察中のSCが、Pdの変化、 $Pd_1 \rightarrow Pd_2$ により生じたとすると、 $\Delta B = B_2 - B_1 = a(Pd_2^{0.5} - Pd_1^{0.5})$ とSiscoe et al. [1968]と同様の関係式(1.1式)が導ける。ここで、 $Pd_1 = 2nPa$ (太陽風の平均値)とし、既知の $a = 20nT/(nPa)^{0.5}$ を使うと、 $\Delta B = 220nT$ は、 $Pd_2 = 154nPa$ に対応する。

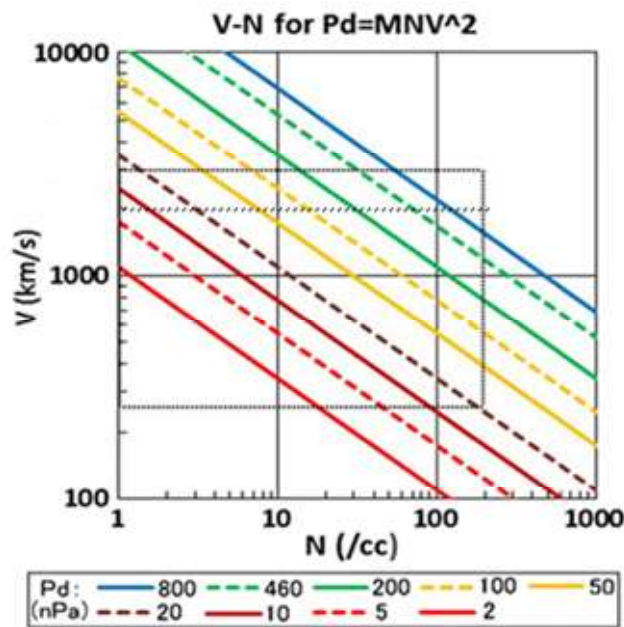


図14-10 太陽風の動圧と密度・速度の関係 [Araki, 2014]

図15.7に、太陽風動圧Pdと密度N, 速度Vの関係をプロットした。点線の矩形枠は、 $N = 1-120/cc$, $V = 250-2000/3000km/s$ の範囲を示している。

$Pd = 154nPa$ は、緑線(200nPa)と黄色点線(100nPa)の間に来るから、例えば、 $N = 100/cc$ なら、 $V \approx 900km/s$, $V = 2000km/s$ なら、 $N \approx 30/cc$ と概算できる。

Cliver et al. [2014]によれば、2000 km/sは太陽風速の上限値のようであるが、先述(9節)のように、rise time Tが、磁気圏先頭の圧縮有効距離 $L \approx 30Re$ をショックがスイープする時間 L/V だとすると、 $T = 30Re/2000km/s \approx 90s$ となって約30秒の短いTを説明出来ない。

Cliver et al. [2014]によれば、2000 km/sは太陽風速の上限値のようであるが、先述(9節)のように、rise time Tが、磁気圏先頭の圧縮有効距離 $L \approx 30Re$ をショックがスイープする時間 L/V だとすると、 $T = 30Re/2000km/s \approx 90s$ となって約30秒の短いTを説明出来ない。

$T = 30sec$ に対応する速度は、 $V = L/T = 30Re/30 = 6370km/s$ と、あり得ない高速になる。この点からも、この異常に鋭い磁気圏パルスを存在させる機構が知りたくなる。大振幅SCのrise timeを決める別のファクターを探す必要が出てきた。

図 12-2 に、Siscoe の関係式 $\Delta H = \alpha(Pd_{20.5} - Pd_{10.5})$ の係数 α の LT 変化が示されている。柿岡の図からこの特異 SC が観測された 12hLT の値は、 $\alpha = 15.1nT/(nPa)^{0.5}$ と読み取れる。この α を使い、 $Pd_1 = 2nPa$ とすると、 $\Delta H = 202nT$ に対して、 $Pd_2 \approx 220nPa$ が求まる。

静止軌道の SC から決めた $Pd = 154nPa$ と地上 SC からの $220nPa$ はかなり異なる。これは、静止軌道と地上の SC の両方に季節変化がある事、1991.3.24SC は、12hLT ではなく 15hLT の磁気圏界面圧縮により生じている事、非線形効果が考慮されていないこと等に依ると思われる。

これらの問題点の考察を深めて Pd 推定の精度を上げれば、太陽風データが無い場合に役立つ。飛翔体観測開始以前には、SC が太陽風情報を得る殆ど唯一の手段であろう。

この特異 SC は、放射線帯の瞬時形成と太陽風・磁気圏における巨大短パルスが存在するという興味深い問題を提供した。

最後に、この日の諸観測データを纏めて示す

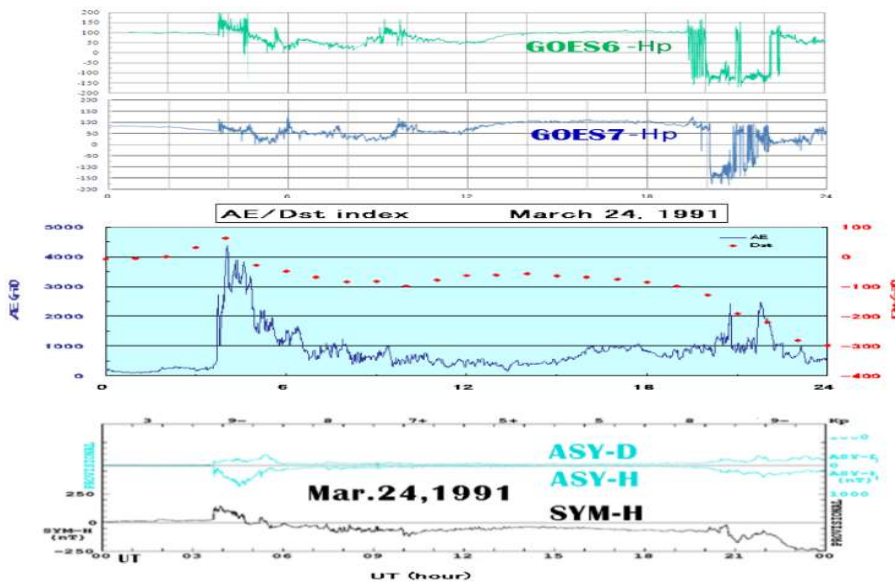


図 14-11
GOES-6,7 の Hp 成分
AE, Dst 指数,
SYM, ASY-H,D 成分
1991.3.24

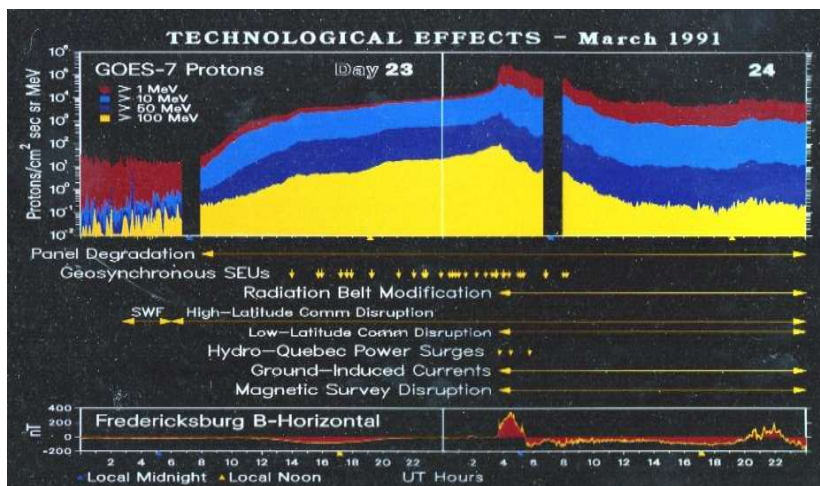


図 14-12
NOAA の総観図
1991.3.23-24

15 SCの長期変化と太陽活動度依存性, 大振幅SC

15.1. Colaba-Alibag と柿岡の長期データ.

放射線帯内帯を瞬時に作った1991.3.24のSCは, その最初に大きく鋭いパルスを持つ点で, 過去に例のない特異なものであった. このSCパルスの柿岡でのH成分振幅202 nTは, 1924年以降の観測の中で, 3番目の大きさであった.

SCの振幅 ΔH と $\Delta(\sqrt{Pd})$ の関係を Siscoe et al. [1968] は線形としたが, この関係はPd変化が大きくなれば飽和に近づいて非線形になるであろう. したがって, 大振幅SCが通常のSCとどのように違うかを考えることには十分な意義がある. そこで, 1924年-2021年3月に柿岡で観測された50 nT以上のSC全て(138SCs)のリストを作った(A-9).

Mayaud は古い観測所を訪ね歩いてマグネトグラムを撮影し, 1868年から100年間のSCのリストを作り[1973], 更に, 1975年までのリストを付け加えた[1977]. このリストのAT欄は, 赤道近くの低緯度観測所(主にインドのColaba・Alibag*1, 欠測時にはインドネシアのBatavia)のH成分振幅, ANS欄は中緯度南北2観測所[北半球: Kew(-1885; 英), Saint-Maur・Val Joyeux・Chambon LaForet(仏), 南半球: Melbourne(-1929)・Toolangi・Amberley・Watheroo(豪), Christchurch(ニュージーランド)]の平均値(どちらかが欠測の時は片方の値)振幅を示している.

このリストから, 低緯度観測所(AT)の振幅が100nT以上のSCを拾い出して表15-1に示した. 1928/7/7(308 nT), 1940/3/24(310 nT)のSCのAT振幅が断然大きい. 1928SCの柿岡の記録は, これが2段階に増加するSCであり, 2段目の最大値を取っても75nT程度の振幅であることを示している. 1928SCのANS 235も, 1940SCのANS1161に比べれば小さく, 汎世界的には1940SCが大きいことを示唆する. 1868, 1869両年のATデータは無いが, この期間のSCのANSの最大値は64nT(1970.1.3)であり, あまり大きなSCは無かったと思える. 従って, 1940/3/24(15.6hUT)SCが1868年以降最大のSCであったらしいと推論できる.

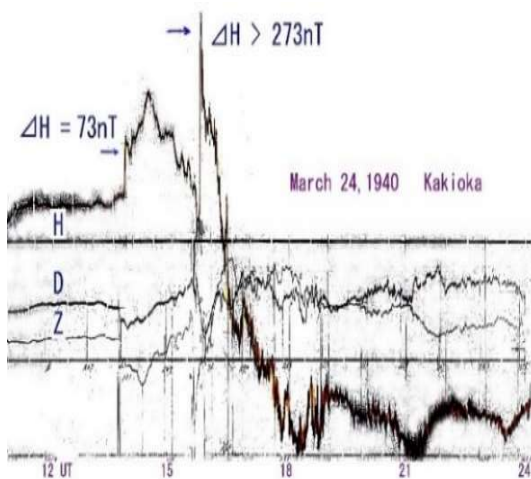


図 15-1 1868年以降最大のSC(柿岡)

Mayaud's SC list 1868-1967 (IAGA Bulletin No.33,1973)

AT (Amplitude at Tropical station*) > 100nT

* Colaba-Alibag/ Batavia No data for AT before 1870

Y	M	D	UT	G	D	AT	ANS	N
1885	6	25	348	233	2.4	115	40	364
1892	7	12	1754	333	1.6	116	61	495
1892	7	16	1724	222	2.4	139	133	497
1909	9	25	1142	333	4.0	102	249	890
1919	8	11	654	333	1.2	112	103	1081
1921	5	13	1306	333	1.5	127	89	1117
1928	7	7	2318	333	3.3	308	235	1282
1938	1	16	2230	333	1.2	163	129	1506
1940	3	24	1536	333	2.4	310	1161	1612
1946	7	26	1842	333	4.4	151	100	1769
1946	9	22	1012	333	2.0	115	246	1778
1947	7	17	1736	333	5.2	133	109	1818
1957	4	17	2330	222	5.6	104	68	2109
1958	2	11	124	333	.4	109	84	2145
1959	7	17	1642	333	2.4	149	217	2213
1960	4	30	1212	233	1.6	116	38	2243
1961	9	30	2106	222	1.2	111	83	2302

ANS : normalized amplitude averaged over N/ S stations

表 5-1

図 15-1に, 柿岡の1940大SCの磁場記録を示す. 最初の大きなSC(73nT)の後, 磁気嵐主相初期に大パルスが現れている. 振幅は273nT以上(飽和している)と計測されている.

図 15-2 左図(a)に、Colaba-Alibag の 1870-1968 年の SC の発生頻度 (緑色)・平均振幅 (空色) を太陽黒点数 (SSN, 赤色) と共にプロットした。100nT 以上の SC の振幅を空色三角印で示してある。(b) は、柿岡の 1924 年以降の SC の同様のプロットである。頻度・振幅共に SSN と相関しているが (図 1-5 参照), SSN の下降期に大きな SC が現れる傾向がある。右図には、静止軌道衛星 GOES12 が LT12 時頃に観測した SC (2005.1.21, UT17 時) 時の GMC (Geosynchronous Magnetopause Crossing) の例を示した。8 時頃の GOES-10 は、この GMC を検出していない。

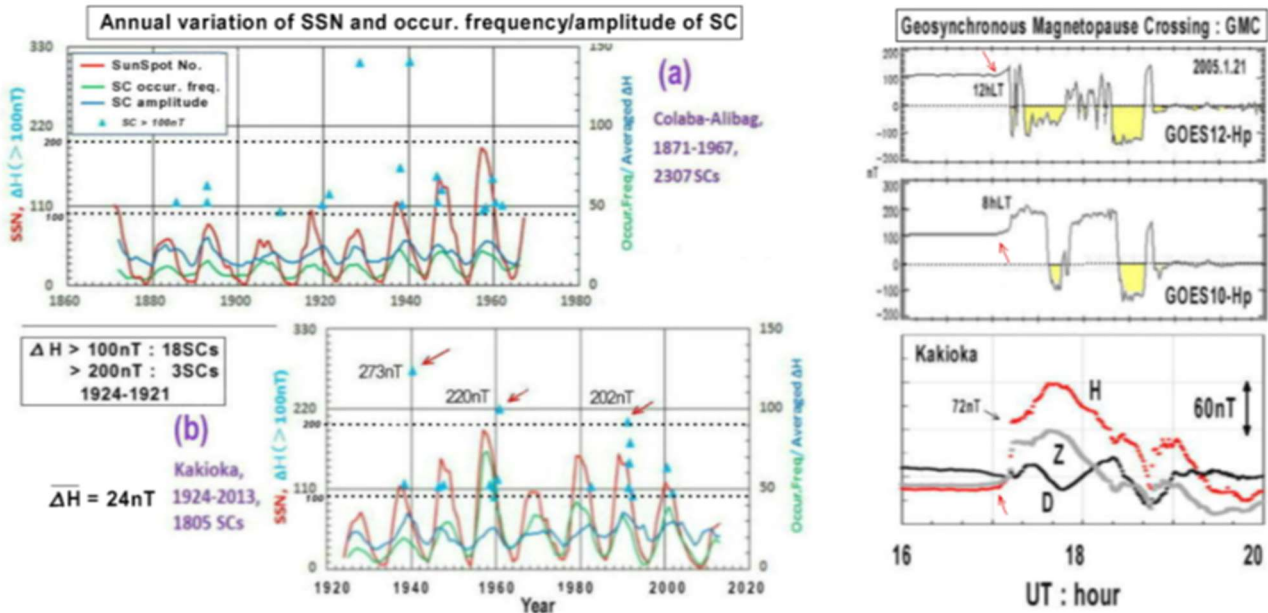


図 15-2 左 : SC の長期変化 (a) : Colaba-Alibag (b) : Kakioka
 赤 : sun spot number 緑 : SC 頻度 空色 : SC 平均振幅 三角 : 100nT 以上の SC
 右 : SC 時の GMC (Geosynchronous Magnetopause Crossing) の例

図 15-3 左図は、柿岡と Colaba-Alibag の SC 振幅の頻度分布を示す。両観測所で、50nT 以上の SC は極めて少ないことが判る。右図は、柿岡の SC と Normalized Sun Spot Number (NSSN) の関係を見るプロットである。NSSN は、黒点数の極小年を 0 年、極大年を 4.3 年、周期を 11 年に固定したものである [Watari, 私信]。大振幅 SC は黒点数下降期 (NSSN 6~7) に観測されており、大磁気嵐出現と同じ傾向を示している。

15.2. 大振幅 SC の特徴

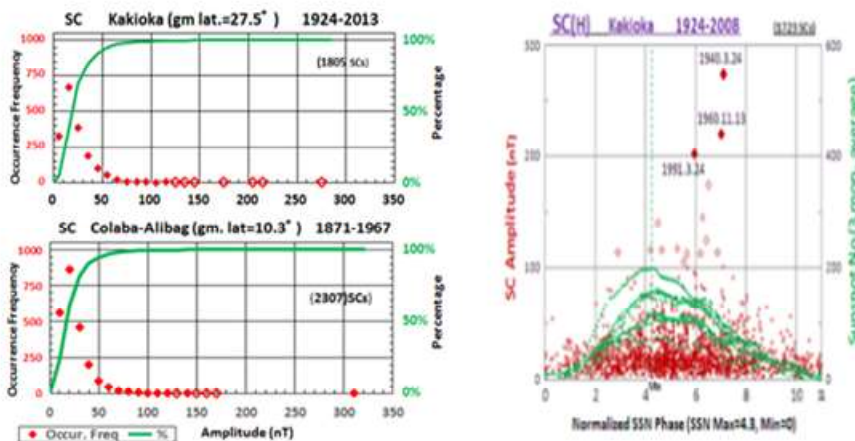


図 15-3
 左 : SC 振幅頻度分布
 柿岡/Colaba-Alibag
 右 : SC 振幅の
 太陽周期依存性

先述のように、SCは非線形現象なので、大きなSCは普通のSCと異なった性質を持つと思われ、大振幅SCの解析には意義がある。そこで、1924年以降に柿岡で観測された3大SC(図15.2(b)に赤矢印、図15.3右図に特記)を調べた。図15.2(b)図に示したように、この期間の柿岡で100nTを越えるSCは18個で1%以下、200nT以上は3例しかない。

図15.4はこの3大SCの磁場記録である。時代を反映して、左から、normal-run magnetogram(記録速度2cm/sの写真記録)、1分値、1秒値のプロットであるが、1960SC(中図)の1分値はデジタル化された値である(柿岡のデジタル記録は1973年頃に始まった)。一見して、3SC共通に短くて大きい初期パルス(緑矢印)が現れていることが判る。左図の拡大図から、1940SCのパルス幅を4分以下と計測したが、更に鋭いパルスがあるようにも見える。

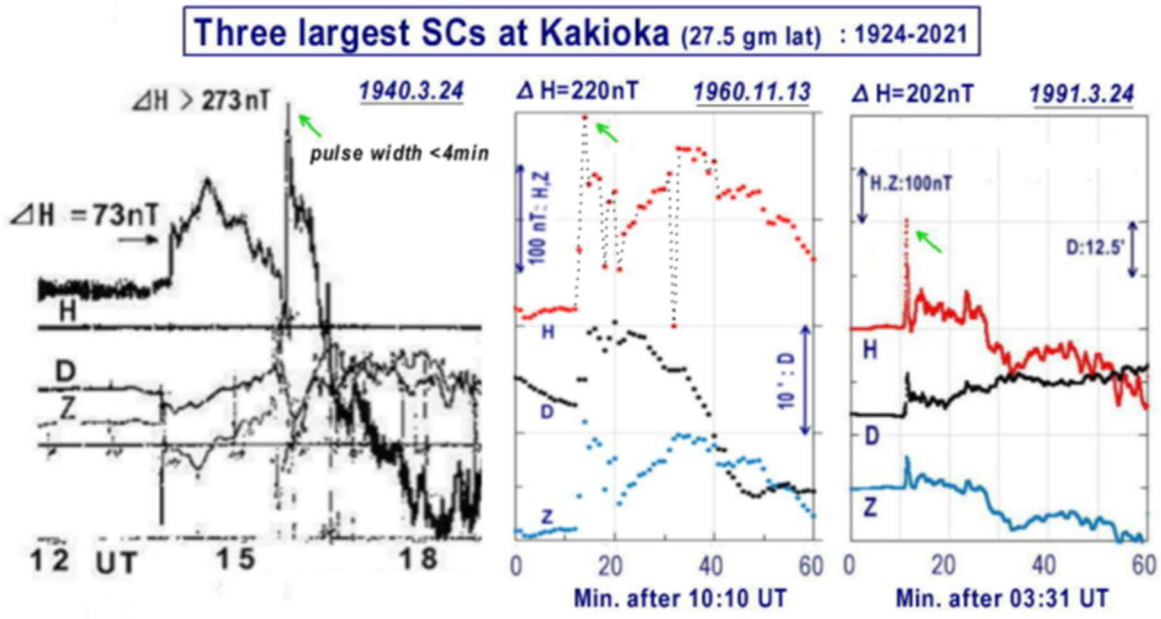


図 15.4 柿岡の3大SC (1924-2021)

図15.5に、19611113SCのGuam(地磁気緯度:5.5°)のnormal-run magnetogram(記録速度2cm/hour)、rapid-run magnetogram(20cm/s)を柿岡の1分値プロット共に示した。印画紙への写真記録なので、早い変化は薄くなるが、極大値・極小値は明確に記録されており、これより、パルスの諸元(A:振幅, Tr:rise time, Tw:パルス幅) = (184nT, 82s, 155s)が測定された。

3大SCには鋭く大きなパルスが先行することが判ったので、対応する太陽風ショックの構造に注目する必要があるが、残念ながら3現象共に太陽風データがない。

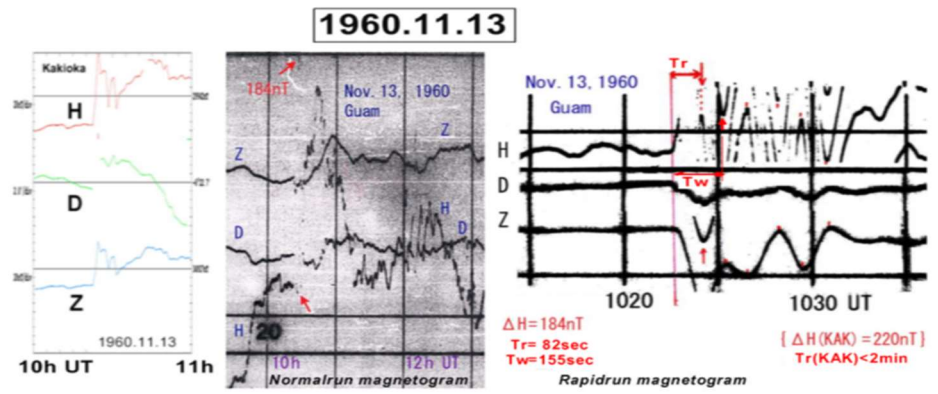


図 15.5 19601113SCのGuamの磁気記録

15.3 PI電流系は常に存在するか？

図 3-4 は、磁気赤道昼側の SC* (PRI が先行する SC) の出現頻度率が、正午頃に最大値 60-70% を取ることを示している。そうすると、残りの 30-40% には PI 電流系が存在しないのか、あるいは、存在するが赤道では検出されないのか、という疑問が生じる。

図 15-4 の 1991.3.24SC では、正午頃の女満別・柿岡・鹿屋で PRI は検出されていない。ほぼ同じ LT の 135 度子午面磁力計チェーン観測点でも同様であった。

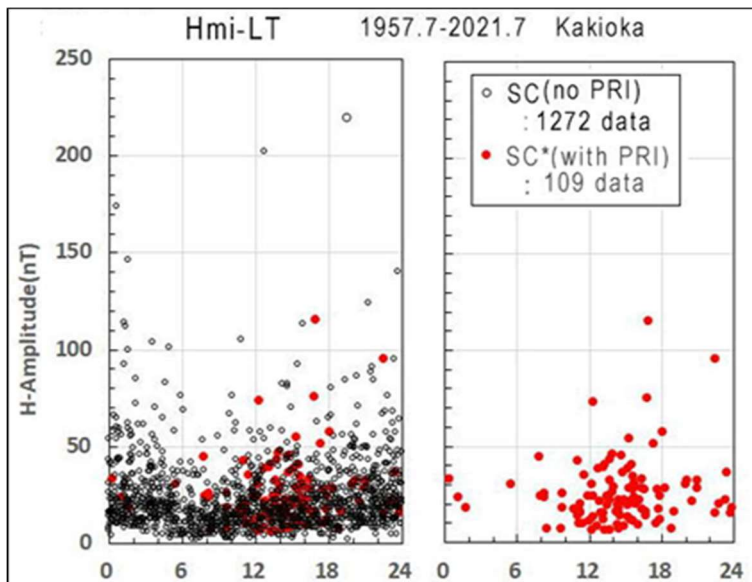


図 15.6 SC の振幅日変化 (柿岡)
黒丸 : PRI なし
赤丸 : PRI 有り

図 15.6 に、柿岡の SC 振幅日変化を PRI を持つものと持たないものに区別してプロットした。左の散布図には、振幅が夜中付近で大きく、6-7 時 LT で小さくなる特徴が現れている。

PRI は午後側に多いが、振幅が 120nT 以上になると現れない。これは、大振幅 SC は圧縮度が高く DL 場が大きく鋭いので、それにマスクされて PRI が見えなくなると解釈できる。Koror の正午で PRI がいない SC の多くは、PI 電流が弱くて検出が困難な場合に当たるのであろう。

我々のモデルでは、太陽風動圧増加の初期には必ず PI 電流系が出来ると考えるので、もし、これが無い SC が見つかったら新発見になる。今後、事例解析を蓄積する必要がある。

Colaba-Alibag 観測所

ボンベイ(現ムンバイ)市は、アラビア海を西にボンベイ湾を東にして南に伸びる細長い半島の先端に、イギリスが築いた都市である、1826 年、東インド会社は、その南端 Colaba に、正確な時刻をボンベイ湾に停泊中の船舶に報知するための天文観測所を設立した、今もその構内中央にシンボルのように立つ塔から、赤い球を落下させて正午を知らせたといわれる、1841 年には、気象と地磁気の観測が開始された、地磁気観測は 1845 年から 2 時間毎の定時観測になり、次いで毎時観測となった、最初は目視観測であったか、Charles Brook (1846) によって考案されたミラーとドラムによる写真記録装置が次第に普及し、Colaba 観測所も 1871 年からこれによる連続観測に移行した、1900 年にボンベイ市の鉄道馬車が電気鉄道に代わる事になったので、磁氣的擾乱を避けるため、ボンベイ湾を隔てて東南約 30km の Alibag に新しい観測所を作ることになり、1904 年から 2 年間の同時比較観測の後、磁場観測を移した。

Dr. N. A. F. Moos は、1896 年から 1919 年まで、初代インド人所長として Colaba-Alibag 観測所の発展に尽力した、両観測所の観測とデータの詳細な解析についてまとめた彼の著書 "Magnetic Observation

made at the Government Observatory, Bombay, 1846–1905, Part I & II " は、インドでは、地磁気学の聖書のように扱われ、彼の名は、インド地磁気研究所（IIG）の住所、
Indian Institute of Geomagnetism, Dr. Nanabhai Moos Marg, Colaba, Bombay 400005.
に残されていた（今は、IIG は移転している）。

16. 新しい機構の発見に繋がる観測データ

右図は5-14図としてコンピュータシミュレーションの効用を示すのに用いられた1979.4.5SCである。

オーロラ帯を中心とする緯度で、低緯度側の[負PI+正MI]構造が緯度の増加と共に[正PI+負MI]構造に変わっていく様子がよく再現されている。

この構造には、もう一つ、この[PI+MI]のタイムスケールが、緯度と共に大きくなるという特徴があった。

このSCのプロット図は、高緯度午後側SCの典型例として、偏波の解析[Araki & Allen, 1984]の際に作られた。図3-7では、午前側のスカンディナヴィアの同時観測と、また、図11-1では、別の午前側SCと比較されているが、比較対象の二つのSCは、共に、高緯度ほどタイムスケールが長くなっている。

Fujita et al. [2003a]のコンピュータシミュレーションで、観測に合う緯度変化が出されたが、その原因は究明されなかった。ところが、最近の新しいスキームによる計算結果を、このことに着目して解析した結果、その機構が解明されることになった[Fujita et al., 2022]。

詳細は5章で解説されるが、太陽風動圧急増に対する磁気圏応答のごく初期には、磁気圏内を伝搬する圧縮HM波面からのFACだけでなく、マグネトシースに起源を持つFACも存在して、両者がPI場形成に寄与すること、これによる極冠内電離層電流の昼→夜の移動速度が、高緯度では低緯度より遅くなること等が骨子になっている。

原因が判らないまま残っていた緯度構造の機構を解明しようとするコンピュータシミュレーションの結果の注意深い解析によって、磁気圏非定常応答の新発見に繋がることになった。これは、SC研究からしか得られない大きな成果である。

今までに想定されていなかった新しい電流系が極冠内に存在することが判ったので、それを踏まえて、極冠内SCのデータを解析すれば、新しい性質が判ると期待される。極冠内のSCは、未だ十分には調べられてない。

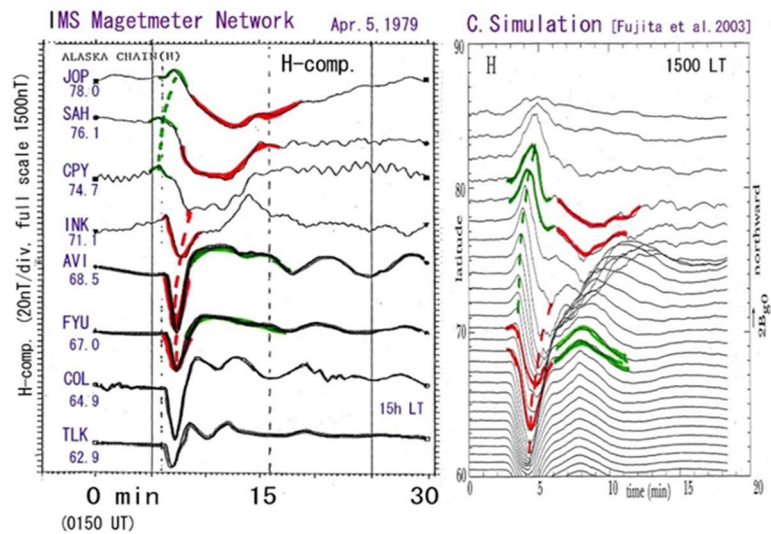


図 16-1 観測とコンピュータシミュレーション結果の比較

17. SC 研究の問題点, 今後の課題.

地表で観測される SC 波形の汎世界的分布 (図 1-6) は, $D_{sc}=DL+DP_{pi}+DP_{mi}$ のモデル (第 4 節) で説明できるが, これで SC の全貌が判った訳ではない. 全地表, 全磁気圏で検出される SC は, 検出場所によって異なる様々な顔を示すから, それらを注意深く解析することによって, 太陽風動圧急増に対する磁気圏—電離圏—導体地球系の反応の様々な面が見えてくる. この観点から, 今の SC の解析は, まだまだ不十分である.

(1) 非線形現象としての SC ; 大振幅 SC.

大きな SC の発生時には, マグネトポーズは静止軌道 (6.6Re) を越えて内部磁気圏にまで入ってくる (図 15-2). これは, 昼側磁気圏のサイズが半分くらいになり得る事を意味するから, 大 SC は, 数では圧倒的に多い小さな SC (図 1-2) の線形的延長からは類推できない非線形的の性質を持つであろう. 大振幅 SC の解析は, 太陽風-磁気圏関係についての新しい理解に繋がる可能性を有しているが, これに着目したの解析は, 殆どなされていない.

A. 放射線帯の形成

1991.3.24 の大 SC は, 強い磁気圏圧縮が放射線帯を形成し得ることを示した (図 14-1). 赤道近く of 3hLT, 2.6Re に在った CRESS は, この SC の先端に単極型磁場大パルス (~100nT) と双曲型電場短パルス (~40mV/m, peak-to-peak) を観測した. Li et al. [1993] は, このパルスが 15hLT の強い磁気圏界面圧縮により作られたと仮定し, その伝搬が磁気圏荷電粒子を加速して内部放射線帯を形成させたとする計算機シミュレーションにより, 観測と合う結果を出した [図 14-2]. どのような SC が放射線帯を作るのか, 先端部のパルスが必須なのか, 詳しく調べなければならない.

B. SC 先端部の大振幅短パルスの起源

SC 先端部の巨大短パルスは, 他の大振幅 SC にも見られる (図 15-4) が, その起源は明らかではない. このような大きく鋭いパルスが太陽風中に長く存在出来るとは思えず, 太陽風起源であれば, このパルスが地球近傍で作られる機構を探さなければならないし, 短パルスが磁気圏をスイープする際の磁気圏内の変動についての考察 (図 14-7) も必要になる. 巨大短パルスが磁気圏内で出来たのなら, 強い圧縮がそのようなパルスを生む機構を調べる必要がある.

C. 大振幅短パルスの磁気圏での変形 SC のモデルでは, 昼間側磁気圏を地球方向に伝搬する階段状磁場増加の波面には西向き電場が存在し, これが極地方電離層に投影されて DP_{pi} を作ると思った. 先端部に単極型磁場パルスがあると, それには双曲型電場パルスが付随するから, 西向きの電場に続く東向き電場の効果も考慮しなければならない. つまり, $DP_{pi}=DP_{pi1}$ (西向き電場) + DP_{pi2} (東向き電場) となる. この二つの DP_{pi} 場は, 圧縮波 (DL 場) としての単極型磁場パルスを変形させるから, その考察が必要になる.

D. 大振幅 SC と PI の関係: 大 SC の際には PI が現れにくいように思われ, これは, 強い圧縮によって PI 電流系がマスクされると考えられるが, それでよいのか調べる必要がある.

E. rise time: SC の rise time を決める要素は幾つかある (図 8-1) が, 太陽風のショック/不連続面が磁気圏圧縮の実効距離 (30Re 程度) をスイープする時間が主な役割を果たすと考えられる. ショック/不連続面が傾いている場合はこの時間が長くなり, rise time は大きくなる (図 8-8). 太陽風速度と rise time が逆相関であることも判っている (図 8-10). 大振幅 SC の rise time は短くなる (図 8-4) が, これは, 大きな太陽風衝撃波/不連続面は速いからと考えて良いであろう. しかし, rise time がこのスイープ時間だけで決まるとすると, 100 秒以下の短い rise time には衝撃波/不連続面の速度が大きくなりすぎるので (参照: 14.7 の議論), ショック/不連続面の速度以外の要素の考慮が必要になる.

(2) 地上観測データの解析

A. オーロラ帯と極冠内 SC の振舞い

Fujita et al.の計算機シミュレーション(2021)は、今まで説明出来なかった極冠内 SC 波形の緯度依存 (図 16-1) を再現すると共に、極冠内にはマグネットポーズ起源の新しい電流系が存在する事を示した。データが少なかったこともあって、極冠内 SC は殆ど解析されていない。オーロラ帯 SC の解析も不十分である。この章の 10 節で、IMF-Bz が南向きの時には、SC の equatorial enhancement と FAC が強くなることが判ったが、極冠内では、SC の IMF-Bz 依存性がより明確に判ると期待される。極冠は、SC に限らず惑星間空間と外部磁気圏の情報が得られる貴重な領域なので、観測と解析の強化が望まれる。

B. SC の偏波

SC 偏波の典型的分布は、緯度 70° 付近の境界の低緯度側で、午前で左 (反時計) 回り、午後で右 (時計) 回りになり、境界の高緯度側では、その逆になるものである。この緯度・LT 特性は、地磁気脈動の polarization rule [Samson et al., 1971] と同じだが、緯度方向の逆転の無いもの、あっても LT 依存が異なるもの、変化が複雑で偏波が判定できないもののがかなりあって、rule に従う典型的分布は半数以下ではないかと思われる。

しかし、この結果は、汎世界的現象である SC を限られた観測点領域で見るという観測上の制約に左右されている。例えば、アラスカチェーンデータでは偏波は不規則であったが、異なる LT にチェーンデータがあれば、そこでは規則的な偏波が現れていることがあり得るであろう。図 11-3 のように出来る限りのデータを集めて、汎世界的同時分布を見る努力が必要になる。

SC 偏波の解析例は少ない。個々の SC について LT—緯度座標のどの領域に偏波が現れるのか同時汎世界的分布を調べる必要がある。

負 SI の偏波の向きの分布も正 SC と同じ polarization rule に従う。これは、朝夕磁気圏界面内側の磁力線の曲がりでは解釈出来ず、FAC が作る電離層渦電流 (IC) の移動 (図 11-2) で説明出来るが、このモデルの妥当性も更に詳しく調べられねばならない。

C 中低緯度の SC

中低緯度の SC の性質は、かなり判ってきたが十分とは言えない。例えば、SC 振幅の equatorial enhancement は、高緯度に印可される電場の大きさや印可位置に依るであろうから、それに応じた計算との比較が必要になる。南大西洋磁気異常帯では SC の性質が異なる [Shinbori et al., 2010] が、これもより詳しく調べられなければならない。SC の D(Y)成分変化は、H に比べると余りよくは判っていない。

(3) 磁気圏内の SC

A SC の磁気圏内位置依存 SC 生起時には、磁気圏界面電流、環電流、沿磁力線電流、尾部電流、電離層電流など磁気圏・電離層を流れる殆ど全ての電流が変化する。地上では、これらの電流が作る磁場の総和を観測しているのだが、磁気圏内の飛翔体は、それぞれの源電流をより近くで観測でき、地上観測の平均像では判らぬ特性を知ることが出来る。例えば、静止軌道では、昼間は磁気圏界面電流、夜は尾部電流の効果が検出でき。朝夕には、太陽風動圧増加による磁力線の曲がり判る。それぞれの飛翔体の位置の特徴を生かした観測により、各電流の寄与を分けて知ることが出来るであろう。

B SC の磁気圏内波面

同時観測できる飛翔体が少ないので、磁気圏内の SC の波面を描いた解析 (図 7-1, 図 8-9) 等) は少ない。昼側静止軌道を地球側へ横切った波面は、HM 波速度が下部ほど小さくなる地球付近で地球を取り囲むようになる (図 7.2) が、EXOS-D の電場観測は、内部磁気圏で既に波面は地球を中心とする円筒形になる (図 7.9) ことを示している。しかし、SC の磁気圏内波面は太陽風ショック/不連続面の速度と磁気圏内 HM 波速度の大小関係に依存している筈であるので、この点に着目した解析が必要である。

C SC の太陽風速度・密度依存性

SC は太陽風動圧の大小に依存するとして解析されてきたが、動圧が同じでも、速度と密度の組み合わせで変わる可能性がある。この点に着目した研究は、未だ多くない。

(4) 飛翔体観測以前の太陽風ショック/不連続面

飛翔体観測以前の太陽風情報を得る手段は、多分、SC 以外には無いであろう。SC の振幅と rise time (

分単位)は、Colaba-Alibag では 1868 年から、Kakioka は 1924 年から記録されている。

SC から太陽風情報を得るには、SC が磁気圏に入ってからの変形を除去する必要がある。その主なものは日変化・季節変化と誘導電流効果である。9 節で、日変化は主に電離層電流(IC)と沿磁力線電流(FAC)によって作られ、4-6hLT で IC+FAC の磁場がほぼ零になると述べた。従って、長期データから、春夏秋冬の季節ごとの日変化を求めておき、それを用いて、特定の SC の振幅を 4-6hLT の値に基準化して、太陽風との関係を求めるのが良いと思われる。

SC 振幅の長期変化は図 15-2 で与えられているが、精度の高い太陽風情報を得るには、上述の操作が必要である

(5) 誘導電流効果

SC の時間変化は現象毎に異なるから、誘導電流効果も一定ではないが、今までは、1.5 倍程度だろうとおおざっぱな事で済ましてきた。現象毎の誘導電流効果の計算をルーティン化して、誘導電流の寄与をより高い精度で求めなければならない。

力武先生は、「SC の研究者は、誘導電流効果を軽視しているが、これは、いけませんよ」と言っておられた。

(6) コンピューターシミュレーションの重要性

磁気圏中心に位置する小さな地球の表面で検出される 10 分程度の SC の地磁気変化から、磁気圏-電離層-地球系に流れる大きな電流系が推定出来るのは素晴らしいことであった。これは、磁気圏を作る磁力線の殆どが地球に繋がり、磁気圏情報がこれに沿って地球高緯度に伝えられるという特殊事情に依る。しかし、データから判るのは、大まかな構造であり、磁気圏現場で生じている物理を詳しく知ることはできない。飛翔体観測でも、同時に観測できるのは多くても 10 点程度であり、全磁気圏での変化を知るには限界がある..

5 章で詳述されるように、全磁気圏で変化が生じる SC 現象の理解には、コンピューターシミュレーションが特に有効に働く。観測と計算結果の一致を示す本章の図 3-7, 5-12 が、それを証明しており、これらの一致によって、データ解析からの定性的モデルが、大筋において正しかった事が判って、勇気づけられた。

コンピューターシミュレーション結果は、観測データのとの比較に使われるだけではなく、16 節に述べたように、磁気圏非定常応答の新しい機構の発見にも繋がり、それが又、新しいデータ解析のヒントを与える。

(7) 汎世界的現象としての SC の認識

SC は、源が太陽風衝撃波/不連続面であると判っており、その結果生じる短い電磁場変動が、磁気圏と地表の何処でも検出できる特殊な現象である。

先述のように、SC の現れ方は地表では緯度・LT に強く依存し、磁気圏では、SC 時に変化する磁気圏電流源と観測点の相対位置関係によって変わる。したがって、SC の解析は、常にその 3 次元汎世界的構造に着目しながら進めなければならない。固定点や同一飛翔体による多くの SC の統計的解析も有効であるが、同時に、個々の SC の地表と磁気圏に於ける同時波形分布を念頭に置く必要がある。

(8) 日本の伝統としての SC 研究.

日本の近代地磁気学の祖である田中館愛橘は、IUGG- IAGA の前身にあたる IGGU-STME に設けられた SC 調査委員会の責任者として SC 研究を推進した (第 1 章参照)。以後、多くの日本人研究者が SC に興味を持ち、SC 研究は日本の得意分野になった。SC 論文の引用数も日本のものが最も多いと思われる。多くの日本人が SC 研究に参加し、この伝統が守られることを期待したい。

18. 結語

(1) 基礎過程としての SC.

これまで述べてきた SC モデルでは, DPpi, DPmi 共に磁気圏電場が磁力線沿いに極域電離層に伝わり, 生じた電離層電場が赤道を含む全世界に瞬時に伝達されると考える. この電場は昼側赤道では弱まるが, Cowling conductivity によって強い電流が流れ, 振幅の equatorial enhancement が生じる. 夜側赤道にも電場が来ているが, 電気伝導度が低いので強い電流は流れない. DP2 変化 [Nishida et al, 1966, Kikuchi et al, 1996] や地磁気脈動 [Motoba et al., 2002] 等, 昼側赤道で強まる他の極起源現象もこの機構で解釈できる. また, 極→赤道水平伝搬の途中で磁力線沿い上向きに電離層から内部磁気圏や夜側磁気圏尾部に電場が伝わることもあり得る [Hashimoto et al, 2001].

この過程は SC だけでなく, 磁気圏電場を内部磁気圏・低緯度電離層へ運ぶ基礎過程として重要であり, 我々のグループ内では当然のことであったが, 世の中に受け入れられるには長い年月を要した*1. 磁気圏電場の極域電離層への沿磁力線沿いの投影は基礎過程として広く認識されるようになり, PI や MI だけでなく DP2 も equatorial enhancement を示し, 計算も観測と合うのに, 電場による極-赤道結合関係に目が向かないのか不思議であった. 菊池氏が普及に努めた結果, それを認める研究者が多くなってきたが, 何故それが可能なのかを考える人は少なかった. IMF と良相関を持つ低緯度上部電離層電子密度異常増加が話題になり, 低緯度内部磁気圏への太陽風電場短時間進入機構が議論されてきた [例えば, Manucci, 2005] が, 我々は, ずっと以前から, 磁気圏電場が極地方電離層を経由して赤道に伝えられるのを, 疑問の余地のない当然のことと理解していた. 極域と赤道の電離層は緊密に結合しており, 昼側赤道は, 極域電場に起因する電磁気現象を局所的擾乱を除いて検出するのに好適な場所なのである.

*1 1989 年の IAGA (Exeter) 講演で, C.P. Reddy 氏が, 「極と赤道で同じ形の地磁気変動が見られて不思議だ」と話したことがあり, そのメカニズムについての Haerendale 氏の質問に, 「Japanese scientists が, 極電場が瞬時に赤道に来ると言っている」と答えたことがあった. 後方の席で聞いていた私は, Japanese scientists とは誰だろうと思ったが, それは我々のことであった. それ程に, 電場・電流による極-赤道瞬時結合は, 常識的な考えではなかった.

(2) SC モデルの構築と検証

SC の morphology からモデル構築へ進む際に最重要であったのは, 昼側赤道の PRI は高緯度 PRI とは別の赤道固有の機構で作られるとする当時の風潮の中で, 同一原因の汎世界的現象の現れであると気づいた事であった. その意味で, この第 2 章の図 3-3 が最も重要になる.

当時, SC の初期に, 負→正, 又は, 正→負のパルスが現れることは指摘されていた (図 2-3) が, 図 1-6 のように波形の汎世界的同時分布を見ようとする研究者は居なかった. 図 3-3 では, 中緯度で消える PRI が正午頃の赤道では高緯度午後側の PRI と同じ波形で同時に現れており, 図 1-6 では, Huancayo (昼側赤道) と Narsarsuaq (午後側高緯度) の SC の波形が入れ替えても判らないくらい酷似している.

このモデルは, 極→赤道瞬時伝搬モード存在の立証 [Kikuchi et al., 1978, Kikuchi & Araki, 1979a,b], 沿磁力線電流が作る電離層電流の計算 [Tsunomura & Araki, 1984, Osada, 1992], 低高度衛星-地上同時観測による電離層電流の検出 [Araki et al., 1982, Han et al., 2007] 等によって支えられ, 定着していった.

(3) 静電場変化としての SC

低緯度 SC の多くは 2-10 分の rise time を持つ (図 1-2 右図). 磁気圏内 HM 波の平均伝搬速度を 600km/s と取ると, SC の空間スケールは 12-55Re と昼側磁気圏のサイズより大きくなる. また, rise time の考察 (8 節) から, SC に実質的に効くのは, sub-solar point から尾部方向へ 30Re 程度のマグネットポーズの圧縮であると考えられるから, SC の波源は点ではなく長さ約 30Re の筒の内側全面と想定し

なければならない。これらのことから、地上では波源から1波長以下の距離でSCを観測していることになり、波動場より静電磁場が卓越する。磁力線沿いに高緯度電離層に印可される磁気圏電場もほぼ瞬時に全世界に伝達されるから(5.1節)、変化場であっても各瞬間毎に静電場が世界を支配していると言える。5.2節(沿磁力線電流が作る電離層電流分布)や5.4節(SC波形の合成)の静電磁場の計算がSCの考察に有効なのは、この事に由来する、一般には波動の基本的性質とされる偏波も、電離層電流渦の移動で、より合理的に説明できる(11節)。

短時間で変化するSCが波動的性質を持つのは当然であり、我々も、ここまでの記述の中で波動伝搬の概念も使ってきた。しかし、波動で説明出来るのはSCの一側面であり、本質的にはSCは静電磁場現象なのである、磁気圏波動の研究者の中には、SCを波動だけで解釈する人がいるが、それではSCの一部を見ているに過ぎない。

引用文献

- Adams, W. G, Comparison of simultaneous magnetic disturbances at several observatories, *Phil. Trans. London*, A283, 131-140, 1892
- Akasofu, S., The development of geomagnetic storms after a negative sudden impulse, *Planet. Space Sci.*, 12, 573, 1964.
- Araki, T., Global structure of geomagnetic sudden commencements, *Planet. Space Sci.*, 25, 373-384, 1977.
- Araki, T. and J. H. Allen, Latitudinal reversal of polarization of the geomagnetic sudden commencement, *J. Geophys. Res.*, 87, 5207-5215, 1982.
- Araki, T., T. Iyemori, and T. Kamei, Sudden commencements observed by MAGSAT above the ionosphere, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36, 507-520, 1984.
- Araki, T., J. H. Allen and Y. Araki, Extension of a polar ionospheric current to the night side equator, *Planet. Space Sci.*, 33, 11-16, 1985.
- Araki, T., H. Shimazu, T. Kamei and H. Hanado, Scandinavian IMS Magnetometer Array Data and Their Use for Studies of Geomagnetic Rapid Variations, *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, 5, 10-20, 1992.
- Araki, T., A physical model of geomagnetic sudden commencement, *Geophysical Monograph*, 81 183-200, 1994.
- Araki, T., S. Fujitani, M. Emoto, K. Yumoto, K. Shiokawa, T. Ichinose, H. Luehr, D. Orr, D. Milling, H. Singer, G. Rostoker, S. Tsunomura, Y. Yamada and C.F. Liu, Anomalous sudden commencement on March 24, 1991, *J. Geophys. Res.*, 102, A7, 14075- 14086, 1997.
- Araki, T., T. Takeuchi and Y. Araki, Rise time of geomagnetic sudden commencement ---Statistical analysis of ground geomagnetic data ---, *Earth, Planets, Space*, 56, 289-293, 2004.
- Araki, T., K. Keika, T. Kamei, H. Yang and S. Alex, Nighttime enhancement of the amplitude of sudden commencement and its dependence on IMF-Bz, *Earth, Planets, Space*, 58, 45-50, 2006.
- Araki, T., S. Tsunomura and T. Kikuchi, Local time variation of the amplitude of geomagnetic sudden commencements (SC) and SC-associated polar cap potential. *Earth Planets Space*, 61, e13-e16, 2009
- Araki, T, Historically largest geomagnetic sudden commencement (SC) since 1868. *Earth, Planets and Space*, 66,164, 2014.
- Araki, T. and A. Shinbori, Relationship between solar wind dynamic pressure and amplitude of geomagnetic sudden commencement (SC), *Earth, Planets and Space*, 68:90, 2016, doi:10.1186/s40623-016-0444-y
- Bauer, L. A., Beginning and propagation of the magnetic disturbance of may 8, 1902, and of some other magnetic storms, *Terr. Mag. Atmos. Electr.*, 15, 9-20, 219-232, 1910.
- Blake, J., W. A. Kolasinski, R. W. Fillus, and E. G. Mullen, Injection of electrons and protons with energies of tens of Mev into L<3 on 24 March 1991, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 821-824, 1992.
- Chapman, S. and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Part I ---The initial phase, and *Electricity*, Vol. 36, 77-97 and 171-186, 1931 and Vol. 37, 147-156 and 42.132.9-, 1932,
- Chapman, S. and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Part I ---The main phase, *Terrestrial Magnetism and Electricity*, Vol. 38, 79-96, 1933.
- Chapman, S and J. Bartels, *Geomagnetism*, Vol. II, Clarendon Press, London, 1962
- Chree, C., On the supposed propagation of "Equatorial" magnetic disturbances with velocities of the order of 100 miles per second, *Proc. Phys. Soc., London*, 23, 49-57, 1910.
- Cliwer, E. W., J. Feynman and H. B. Garret, An estimation of the maximum speed of the solar wind, 1938-1989, *J. Geophys. Res.*, 95, 17103-17112., 1990

- Dessler, A. J., W. E. Francis, and E. N. Parker, Geomagnetic storm sudden-commencement rise times, *J. Geophys. Res.*, 65, 2.7-15-2.7-19., 1960.
- Ellis, W., On the simultaneity of magnetic variations at different places on occasions of magnetic disturbance, and on the relations between magnetic and earth current phenomena, *Proc. Roy. Soc. London*, 52, 191-212, 1892
- Ferraro, V.C.A., Parkinson, W.C., Unthank, H.W., Sudden commencements and sudden impulses in geomagnetism, Cheltenham, Tucson, San Juan, Honolulu, Huancayo and Watheroo, *J. Geophys. Res.*, 56, 177-195, 1951.
- Francis, W. E., Green, M. I., Dessler, A. J., Hydromagnetic propagation of sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 64, 1643-1645, 1959.
- Fujita, S., Tanaka, T., Kikuchi, T., Fujimoto, K., Hosokawa, K., Itonaga, M., A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the field-aligned current associated with the preliminary impulse, *J. Geophys Res.*, 108, A12.1316, DOI 10.102.9-/2002JA009407, 2003a.
- Fujita, S., Tanaka, T., Kikuchi, T. , Fujimoto, K., Itonaga, M., A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 2. Plasma processes in the main impulse, *J. Geophys Res.*, 108, A12.1317, DOI 10.102.9- /2002JA009763, 2003b.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, and S. Tsunomura, A numerical simulation of a negative geomagnetic sudden commencement, *Earth, Planets Space*, 56, 463- 472, 2004.
- Fujita, S., Response of the magnetosphere-ionosphere system to sudden changes in the solar wind dynamic pressure: Global magnetohydrodynamic modeling studies of geomagnetic sudden commencements, *Reviews of modern Plasma physics*, 3:2, <https://doi.org/10.1007/s41614-019-0025-1>, 2019
- Fujita, S. and T. Tanaka, Two current system systems in the preliminary phase of sudden commencement in the magnetosphere, *Earth, Planets and Earth*, <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01624-3>, 2022
- March 24, 1991, STEP GBRSC News, 3, 15, 1993.
- Fukushima, N., Declination-change of SC, its local-time and seasonal dependence at Kakioka, Japan. *J. Geomag. Geoelectr.*, 8, 99, 1966.
- Gerard, V. B., The propagation of world-wide sudden commencements of magnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, 64, 593-596., 1959.
- Han, De-Sheng, T. Araki, H-G. Yang, Z-T. Chen, T. Iyemori, P. Chi, Comparative study of Storm Sudden Commencements (SCs) by low-altitude satellite and ground observations at different local times, accepted for publication in *J. Geophys. Res.*, 2007.
- Hashimoto, K., T. Kikuchi and Y. Ebihara, Response of the magnetospheric convection to sudden interplanetary magnetic field changes as reduced from the evolution of partial ring currents, *J. Geophys. Res.*, 107, A11, 1337, doi: 10.102.9-/2001JA009228, 2002.
- Hori, T., A. Shinbori, S. Fujita and N. Nishitani¹, IMF-By dependence of transient ionospheric flow perturbation associated with sudden impulses: SuperDARN observations, *Earth, Planets and Space* (2015) 67:190 DOI 10.1186/s40623-015-0360-6
- Joselyn, J. A., Tsurutani, B.T., Geomagnetic Sudden Impulses and Storm Sudden Commencements. A note on terminology, *EOS*, 20, 1808-1809, 1990.
- 香川 清, 磁気嵐急始部の統計解析, 京都大学理学研究科修士論文, 1974.
- Kikuchi, T., T. Araki, K. Maekawa and H. Maeda, Transmission of polar electric field to the equator, *Nature*, 2.7-3, 650-651, 1978.
- Kikuchi, T., and T. Araki, Transient response of the uniform ionosphere, and preliminary reverse impulse of geomagnetic sudden commencement, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 917-925, 1979a.

- Kikuchi, T., and T. Araki, Horizontal transmission of the polar electric field, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 92.7-936, 1979b.
- Kikuchi T, Ishimine T, Sugiuchi H, Local time distribution of HF Doppler frequency deviations associated with storm sudden commencements. *J. Geophys Res* 90:4389–4393, 1985.
- 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.
- Kikuchi, T., H. Luehr, T. Kitamura, O. Saka and K. Schlegel, Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP-2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains, and the EISCAT radar, *J. Geophys. Res.*, 101, 17161-17173, 1996.
- Kikuchi, T., Tsunomura, S., Hashimoto, K., Nozaki, K., Field aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 106, 15555-15565, 2001.
- Kikuchi T., Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator. *J. Geophys Res Space Physics*.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019515>, 2014.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma, Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 1536–1556, doi:10.1002/2015JA022166, 2016.
- Kokubun, S., R. L. McPherron, and C. T. Russell, Triggering of substorms by solar wind discontinuities, *J. Geophys. Res.*, 82.7-4-86, 1977.
- Kuwashima, M., and H. Fukunishi, Local time asymmetries of the SSC-associated hydromagnetic variations at the geosynchronous altitude, *Planet. Space Sci.*, 33, 711-720, 1985.
- Kuwashima, M., S. Tsunomura, and H. Fukunishi, SSC-associated magnetic variations at the geosynchronous altitude, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47, 451-461, 1985.
- Li, X., I. Roth, M. Temerin., J. R. Waygant, M. K. Hudson and J. B. Blake, Simulationn of the prompt energization and transport of radiation belt particles during the March 24, 1991 SSC, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1234-1235, 1993.
- Liu, J. J. , H. Q. Hu, D. S. Han, T. Araki, Z. J. Hu, Q. H. Zhang, H. G. Yang, N. Sato, A. S. Yukimatu, and Y. Ebihara. Decrease of auroral intensity associated with reversal of plasma convection in response to an interplanetary shock as observed over Zhongshan station in Antarctica, *J. Geophys. Res.*, 116, A03210, doi:10.1029/2010JA016156, 2011.
- Luehr, H., K. Schlegel, T. Araki, M. Rother and M. Foerster, Night-time sudden commencements by CHAMP and ground-based magnetometers and their relationship to solar wind parameters, *Ann. Geophys.*, 27, 1897–1907, 2000
- Mannucci, A. J., Tsurutani, B. T., Iijima, B. A., Komjathy, A., Saito, A., Gonzalez, W. D Guarnieri, F. L., Kozyra, J. U., Skoug, R., Dayside global ionospheric response to the major interplanetary events of October 2.9–30, 2003 “Halloween Storms”, *Geophys. Res. Letts.*, 32, L12502, doi: 10.1029/2004GL02.1367, 2005.
- McPherron, R. L. and Barfield, J. N. (1980) A seasonal change in the effect offield-aligned currents at synchronous orbit. *J. geophys. Res.* 85,6743.
- Maeda, H., K. Sakurai, T. Ondoh and M. Yamamoto, Solar terrestrial relationships during IGY and IGC, *Ann. Geophysique*, 18, 305-333, 1962.
- Matusita, S., On geomagnetic sudden commencements, sudden impulses and storm durations, *J. Geophys. Res.*, 67, 3753-3777, 1962.
- Mayaud, P. N., A hundred year series of geomagnetic data 1868-1967, indices aa, storm sudden commencements, *IGA Bulltin*, No. 33, 1973.

- Mayaud, P. "Analysis of Storm Sudden Commencements for the Years 1868-1967, *J. Geophys. Res.*, 80, 111-122, 1975.
- Mayaud, P., Románá, A. Supplementari geomagnetic data 1957-1975: indices Kn, Ks and Km, 1959-1963: Indices aa, 1968-1975: New list of ssc, 1968-1975: Yearly diagrams of activity, 1957-1975, IAGA Bulletin No 39, 1977.
- Motoba, T., T. Kikuchi, H. Luehr, H. Tachihara, T-I. Kitamura, K. Hayashi and T. Okuzawa, Global Pc5c caused by a DP-2-type ionospheric current, *J. Geophys. Res.*, 107, A2, 10.1029-2001JA900156, 2002
- Nagano, H. and T. Araki, Polarization of geomagnetic sudden commencements observed by Geostationary satellites, *J. Geophys. Res.*, 89, 11018-11022, 1984.
- Nagano, H., T. Araki, H. Fukunishi and N. Sato, Characteristics of polarization of geomagnetic sudden commencements at geostationary orbit, *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, No.36*, 123-135, 1985.
- Nagano, H. and T. Araki, Seasonal variation of amplitude of geomagnetic sudden commencements near midnight at geostationary orbit, *Planet. Space Sci.*, 34, 205-217, 1986.
- Nagano, H., T. Araki, T. Iyemori, H. Fukunishi, N. Sato and M. Ayukawa, Characteristics of polarization of geomagnetic sudden commencements observed at Syowa station, *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, No.42*, 67-78, 1986.
- Nagano, H., T. Araki, T. Iyemori, H. Fukunishi, N. Sato and M. Ayukawa, Geomagnetic sudden commencements observed at the Syowa-Iceland conjugate stations, *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, No. 47*, 78-91, 1987.
- 永野宏, 佐納康治, 田中館愛橘と磁気嵐急始の問題, *科学史学会報告*, 1999.7.9
- Nagata, T., Sudden commencements precede by the preliminary reverse impulse in a geomagnetic field, *Nature*, 169, 446, 1952a.
- Nagata, T., Distribution of SC* of magnetic storms, *Rept. Ionosphere Research Japan*, 6, 13-31, 1952b.
- Nagata, T. and Abe, S., Notes on the distribution of SC* in high latitudes, *Rept. Ionosphere Research Japan*, 9, 39-45, 1955. Nagata, T.,
- Namikawa, T., T. Kitamura, T. Okuzawa and T. Araki, Propagation of weak hydromagnetic discontinuity in the magnetosphere and the sudden commencement of geomagnetic storm, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, 18, 218-227, 1964.
- Newton, H. W., "Sudden commencements" in the Greenwich magnetic records (1897-1944) and related sunspot data, *Mon. Nt. R. Astr. Soc., Geophys. Sup.*, 5, 159-185, 1948.
- Nishida, A., Jacobs, J. A., Worldwide changes in the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, 67, 525-540, 1962.
- Nishida, A., Transmission of storm sudden commencements through the interplanetary space: shock wave mode and non-shock mode, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 18, 2.9-5, 1964.
- Nishida, A., Iwasaki, N., Nagata, T., The origins of fluctuations in equatorial electrojet, a new type of geomagnetic variations, *Ann. Geophys.*, 22, 478-484, 1966.
- Nishida, A., *Geomagnetic Diagnosis of the magnetosphere*, 1-37, Springer-Verlag, New York, 1978.
- Obayashi, T. and J. A. Jacobs, Sudden commencement s of magnetic storms and atmospheric dynamo action, *J. Geophys. Res.*, 62, 589-616, 1957.
- Ohnishi, H. and T. Araki, Two dimensional interaction between a plane hydromagnetic wave and the Eart-ionosphere system with curvature, *Ann Geophys.*, 10, 281-287, 1992.
- Okuzawa, T., Numerical study of finite amplitude hydromagnetic waves in a model magnetosphere with density plateau, *ISAS Report No.417*, 2.14-231, 1967.
- Oliveir, D. M., *Geoeffectiveness of Interplanetary Shocks Controlled by Impact Angles: Past Research, Recent Advancements, and Future Work*, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*,

DOI: 10.3389/fspas.2023.1179279, April 2023

- Ondoh, T., Longitudinal distribution of SSC rise time, *J. Geomag. Geoelectr.*, 14, 198-207, 1963.
- Osada, S., Numerical calculation of the geomagnetic sudden commencement, Master Thesis, Faculty of Science, Kyoto University, 1992.
- Park, J.S, K.-H. Kim, D.-H. Lee, T. Araki, E. Lee and H. Jin, Statistical analysis of SC-associated geosynchronous magnetic field perturbations, *J. Geophys. Res.*, 117, A09212, doi:10.1029/2012JA017648, 2012.
- Pilipenko, V. A, ULF waves on the ground and in space, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 1193-1209, 1990.
- Pisharoty, P. R., B. J. Srivastava, Rise times versus magnitudes of sudden commencements of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 67 (6), 2189-2192, 1962.
- Pisharoty, P.R. and B.J. Srivastava, Rise time versus magnitude of sudden commencement of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 67, 2189-2192, 1962.
- Rastogi, R. G., On the occurrence of SSC(+) at Kodaikanal, *Planet. Space Sci.*, 19, 371-374, 1971.
- Rastogi, R. G. and Sastri, N. S., *J. Geomag. Geoelectr.*, 26, 52.9-, 1974.
- Razdan, H., D.S. Colburn, H. and C.P. Sonett, Recurrent SI+SI- impulse pairs and shock structure in M-region beams, *Planet. Space Sci.*, 13, 1111, 1965.
- Russell, C. T., M. Ginskey, S. Petrinec, and G. Le, The effects of solar wind dynamic pressure changes on low and mid-latitude magnetic records, *Geophys. Res. Letters*, 19, 1227-1230, 1992.
- Russell, C.T., and M. Ginskey, Sudden impulses at low latitudes: transient response, *Geophysical Research Letters*, 20, 1015-1018, 1993.
- Russell, C. T., M. Ginskey, Sudden impulses at low latitude stations: Steady state response for southward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.* 99, 13403-13408, 1994.
- Russell, C.T., and M. Ginskey, Sudden impulses at subauroral latitudes: Response for northward interplanetary magnetic field, *Journal of Geophysical Research*, 100, 23695-23702, 1995.
- Samson, J. C., J. A. Jacobs, and O. Rostoker, Latitude dependent Characteristic of long-period geomagnetic micropulsation, *J. Geophys. Res.*, 76, 3675, 1971 A12.
- Samson, J. C. Three-dimensional polarization characteristics of high latitude Pc5 geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* 77, 6145, 1972.
- Sano, Y., Morphological studies on sudden commencements of magnetic storms using the rapid run magnetograms during the IGY, *J. Geomag. Geoelectr.*, 14, 1-15, 1962.
- Sano, Y. and H. Nagano, Early history of SC investigation, and some historical facts newly discovered, *HGSS 2021*
- Schlegel, K., Space weather and Alexander von Humboldt's Kosmos, *Space Weather*, 4, S01001, doi: 10.1029/2005SW00012.6-6.
- Segarra, A, M. Nosé, J. J. Curto, and T. Araki, Multipoint observation of the response of the magnetosphere and ionosphere related to the sudden impulse event on 19 November 2007, *J. Space Weather Space Clim.*, 5, A13, 2015, DOI: 10.1051/swsc/2015016
- Shimazu, H., T. Araki, T. Kamei and H. Hanado, A symmetric appearance of Pc 5 on dawn and dusk sides associated with solar wind pressure enhancement, *J. Geomag. Geoelectr.*, 47, 177-189, 1995.
- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, and A. Kumamoto, SC related electric and magnetic field phenomena observed by the Akebono satellite inside the plasmasphere, *Earth Planets Space*, 56, 269-282, 2004.
- Shinbori, A., Yuji Tsuji, T. Kikuchi, T. Araki, and Shinichi, Watari, Magnetic latitude and local time dependence of the amplitude of geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 114, A042.16, doi:10.1029/2008JA013871, 2009.
- Shinbori, A Y. Nishimura, Y. Tsuji, T Kikuchi, T Araki, A. Ikeda, T. Uozumi, Roland E. S. Otadoy, H. Utada, Jose Ishitsuka, Nalin Baul Trivedi, Severino L. G. Dutra, Nelson Jorge Schuch, S. Watari,

- T. Nagatsuma, and K. Yumoto, Anomalous occurrence features of the preliminary impulse of geomagnetic sudden commencement in the South Atlantic Anomaly region *J. Geophys. Res.*, 115, A08309, doi:10.1029/2009JA015035, 2010
- Shinbori, A., Y. Tsuji, T. Kikuchi, T. Araki, A. Ikeda, T. Uozumi, D. Baishev, B. M. Shevtsov, T. Nagatsuma, and K. Yumoto, Magnetic local time and latitude dependence of amplitude of the main impulse (MI) of geomagnetic sudden commencements and its seasonal variation, *J. Geophys. Res.*, 117, A08322, doi:10.1029/2012JA018006, 2012
- 新堀淳樹, 小野高幸, 飯島雅英, 熊本篤志, 磁気嵐急始(SC)の振幅の磁気地方時と太陽風 IMF の依存性, 地球惑星科学関連学会合同大会アブストラクト, 2005.
- Siscoe, G. L., V. Formisano, and A. J. Lazarus, Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes --- An experimental investigation, *J. Geophys. Res.*, 73, 4869, 1968.
- Sonett, C. P. and D.S. Colburn, The SI+SI- pair and interplanetary forward-reverse shock ensembles, *Planet. Space Sci.*, 13, 675-692, 1965.
- 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.
- Takeuchi, T., Russell, C. T., Araki, T., Effect of the orientation of interplanetary shock on the geomagnetic sudden commencement, *J. Geophys. Res.*, 107, 1423, 2002.
- Takeuchi, T., T. Araki, A. Vilijanen and J. Watermann, Geomagnetic negative sudden impulses: interplanetary causes and polarization distribution, *J. Geophys. Res.*, 107 10.1029, 2002.
- Tamao, T., Hydromagnetic interpretation of geomagnetic ssc*, *Rep. Ionosp. Space Res., Japan*, 18, 16-31, 1964.
- Tanakadate, A., Short preliminary report on three sudden commencements of geomagnetic storms, *Comt. rend. L'Assemblee Lisbonne*, 1933, UGGI, Assoc. Magnetism Electr. Bull., 9, 149-157, 1934.
- Tsunomura, S. and T. Araki, Numerical analysis of equatorial enhancement of geomagnetic storm sudden commencement, *Planet. Space Sci.*, 32, 599-604, 1984.
- Tsunomura, S., On the polarity of SSC and SI observed in low latitudes, *Memoirs of the Kakioka magnetic observatory*, 2.6, 1, 1995.
- Tsunomura, S., Numerical analysis of global ionospheric current system including equatorial enhancement, *Ann. Geophys.*, 692-706, 1995
- Volper, H., Untersuchung und interpretation zweier durch SSC's angeregter Pc5--- Pulsationsereignisse, gemessen mit einem Magnetometernetz in Nordskandinavien, Diplomarbeit in Fach PHYSIK angefertigt in Institut für Geophysik der Westfälischen Wilhelms Universität, Mai 184.
- Wang C., X. Li, Z. H. Huang and J. D. Richardson, Effect of interplanetary shock strengths and orientations on storm sudden commencement rise times, *J. Geophys. Res.*, 33, L14104, doi:10.1029/2006GL025966, 2006
- Wilken, B. C., K. Goertz, D. N. Baker, P. R. Higbie, T. A., The SSC on July 29, 1977 and its propagation within the magnetosphere Fritz, *J. Geophys Res.*, 87, A8. 5901-5910, 1982.
- Williams, V.L., The simultaneity of sudden commencements of magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 65, 85-92, 1960.
- Wilson C. R. and M. Sugiura, Hydromagnetic interpretation of sudden commencement of geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 66, 4097, 1961.
- Winterhalter, D., E. J. Smith, M. E. Burton, N. Murphy, and D. J. McComas, The heliospheric plasma sheet., *J. Geophys. Res.*, , 99, 6667, 1994.
- Yamada, Y. M. Takeda and T. Araki, Occurrence characteristics of the preliminary impulse of geomagnetic sudden commencement detected at middle and low latitudes, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1001-1012, 1997.

- Yamamoto, M., and H. Maeda, The simultaneity of geomagnetic sudden impulses, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 22, 212-214, 1960.
- Yokouchi, Y., Principal magnetic disturbances at Kakioka 2.9-24-1951, *Mem. Kakioka Geomag. Obs.*, 204-22.9, 1953.
- Yoshimatsu, T., Diurnal and seasonal frequencies of occurrence of sudden commencements, SC, in geomagnetism, *J. Geomag. Geoelectr.*, 2, 54-60, 1950.
- Yukimatsu, A.S., M. Ejiri, S. Takagi, T. Terasawa, T. Kohno, and M. Makino, Structural variation of radiation belt associated with solar flare and SC event observed by radiation monitor (RDM) aboard Akebono (EXOS-D), *Proceedings of Eighth International Symposium on Solar Terrestrial Physics*, Sendai, Japan, 1994.

付録

Large amplitude SC observed at Kakioka : 1924.4-2023.7												$\Delta H \geq 50nT$			
	Date	UT	Type	ΔH		Date	UT	Type	ΔH		Date	UT	Type	ΔH	
1	1940/3/24	15:36		>273	47	1961/9/30	21:09	ssc*	69	93	1983/6/13	3:23	si*	57	
2	1960/11/13	10:23	si	220	48	1958/7/8	13:35	si	68	94	1992/2/8	14:28	ssc	57	
3	1991/3/24	3:41	ssc	202	49	1966/5/26	14:14	si	68	95	2014/9/12	15:54	ssc	57	
4	1991/10/28	15:38	si*	174	50	1939/4/23	5:44	ssc	67	96	1929/3/11	13:54	ssc	56	
5	1991/7/8	16:36	ssc	146	51	2001/3/31	0:52	ssc*	67	97	1957/9/21	10:05	ssc*	56	
6	2000/7/15	14:36	ssc	140	52	2002/3/18	13:21	si	67	98	1960/3/31	18:33	si	56	
7	1960/4/30	12:13	ssc*	124	53	2000/6/8	9:10	ssc	66	99	1972/9/13	12:40	ssc	56	
8	1938/4/16	5:48	ssc*	117	54	2003/10/24	15:24	si	66	100	1991/10/28	10:54	ssc	56	
9	1947/7/17	17:49	ssc*	116	55	1949/5/12	6:27	ssc	65	101	1992/2/26	16:58	ssc	56	
10	1958/7/8	7:48	ssc*	116	56	1979/6/6	19:27	ssc	65	102	2002/7/17	16:02	si	56	
11	1946/7/26	18:47	ssc	114	57	1994/2/21	9:01	ssc*	65	103	1937/4/25	15:48	ssc	55	
12	1982/7/13	16:17	ssc*	114	58	2002/5/23	15:42	si*	65	104	1957/6/30	5:29	ssc	55	
13	1991/6/13	6:52	si	113	59	1939/5/5	20:43	ssc	64	105	1981/4/11	16:49	si	55	
14	1959/7/11	16:25	ssc	112	60	1939/8/12	1:41	ssc*	64	106	1986/11/3	23:54	ssc	55	
15	2001/11/6	1:51	ssc*	105	61	2000/9/18	14:42	si*	64	107	1989/8/14	6:13	ssc*	55	
16	2015/6/22	18:33	ssc*	104	62	1938/1/22	2:42	ssc	63	108	1991/7/12	9:24	si	55	
17	1992/5/9	19:58	ssc	101	63	1938/1/25	11:51	ssc	63	109	1939/4/17	1:56	ssc	54	
18	1959/7/17	16:36	ssc	100	64	1951/10/28	11:54	ssc	63	110	1942/3/1	7:27	ssc*	54	
19	1981/7/25	13:23	ssc*	96	65	1991/8/20	7:59	ssc*	63	111	1958/3/25	15:40	ssc	54	
20	1970/3/8	14:18	ssc	95	66	1958/2/11	1:26	ssc*	62	112	1972/3/7	3:41	si	54	
21	1983/2/4	16:15	ssc	92	67	1990/6/13	14:16	si	62	113	1972/8/5	14:00	ssc	54	
22	1990/7/28	6:30	si	92	68	2000/4/6	16:39	ssc	62	114	2002/4/17	11:06	ssc*	54	
23	1967/5/25	12:35	ssc*	91	69	1982/12/10	11:19	si	61	115	2012/1/24	15:03	ssc	54	
24	1979/4/5	12:25	si	88	70	1989/11/9	17:29	si	61	116	1927/10/12	10:26	ssc	53	
25	1968/2/20	11:17	si	86	71	1989/12/1	17:49	si	61	117	1937/10/11	13:40	ssc	53	
26	1991/6/10	17:16	ssc*	85	72	1937/4/26	17:55	ssc	60	118	1957/10/21	22:41	ssc*	53	
27	1990/9/1	12:38	si	84	73	1947/4/17	12:25	ssc*	60	119	1961/7/13	11:13	ssc	53	
28	2010/8/4	10:19	si	84	74	1959/5/12	15:37	si	60	120	1982/12/19	2:54	ssc	53	
29	1970/3/8	19:36	si	83	75	1947/6/5	7:27	ssc	59	121	2001/4/13	14:06	si	53	
30	1970/7/9	5:40	si	82	76	1958/7/21	16:36	ssc	59	122	2004/11/9	18:49	ssc*	53	
31	1999/6/28	5:10	si	82	77	1959/7/18	15:52	si	59	123	1949/1/24	18:27	ssc	52	
32	1946/3/28	6:35	ssc	81	78	1959/8/20	4:13	ssc	59	124	1949/2/21	15:17	ssc	52	
33	1970/8/17	5:36	si	81	79	1957/9/23	2:35	ssc	58	125	1967/9/20	17:41	si	52	
34	1978/6/2	9:13	ssc	80	80	1983/6/13	1:18	ssc*	58	126	1981/4/26	8:13	ssc*	52	
35	2003/10/29	6:11	ssc*	80	81	1989/5/7	5:12	ssc*	58	127	2005/9/11	5:37	si*	52	
36	1972/8/4	20:54	ssc	76	82	2001/9/25	20:25	ssc*	58	128	1971/12/18	10:57	si	51	
37	1982/9/9	1:05	ssc*	76	83	2001/10/21	16:47	ssc	58	129	1938/4/13	11:42	ssc	50	
38	1989/3/13	7:44	si*	76	84	2005/8/24	9:00	si*	58	130	1940/9/26	17:03	ssc	50	
39	1989/5/23	13:46	ssc*	76	85	1926/1/26	16:19	ssc	57	131	1947/5/24	6:45	ssc	50	
40	1990/6/14	3:10	ssc*	74	86	1929/7/10	11:36	ssc	57	132	1969/9/28	11:04	si	50	
41	1940/3/24	13:48	ssc	73	87	1940/3/29	16:03	ssc	57	133	1981/11/25	12:06	si	50	
42	1938/1/16	22:36	ssc	72	88	1947/8/15	9:51	ssc	57	134	1992/2/2	11:53	ssc	50	
43	2005/1/21	17:11	ssc	72	89	1947/8/22	9:11	ssc	57	135	2000/11/10	6:28	ssc*	50	
44	1991/4/4	11:22	ssc	71	90	1949/4/12	15:21	ssc	57	136	2002/5/23	10:49	ssc	50	
45	1972/5/15	18:49	ssc	70	91	1974/9/15	13:43	ssc*	57	137	2003/5/29	18:59	si	50	
46	2017/7/16	5:59	ssc	70	92	1982/7/16	15:19	ssc*	57	138	2010/8/4	10:43	si	50	

第3章 磁気圏における SC とその関連現象

新堀淳樹(名大 ISEE)

3.1. 磁気圏の概観と SC 現象に着目する重要性

3.1.1 地球磁気圏の構造

3.1.2 SC 現象、定義とその研究対象

3.2. 電磁場変動とその伝搬過程

3.2.1 磁気圏内における電場・磁場変動とその伝搬

3.2.2 プラズマ圏内における電場・磁場変動とその伝搬

3.2.3 磁気圏圧縮による磁気圏対流の強化とその特徴

3.2.4 SC に伴う電離圏電流と電場

3.3. SC に関連した磁気圏・プラズマ圏内の波動現象

3.3.1 磁気圏の急激な圧縮に伴う Pc1 脈動の励起と強度変調

3.3.2 磁気圏の急激な圧縮に伴うホイッスラー波動の励起と強度変調

3.3.3 内部磁気圏・プラズマ圏におけるプラズマ波動の励起と変調現象

3.4. SC を用いた内部磁気圏・プラズマ圏診断

3.5. 磁気圏の圧縮による放射線帯の変動

3.5.1 放射線帯の構造と地磁気活動の依存性

3.5.2 1991 年 3 月 24 日に発生した SC に伴う放射線帯形成

3.5.3 高エネルギー電子フラックス増大の物理機構

3.6. オーロラキロメートル電波放射(AKR)から見た SC トリガーサブストーム

3.6.1. AKR とサブストームの関係

3.6.2. SC に関連した AKR の発生から見たサブストーム

Appendix

A-1. 地球プラズマ圏とプラズマ圏界面形成論

A-2. 磁気流体力学の基礎

A.2.1 磁気流体力学における基本概念と基礎方程式

A.2.2 磁気流体波動の分散関係

A-3. 電離圏物理学の基礎

A.3.1 電離圏プラズマの性質

A.3.2 電離圏電流と電気伝導度

A-4. プラズマ波動

A.4.1. プラズマ波動の基礎論

A.4.2. プラズマ波動の分散関係

A-5. 電場・磁場中の荷電粒子の運動

A.5.1. 粒子運動の断熱保存量

3 磁気圏における SC とその関連現象

地球の外圏大気は、電離圏(ionosphere)(>90 km)から高高度の大気圏領域を指し、その空間的広がりには磁気圏(magnetosphere)領域にまで及ぶ。この領域は、希薄な電離大気(プラズマ)によって満たされており、地球磁気圏の外側の惑星空間には、平均的に $300\text{-}800$ km/sec の速度をもって超音速の太陽風(solar wind)が絶えずその状態を変化させながら吹いている。地球の固有磁場は、太陽風に対してバリアーのように立ち上がり、太陽風は進路を曲げられ、上下や脇の領域へ向い、夜側へと流れてゆく。太陽に面した領域の地球磁場は圧縮され、そこでの流れの圧力と磁気圧がつり合っている。このため、地球磁場は、ほぼ球形の空間に閉じ込められ、磁気圏を形成する。一方、夜側の磁気圏境界の形状は太陽風によって吹き流され、彗星の尾のような長く伸びた構造になっている。その状態が地球の固有磁場によって強く影響を受ける範囲が存在する。

磁気圏は、太陽風からの粒子と運動量、エネルギーの注入を受ける。そのエネルギーは、主として磁気圏尾部領域に蓄えられるが、間欠的に開放されてオーロラ嵐(サブストーム)が発生する。また、太陽フレア、コロナガス噴出(Coronal Mass Ejection: CME)によって惑星空間に高温・高密度のプラズマが放出されると、その前面に急峻な密度や速度変化をもたらす衝撃波が形成される。この衝撃波が磁気圏に衝突すると、磁気圏全体(特に、昼間側領域)を圧縮し、地上、磁気圏における急峻な磁場増加を示す地磁気急始(Geomagnetic Sudden Commencement: SC)が発生する。さらに、衝撃波によって変形された惑星空間磁場やその後に来るプラズマ雲本体の南向き磁場が継続的に地球磁気圏と会合することによって磁気嵐へと発達していく。

本章では、まず磁気圏の概観と SC 現象の重要性について述べた後、SC に伴って磁気圏内に生起する電磁場変動とその伝搬の様相、対流現象及び磁気圏の電流系について述べる。そして、それらの関連現象(プラズマ波動励起、プラズマダイナミクス)について解説する。

3.1. 磁気圏の概観と SC 現象に着目する重要性

3.1.1 地球磁気圏の構造

地球の磁場は太陽風によって双極子磁場から変形され、太陽と反対方向に長く引き伸ばされた磁気圏を形成している(図 3-1 参照)。この領域は、太陽風起源と電離圏起源のプラズマで満たされており、プラズマの分布や磁場構造によって各部に分けられ、それぞれに名称が付けられている。まず、地球の固有磁場の支配領域と太陽風で満たされた惑星空間とを分ける境界を磁気圏界面(magnetopause)と呼び、その内側領域が磁気圏である。この磁気圏界面のすぐ内側には低緯度境界層(low latitude boundary layer: LLBL)が存在し、そこでは反太陽方向のプラズマの流れがあるが、内側に行くにしたがってその流れは小さくなり、太陽方向の流れに遷移していくことが知られている。この低緯度境界層の流れは、太陽風磁場が北向きの場合でも存在していることから、昼間側の磁気圏界面で発生する磁気再結合過程によるものではなく、太陽風の粘性によって駆動されていると考えられている。夜側の赤道面の南北両半球の広い空間はローブ (lobe)と呼ばれ、ここには地球の極冠域から伸び

ている磁力線が、夜側に長く引き伸ばされている。その磁力線の向きは、北半球では地球向き、南半球では反地球向きである。そして、北側のローブと南側のローブが接する赤道面に近い領域は、磁場が弱く、高温のプラズマがシート状に満たされているため、プラズマシート(plasma sheet)と呼ばれている。一方、内部磁気圏と呼ばれる比較的地球に近い領域($r < 6.6R_e$)は背景磁場強度が大きくなり、プラズマ圏(plasmasphere)、放射線帯内帯・外帯(inner and outer belts)並びに環電流(ring current)の3つの領域が折り重なるようにして存在している。ここには、数 eV から数 MeV の6桁に及ぶエネルギー帯の粒子で満たされているため、電磁場の変動(巨視的な場の変動・プラズマ波動)を介したエネルギーの変換や輸送が絶えず起こっている。したがって、磁気圏全体にわたる非常に大きな電磁場の変動をもたらす磁気嵐によってこれらの構造やプラズマ分布が激変する。近年、地上と衛星観測の精度向上によって内部磁気圏におけるその詳細なプラズマや電磁場の状態遷移過程を捉えつつあり、宇宙天気研究に対して重要な研究項目であると世界的にも認知されていることから、現在、精力的に研究が実施されている領域でもある。

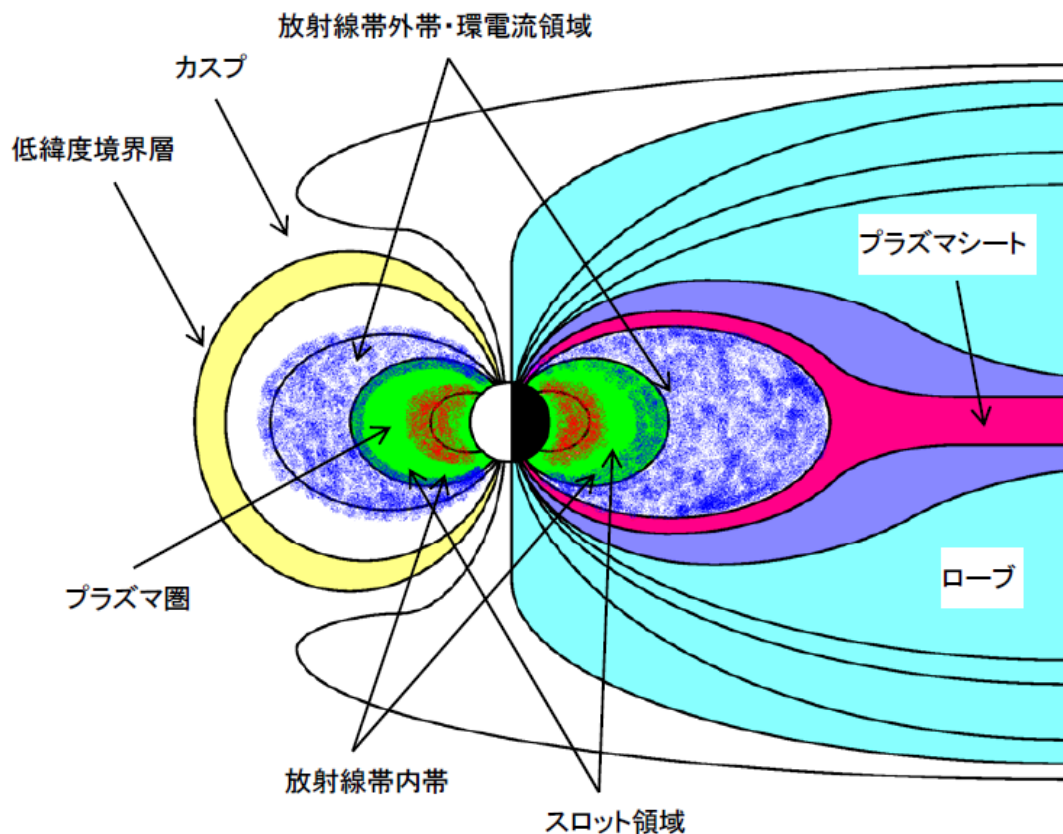


図 3-1. 磁気圏の構造と各領域の名称。

3.1.2 SC 現象の定義とその研究対象

3.1.2.1 SC 現象とその特徴

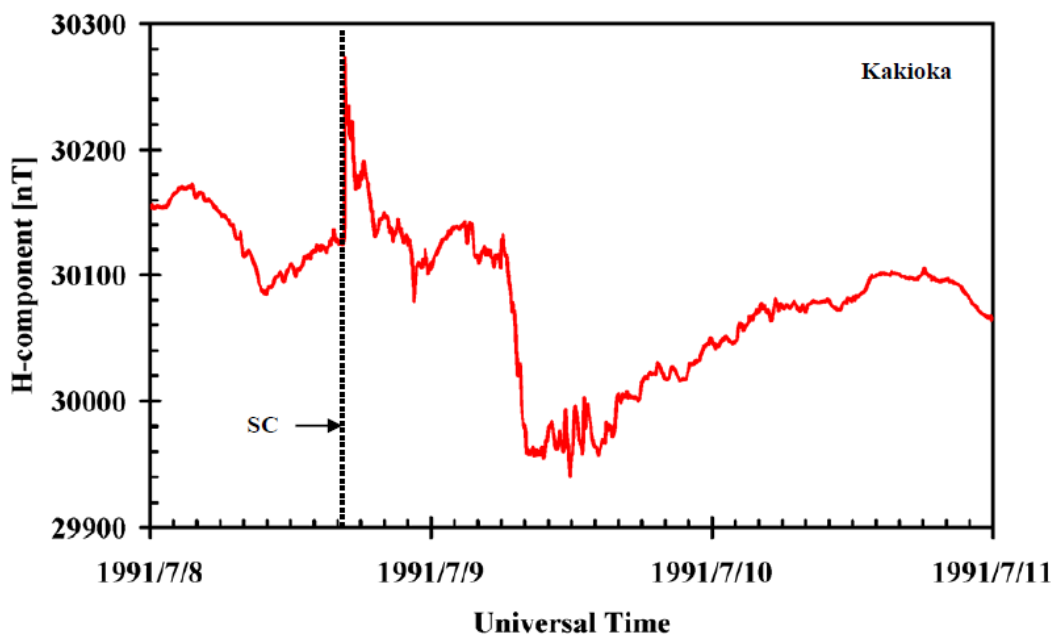


図 3-2. 柿岡地磁気観測所(磁気緯度： 27.1°)で1991年7月8日から11日までの期間に観測された地磁気の水平成分の変動。1991年7月8日16:36(UT)にSCが発生している。このときのSCの振幅は、140nTにまで及ぶ大振幅のものであった。その翌日の05:55(UT)頃から磁気嵐へと発展している。

本章の冒頭で述べたように、太陽フレア、CMEによって形成された急峻な密度や速度変化をもたらす衝撃波が昼間側の磁気圏を急激に圧縮し、その磁気圏界面付近で発生した電磁場擾乱が磁気圏・プラズマ圏・電離圏へ伝搬する。その擾乱が地上に到達したとき、図3-2に示されているように、中低緯度で観測される磁場の水平成分が数分から10分以内で急激に増加し、ほぼ同時に汎世界的に出現する。この同時性については数10点の地磁気観測所から得られた地磁気データを基に、今から約115年前にAdams [1892]によって報告されている。図3-2からわかるように、SCは、複雑なプラズマの物理過程を経て発生するサブストームや磁気嵐現象に比べて、開始時刻を同定しやすい特異な磁場の変動形態を持ち、その発生由来も太陽風の衝撃波や不連続面に伴うものであるとはっきりしている。ある意味では、SCは地殻変動に伴う地震によく似ているが、後者は主に地球表面でしか観測することができず、震源付近の地震波の直接観測ができない。一方、前者は、磁気圏全体にわたる3次元的な観測が容易にでき、SCの発生源付近も含めてその詳細な電磁場の形成・伝搬過程などを衛星によって直接観測ができる。そのため、SCは太陽風の擾乱に対する磁気圏の応答という磁気圏物理学の基礎課程を理解する上で重要な現象として位置づけられている。それ故、SCは、太陽風-磁気圏-電離圏結合過程の理解のプロブとして活用され、長年にわたって多くの宇宙空間物理学を志す研究者達の興味を引き付けてきた。

3.1.2.2 SCの定義

SCに関する言葉遣いの一例として、Joselyn and Tsurutani [1990]が述べている。これによ

ると、SC の発生後に惑星空間磁場の南北成分がしばしば南向きになることによって磁気嵐が引き起こされるが、この場合のSC は、磁気嵐急始部(Storm Sudden Commencement: SSC)と呼ばれている。もし、惑星空間磁場の南北成分が太陽風の衝撃波や不連続面の後ろ側で北向きのままの状態であるならば、SC の後で磁気嵐は発生しない。この場合、地磁気変化は磁気インパルス(Sudden Impulse: SI)と呼ばれている。SSC やSI を引き起こす太陽風の起源が異なることはあっても、それらの発生機構には違いがみられない。そのため、これら2つの現象を総称してここではSC と呼ぶことにする。一方、太陽風中に含まれる接線不連続面(Tangential Discontinuity: TD)に伴う太陽風動圧の急激な減少による磁気圏膨張が引き起こす地磁気の急峻な磁場の水平成分の減少は、negative sudden impulse (SI-)と呼ばれている。

3.1.2.3 SC を用いた磁気圏変動に関連する研究対象

上で述べたように SC は、現象の開始時刻や発生要因を見極めやすいため、その現象に伴う電場・磁場並びに粒子といったプラズマの基礎量の急峻な変動をある特定の時間スケールで見ることによって衛星-地上観測を通じて以下に示す磁気圏物理学の重要課題である5項目についての理解を得ることができる。

(i) 磁気圏－電離圏結合過程

磁気圏と電離圏における電場の配位と伝搬過程の問題

沿磁力線電流の生成機構

電源の位置

(ii) 内部磁気圏ダイナミクス

磁気圏対流の増大に伴うプラズマ輸送

プラズマ圏構造の変形誘導電場に伴う粒子加速

(iii) 磁気圏サブストームの発生要因

太陽風衝撃波の到来に伴うサブストーム発生過程(動圧起源か、IMF 起源か)

両者の開始時刻には数分から数十分の時間遅れが存在

(iv) 放射線帯粒子の変動

内帯の形成過程

内帯・スロット領域における放射線帯の形成過程

外帯の消失・増加に関する物理過程

(v) プラズマ波動の素過程(波動粒子相互作用)

磁気圧縮によるプラズマ加速、加熱の問題

ホイッスラー波、低域混成共鳴(LHR)波、イオンサイクロトロン波の発生と強度変調

温度異方性(電子、イオン)の増加やエネルギーの増加による共鳴周波数の変化

マイクロとマクロのスケール間結合の理解

以下では、上記の内容に関して最近の話題も含めてそれらの物理機構が分かるように詳細に

解説する。

3.2. 電磁場変動とその伝搬過程

3.2.1 磁気圏内における電場・磁場変動とその伝搬

太陽風動圧の急激な増加に伴って昼間側の磁気圏を短時間のうちに圧縮することによって発生する SC が磁気圏・プラズマ圏・電離圏および地上で作る電場・磁場変動は、昼間側を流れる磁気圏界面電流の変化に呼応している。その磁気圏の圧縮に伴って磁気圏界面電流の急増によって形成される磁場変動は、その内側の磁気圏領域で背景磁場を増加させる方向に寄与する (図 3-3)。この磁気圏界面付近で発生した磁場変動の情報は、電場の変動とともに付録の式 (A-49) に従う縦波の促進モードの磁気音波としてその場の磁場強度やプラズマ分布(密度、イオン組成)に依存した伝搬速度で磁気圏内を伝わっていく。その電磁場の擾乱を衛星によって直接観測すると、その波面の通過に伴って鋭い変動として観測される。ここでは、これまでの衛星観測によって得られた研究成果とその物理機構について解説する。

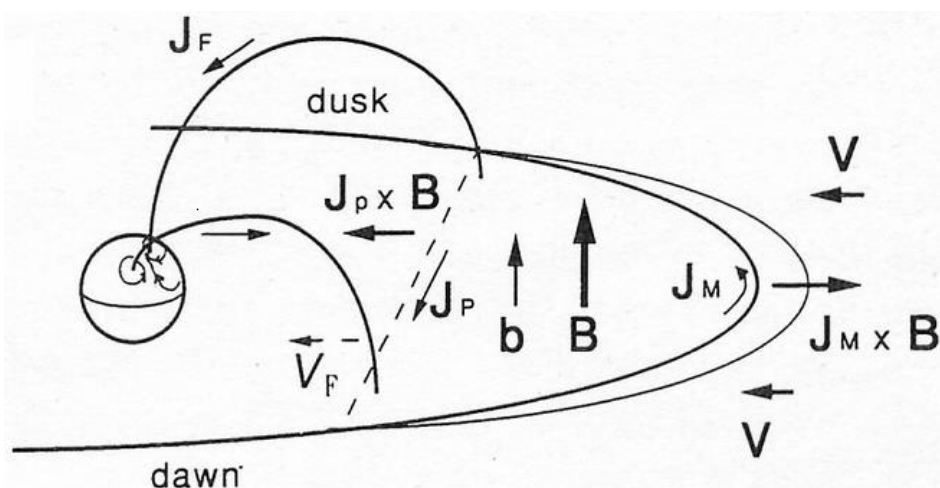


図 3-3. 太陽風動圧の急増によって昼間側の磁気圏が圧縮されたときに生成される電流系と磁場変動。 V は太陽風の色度を表し、 J_M は、東向きに流れる磁気圏界面電流を表している。また、磁気圏内の b は、その磁気圏界面電流の作る磁場変動であり、その変動の波面を点線で示されている [Araki, 1994]。

まず、プラズマ圏の外側領域にあたる磁気圏内の SC 時における電磁場変動とその伝搬特性について見ていく。図 3-4 は、GEOS-2 衛星による朝側領域(07:15 MLT)における 1979 年 3 月 4 日に発生した SC に伴う電磁場変動の直接観測を示している。GEOS-2 衛星は、静止軌道衛星であるため、観測点は地球から 6.6Re 離れたところに位置する。上側の 3 つのパネル (A-C) は、磁場 3 成分を、下側の 2 つのパネル (D-E) は、電場 2 成分を表している。電場と磁場の座標系は、VDH 座標系を用いているため、 V 成分が動径方向、 D 成分が角度方向、 H 成分が V 成分と D 成分に垂直な方向、つまり南北方向となっている。

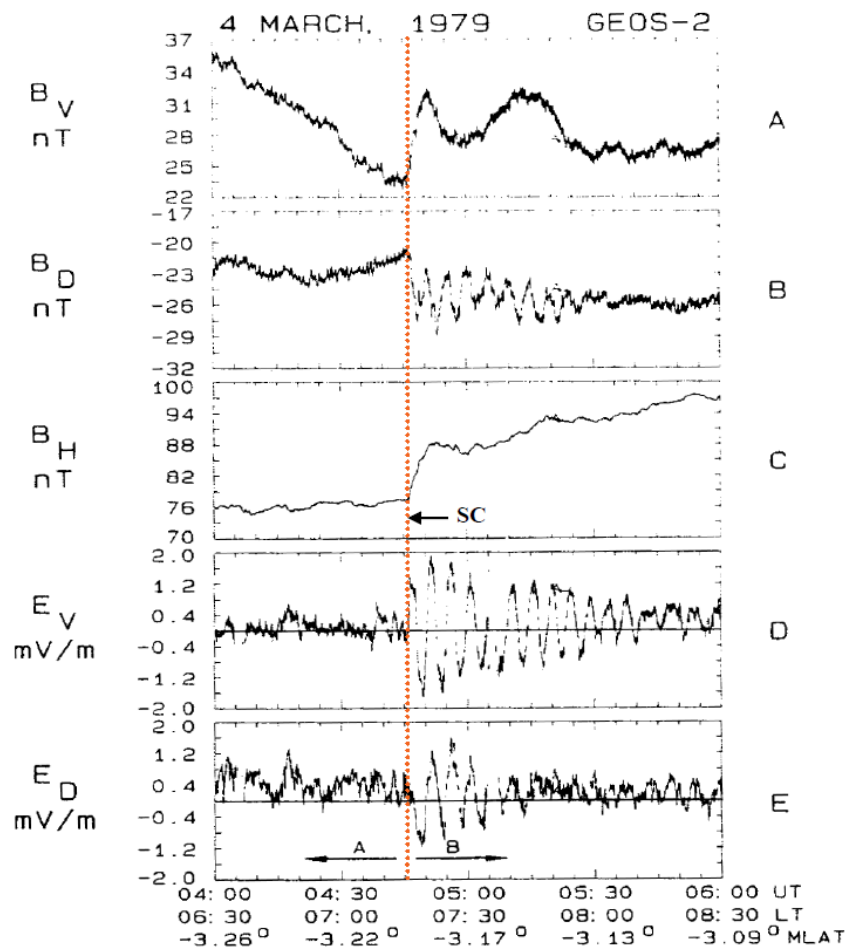


図 3-4. GEOS-2 衛星による朝側領域における SC 時の電磁場変動の直接観測。電場と磁場の座標系は、VDH 座標系を用いている。V 成分が動径方向、D 成分が角度方向、H 成分が V 成分と D 成分に垂直な方向、つまり南北方向を表している [Laakso and Schmidt, 1989]。

まず、磁場の H 成分について見てみると、SC に伴って約 10 nT 程度の急激な増加が約 6 分間観測されている。この磁場変動は、先に述べたように磁気圏の急激な圧縮によって強められた磁気圏界面電流の作る磁場であると解釈される。このように中・低緯度の地上で観測される SC の磁場波形にほぼ類似しており、その磁場擾乱がそのまま地上へと伝搬していると考えられる。また、磁場の H 成分の増加に対応して V 成分の約 8 nT の増加が見受けられるが、これは、昼間側の磁気圏が圧縮されたことによる磁気圏の脇腹領域の一時的な膨らみを表している。この変動を風船やゴムボールを手で押しつぶしたときのそれらの形状の変化として喩えるとわかりやすい。そして、残りの D 成分の表している磁場変動は、他の 2 成分とは異なり、SC 発生後の約 30 分間にわたって振幅が約 2-3 nT、周期が 5 分程度の周期的な変動を示している。この変動は、SC によってトリガーされた長周期の地磁気脈動(Pc 5) であると考えられるが、これについては電場との変動と合わせて後で解説する。

一方、電場 2 成分の変動について着目すると、SC に伴う磁気圧縮に同期して電場の V 成分、D 成分ともに明瞭な変動を示し、初動の変動に関して V 成分は、約 1.2 mV/m の大きさをもって正の方向へ変動し、D 成分は、約 1.2 mV/m の大きさをもって負の方向へ変動している。したがって、このときの電場の方向は、明け方よりの磁気圏尾部方向を向いている。また、その大きさは、約 1.7 mV/m 程度であった。これらの電場と磁場変動からそのエネルギーの流れの方向を与えるポインティングベクトルを次式にしたがって計算することができる。

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (3-1)$$

この場合のポインティングベクトルの示す方向は、約 1.4 $\mu\text{W}/\text{m}^2$ の大きさを持ってやや地球方向よりの磁気圏尾部方向を向いている。このことは、磁気圏界面で発生した電磁場擾乱のエネルギーが昼間側から地球方向へ向きながら夜側へ運ばれていることを意味している。赤道面における単位高さあたりのこのエネルギーの総量は、約 180 W/m となり、これが一様に磁気圏全体に流入すると仮定すれば、そのエネルギーは 1-10 GW 程度に上る。また、SC 後の電場変動について見てみると、電場の V 成分、D 成分ともに振幅が 1.2-1.9 mV/m で、周期が 5 分程度である長周期の変動が見受けられ、特に V 成分の変動の継続時間が長い。この電場変動の周期は、先ほど説明した磁場の D 成分に一致しており、この変動に関係するものと思われる。さらに磁場の D 成分と電場の V 成分の位相について見てみると、約 90 度の位相のずれが存在することから定在的な横波のアルフベン波であると考えられる。そして、磁場の角度方向の変動と電場の動径方向の変動を示していることから、この横波モードは、トロイダルモードと決定される。一方、電場の D 成分に出現している周期的な変動に対応する磁場の H 成分には見受けられない。これは、GEOS-2 衛星が観測している磁気赤道付近では電場変動が腹にあたり、磁場変動が節にあたるものと解釈できる。したがって、この変動は、圧縮的な縦波モードであるポロイダルモードとなる。

次に、磁気圏内における SC の磁場変動の磁気地方時の依存性について解説する。図 3-5 は、1976 年から 1980 年までの期間に発生した 167 例の SC イベントに対して GOES 衛星で観測された磁場振幅の磁気地方時の依存性を示している。縦軸は、GEOS 衛星で捉えられた磁場変動を地上の Dst 指数の基となっている 4 つの観測点(柿岡、ハーマナス、サンファン、ホノルル)で観測された SC の振幅の平均値で規格化した値を示す。この図から分かることは、昼間側で SC の磁場振幅が最大となり、夜側でその振幅が小さくなる、あるいは背景磁場が減少するという磁気地方時の依存性が存在し、磁気圏全体で一様に圧縮されないということである。この磁気地方時の依存性は、磁気圏界面電流からの距離とその電流強度の磁気地方時の依存性によって説明できる。これについて付録にて説明している磁気流体力学の概念を用いて定式化しよう。

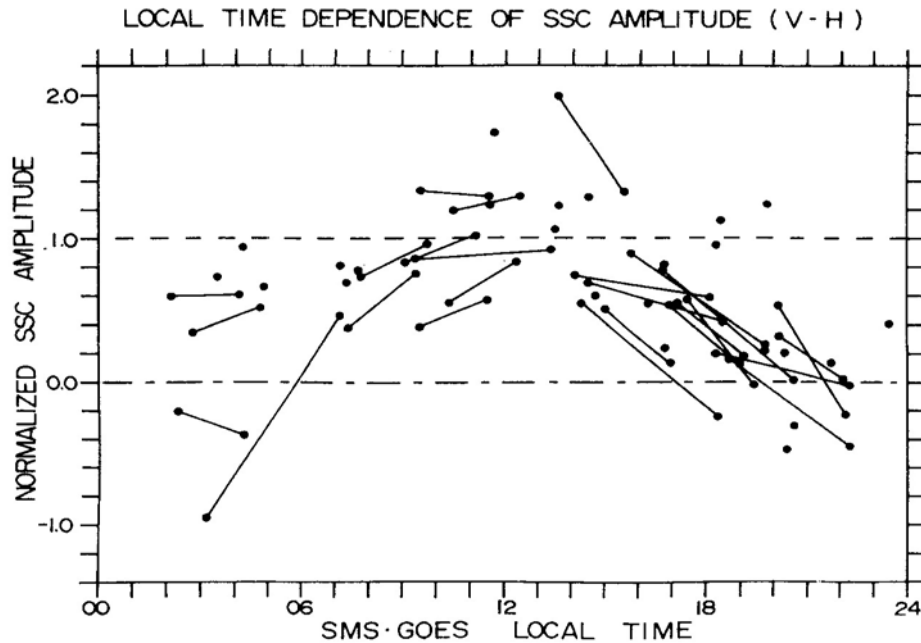


図 3-5. 静止軌道付近で観測された SC の磁場振幅の磁気地方時依存性。縦軸は、GEOS 衛星で捉えられた磁場変動を地上の Dst 指数の基となっている 4 つの観測点(柿岡、ハーマナス、サンファン、ホノルル)で観測された SC の振幅の平均値で規格化した値を示す[Kuwashima and Fukunishi, 1985]。

まず、簡単のために付録の式(A-18)において平衡状態 $d\mathbf{v}/dt=0$ を仮定し、背景磁場の曲率がないとすれば、右辺の第 3 項がなくなり、全体として以下の方程式に簡略化される。

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (3-2)$$

ここで磁気圏界面よりも外側の惑星空間側では磁気圧よりも太陽風が持ち込む動圧が卓越しているため、この全圧の平衡式において動圧の部分だけに近似され、逆に磁気圏界面の内側領域では、プラズマ圧よりも磁気圧が卓越しているので、そちらでは磁気圧の部分だけになる。これから惑星空間側と磁気圏側のつり合いの式は、

$$p = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3-3)$$

になる。ここで、SC 前後における太陽風動圧と磁気圏界面における磁場強度をそれぞれ p_1 、 p_2 、 B_1 、 B_2 とすると、その前後において式(A3-3)を満たすので、磁気圏界面における SC の作る磁場変化 ΔB は、次式のようになる。

$$\Delta B = B_2 - B_1 = \alpha (\sqrt{p_2} - \sqrt{p_1}) \quad (3-4)$$

ここで、係数 α は $\alpha = \sqrt{2\mu_0}$ を満たす定数である。この式は、磁気圏界面での SC の磁場変化は、太陽風動圧の平方根の変化分に比例することを表している。この磁場変動は、観測点までの距離とともに小さくなっていく。いままでは、磁気圏界面が単純な平面と仮定してきたが、実際は図 A3-6 に示されるように磁気赤道面では楕円型をしている。この図から磁気圏界面に作用

する太陽風動圧は、太陽風の到来方向と

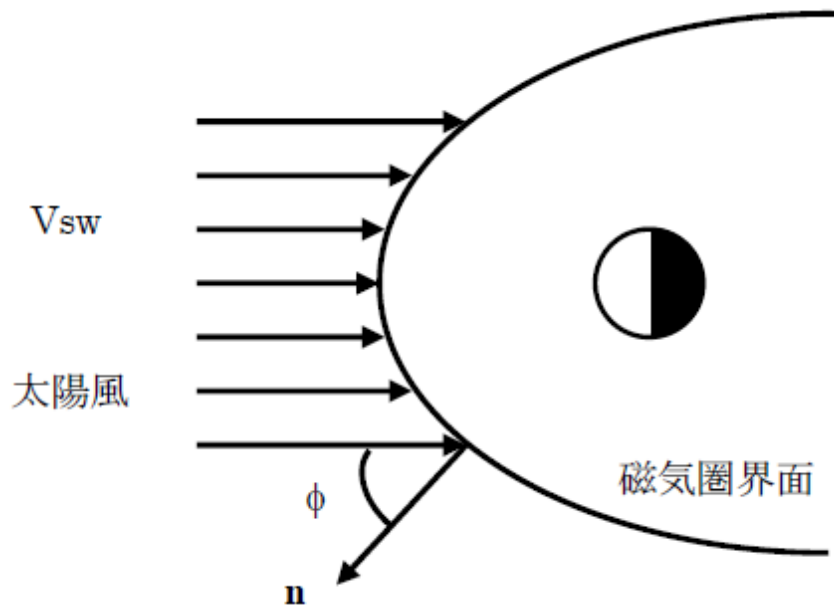


図 3-6. 太陽風が磁気圏界面に衝突する様子。n は磁気圏界面の法線ベクトルであり、φ は太陽風とそのベクトルとのなす角を表す。

その面の法線ベクトルとのなす角φに依存して変化する。したがって、式(A3-4)の太陽風動圧の部分を表す式は以下のようなになる。

$$p = mnv^2 \cos\phi \quad (3-5)$$

ここで、m はプロトンの質量、n はその密度、v は太陽風速度を表す。この式を式(A3-4)に代入すると、その方位角方向の依存性を含めた磁気圏界面における SC の作る磁場変化ΔB 式が得られる

$$\Delta B = B_2 - B_1 = \alpha \left(\sqrt{mn_2 v_2^2 \cos\phi_2} - \sqrt{mn_1 v_1^2 \cos\phi_1} \right) \quad (3-6)$$

ここでは、SC 前後における磁気圏界面の形状の変化や太陽風の到来方向の変化も加味しているので、法線ベクトルとのなす角φに変化を与えている。以上から、SC の磁場振幅の磁気地方時の依存性に対して定式化されたことになる。ただし、これには惑星空間磁場と地球磁場との再結合過程による効果、つまり磁気圏界面のエロージョンやそれに伴う沿磁力線電流による磁場変動は入っていないので、これについては今後検討すべき課題である。

一方、夜側の静止軌道付近の SC による磁場擾乱は、磁気圏界面電流の増加に伴う背景磁場の増加とは逆の変動を示している。この磁場変動の要因は、磁気圏界面電流ではなく、夜側の磁気圏尾部の磁気中性面付近を朝一夕方向に流れている尾部電流の増加であると考えられる。磁気圏尾部電流の大きさは、式(A-2)を満たすように決定されるので、ローブの領域が圧縮され、

プラズマシート付近のプラズマの圧力勾配が増加すれば、それに対抗して磁気圏尾部電流が増加する。この場合、磁気圏尾部領域を圧縮せねばならないが、図 3-6 で示されるように太陽風の到来方向とその面の法線ベクトルとのなす角 ϕ が垂直になり、太陽風動圧による圧縮はほとんど効かなくなる。ところで、磁気圏尾部の磁気圏界面は、磁気圏シート領域を流れている太陽風のプラズマ圧と磁気圧が均衡する位置に形成されるため、太陽風のプラズマ圧の急増によって磁気圏尾部領域を圧縮することができる。この太陽風のプラズマ圧の変化は、太陽風中やバウショックでの加熱によって引き起こされるため、個々の太陽風の性質によって異なってくると考えられる。

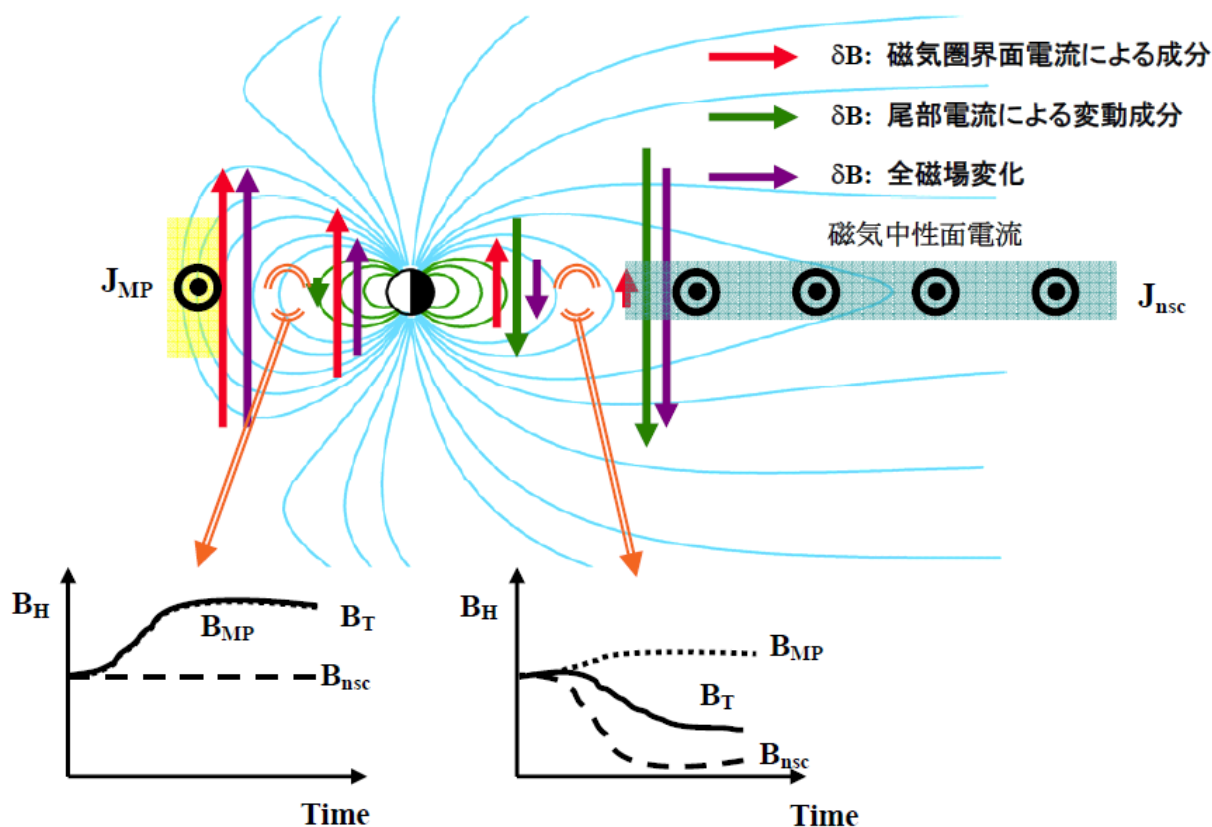


図 3-7. SC 時に発生する電流(磁気圏界面電流+磁気圏尾部電流)によって作られる磁場の変動の各成分の方向と大きさ、並びにそれらの合成として観測される全成分の磁場変動の模式図。矢印の方向と長さが大まかな磁場変動の向きと大きさを表す。また、下側のグラフは、昼間側と夜側で観測される磁場波形を示す。

以上の観測事実とそれに基づく物理的な考察により、磁気赤道面における SC 時の磁場擾乱の形態は、図 3-7 のようにまとめられる。つまり、SC 時には、昼間側の磁気圏界面電流と夜側の磁気圏尾部電流の両者が強められ、それぞれの電流が形成する磁場擾乱の合成とした磁場擾乱が発生する。このとき、昼間側では磁気圏界面電流による成分が卓越するため、SC の磁場変動は、急激な増加を示す一方で、夜側では磁気圏尾部電流による寄与が大きくなるので、結果的に背景磁場の減少として観測される。したがって、図 3-5 に示される静止軌道上における

SC の磁場振幅の日変化の傾向は、上記の磁気圏界面電流と磁気圏尾部電流の影響の重ね合わせをよく表している。ところが近年の詳細な観測データの解析により、磁気圏尾部電流の強度にも磁気圏界面電流が持つような磁気地方時によってその強度が異なっている可能性があることが分かってきた。図 3-8 には、2003 年 1 月 1 日から 5 月 31 日までに発生した 157 例の SC イベントに対して 3 基の GOES 衛星で観測された磁場振幅の磁気地方時に対する依存性が示されている。この場合、それぞれの GOES 衛星で得られた SC の磁場振幅は、個々の SC の大きさのばらつきを小さくするために SYM-H 指数という時間分解能が 1 分である地磁気指数で求められた SC の磁場振幅によって規格化されている。この分布も図 3-5 で示されているのと同様に昼間側でその振幅が最大となり、夜側で最小となる SC の磁場振幅の顕著な磁気地方時の依存性を示しているが、夜側の分布に対して見てみると、磁場の減少量が大きいイベントが夕方側から真夜中側の領域に集中していることが分かる。さらに、その平均値を示す曲線の値も朝側と夕方側で異なっており、夕方側でその値が小さくなっている。つまり、このことは、夜側における SC に伴う磁場変化が磁気圏尾部電流の増加に起源を求める

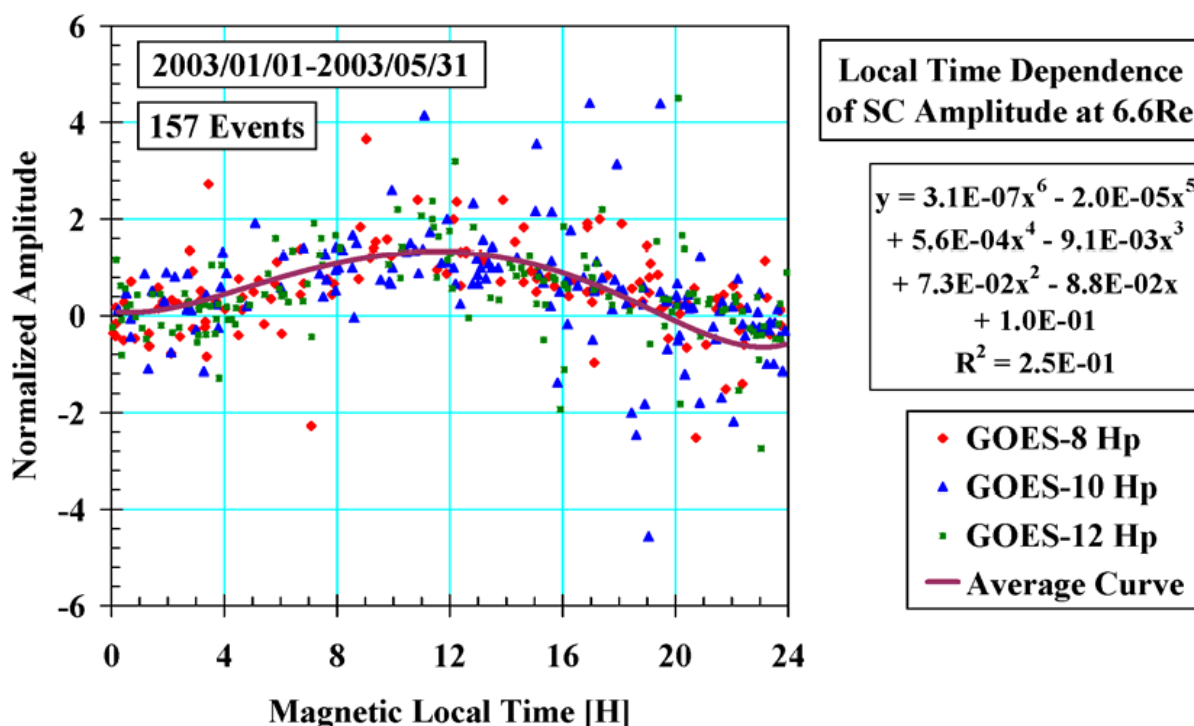


図 3-8. 2003 年 1 月 1 日から 5 月 31 日までに発生した 157 例の SC イベントに対する静止軌道付近で観測された個々の磁場振幅の磁気地方時依存性。真中の実線は、各衛星で観測された磁場振幅の平均値を示す。

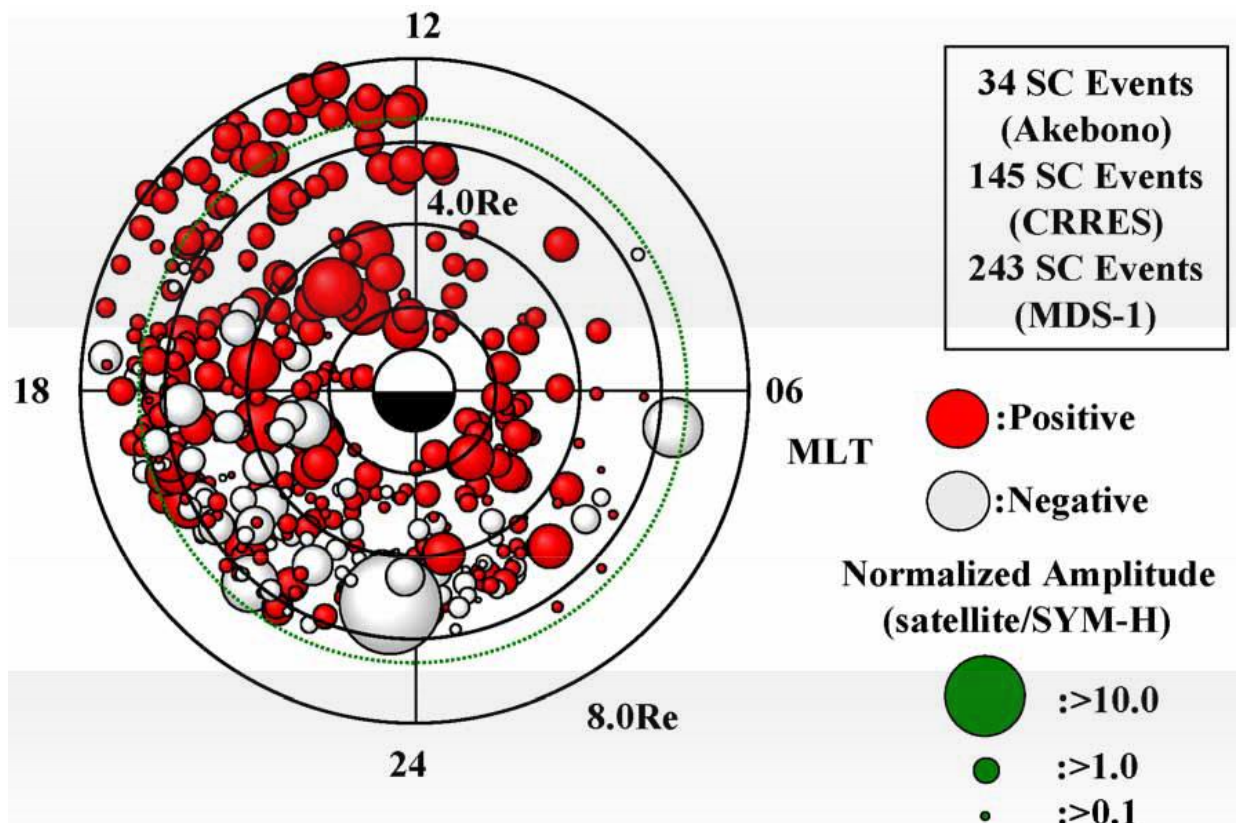


図 3-9. あけぼの衛星、CRRES 衛星及びつばさ衛星の磁場観測データから得られた 422 例の SC イベントに対する内部磁気圏・プラズマ圏内($L < 8.0$)で観測された個々の磁場振幅の L 値を磁気地方時の依存性。丸の大きさが SC の磁場振幅の大きさを表し、赤丸と白丸は、磁場変化が正、及び負の方向のイベントを表している。全ての SC イベントに対して得られた磁場振幅は、SYM-H 指数で求められた振幅で規格化されている。

とすると、その電流の分布(構造や強度)に朝-夕の非対称が存在することを示唆している。この磁気圏尾部電流の非対称性についてはこれまでの研究では明らかにされてこなかった新しい観測事実である。よって、その磁気圏尾部電流が朝-夕の非対称性を持つという事実が、SC 固有の現象ではなく、サブストームや磁気嵐時においても確認されれば、その磁気圏電流を夕方側だけに強める物理過程を考える必要がある。この物理過程が理解されれば、今後の電離圏-磁気圏相互作用の研究に対して新たな展開をもたらすものと期待される。

ところが、これまでの議論は静止軌道上における観測によって得られた SC の磁場振幅の磁気地方時の依存性についてのみ行っているため、内部磁気圏・プラズマ圏($L < 8.0$)に至る広い L 値と磁気地方時の領域を観測しているあけぼの衛星、CRRES 衛星及びつばさ衛星の磁場観測データを用いることによって、先ほど得られた SC に伴う磁場変化が負の方向を示す領域が磁気圏のどの部分に広がって分布しているかを調べる必要がある。図 A3-9 は、これら 3 基の異なる内部磁気圏衛星によって観測された 422 例の SC イベントに対する磁場振幅の L 値と磁気

地方時に対する依存性を示している。丸の大きさがこの図の右下のスケールによって与えられる SC の磁場振幅の大きさを表し、赤丸と白丸は、磁場変化が正、及び負の方向のイベントを表している。全ての SC イベントに対して得られた磁場振幅は、SYM-H 指数で求められた振幅で規格化されている。ここに示されている解析結果では、朝側から昼間側の領域(6-12h MLT)で SC イベントがやや不足しているが、SC に伴う磁場変動が負の方向を示すイベントが夜側の内部磁気圏に集中していることが見て取れる。そして、この白丸が特に集中して分布している領域は、図 3-9 から L 値にして 3-7 の範囲でかつ、磁気地方時が 18 時から 2 時までの夕方側から真夜中を過ぎたところに広がっている。この領域は、通常言われている磁気嵐の主相時に発達する環電流の最も強いところに一致している。よって、SC に伴って磁場変動が負の方向へ変化する原因の一つとして磁気圏の圧縮によって内部磁気圏に存在している高エネルギー粒子(環電流粒子)が加速されることによって磁場勾配や曲率ドリフト速度が増加し、この領域における環電流が強められたと考えることができる。ただし、図 3-9 に示される結果は、環電流の外側領域(L<6.0)においても磁場変動が負の方向へ変化するイベントが存在することから環電流の増強だけでは説明がつかず、図 A3-8 で得られた磁気圏尾部電流の朝-夕非対称性を考慮することによって全体の分布に対して解釈を与えることができる。ただし、これまでの過去に研究において夜側の SC の磁場振幅には季節変動があることが知られている [Nagano and Araki, 1985]が、上の結果はその季節変動を取り除くまでにはいたっていないため、今後、解析例を増やすことによって、その季節変動までを評価した結果を出すことが期待される。

さて、今度は静止軌道上における磁気圏内の SC に伴う電場変動の統計的描像に議論を進めていく。

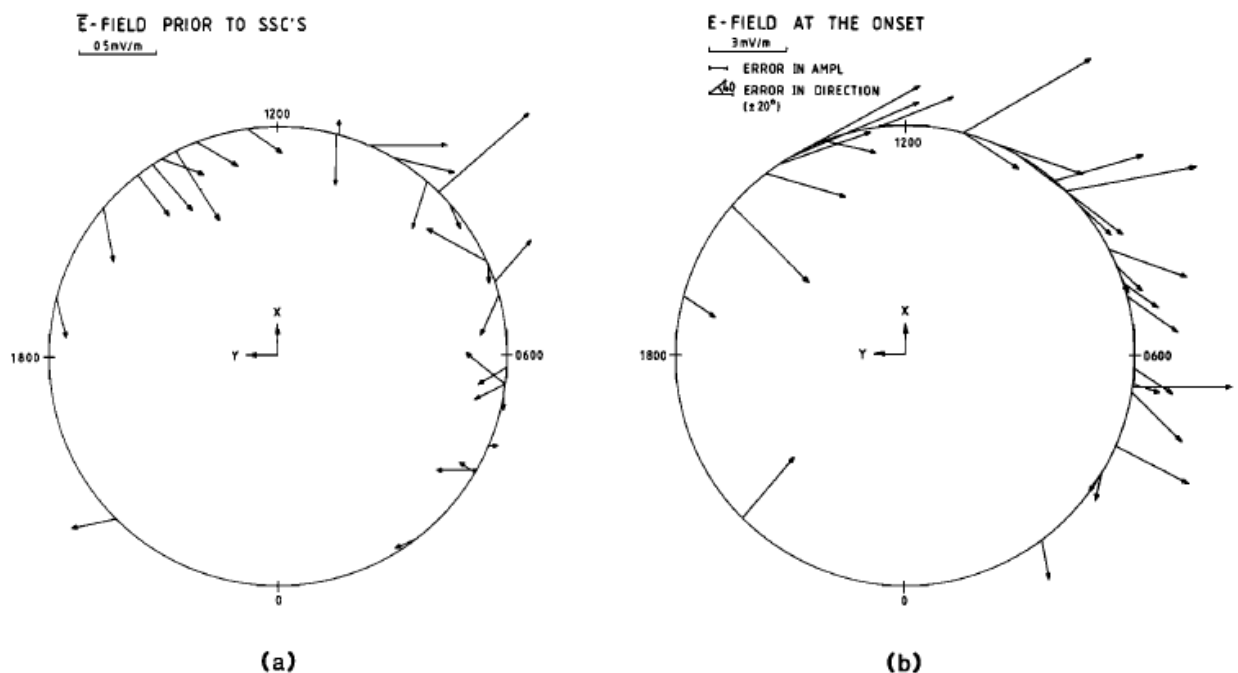


図 3-10. 1978 年から 1983 年までの約 5 年間に発生した 28 例の SC イベントに対する電場の方

向と大きさの変動の磁気地方時依存性。両図とも上側が 12 時に相当する。(a) SC 発生数分前について約 3 分間の平均した電場の方向と大きさを示す。電場は共回転の方向に一致する。(b) SC による磁場変動の振幅の約 50%に達したときの電場の方向と大きさを示す。電場は、昼間側で夕-朝の方向を向いている [Laakso and Schmidt, 1989]。

図 3-10 は、1978 年から 1983 年までの約 5 年間に発生した 28 例の SC イベントに対する GEOS-2 衛星で観測された電場変動の様相をその方向と大きさの変化として示したものである。左のパネルは、SC 発生前の約 3 分間の平均に対する電場の方向と大きさを示し、右のパネルは、SC 後で磁場変動の振幅の約 50%に達したときの電場の方向と大きさを示している。まず、SC 発生前の磁気圏内の電場の最大の特徴は、ほとんどのイベントに対して地球方向を向いている点である。その時の平均的なプラズマの速度は、約 3–4 km/sec であった。そして、実際の静止軌道付近における共回転速度が約 3.1 km/sec であることから、磁気圏プラズマの運動は、地球の自転方向とともにほぼ共回転している。このことは、SC 発生前の磁気圏の状態は、非常に静穏で磁気圏対流が不活発であったことを意味している。一方、SC 発生後の電場変動の特徴は、SC 前と比べて電場の大きさが約 2–3 倍増加し、その方向が概ね夕方側から朝側に向う方向を指している点である。特に、その電場の大きさの磁気地方時の依存性について見てみると、以前に磁場変動に対して議論したのと同様に、電場擾乱の振幅は、昼間側で大きく、夜側で小さいという傾向を示している。したがって、この電場変動は、磁気圧縮の大きさ、またはそのときの磁場の時間変化の量に関係しており、付録のマックスウェルの方程式(A-10)にしたがって生成されているものと考えることができる。すなわち、磁気圧縮波の波面が作る誘導電場である。また、この波面の作る電場によって静止軌道付近のプラズマは、平均 30 km/sec という大きさの速度を持って磁気圏尾部領域へ移動している。そして、その時の電磁場の変動から計算されるポインティングベクトルの方向も磁気圏尾部の方向を向いており、その電磁場のエネルギーが昼間側の磁気圏から夜側の磁気圏尾部領域へ伝搬している。さらに、この電場は時間変化もしているので、

$$\mathbf{J}_P = \frac{n(m_i + m_e) d\mathbf{E}}{B^2 dt} \quad (3-7)$$

に従う慣性電流を磁気圏内に流す。ここで、 n はプラズマ密度であり、 m_i 及び m_e はそれぞれイオンと電子の質量である。その電流は、電場の方向に一致するので、磁気圏内を夕方側から朝側へ流れている。この方向は、SC の電流系の模式図(3-3)に示されている \mathbf{J}_P に対応するものである。

次に SC 発生直後に見受けられた静止軌道付近における周期的な電場変動の特性について見てみよう。

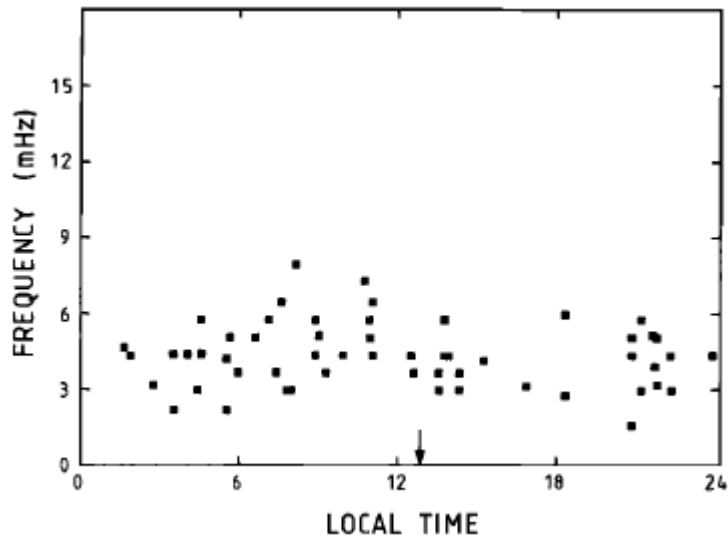


図 3-11. SC 開始後の 24 分間の電場変動に対してフーリエ変換を行って得られたパワースペクトルにおいて最大を与える周波数の地方時分布。この周波数分布は、明瞭な地方時依存性を示している [Laakso and Schmidt, 1989]。

図 3-11 は、SC 発生直後に発生した電場変動をフーリエ変換したときにそのパワースペクトルのピークを与える周波数に対する磁気地方時の分布を示す。その周波数分布は、弱い磁気地方時依存性を示しており、真夜中付近の周波数が約 3 mHz 付近に分布する一方、昼間側ではその周波数は上昇する傾向にある。この場合、その昼間側の周波数の最大値は、約 4 mHz である。また、23 時-02 時の真夜中付近においては SC によって引き起こされる周期的な電場変動がほとんど見受けられないが、これは、静止軌道付近の磁力線がかなり夜側へ引き伸ばされているためにそのような振動が発生しにくいと考えられている。さて、この SC に伴う電場変動は、図 3-4 で示した電場と磁場の変動関係から横波のアルフベン波であることが分かっているので、その電場変動の周波数について磁力線固有振動の理論を基に考察してみよう。一般に、この種の変動現象は、不変磁気緯度が高いものほど周期が長く、また卓越する周波数バンドが観測点を通る磁力線の最低のイオンサイクロトロン周波数 $\omega_c = (\Omega_i)_{min}$ よりもやや低いところにあることなどから、 $\omega < \Omega_i$ のアルフベン波が磁力線に沿って南北両半球を往復する脈動と考えることができる。一般的な磁力線方向のアルフベン波の群速度は、付録の式(A-41)よりもやや複雑で

$$v_g = v_A \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)^{3/2} \left(1 - \frac{\omega}{2\Omega_i}\right)^{-1} \quad (3-8)$$

である。よって、この波動が磁気緯度 Φ_0 を通る磁力線を往復するのに要する時間 τ_A は、

$$\tau_A = 2 \int_{P_1}^{P_2} \frac{dl}{v_g} = \frac{4R_e}{\frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 m_i N_0}}} \frac{1}{\cos^5 \Phi_0} \int_0^{\Phi_0} \frac{1 - \frac{\omega \cos^6 \Phi}{2\omega_c \sqrt{1+3\sin^2 \Phi}}}{\left(1 - \frac{\omega \cos^6 \Phi}{\omega_c \sqrt{1+3\sin^2 \Phi}}\right)^{\frac{3}{2}}} d\Phi \quad (3-9)$$

となる。ここでは、背景磁場と密度分布に対してそれぞれダイポール磁場 $B = B\sqrt{1+3\sin^2\Phi} \cdot \left(\frac{R_e}{r}\right)^3$ 、および $N = N_0 \left(\frac{R_e}{r}\right)^3$ を仮定している。 $\omega \ll \omega_c$ の極限では上式は簡単になり、 $L = \cos^{-2}\Phi_0$ の置換を行うと

$$\tau_A = 3.63 \times 10^{-2} \sqrt{N_0} \xi(L) \quad (3-10)$$

$$\xi(L) = L^{\frac{5}{2}} \left(\frac{\sqrt{L-1}}{4L^2} + \frac{3\sqrt{L-1}}{8L} + \frac{3}{8} \cos^{-1} \frac{1}{\sqrt{L}} \right) \quad (3-11)$$

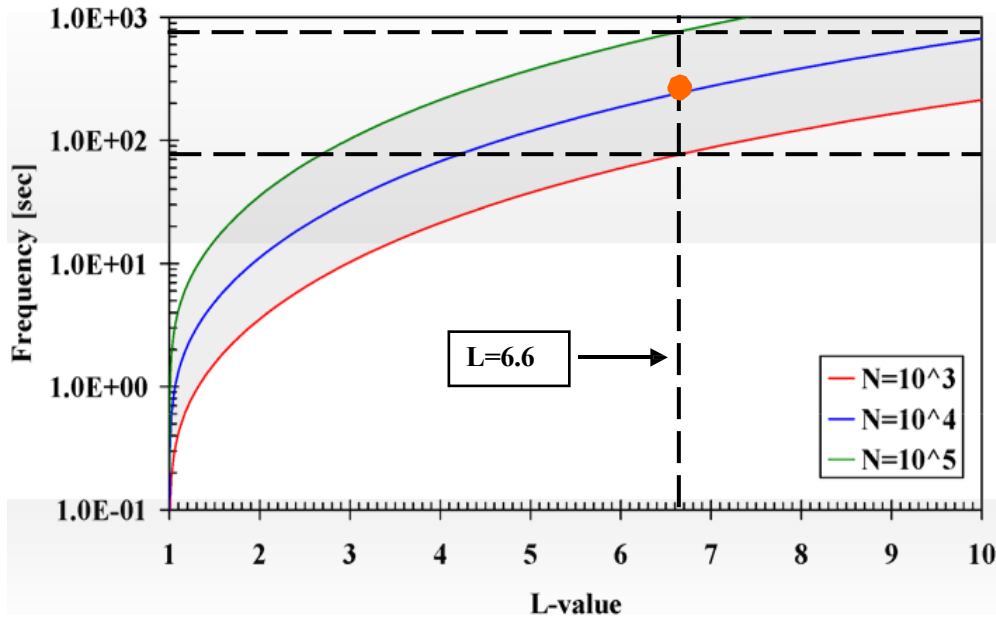


図 3-12. 磁気流体波(アルフベン波)が各 L 値に対応する磁力線を往復するのに要する時間。赤、青、及び緑線は、プラズマ圏下部の初期密度 N_0 をそれぞれ 1000、10000、100000 とし て計算した時間を表す。橙色の丸印は、図 3-4 で得られた電場擾乱の周波数を示す。

が得られる。図 3-12 には、式(3-10)と式(3-11)を用いてプラズマ圏下部の初期密度 N_0 が $N=10^3$ 、 10^4 、 10^5 cm^{-3} である場合について周期の L 値分布を計算した結果が示されている。この図から静止軌道 ($L=6.6$) 付近における周期は、74 秒から 740 秒の範囲にあり、GEOS-2 衛星で観測された電場振動の周期($\sim 3 \text{ mHz}$)がこの範囲に入っていることが分かる。そして、図中の橙色の丸印に示されているこの周期におおよそ合致する初期密度は $N=10^4 \text{ cm}^{-3}$ であると推定される。したがって、この種の変動の固有振動さえわかれば、磁気圏内に分布しているプラズマの構造やイオン組成分布を推定することができる。これによって磁気嵐などの地磁気擾乱現象に伴うプラズマの構造の変化、つまり、付録 A-1 で既に述べたようにプラズマ圏の

伸縮やその内部のイオン組成変化をモニターすることが可能となり、ジオスペースプラズマの環境の変化を捉えられる。

この SC 時に励起される周期的な電磁場の擾乱現象の発生機構の中で代表的なものとして磁気音波モードとアルフベン波モードの結合が挙げられる。これは、磁気圏界面で発生した促進モードの磁気音波が磁気圏内を昼間側から地球へ向って伝搬していくにしたがい、その波動の持つ周波数とアルフベン波の磁力線固有周期に一致する点において磁気音波モードがアルフベン波モードへモード変換することである。このことから磁気圏の奥深くの領域に磁気音波モードが伝搬していくにしたがってその振幅が小さくなる傾向を示す。また、このような磁気圏内で発生する Pc 5 帯の周期に属する電磁場の擾乱は、その振幅が大きいことからその偏波特性が詳しく調べられている。この変動の偏波は、統計的に午前側(22 h-10 h)では左回りの偏波を示し、午後側(10 h-22 h)では右回りの偏波を示すことが知られている。

A3.2.2 プラズマ圏内における電場・磁場変動とその伝搬

図 A-1 に示されるように地球近傍の領域($L < 4-6$)である内部磁気圏には、低エネルギーの電離圏起源のプラズマで満たされているプラズマ圏が存在する。この領域に関する詳しい性質については付録 A-1 を参照されたい。プラズマ圏は、それよりも外側の磁気圏と比較してプラズマ密度が 1-2 桁以上も大きく、比較的酸素イオンといった重イオンを含むために、そこでの電磁流体波の伝搬速度が急速に減速する。したがって、SC に伴う電磁場擾乱の伝搬に対して大きな影響力を持ち、静止軌道付近で見受けられたものとは異なる電磁場の擾乱が観測されることが予想される。また、プラズマ圏におけるプラズマの運動は、太陽風によって磁気圏に印加される太陽方向の磁気圏対流の成分よりも地球の自転と共回転する成分が卓越しているため、その共回転する成分を差し引くことによって、太陽風パラメータの変動に伴う磁気圏対流電場の増強とその内部磁気圏への浸透現象を容易に捉えることができる。しかしながら、これまでプラズマ圏とその深部領域を隈なく、長期的に観測している衛星は数が少なく、DE1、CRRES、あけぼの衛星に限られていた。そのため、その領域における SC に伴う電磁場擾乱の変動特性やその伝搬の詳細については不明な点が多く残されていた。ここでは、あけぼの衛星や CRRES 衛星による電磁場の観測によって明らかになった事項について解説する。

図 3-13 は、1989 年 12 月 1 日 17:49:03 (UT)に発生した SC に伴うプラズマ圏磁気赤道付近における電磁場変動の観測例を示している。このときあけぼの衛星は、朝側(5.5 h MLT)のプラズマ圏深部($L=2.6$)に位置していた。一番上側のパネルが柿岡で観測された地磁気の水平成分の変化を示し、その時間分解能は 1 秒である。そして、そのパネルの下側の上段 3 つと下段 3 つは、それぞれ GSM 座標系での電場、磁場の 3 成分を示し、磁場の値は IGRF-90 モデル値からの差分である。一方、電場 3 成分についてはあけぼの衛星の軌道に沿った位置での共回転電場を差し引いている。この解析によってプラズマ圏内においてどのような電場が発生し、侵入しているかを容易に捉えることが可能となる。また、図中の縦の点線は、柿岡で観測され

た SC の開始時刻を示している。この図から分かるように、柿岡で観測された SC の急峻な磁場増加の開始時刻にほぼ同期してプラズマ圏内で電場・磁場の両成分に通常の変動と比べて大振幅でかつシャープな波形をもつ特徴的な変動が観測されている。特に、磁場の南北成分(B_z 成分)において磁気圧縮を示す急峻な増加に呼応してプラズマ圏内に一時的に数 mV/m から数 10 mV/m の電場が発生・配位している。この SC に伴う電場擾乱の振幅は、衛星が観測した位置における共回転電場の強度よりも 1 桁程度も大きいことから、この観測事実は、プラズマ圏のプラズマが大きく共回転から外れて運動していることを意味している。そして、その電場変動の初動の方向について調べてみると、 E_x 、 E_y 成分ともに負の値を持ち、 E_y 成分よりも E_x 成分の方が約 2-3 倍程度大きいことからその電場は、おおよそ反太陽方向を向いている。この電場の方向は、プラズマ圏プラズマを地球方向へ押し込む方向に対応している。

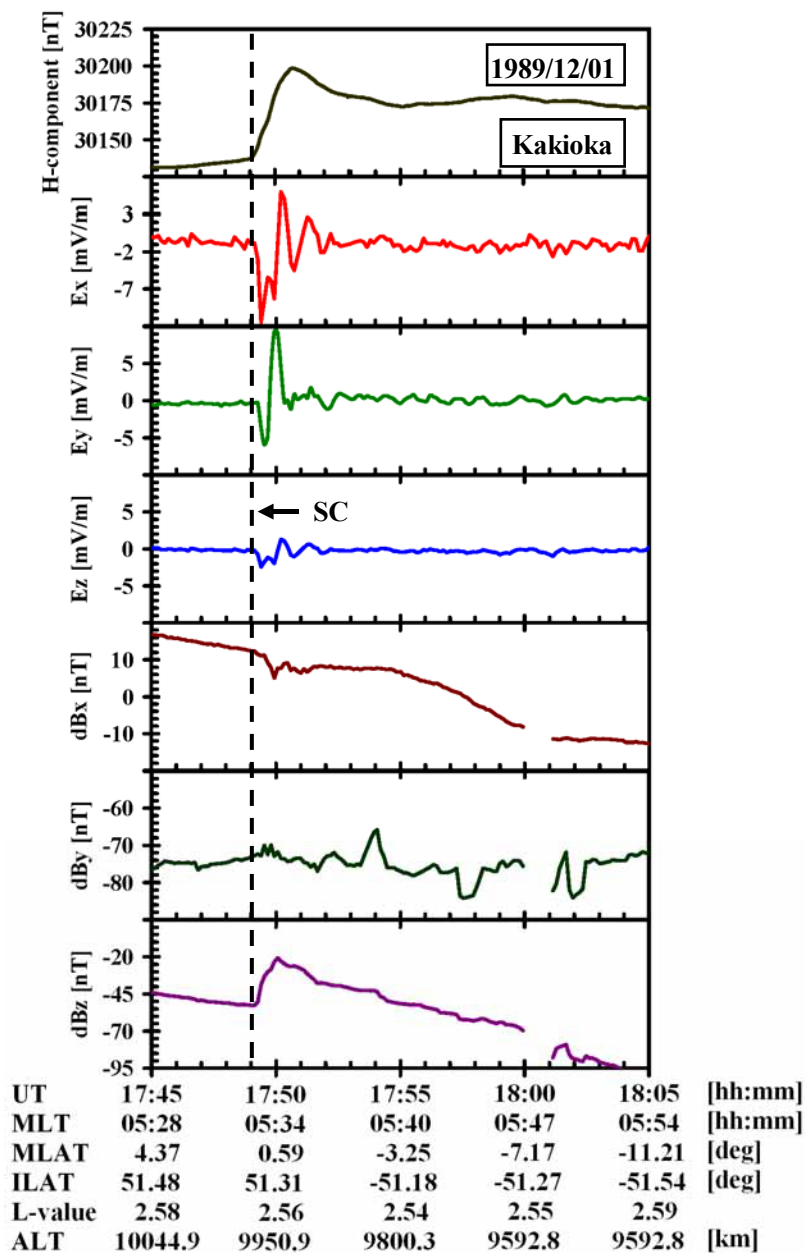


図 3-13. あけぼの衛星によってプラズマ圏磁気赤道付近で観測された SC に伴う電磁場変動の代表的な例。一番上側のパネルが柿岡で観測された地磁気の水平成分の変化を示し、その時間分解能は 1 秒である。そして、そのパネルの下側の上段 3 つと下段 3 つは、それぞれ GSM 座標系での電場、磁場の 3 成分を示し、磁場の値は IGRF-90 モデル値からの差分を与えている。また、図中の縦の点線は、柿岡で観測された SC の開始時刻を示す。

一方、図 3-14 に示されるポインティングベクトルは、その初動成分の S_x と S_y 成分に対してそれぞれ $-1.22 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$ と $2.45 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$ の値を示し、地球寄りの夜側の方向を向いている。この結果は、SC に伴う電磁場のエネルギーが完全な夜側の方向ではなく、やや地球

方向へ伝搬していることを意味している。よって、このポインティングベクトルの方向は、主に夜側の磁気圏尾部の方向へ向くというプラズマ圏以遠の磁気圏内のものとは異なっている。この電磁場のエネルギーの伝搬方向の違いは、図 3-15 に示されているようにプラズマ圏側よりも背景プラズマ密度の少ない磁気圏側の方が磁気流体波の伝搬速度が速いためその波面が内部磁気圏では屈折しながら伝搬しているためであると考えられる。

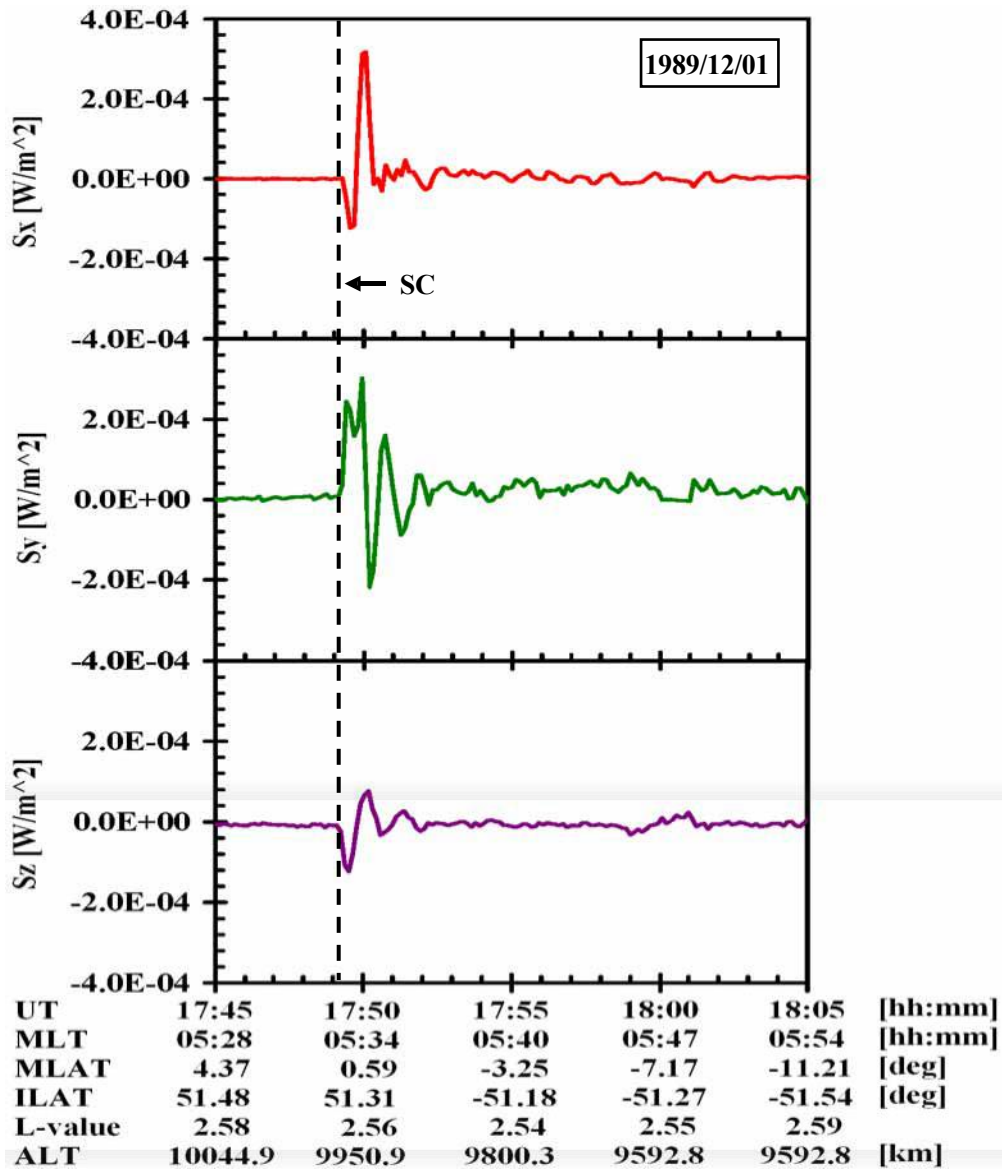


図 3-14. 図 3-13 で示された SC 時の電磁場変動から算出された GSM 座標系におけるポインティングベクトルの変化。ただし、 S_z 成分は背景磁場に平行な成分を示している。

さらに、図 3-13 において SC 後の E_x 成分の変動について見てみると、Pc4 帯の地磁気脈動の周期に対応した 60–80 秒程度の周期的な減衰波形が観測されており、その継続時間は約 5 分程度とかなり短いものになっている。したがって、このような特徴的な電場波形からこの変

動は SC に伴う電磁場擾乱によってもたらされたプラズマ圏の空洞共鳴であると考えられる。そして、この電場変動に呼応した磁場変動が見受けられないが、これは、ちょうど磁気赤道付近において電場が腹、磁場が節の関係になっていることを示唆している。また、このプラズマ圏の空洞共鳴に対応するポインティングベクトルの変化は、図 3-14 において Sy 成分の振動として現れている。この変化は、その場における電磁場のエネルギーが単に東西方向に往復伝搬していることを意味しており、正味のエネルギーの流れがほとんどない。したがって、この変動はまた、プラズマ圏磁気赤道付近における定在波として捉えることができる。

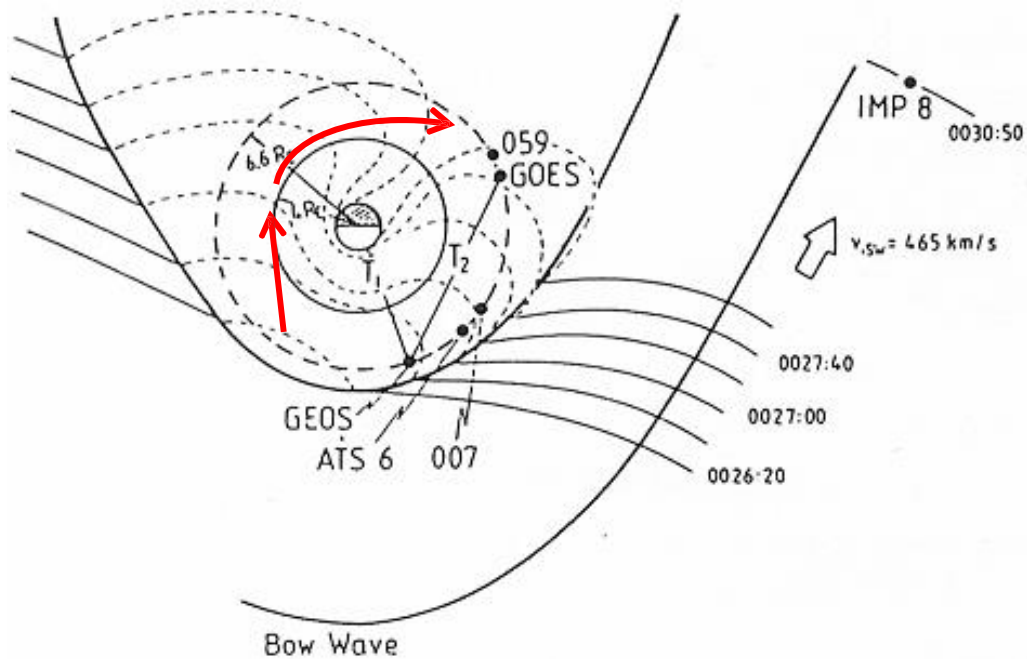


図 3-15. SC に伴う電磁場擾乱の波面が内部磁気圏・プラズマ圏を伝搬する様子。地球に近い実線で描かれた円はプラズマ圏界面を示し、それよりも外側の点線は静止軌道を示している。また、磁気圏界面よりも外側に書かれた実線は、太陽風中に含まれる衝撃波の伝搬の様子を示している [Wilken et al., 1982]。

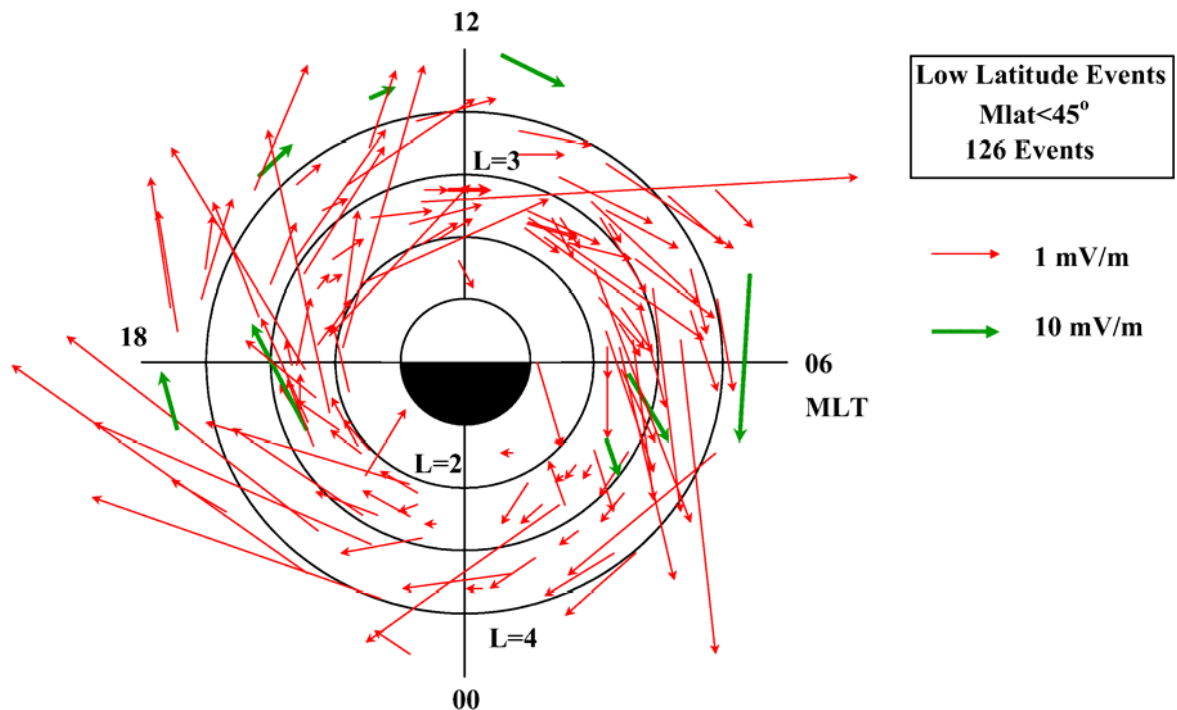


図 3-16. 153 例の SC に伴う電場変動の初動成分の大きさや方向の分布。その電場の大きさや方向を矢印の長さや向きで表し、赤色と緑色の矢印に対応する電場の大きさが図の右側に示されている。矢印の始点の位置は、電場変動が観測されたあけぼの衛星の位置を磁気地方時と L 値の関数で示されている。この図から電場の初動の方向は、内部磁気圏・プラズマ圏全ての領域で西向きを向いている [Shinbori et al., 2004]。

図 3-16 は、1989 年 3 月から 1996 年 1 月までに発生した 153 例の SC に対して内部磁気圏・プラズマ圏で観測された電場変動の初動における大きさや方向について統計解析を行った結果である。この図においてその電場の大きさや方向を矢印の長さや向きで表し、赤色と緑色の矢印に対応する電場の大きさが図の右側に示されている。矢印の始点の位置は、電場変動が観測されたあけぼの衛星の位置を磁気地方時と L 値の関数で示されている。図 3-16 からわかるように図 3-13 で示されていると同様な SC に伴う電場変動が、 $L < 5.0$ の内部磁気圏・プラズマ圏全体で発生している。そして、この電場変動における初動成分の振幅は、磁気地方時に対して顕著な依存性を持たず、これまでの静止軌道上で得られた結果、つまり、昼間側で大きく、夜側で極端に小さくなるという電場変動の特徴とは異なる傾向を示している。さらに、その電場の方向は、約 $0.2\text{--}38\text{ mV/m}$ の強度をもって西向きの方向である。この図の結果から、この電場の起源は、式(A-10)に従う誘導電場であり、内部磁気圏・プラズマ圏内を伝搬する圧縮波によってもたらされたものであると解釈できる。さらに、その電場の方向は方位角方向に磁場ドリフトしている高エネルギー粒子(放射線帯粒子)のドリフト方向に対して平行になるた

めに、この電場は、これらの粒子を加速し、地球方向へ輸送するという放射線帯ダイナミクスに対して重要な役割を果たしているものと思われる。

3.2.3 磁気圏圧縮による磁気圏対流の強化とその特徴

これまで電離圏レーダー観測や地上磁場観測に基づいた多くの研究から SC の MI 期において圧縮された新しい磁気圏プラズマの状態遷移に呼応して磁気圏対流が強められ、その増強された磁気圏対流によって領域 1 型の沿磁力線電流が生成とともにその電場が極域電離圏から低緯度電離圏へ持ちこまれることが予想されていた(図 3-17)。近年になって計算機の能力が向上したため、これまでできなかったグローバルな磁気流体力学シミュレーションを行うことが可能になってきた。この磁気流体力学シミュレーションによる結果も磁気圧縮とともに SC の MI 期に内部磁気圏内で磁気圏対流が増加することを示している。しかしながら、前にも述べたように内部磁気圏・プラズマ圏における電場の直接観測が乏しく、このようなことが実際にこれらの領域で発生しているかを確認するには至っていなかった。ここでは、あけぼの衛星観測によって得られた最新の研究成果とその物理機構について詳しく解説することにする。

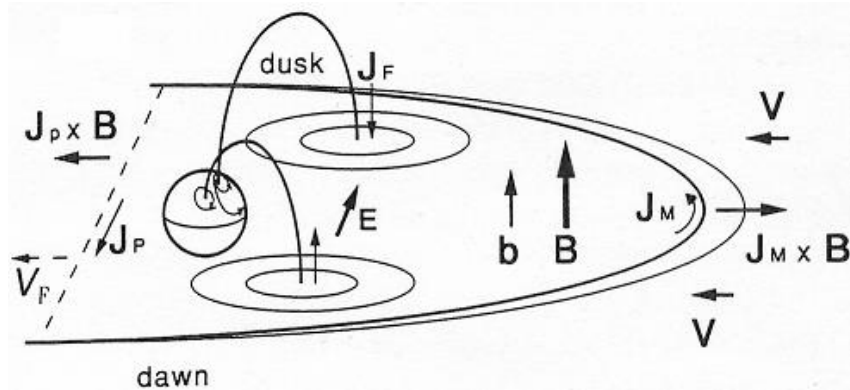


図 3-17. 太陽風動圧の急増によって昼間側の磁気圏が圧縮されたときに生成される磁気圏対流と領域 1 型の電流系。V は太陽風速度を表し、 J_M は、東向きに流れる磁気圏界面電流を表す。また、磁気圏内の b は、その磁気圏界面電流の作る磁場変動であり、点線でその変動の波面を表している [Araki, 1994]。

近年、あけぼの衛星による長期間のプラズマ圏内の電場の直接観測によって地磁気静穏時の電場分布や磁気嵐に伴う大規模な対流電場の形成とその配位について明らかとなってきた。図 3-18 は、SC に伴うプラズマ圏内の低緯度領域における朝-夕方向の電場の時間変化の代表的な 2 例を示している。上段のパネルは、図 3-13 に既に示されている SC イベントであり、その E_y 成分を拡大してプロットしたものである。また、下段は、1991 年 7 月 8 日 16:35 (UT) に発生した SC イベントの例であり、この場合、あけぼの衛星は、上段のイベントとは反対側の夕方側に位置していた。両図中に示されている紫色の点線は、28 区間の移動平均した電場の値を示す。上段において SC の開始に伴って双極型の電場の波形が観測された直後から朝-夕方向の

電場の直流成分(点線)が数分かけて上昇し、約2分後には約1.0 mV/mの最大値に達している。その後、その電場は、ゆっくりと減少していき、18:01 (UT)頃に最小値をとっている。よって、この結果は、磁気圏界面で発生した磁気音波の通過の直後に大規模な磁気圏対流電場が増加し、それがプラズマ圏深部にまで侵入してきていることを表している。一方、下側のパネルを見てもわかるように、朝側のプラズマ圏で見受けられた SC に伴う電場変動と同じような現象が観測されている。この場合、上段の SC イベントよりも電場の最大値は大きく、その値は約 2.4 mV/m であった。これらの観測事実から内部磁気圏・プラズマ圏の全領域で大規模な磁気圏対流電場の増加とその侵入が発生していることが予想される。実際にそのような現象の発生領域の依存性を見てみてもそれには L 値や磁気地方時の依存性は全くなく(図 3-19)、SC に伴って磁気圏対流の増加がグローバルに起こっていることを表している。一方、図 3-18 の左のパネルにおいて再び朝-夕方向の電場強度が増加しているが、この SC 直後に磁気嵐の主相に入っているため、この電場の増加は、その磁気嵐に伴うものと推察される。また、この電場の最大強度は、図 3-20 に示されるように地上で観測された SC の振幅の大きさに比例して増加していく傾向を持っており、この傾向は、SC の MI 期に発生する大規模な対流電場が太陽風の惑星空間磁場と地球磁場の再結合過程によって生成されたものではなく、太陽風動圧の急激な増加によってもたらされた磁気圏の圧縮によって発生したことを暗に意味している。

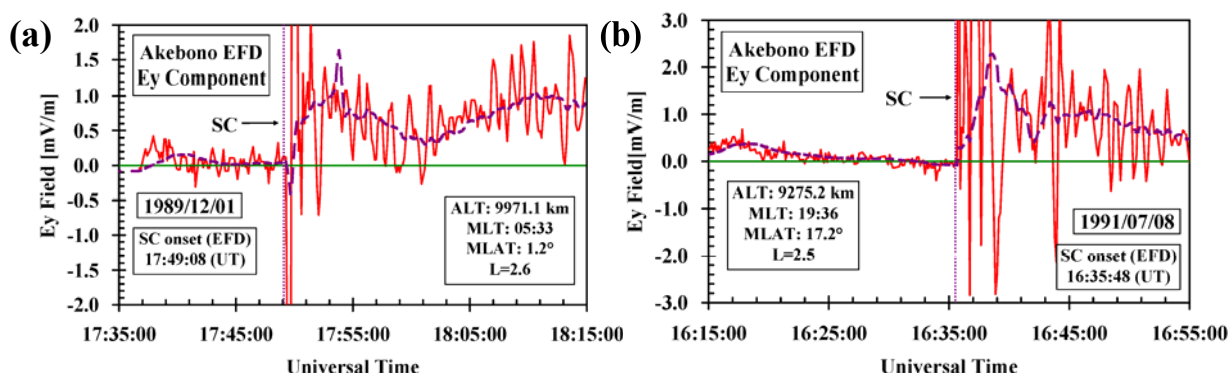


図3-18. あけぼの衛星の電場観測器で捉えた SC に伴うプラズマ圏低緯度領域における朝-夕方向の電場の変化。紫色の点線は、28 区間の移動平均した電場の値を示す。左図が朝側領域(05:33 MLT)で、右図が夕方側領域(19:36 MLT)での観測値である。

また、SC 時に内部磁気圏・プラズマ圏に形成された大規模な磁気圏対流電場の継続時間は、図 3-21 に示されるように多くの場合、20 分以下であり、その平均が約 10 分程度である。この対流電場の継続時間は、通常のスバーストームや磁気嵐時の場合と比べてかなり短く、従来の地上磁場観測や電離圏レーダー観測から予想されているものにおおよそ一致している。長期間継続しないという性質から、太陽風の惑星空間磁場と地球磁場の再結合過程によってこの電場が発生していないということだけでなく、圧縮された新しい磁気圏状態にプラズマが適合する

までの遷移過程で励起されたと考えることができる。

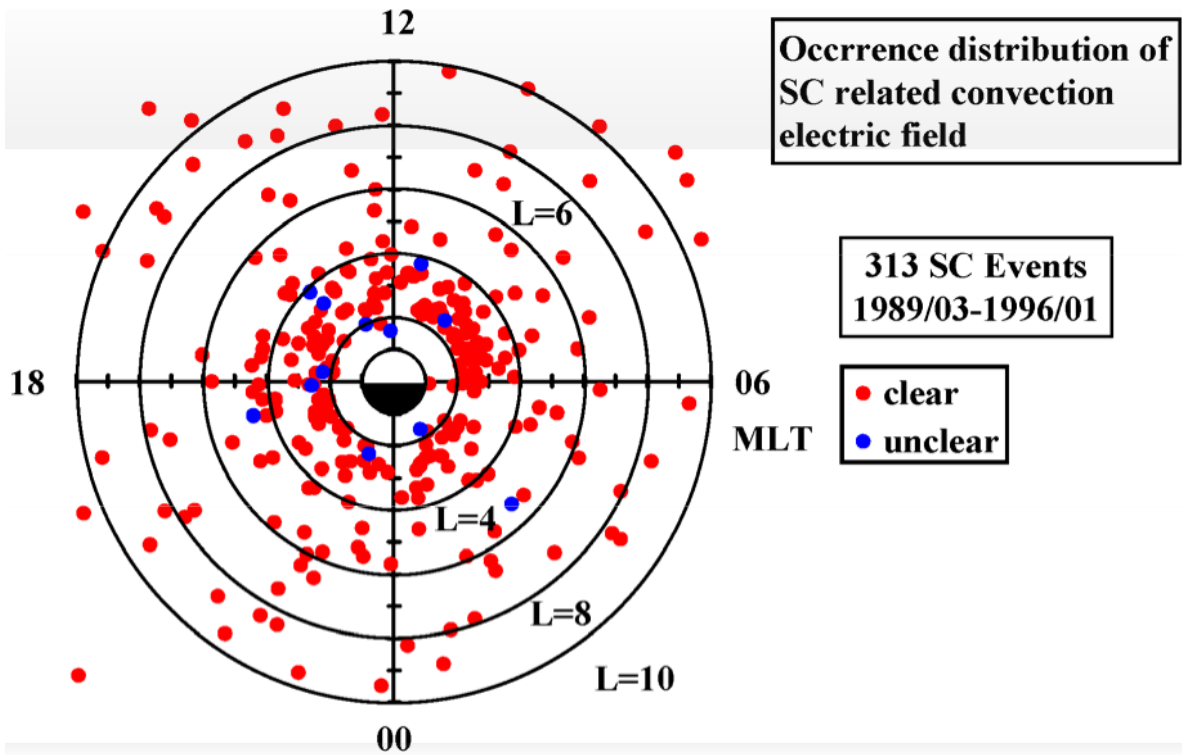


図 3-19. SC に伴う朝-夕方向の電場の増加現象の発生に対する L 値と磁気地方時の依存性。赤丸は、SC 直後に朝-夕方向の電場の増加現象がはっきりと見受けられたイベントを示し、青丸は明瞭な対流電場の増加が見られなかったイベントを示す。この図に示されている SC イベントの数は、313 例である。

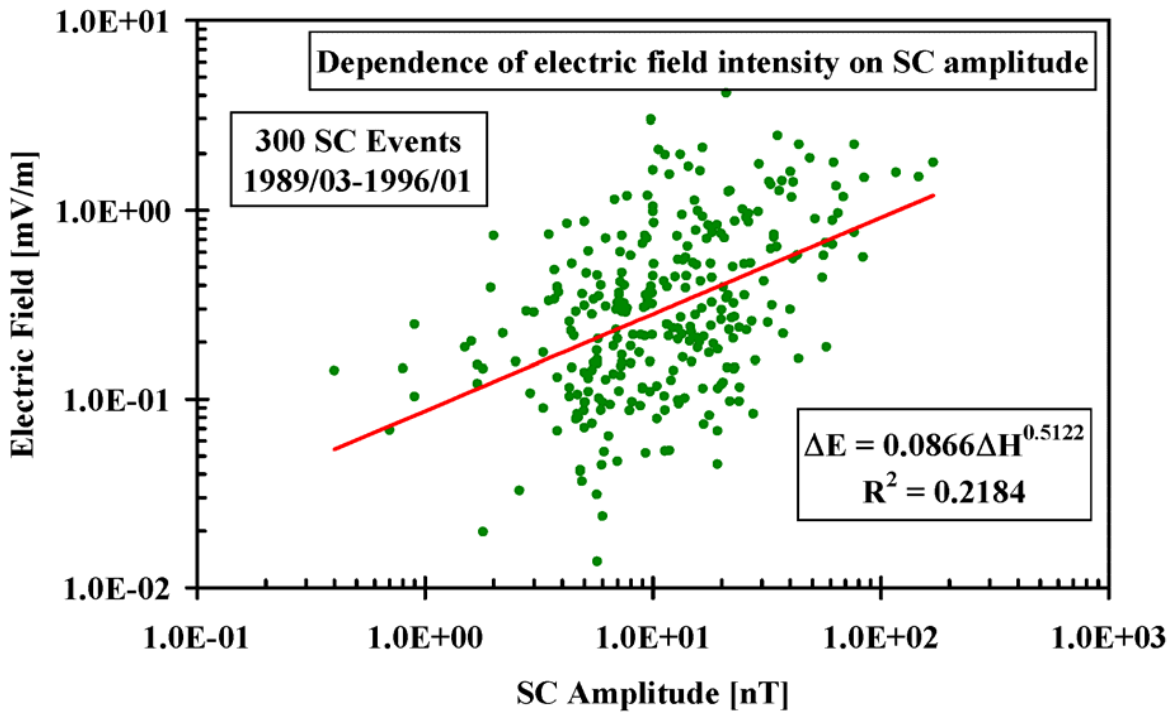


図 3-20. SC に伴う磁気圏対流電場の増強振幅の最大値に対する地上で観測された SC の振幅の依存性。その振幅の最大値は、SC の振幅の大きさに比例して増加しており、この傾向は、この電場の起源が磁気圏によるものであることを暗に意味している。

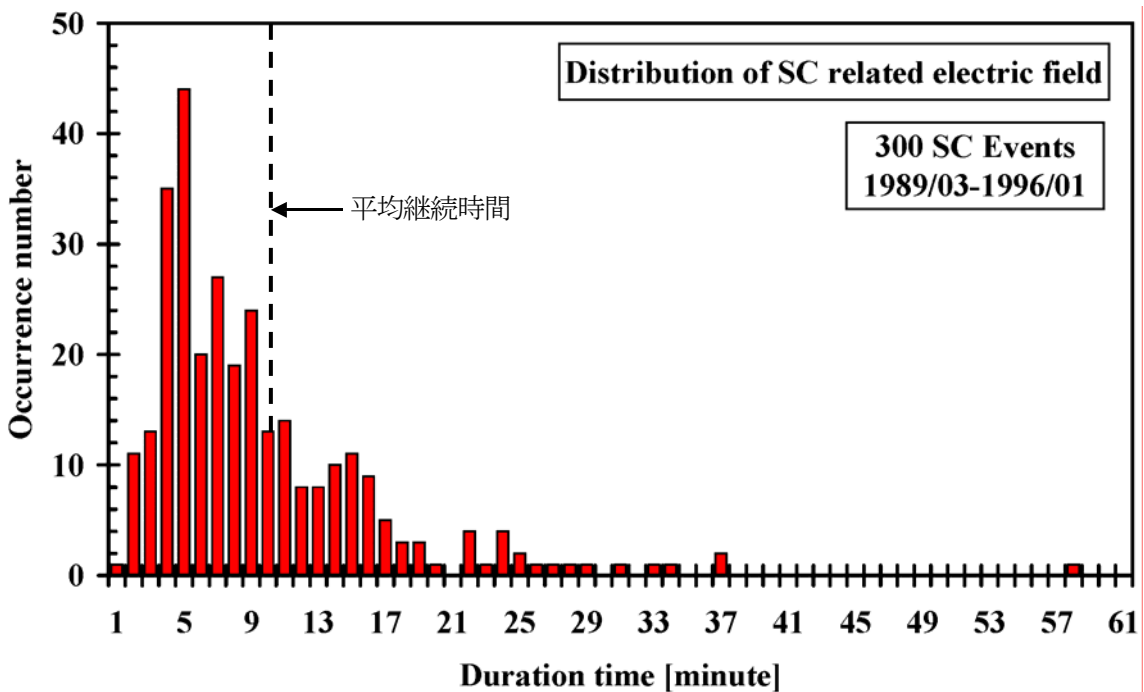


図 3-21. SC に伴う磁気圏対流電場の増加がみられた継続時間に対する分布。図中の点線は、全イベントの平均継続時間を示す。大多数のイベントが 20 分以内に集中している。

そして、このような大規模な対流電場の増加あるいはプラズマ圏内部への侵入現象は、グローバルに起こっていることは既に述べているが、ここでは、あけぼの衛星で観測された SC に伴う電場変動とその時の地上磁場変動との対応関係について見てみよう。図 3-22 には、オーロラ帯(College)、中緯度(Boulder, Fredricksburg)、低緯度(柿岡)並びにあけぼの衛星で観測された電場の E_y 成分が示されている。この例では SC は、1991 年 7 月 8 日 16:35 (UT) に発生していることが柿岡の磁場波形を見れば明らかである。このときのそれぞれの地磁気観測所の位置とあけぼの衛星の位置について表 3-1 に示されている。この表から柿岡が真夜中側に、それ以外の地磁気観測所は真昼に近い午前側に位置していることがわかる。したがって、オーロラ帯と中緯度における SC の MI 期の磁場変化は、領域 1 型の沿磁力線電流の作る南向きの磁場とそれに伴う電離圏 Hall 電流の作る南向きの磁場の重ねあわせによって負の方向へ変化することになる。図 3-22 のパネル(b)、(c)と(d)はそれをよく表している。それらの磁場変動が観測された時間帯においてあけぼの衛星で観測された電場の E_y の直流成分が 2-3 分間以内で急激に増加している。しかも、衛星と地上の磁気地方時がかなり離れているにもかかわらず、地上の磁場が減少している期間にちょうど対応している点が興味深い。その後、SC の MI 期の作る電流の衰退に伴って約 10 分程度の時間をもってもとのレベルへ回復しており、それに対応してプラズマ圏内の対流電場強度も徐々に減衰している。よって、これらの観測事実から内部磁気圏・プラズマ圏内で観測される対流電場と地上で観測される磁場変動の間には非常に良い相関があり、SC の MI 期には磁気圏・プラズマ圏ならびに電離圏の全領域にわたって対流電場の侵入と増強が発生していることを示している。

表 3-1. 1991 年 7 月 8 日 16:36 (UT) に発生した SC 時における地上の観測所とあけぼの衛星の位置のパラメータ

	GMLAT	MLT	L-value	GGLAT	GGLONG
College	65.31	11.46	5.73	64.87	212.17
Boulder	48.53	8.73	2.28	40.13	254.77
Fredricksburg	48.59	11.29	2.29	38.20	282.63
Kakioka	27.18	1.57	1.26	36.23	140.19
Akebono	16.98	19.61	2.68	21.97	44.50

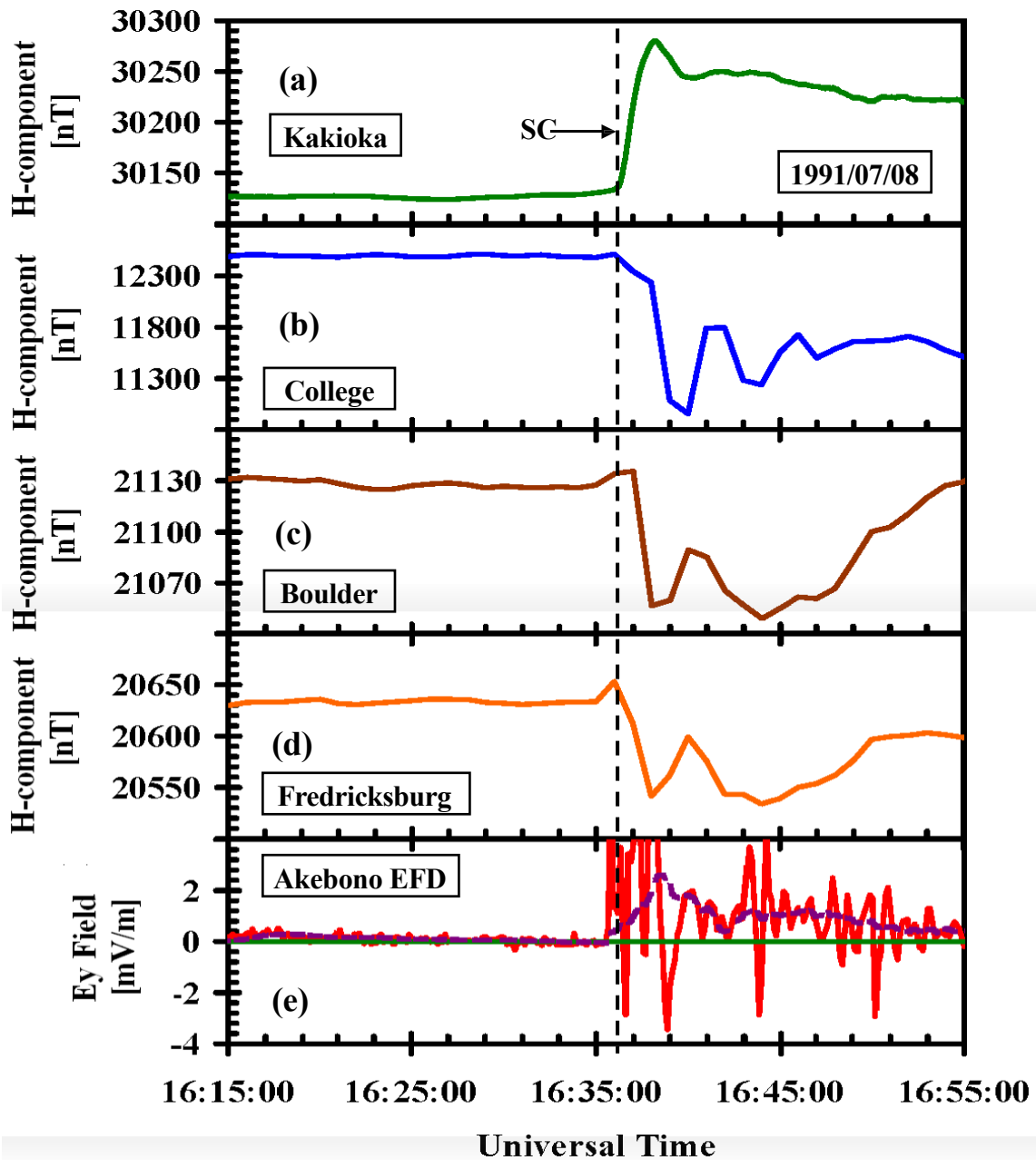


図 3-22. SC に伴う磁気緯度と磁気地方時の異なる 4 つの観測点から得られた地上磁場の水平成分の変化とあけぼの衛星で観測された内部磁気圏電場の時間変化の比較。午前側の中緯度において SC の MI 期に発生した電離圏電流による磁場現象とほぼ同期してプラズマ圏内部において大規模な朝-夕方向の対流電場が観測されている。

3.2.4 SC に伴う電離圏電流と電場

本節では、SC 時に観測される電離圏電場の特徴やそれが意味する物理機構について詳しく解説し、磁気圏と電離圏の結合過程に対する理解を深めることを目標とする。これには電離圏物理学に関する基礎事項が必須となるので、適宜、付録を参照されたい。

地上磁場変動

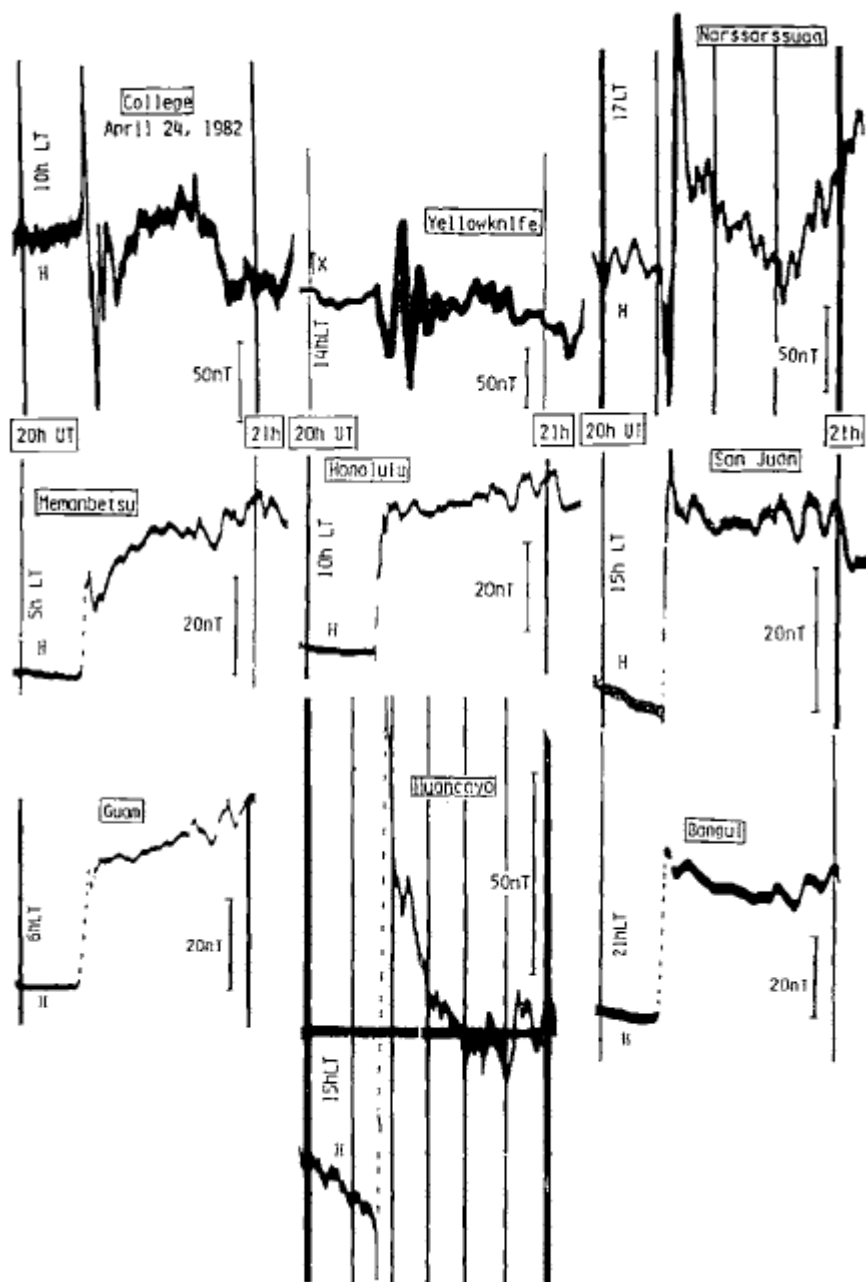


図 3-23. 磁気緯度と磁気地方時の異なる 9 つの地磁気観測所から得られた SC に伴う磁場波形。オーロラ帯と昼間側磁気赤道において 2 種類のパルス状の磁場波形を示し、それ以外の地磁気観測所では、ほぼステップ関数的な変動を示している [Araki, 1994]。

太陽風中に含まれる衝撃波の地球磁気圏への到来によって発生する SC の磁場波形は、地磁気の水平成分の急峻な増加、つまり、ステップ関数的な変動を示すことを 3.1 で既に述べたが、これは、中低緯度で見受けられる典型的な磁場波形である。図 3-23 は、複数の SC イベントに

対してそれぞれの磁気緯度と磁気地方時の異なる9つの地磁気観測所で得られた磁場変動の波形を並べて示している。この図からわかるように、昼間側の磁気赤道(Huancayo, Perú, -1.1°)を除く低緯度の観測点(女満別, 34.6° 、Honolulu, 21.5° 、San Juan, 29.4° 、Guam, 4.6° 、Bangui, 4.5°)は、磁気圏界面電流の作る磁場変動が示すステップ関数的な波形を示している。しかし、オーロラ帯の緯度になると、SCの磁場波形は、そのような単純なステップ関数的な変動を示さず、2種類のパルス状の磁場波形を呈している。朝側のオーロラ帯(College, 65.1°)では、SCに伴ってまず、急峻な正方向のパルスが現れ、その後、負の方向のパルス状の磁場変動が数分間継続している。一方、午後側におけるオーロラ帯(Narssarsuaq, 70.6°)では、朝側のものとは逆の磁場波形を示しており、まず先に負の方向のパルス状の磁場変動が先行している。また、昼間側の磁気赤道(Huancayo, Perú, -1.1°)における磁場変動は、振幅の大きさは異なるものの、午後側のオーロラ帯(Narssarsuaq, 70.6°)の磁場波形にほぼ同じな単純なステップ関数的な変動を示さず、2種類のパルス状の磁場波形から構成されている。この波形が示す重要な事実は、極域電離圏と磁気赤道における電離圏との間に強い結合が存在することを示唆している。このことから中低緯度領域においてできえも、オーロラ帯と同じ2種類のパルス状の磁場波形が存在するが、緯度が下がるにつれてそれらの振幅が減少するために、見かけ上、その領域では磁気圏界面電流の作る磁場変動が卓越するため、ステップ関数的な磁場変動しか見受けられない。このようにSCの磁場波形は、強い磁気緯度と磁気地方時の依存性を持っている。

Araki [1994]は、以下に示されるSC時における太陽風の構造、衛星-地上観測による磁場変動について詳細に分析・解釈することによって以下に示すような6つのSCの磁場変動の特徴をまとめた。

1. 太陽惑星空間におけるSCの発生源は、単純なステップ関数の構造をした太陽風動圧の急峻な増加であり、その起源は太陽風中に含まれる衝撃波や不連続面によるものである。
2. 昼間側の静止軌道において、はっきりとした磁気圧縮を示す急峻なステップ関数としてSCの磁場変動が観測され、昼間側でその振幅が最大になるという顕著な磁気地方時を持つ。その圧縮を示す磁場変動は、その場の磁気流体波の速度で地球方向へ磁気圏内を伝搬する。
3. SCに伴う高緯度(オーロラ帯、極冠域)における地上磁場変動は、図A3-23が示すように正反対の変動をもつ2種類のパルス状の波形から成り立っている。朝側におけるオーロラ帯では、正の方向へ振れる磁場変動が先行し、負の方向へ振れる磁場変動が後に続く。そのパルスの極性は、午後側のオーロラ帯で反転する。そして、極冠域においてもその極性が逆転する。これらの磁場変動の振幅は、極域で大きく、緯度の低下とともにその大きさが減少していく傾向にある。
4. 中低緯度におけるSCの磁場波形は、ステップ関数的な波形を示すが、極域起源の弱い2つのパルス波形が混在している。
5. 昼間側の磁気赤道域では、午後側の極冠域・オーロラ帯で見受けられたのと同様波形を

もって磁場変動が観測される。この波形の振幅は、低緯度の磁場変化の振幅に比べてかなり大きいものとなっている。

6. 夜側の磁気赤道域では、SC の磁場波形は、ほとんどステップ関数的な波形を示す。

一方、惑星空間における太陽風動圧の飛びの構造や磁気圏内における SC 時の磁場波形には、地上で観測されるような 2 つの極性を持つパルスのような変動が見受けられないことから、その地上で観測される SC の磁場波形は、PI 期と MI 期に形成される沿磁力線電流によって磁気圏から電離圏へ持ち込まれる電場によって電離圏電流が生成された結果によるものであると考えられている。したがって、地上磁場観測では磁気圏及び電離圏などの電磁気的な現象が重畳して観測されることになる。さらに、SC 時の地上磁場変動 D_{SC} を詳しく見て行くと、次式に示されるように 2 つの成分(DL と DP)に分解することができる [Araki, 1977 and 1987]。

$$D_{SC} = DL + DP \quad (3-12)$$

DL 成分は、磁気圏が圧縮されることにより、発生する磁気圏界面電流の増大が形成する階段状の H 成分 (地上磁場北向き成分) の増加であり、低緯度で主として卓越する。また、DP 成分は 2 パルスの高緯度で卓越し、preliminary impulse (PI) と続く main impulse (MI) に分けられる。

$$DP = DP_{PI} + DP_{MI} \quad (3-13)$$

PI は、磁気圏から極域電離圏に侵入する dusk-to-dawn 電場、MI は磁気圏から極域電離圏に侵入する dawn-to-dusk の電場による地上磁場変動であり、磁気赤道における 2 パルスの磁場変動は、これらの電場が極域電離圏から低緯度・赤道電離圏まで瞬時に持ちこまれた結果であると考えられている。これらの変動を模式図的に表したのが図 3-24 である。この図によれば、SC に伴う地上磁場変動は、DL 成分、DP 成分及び、両者の重ね合わせであり、これらの成分の大きさには、緯度と磁気地方時の依存性はあるが、高緯度 (auroral latitude)、低緯度 (low latitude)、磁気赤道域 (equator) の全ての領域に存在していることがわかる。

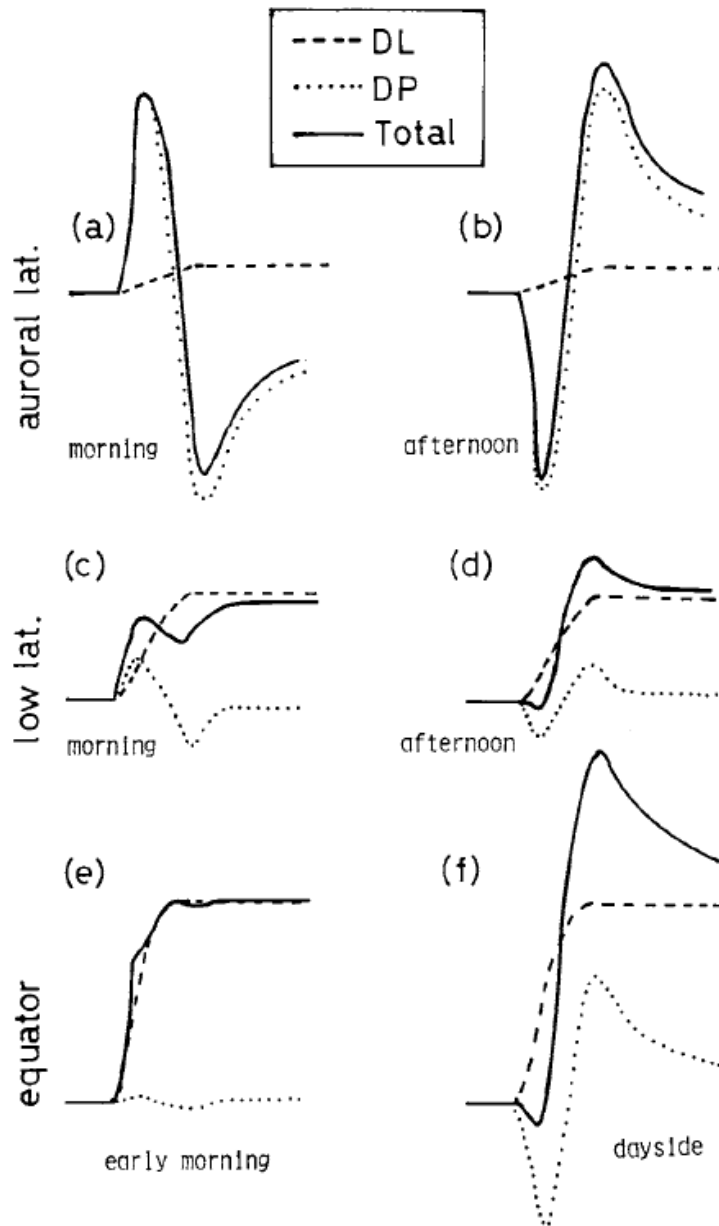


図 3-24. SC 時の地上磁場変動の模式図 [Araki, 1994]。

高緯度の地上磁場変動

高緯度の地上磁場変動は DP 成分が卓越した鋭いパルス状の変化である(図 3-26 (a)、(b))。これらの地上磁場の変動は FAC として持ち込まれた高緯度の電場によって発生したホール電流で説明できる。図 3-3 に示されるように SC の PI 期に発生する FAC は、午後側の高緯度電離圏に流れ込み、電離圏電流を介して午前側の高緯度電離圏から磁気圏へ流れる。このため、この FAC によって電離圏に持ちこまれた dusk-to-dawn の電場によって図 A3-27 に従うよう

なホール電流を形成する。この電流は、午前側で磁場の水平成分を増加させ、午後側で減少させる磁場変動を作り出す。また、ホール電流による磁場変動は、磁場が地表に対して垂直に近い領域では効果的に現れるが、低緯度に行くに従い、磁場が地表に対して平行になっていく。そのため、ホール電流は高緯度で閉じた形になる。よって、地上磁場変動から電離圏の電流系を推定した「等価電流系」は図3-25(等価電流系の図)のようになる。昼夜での電流渦の非対称は電離圏の電気伝導度の非対称性に由来するものと考えられている。

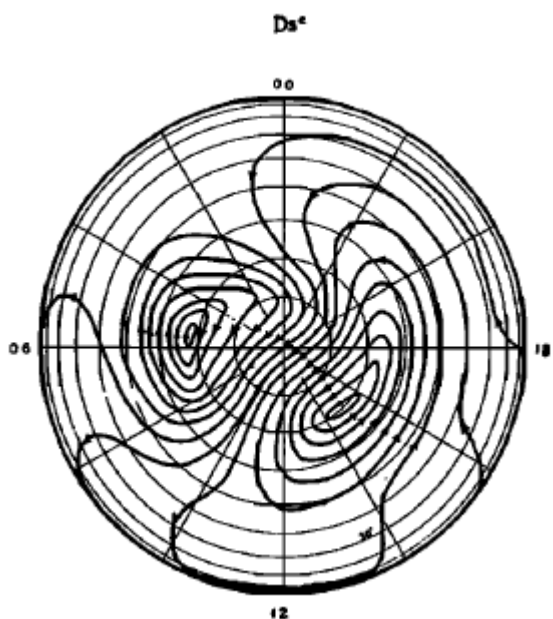


図3-25 PI期の等価電流系。矢印の方向は、電流の向きを表す[Obayashi and Jacobs, 1957]。

低緯度・磁気赤道域の地上磁場変動

前述のように低緯度及び磁気赤道域での地上磁場変動は、磁気圏界面電流の作るDL成分が卓越するが、昼側の磁気赤道域では高緯度と同様にSCの初期にDP成分が卓越しているのがわかる(図A3-24(f))。このことは、磁気赤道における磁力線の方向が電離圏とほぼ平行になるので、そこで発生するカウリング効果(Cowling Effect)によって電離圏の電気伝導度が周囲に比べて大きいため、微弱な電場に対しても大きな電離圏電流が流れるためであると説明される。このカウリング効果の詳しい物理過程は付録(A-3.3)を参照されたい。

電離圏電場の観測

電離圏ドップラー観測ではMHD領域である電離圏F層を観測の対象としている。F層では磁場凍結原理($\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$)が成り立ち、地球の主磁場 \mathbf{B} はおおよそ北を向いているため、東西向きの電場 \mathbf{E} の侵入によって、電離圏プラズマはその電場の方向に対応して鉛直上下方向に速度 \mathbf{v} でドリフトする。電離圏ドップラー観測では、レーダーの送信周波数と受信周波数の周波数差から、電離圏の鉛直方向のドリフト速度を知ることができる。ただし、この

観測手法では、電離圏プラズマの水平方向の運動に対応する経度方向に沿った電場を捉えることはできないという欠点があることに注意しておかなければならない。したがって、朝側(6時付近)と夕方側(18時付近)の電離圏では、SC時に電離圏に侵入した電場の方向が経度方向に近くなるため、この領域での電場観測は困難となる。

これまでの研究において極域電離圏に侵入した電場は低緯度まで瞬時伝播する事が知られている [Kikuchi et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979]。瞬時伝播は地表と電離圏E層で構成される導波管内の TM_0 (zeroth-order transverse magnetic)モードによって光速で低緯度まで伝播することが提案されている。実際の高時間分解能をもつ短波帯電離圏レーダーと地磁気によるグローバルな観測から、この電場の伝搬機構を実証することができる。

図 3-26 は 1984 年 2 月 20 日 15:56 (UT) に発生した SC イベントに対して低緯度の観測点である秋田で観測された 2 周波数(2.5 MHz、10 MHz)についての HF ドップラー周波数の時間変化である。上段と中段のパネルは、午後側の高緯度(アイスランド・フッサヘル)と夜側の低緯度(柿岡)で観測された地上磁場の水平成分の変動を表している。図 3-28 の上段に示される地磁気の水平成分の急激な減少(PRI)の開始((a)の示す縦の点線)にほぼ同時に呼応して 2 つの周波数における HF ドップラー周波数がそれぞれ 0.1 Hz (2.5MHz)、0.5 Hz (10 MHz)だけ負の方向へ変化している。この変化は、電離圏プラズマの上昇を表すので、東向き(dusk-to-dawn)電場が夜側の低緯度電離圏に配位していたことを意味する。そして、午後側の高緯度で観測された PRI の開始時刻と一致していることを考えると、この結果は、図 A3-27 の左図で描かれているように SC の PI 期において

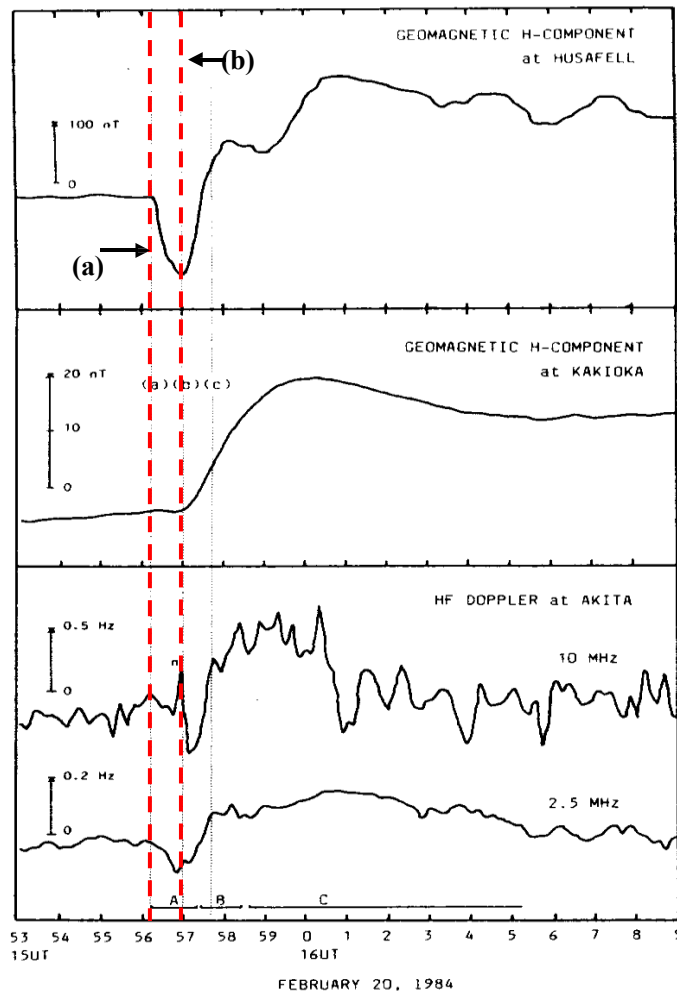


図 3-26. 1984 年 2 月 20 日 15:56 (UT) に発生した SC イベントに対して低緯度の観測点である秋田で観測された 2 周波数(2.5 MHz、10 MHz)についての HF ドップラー周波数の時間変化。上段と中段のパネルは、午後側の高緯度(アイスランド・フッサヘル)と夜側の低緯度(柿岡)で観測された地上磁場の水平成分の変動を表している [Kikuchi, 1986]。

周波数がそれぞれ 0.1 Hz (2.5MHz)、0.5 Hz (10 MHz)だけ負の方向へ変化している。この変化は、電離圏プラズマの上昇を表すので、西向き(dusk-to-dawn)電場が夜側の低緯度電離圏に配位していたことを意味する。そして、午後側の高緯度で観測された PRI の開始時刻と一致していることを考えると、この結果は、図 3-29 の左図で描かれているように SC の PI 期において dusk-to-dawn 方向の磁気圏界面電流の一部が沿磁力線電流となって、その電流と共に高緯度電離圏に持ちこまれた dusk-to-dawn の電場が高速で高緯度から低緯度電離圏へ伝搬していると結論付けられる。一方、低緯度の柿岡で観測された地磁気の水平成分において dusk-to-dawn 方向の電場に対応する磁場変動がほとんど見受けられない。このことは、夜側の電離圏の電気伝導度が低いために、そこの領域には電場が存在するが、十分な強さの電離圏電流が流

れていないことを意味している。その後、低緯度及び高緯度における地磁気の水平成分の急激な立ち上がり((b)の示す縦の点線)とほぼ同期して2つの周波数帯のHFドップラーがそれぞれ0.3 Hz (2.5 MHz)、0.8 Hz (10 MHz)だけ正の方向へ変化している。この変化は、電離圏プラズマの下降を表すので、SCのPI期とは逆に西向き(dusk-to-dawn)電場が夜側の低緯度電離圏に配位していたことを意味する。このことは、図3-27の右図で描かれているようにSCのMI期に太陽風-磁気圏相互作用によって昼間側の磁気圏(カスプの高緯度側)領域で発生した領域1型の沿磁力線電流によって高緯度電離圏に持ち込まれた磁気圏対流電場が高速で高緯度から低緯度電離圏へ伝搬し、配位した結果である。また、図A3-26の下段が示すように、HFドップラー周波数が16:00(UT)過ぎに元の値に戻っていることから、SCのMI期において電離圏へ配位した磁気圏対流電場は、約3-4分間の継続時間を持っていたと考えることができる。

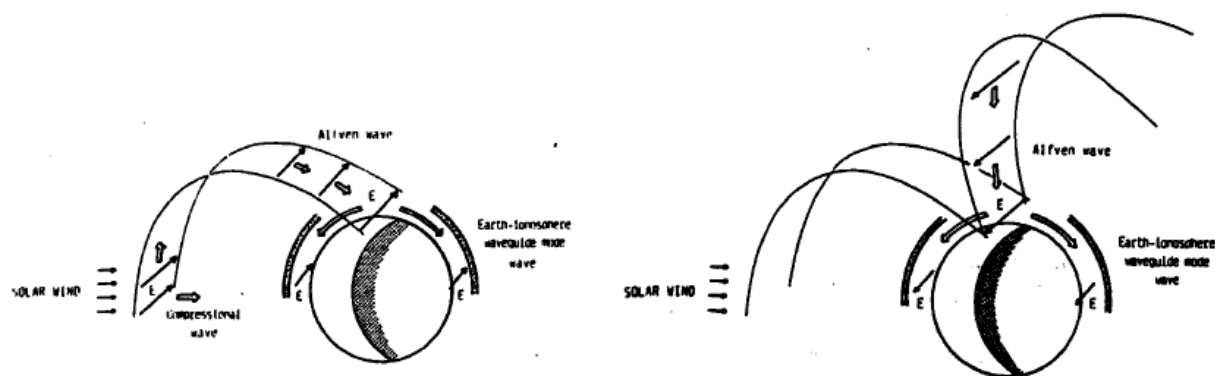


図3-27. SCのPIとMI期における電離圏電場の方向とその伝搬・配位過程。左図がPI期のものを表し、右図がMI期のものを描いている[Kikuchi, 1986]。

3.3. SCに関連した磁気圏・プラズマ圏内の波動現象

完全電離プラズマで満たされた磁気圏およびプラズマ圏内には、1 mHz-1 MHz という極めて広い周波数領域にわたって様々な波動が存在している。それらの波動のモードは、通常の電磁波のほかにホイッスラー波や磁気流体波といった磁場成分の大きい磁波と電子音波、イオン音波、プラズマ振動、静電的電子サイクロロン高調波などの比較的電場成分の大きな静電波に分類され、プラズマ波特有の性質を持っている。これらの波動群は一般に波の伝搬速度が非常に遅く、磁場やプラズマ粒子の運動と強く結びついているため、磁気圏内に生起している諸現象の情報を知るうえで極めて重要な手がかりとなる。

プラズマ粒子と波動はその強い相互作用によって粒子加速や散乱が起こり、磁気圏内のエネルギー変換及び輸送過程に大きな役割を果たしているほか、これらの現象の素過程そのものがプラズマ物理学における本質的な重要課題として認識されている。いわば、磁気圏やプラズマ圏がプラズマ物理学の広大な実験室として我々に与えてくれる課題を多く含んでいる。

本節では、磁気圏およびプラズマ圏内におけるSCに関連したプラズマ波動現象について解

説する。特に、背景電磁場の急激な変動に対して波動の励起源となるエネルギー粒子がどのように応答するのかについての知見を深め、マクロとミクロのスケール間の結合を理解することを目標とする。

3.3.1 磁気圏の急激な圧縮に伴う Pc 1 脈動の励起と強度変調

周期が 0.2 秒以下から 1000 秒あたりまでの周期的な地磁気の変動を地磁気脈動と呼ばれ、この地磁気脈動と総称される現象には、様々な種類が含まれており、現象の特徴や発生機構の違いなどによっていくつかの特徴的な型に分類されている。その中で周期が 0.2-5 秒の比較的短い範囲にある連続的な波形を持つ脈動は Pc 1 と総称されるが、ダイナミックスペクトル上の構造の違いや、出現特性、磁気嵐との関連性などの項目からいくつかのサブタイプに分類されている。また、Pc 1 脈動は、朝側から昼側領域にかけての時間帯に観測されるホイッスラー波と似た発生機構(サイクロトロン不安定性)で起こると考えられており、ホイッスラー波と対比する意味で、HM エミッションまたは ULF エミッションとも呼ばれている。そして、スペクトルの微細構造もホイッスラー波と似ているものが多い。

これまでの地上・衛星観測によって Pc 1 脈動が、プラズマ圏界面やそれよりも外側の磁気圏の磁気赤道面付近で発生するイオンのサイクロトロン不安定性によって励起していることが明らかになっている。この間接的な証拠と考えるものに、Pc 1 脈動に対する SC 効果がある。Pc 1 脈動の発生源付近における背景磁場強度は、100-500 nT 程度なので、SC による磁場の変動分がその平均的な磁場強度の 10% 以上になることはよくある。したがって、粒子の磁気モーメント保存を考えると、磁気圏の急激な圧縮に伴ってベータートロン加速が発生し、磁場に垂直なプラズマの速度成分が増加する。その増加量は、磁場 \mathbf{B} の変化量を δB 、磁力線に垂直な方向のエネルギーとその変化量を W_{\perp} 、 δW_{\perp} とすると、磁気モーメント保存 $W_{\perp}/B = \text{const}$ から、以下の関係式を得る。

$$\frac{\delta W_{\perp}}{W_{\perp}} = \frac{\delta B}{B} \quad (3-14)$$

W_{\perp} が \mathbf{B} の変化量に比例して増加することにより、イオンの温度異方性が大きくなり、サイクロトロン不安定性が起りやすくなる。以下では、地上と衛星観測で得られている SC に関連した Pc 1 脈動の変調現象の発生頻度とその特徴について述べる。

a. 地上観測

図 3-28 は、南極の昭和基地で観測された SC に伴う Pc 1 脈動の変調現象の典型的なダイナミック スペクトルと柿岡における地磁気の水平成分の記録である。この場合、SC の開始時刻は 14:39 (UT) であるが、その開始時刻にほぼ対応してそれまで長時間継続して出現していた Pc 1 脈動の中心周波数が、0.25 Hz から 0.5 Hz に突然上昇し、同時に強度も増加している。一方、図 A3-29 は、SC に伴って新たに Pc 1 脈動が発生した例である。この例で注目すべき点は、Pc 1 脈動の周波数変化や強度の増減は、急激な立ち上がりを示す SC だけでなく、SC 後の磁気嵐初相におけるゆっくりとした磁場の変動にも関連していることである。例えば、図 A3-

29 において 13 時 UT 付近に見受けられる磁場の水平成分の増加は同時に Pc 1 脈動の周波数上昇を伴っている。また、図 A3-30 の 1-12 までの数字は水平成分の微小変動と Pc 1 脈動のダイナミックスpekトル上の構造の変化が対応することを示したものである。ここで興味深い点は、 $\Delta H < 0$ の場合は Pc 1 脈動の周波数の下降と強度減少あるいはほとんど消滅することである。これは、太陽風動圧の減少によって磁気圏が膨張し磁場強度が減る場合は磁気圏の急激な圧縮の際に出現する効果とは逆の影響が現れることを示している。長期間の観測データを用いてどのような時間帯に Pc 1 脈動に対する SC 効果がよく出現するかを統計的に調べた結果(図 A3-30)によると、SC 効果は磁気

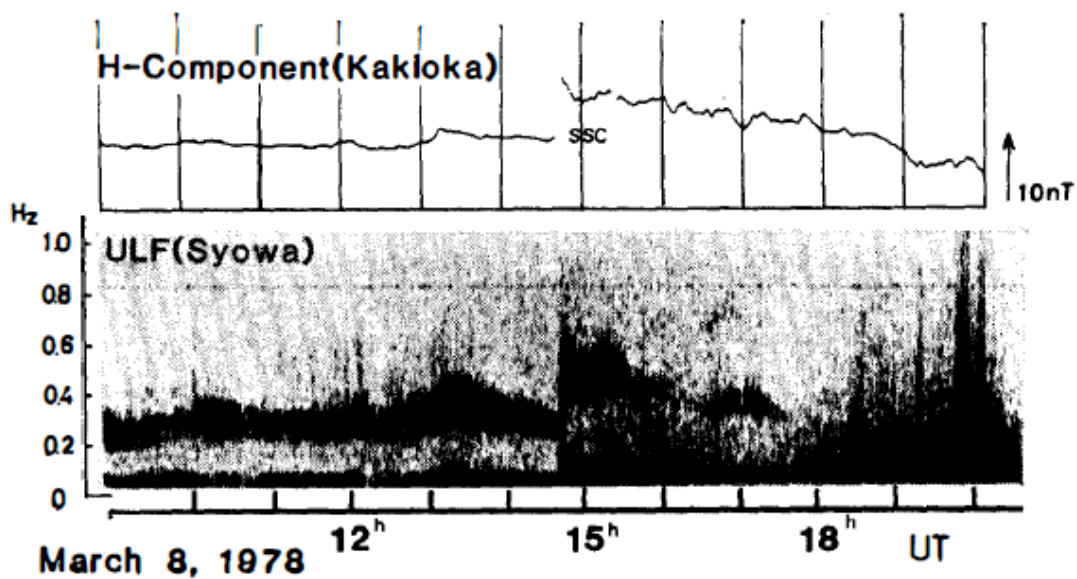


図 3-28. 0.0-1.0 Hz までの周波数範囲の Pc 1 脈動のダイナミックスpekトル(下側)と柿岡で観測された地磁気の水平成分の変動(上側)[Hirasawa, 1981]。

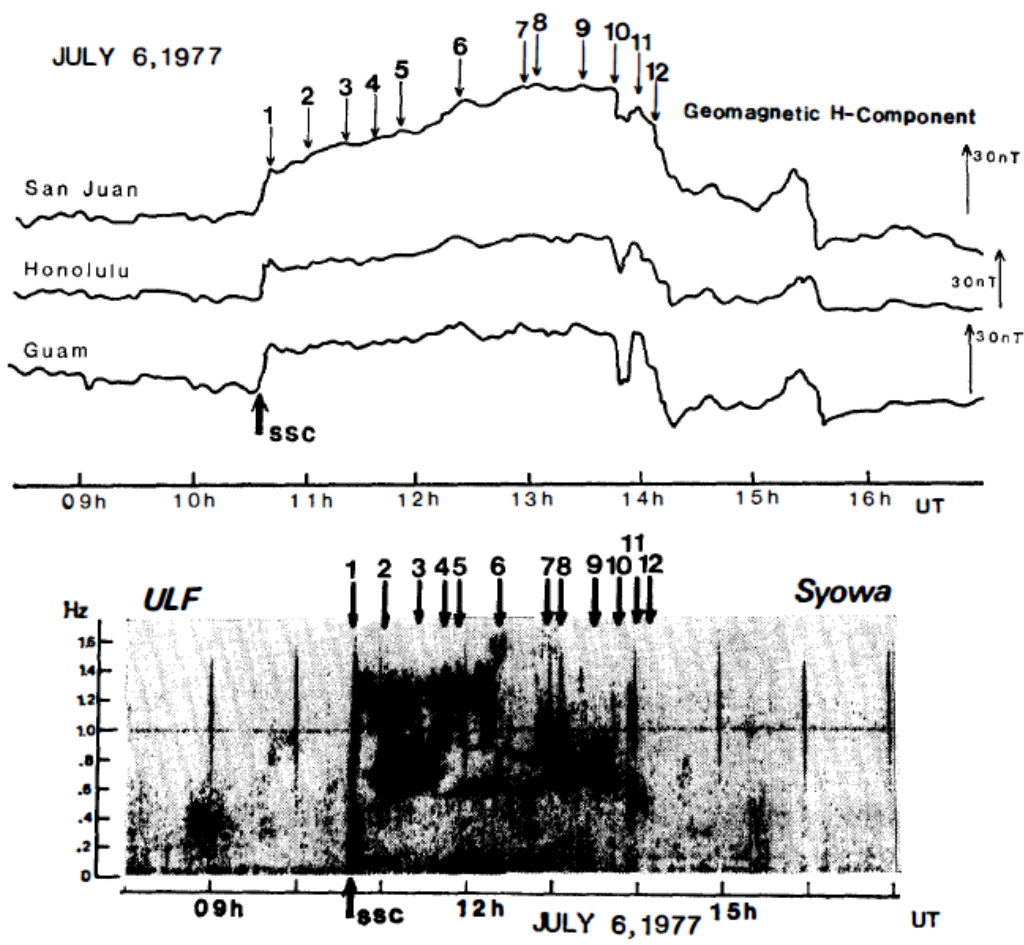


図 3-29. サンファン(磁気緯度：29.7 度、磁気経度：4.7 度)、ホノルル(磁気緯度：29.6 度、磁気経度：328.6 度)とグアム(磁気緯度：4.2 度、磁気経度：214.3 度)の地磁気観測所で記録された地磁気の水平成分の変動(上図)と SC を含む磁気嵐初相中に昭和基地で観測された Pc1 脈動のダイナミックスペクトル(下図)。ダイナミックスペクトルの周波数域は、0.0-1.8 Hz となっている[Hirasawa, 1981]。

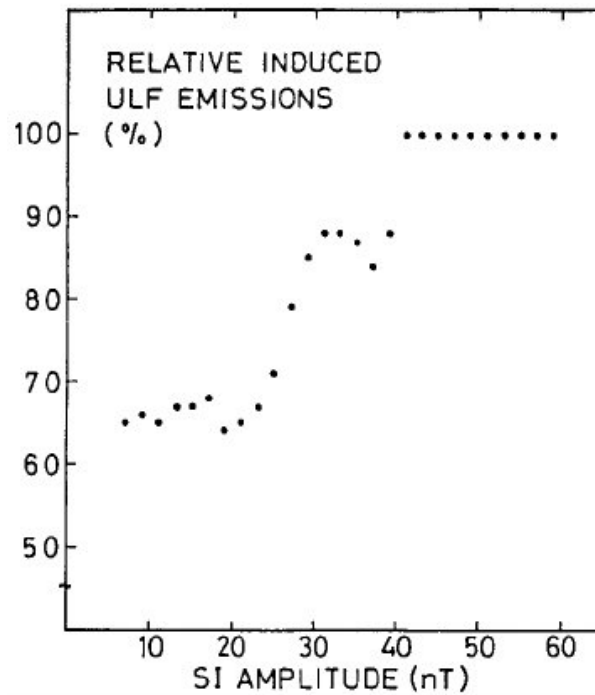
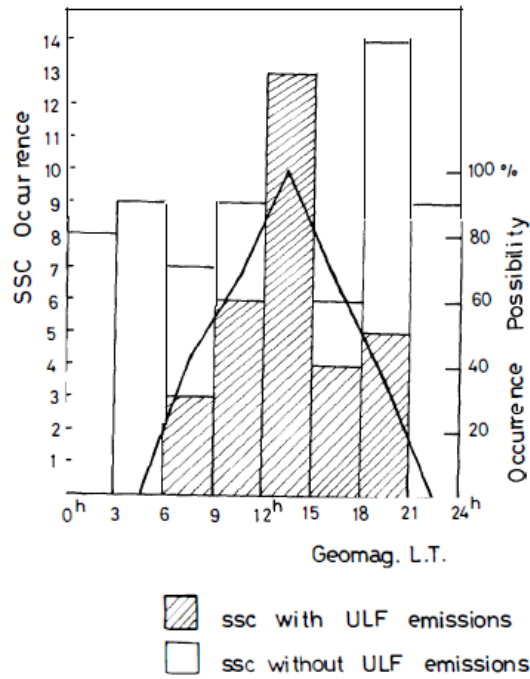


図 3-30. SC に伴う Pc1 脈動の発生頻度の日変化(左図)[Hirasawa, 1981]と SC の振幅に対する Pc1 脈動の変調現象の発生頻度分布(右図)[Kangas et al., 1986]。左図における空白の棒グラフは、1977 年から 1979 年までの 2 年間に発生した SC の 3 時間あたりの個数を示し、影付の棒グラフは、Pc1 脈動の変調現象を伴う SC の発生数を表す。また、グラフ中の太線は、Pc1 脈動の発生頻度である。右図において、SC の振幅が 40 nT を超えるイベントではほぼ 100% の確率で Pc1 脈動の強度と周波数の変調現象が出現している。

地方時が 6 時ごろから 18 時くらいまでの朝側から夕方側の領域で観測され、特に磁気地方時が 12-15 時の昼間側の領域ではほぼ 100%の確率で Pc 1 脈動の強度増加や中心周波数の上昇が観測されている。Pc 1 脈動は、昼過ぎに出現のピークを持つ現象であり、SC 効果の出現確率も Pc1 脈動が発生しやすい時間帯で大きくなる傾向にある。このような事実は、昼間側の磁気圏が常に Pc 1 脈動が起こりやすい条件になっており、背景磁場に伴って発生するイオンのフラックスや速度分布の異方性の変化に応じて容易に Pc 1 脈動が誘発されることを意味している。

また、別の観測データを用いた統計解析から、地上で観測される SC の振幅が大振幅になるにしたがって Pc1 脈動の変調現象の発生頻度が増加する傾向にある(図 3-30)。特に、SC の振幅が 40 nT を超えるイベントに対してはほぼ 100%の確率で Pc 1 脈動の強度増加や中心周波数の上昇が観測されている。このことから背景磁場の増加率が大きいほど、粒子の磁気モーメント保存の関係式に従って磁力線垂直方向の粒子のエネルギーが大きくなり、Pc1 脈動が容易に発生することができる大きなイオンの温度異方性に達することが示されている。

b. 衛星観測

1970 年代の始めまでは、Pc 1 脈動等の研究はすべて地上観測をもとにして行われていたが、その後半からは衛星の直接観測によって発生領域近傍における Pc 1 脈動の波動特性やプラズマの性質と Pc 1 脈動の発生の関係などが明らかにされてきた。地上において得られる情報は、発生源からの伝搬効果などを含んだものであるために、Pc 1 脈動の発生機構の研究には直接発生領域で得られる情報が望ましいことは言うまでもない。

図 3-31 は、AMPTE/CCE 衛星で観測された SC に伴う Pc 1 脈動の変調現象の典型的なダイナミックスペクトルとその場における背景磁場の変動の記録である。この場合、SC の開始時刻は 14:34 (UT)であるが、その開始時刻にほぼ対応してそれまで長時間継続して出現していた Pc 1 脈動の中心周波数が、0.6 Hz から 0.8 Hz に突然上昇し、同時に強度も以前のものに比べて 1 桁程度増加している。このとき、AMPTE/CCE 衛星は、真昼からやや夕方側によった地心距離にして 7.2 Re の磁気圏内に位置していた。一方、図 3-31 の 3 番目のパネルにおいて SC 発生後の 14:30 (UT)付近に見受けられる相対的な磁場強度の減少とともに SC に伴う背景磁場の増加によって変調を受けた Pc 1 脈動がほとんど消滅していることが注目される。この結果は、地上観測で得られた背景磁場変動に関係した Pc 1 脈動の変調現象の特徴とほとんど同じであることを示している。したがって、太陽風動圧の急な増加や減少によって磁気圏が圧縮・膨張し、それによる磁場強度が増加・減少する場合に非常に良く対応して Pc 1 脈動の励起に関わりのある粒子の分布関数が変化しているといえる。一方、1984 年から 1986 年までの約 2 年間の AMPTE/CCE 衛星の観測データを用いてどのような時間帯、磁気圏領域において Pc 1 脈動に対する SC 効果が出現するかを統計的に調べた結果(図 A3-32)によると、SC 効果は磁気地方時が 8 時ごろから 18 時くらいまでの朝側から夕方側の領域で観測され、特に L 値が 7 以上

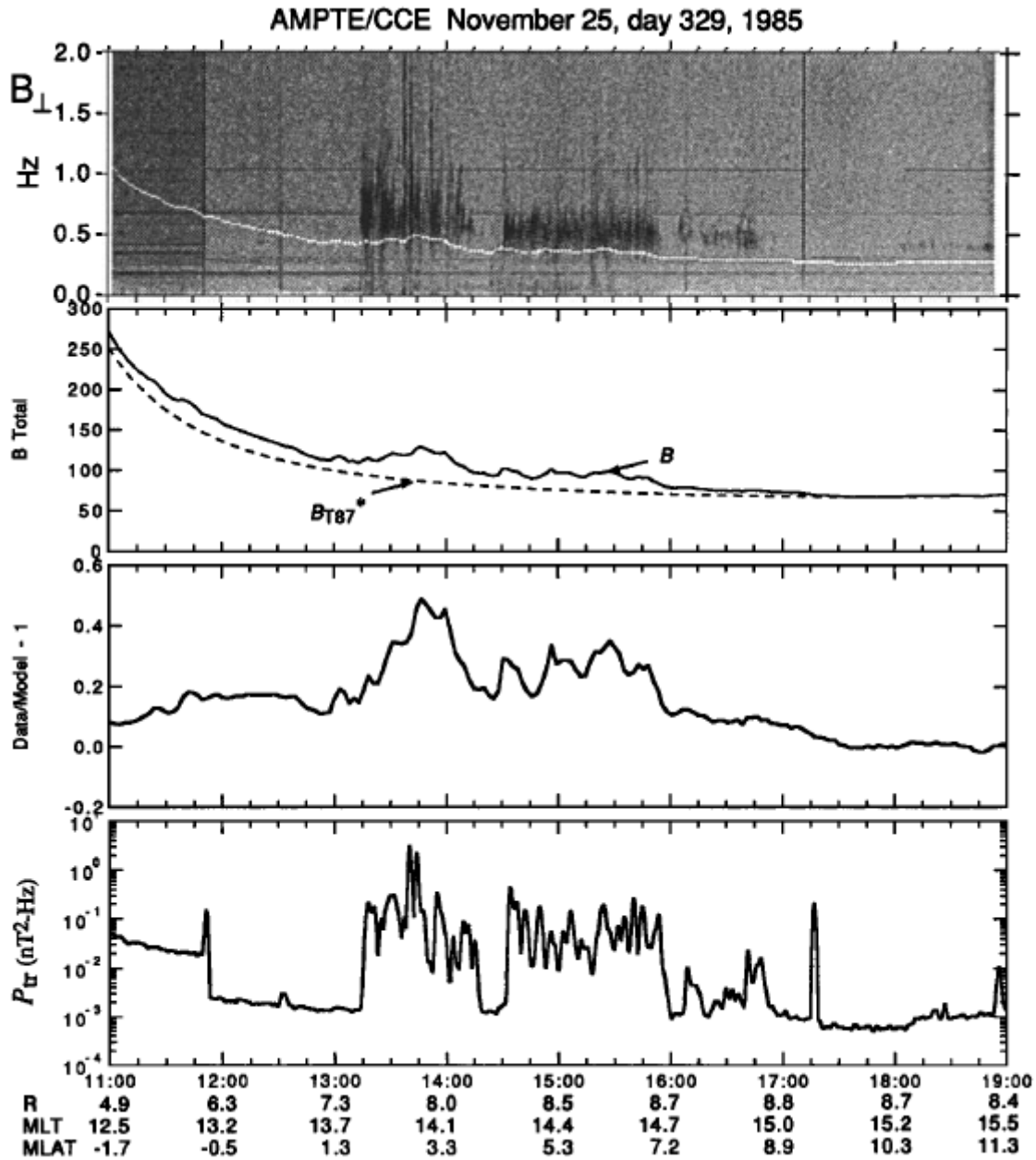
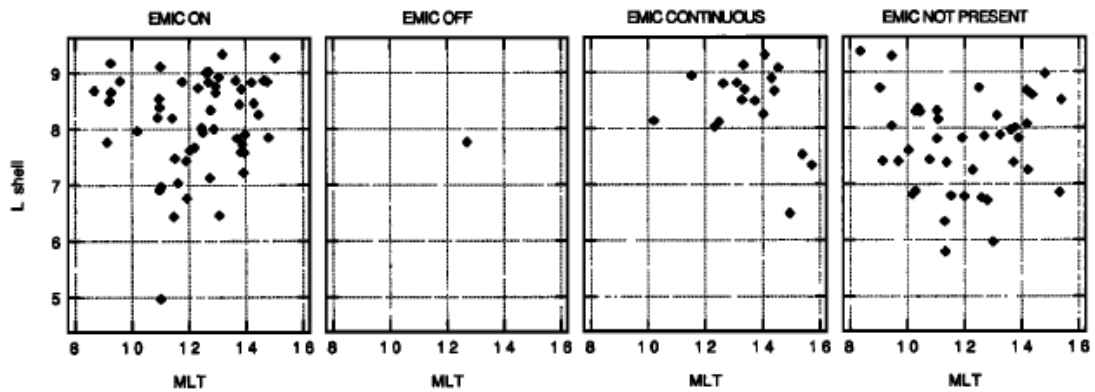


図3-31. 1986年1月6日の12:00-17:00 UTまでのAMPTE/CCE衛星の磁場観測データ。一番上側のパネルは、0.0から2.0 Hzまでの周波数帯における磁場擾乱の垂直成分のダイナミックスペクトルである。このスペクトル中に示されている白線は、衛星の軌道に沿ったヘリウムイオンのサイクロトロン周波数を示す。2番目のパネルは、観測された背景磁場強度とTsyanenko87磁場モデルから算出した磁場強度である。3番目のパネルは、観測された磁場とモデル磁場との差分の相対変位を示している。そして、最後のパネルは、ヘリウムイオンのサイクロトロン周波数からプロトンのサイクロトロン周波数までの周波数帯で積分されたパワースペクトルの変化である[Anderson and Hamilton, 1993]。

B-up Events: L/MLT Distributions



B-down Events: L/MLT Distributions

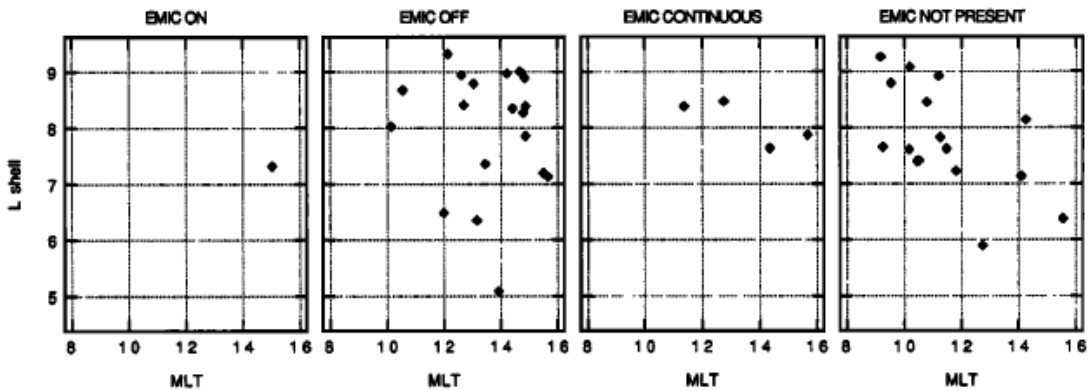


図 3-32. 孤立した急激に変化する背景磁場変動に対する Pc 1 脈動(イオンサイクロトロン波)の発生 周波数や強度の変化の発生頻度分布。上側のパネルは、背景磁場が急激に増加する場合を示し、下側のパネルは、急激に減少する場合のイベントを示す[Anderson and Hamilton, 1993]。

のかなり磁気圏界面に近い領域で頻繁に観測されており、その発生確率も約 63%とかなり高い。逆に昼間側の L 値が 7 以下の領域では、SC に伴う Pc1 脈動の変調現象は、観測されにくいことを示しており、Pc1 脈動の励起源となるプラズマの分布や磁場の圧縮率の空間分布を反映したものと考えられる。また、その分布が昼間側から離れるにしたがって Pc1 現象の強度変調を示さない領域が高 L 値側へと拡大している点も興味深い。これらの SC に対する Pc1 脈動の周波数変化や強度の増減といった変調現象の結果は、地上観測では得ることのできない貴重な情報を 与えている。一方、SC 効果とは逆に背景磁場強度が減少する場合は、磁気地方時や L 値の依存性 を持たずにほぼ全領域でそれまで出現していた Pc1 脈動が消滅するか、または磁場減少に対して何らの反応を示さない傾向にある。その効果の発生頻度は、全体の 80%を超えている。

c. Pc 1 脈動の変調の発生機構

SCに伴う Pc1 脈動の周波数上昇は、イオンのサイクロトロン不安定性を考えれば、定性的な説明は可能である。プラズマの微視的不安定性の理論から、エネルギーの高い粒子の速度分布が磁力線に垂直な方向と平行方向で異なっているときや、ピッチ角の分布が等方的でない場合は、この異方性を解消するためにサイクロトロン共鳴が発生する。ここでは、イオンが温度異方性をもつ場合のイオンサイクロトロン波動(Pc1 脈動)の成長について見てみよう。

プラズマは、温度の低い冷たいプラズマと温度の高い熱いプラズマから構成されていると仮定する。このような状態のプラズマは、磁気圏の放射線帯や環電流領域付近では一般的に存在している。通常、冷たいプラズマの密度が熱いプラズマの密度よりもずっと大きいので、波動の位相速度は冷たいプラズマの密度で決定される。ここで熱いプラズマを構成するイオンが温度異方性を持っているとし、その分布関数を次式の2重マックスウェル分布で表すことにする。

$$f(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{N_1}{\pi^{\frac{3}{2}} U_{\perp}^2 U_{\parallel}} \exp\left[-\frac{v_{\perp}^2}{U_{\perp}^2} - \frac{v_{\parallel}^2}{U_{\parallel}}\right]$$

$$U_{\parallel} = \left(\frac{2k_B T_{\parallel}}{m_i}\right)^{1/2}, \quad U_{\perp} = \left(\frac{2k_B T_{\perp}}{m_i}\right)^{1/2} \quad (3-15)$$

ここで、 N_1 は熱いイオンの密度、 k_B はボルツマン定数、 T_{\parallel} 、 T_{\perp} は磁力線に平行方向と垂直方向の熱いイオンの温度を表す。この熱いイオンとイオンサイクロトロン波とのサイクロトロン共鳴相互作用が起こり、波動が成長することによって熱いイオンの温度異方性を解消する。そのイオンサイクロトロン波の成長率は次式で与えられる。

$$\gamma = \sqrt{\pi} \frac{N_1}{N_0} \frac{\omega_{ci}^2}{k_B U_{\parallel}} \frac{(1-x)^2}{2-x} \left[A \left(\frac{1-x}{x} \right) - 1 \right] \exp\left[-\frac{\omega_{ci}^2 (1-x)^2}{k_B^2 U_{\parallel}^2}\right]$$

$$x = \frac{\omega}{\omega_{ci}}, \quad A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1 \quad (3-16)$$

ここで N_0 は冷たいプラズマの密度を表す。また、 A は温度異方性定数と呼ばれている。波動が成長するためには、 $\gamma > 0$ より、

$$x = \frac{\omega}{\omega_{ci}} < \frac{A}{A+1} = 1 - \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \quad (3-17)$$

の関係式をみたす必要がある。したがって、 $T_{\perp} > T_{\parallel}$ が波動の成長の必要条件となる。また、イオンサイクロトロン波の分散関係から

$$k = \frac{x \omega_{ci}}{V_A} (1-x)^{\frac{1}{2}} \quad (3-18)$$

と表すことができるので、式(3-16)は次式で書き表すことができる。

$$\frac{\gamma}{\omega_{ci}} = \sqrt{\pi} \frac{N_1}{N_0} \frac{1-x}{x(2-x)} \{A - (A+1)x\} \sqrt{y} \exp(-y)$$

$$y = \frac{V_A^2 (1-x)^3}{U_{\parallel}^2 x^2} = \frac{E_L}{W_{\parallel}}$$

$$W_{\parallel} = \frac{1}{2} m_i U_{\parallel}^2 \quad (3-19)$$

上の式から明らかのように、 y はイオンの共鳴エネルギー(E_L)とイオンの磁力線方向の平均エ

エネルギー(W_{\parallel})の比を表す。図3-33は、式(3-19)を用いて熱いプラズマと冷たいプラズマの密度比を 0.01 として計算した成長率の計算結果である。この図からわかるようにイオンの温度異方性が增大すると、波動の成長率 γ/ω_{ci} が増加することがわかる。また、その成長率が最大となる周波数も温度異方性の増加とともに上昇する傾向にある。

以上の結果から SC による Pc 1 変調現象は、磁気圏の急激な圧縮に伴う背景磁場強度の増加によってサイクロトロン周波数も上昇するが、同時にベータートロン加速によって W_{\perp} 、すなわち T_{\perp} も増加するために、粒子の温度異方性が大きくなる。このため、粒子と波動との共鳴可能な周波数も変化する。したがって、結果的にこれら2つの量の増加がともに波動の発生周波数帯の上昇に寄与することとなる。

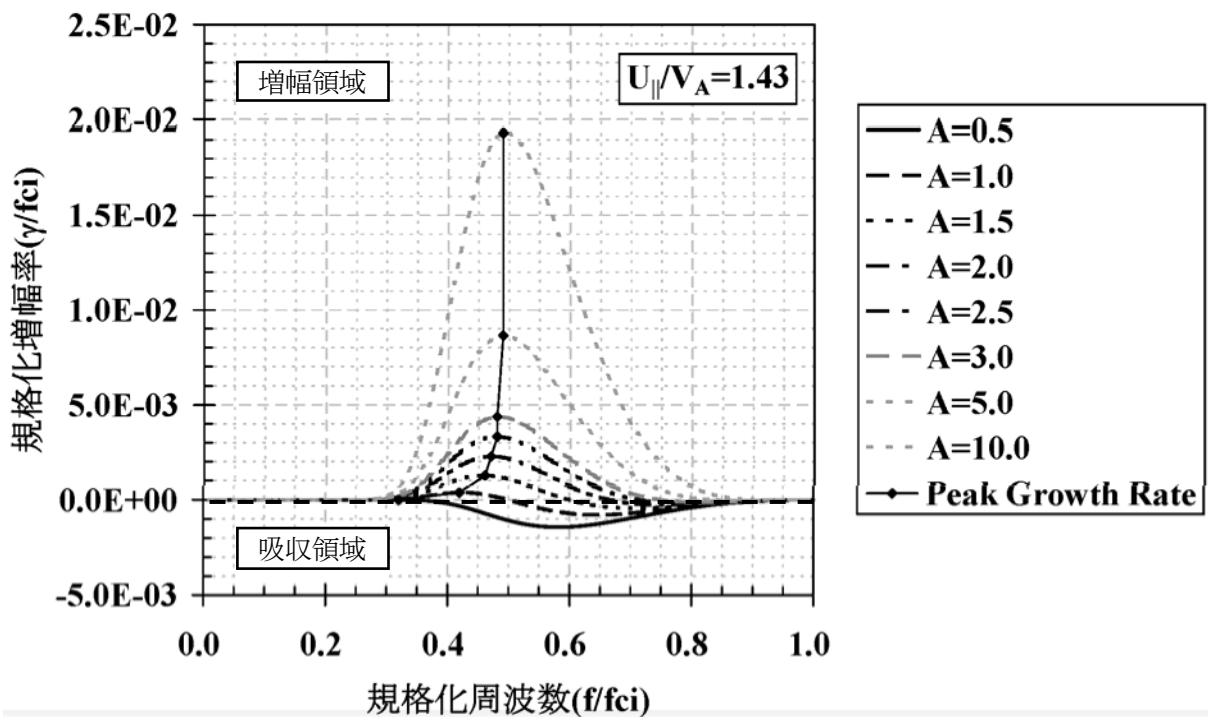


図3-33. 温度異方性をもつプラズマ中のプロトンサイクロトロン不安定性の成長率の計算結果。

3.4.2 磁気圏の急激な圧縮に伴うホイッスラー波動の励起と強度変調

ホイッスラー波に対する SC 効果は、本質的にはほとんど Pc 1 脈動に対するものと同じで、コーラスなどの VLF 帯の波動が SC の発生前に出現していれば、その周波数の上昇と強度の増加が SC による磁場の急な増加に伴って発生する。また、SC 以前に VLF 帯の波動が出現していなくとも SC の開始に呼応して突発的にホイッスラー波動が発生することがしばしばある。図3-34は、昭和基地で観測された VLF 帯の波動に対する SC 効果の代表的な例である。Pc 1 脈動と異なる重要な特性は、ホイッスラー波の強度増加または中心周波数の上昇開始時刻が SC による磁場増加のそれよりも約 20-30 秒早く出現することである。この時間差は重要な意

味を持っており、圧縮性の電磁流体波によって変調を受けるホイッスラー波の発生源が地球から遠く離れた磁気圏内に存在することを示す間接的証拠である。つまり、昭和基地付近を通る磁力線に沿って伝搬する磁気流体波の平均速度は、約 1000-2000 km/sec であるのに対し、ホイッスラー波の伝搬の平均速度は、数万 km/sec である。したがって、電磁流体波の伝搬速度は、ホイッスラー波の伝搬速度の 1/20-1/30 となるため、SC に伴うホイッスラー波の発生領域が $L=6-7$ の磁気赤道面付近であると仮定すると、ホイッスラー波が地上に到達してから電磁流体波が到達するまでに約 20-30 秒の時間差が生じることになる。このことから電磁流体波として地上に磁気圏の圧縮の情報が到達する前に、圧縮の結果として発生したホイッスラー波が観測されるわけである。この時間差に注目して観測点の位置との関係を見出せば、磁気赤道面を伝搬する電磁流体波の速度を推定することが可能となり、その時の磁気圏の状態(磁場強度、プラズマ密度など)を知る手がかりとなる。これについては後ほどあけぼの衛星観測で得られた最新の結果を基に詳しく解説する。

また、Pc1 脈動の場合と同様に太陽風の動圧変化に伴う磁気圏の圧縮膨張によると考えられている汎世界的な磁場変動に呼応してホイッスラー波の強度変化と周波数の上昇・下降が起こることがしばしば観測される。このようなホイッスラー波に対する SC や背景磁場変動の効果を調べてみると、Pc1 脈動に対する効果と同様の特徴がある。それは、通常のホイッスラー波の出現頻度が最大である時間帯、すなわち磁気地方時が 10 時付近である領域では、ほとんど 100%の確率でその効果が観測されることである。また、静止軌道上($L=6.6$)においても、地上で観測される現象に対応して SC や背景磁場変動によってホイッスラー波が発生していることも GEOS-1 衛星の観測によって確かめられている。

一方、SC に伴うホイッスラー波の周波数上昇や強度増大などの変調現象の物理機構は、Pc1 脈動の場合と同様で、サイクロトロン型の不安定性を考えれば、定性的な説明は可能である。ただし、ホイッスラー波の励起に関係している粒子は、Pc1 脈動のものとは異なり、数 keV のエネルギーを持った温度異方性の分布をした熱い電子プラズマである。

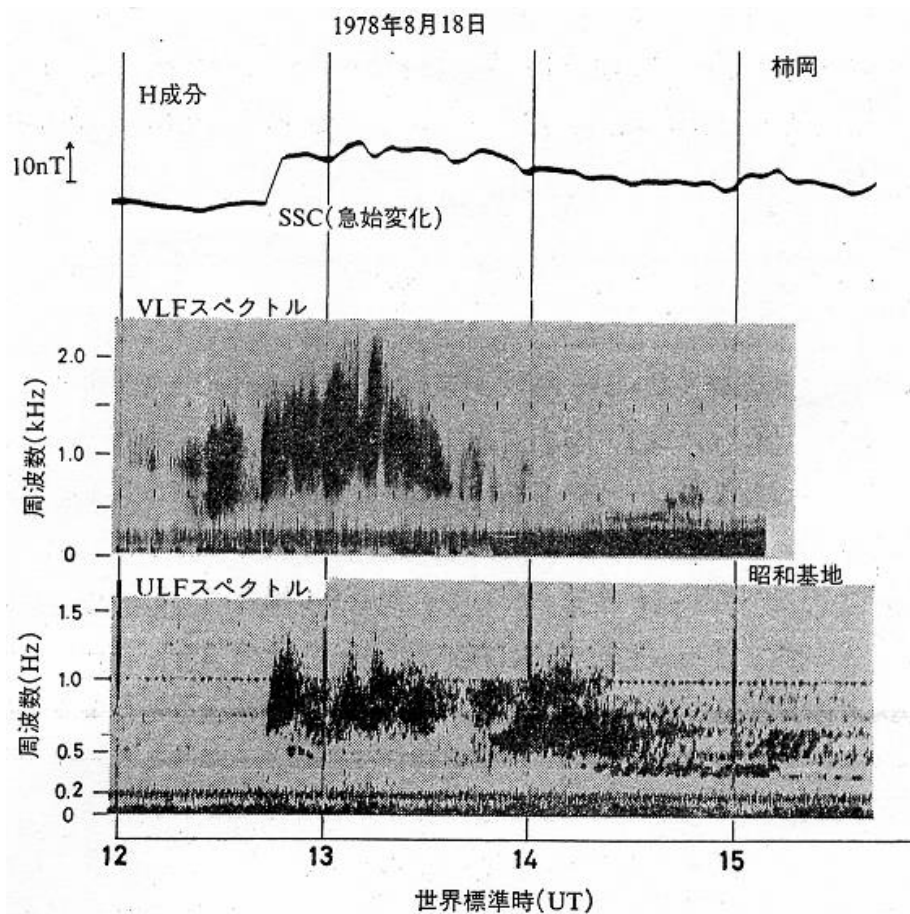


図 3-34. ホイッスラー波と Pc1 脈動に対する SC 効果の同時観測例。上段は、柿岡で観測された地磁気の水平成分を示し、中段と下段は、それぞれ昭和基地で観測された Pc1 脈動とホイッスラー波のダイナミックスペクトルを表す。このときの SC の発生時刻は、1978 年 8 月 18 日 12 時 42 分(UT) である[南極の科学 2]。

3.3.3 内部磁気圏・プラズマ圏におけるプラズマ波動の励起と変調現象

これまで、静止軌道付近(L=6.6)の磁気圏内における Pc1 脈動やホイッスラー波に対する SC 効果 を衛星-地上観測を基に見てきたが、ここではこの領域よりも内側に属する内部磁気圏、つまりプラズマ圏界面近傍領域やプラズマ圏のプラズマ波動の励起や変調に対する SC 効果について解説する。この内部磁気圏と呼ばれる領域は、背景磁場強度が静止軌道付近と比べてかなり強く、SC に伴う磁気圧縮の効果は、内側領域ほど小さくなる傾向を示す。さらに、この領域には 3.1.1 で述べたように、プラズマ圏界面よりも内側のプラズマ圏が存在し、そこに占めるプラズマのほとんどは、電離圏起源の冷たいプラズマ粒子で構成されているため、そこで励起されるプラズマ波動のモードや周波数も静止軌道付近の磁気圏と異なってくる事が予想される。特に、A3.2.2 で詳しく解説しているように、SC に伴う背景電磁場の変動特性も静止軌道付近の磁気圏領域とかなり違うため、L=6.6 付近の領域で見られたようなプラズマ波

動の励起や変調現象が昼間側の領域に集中するという明瞭な磁気地方時の依存性についても異なるものと思われる。以下では、DE1 衛星やあけぼの衛星のプラズマ波動観測で得られた内部磁気圏・プラズマ圏におけるプラズマ波動の SC 効果を見ていこう。

a. プラズマ圏界面付近の内部磁気圏

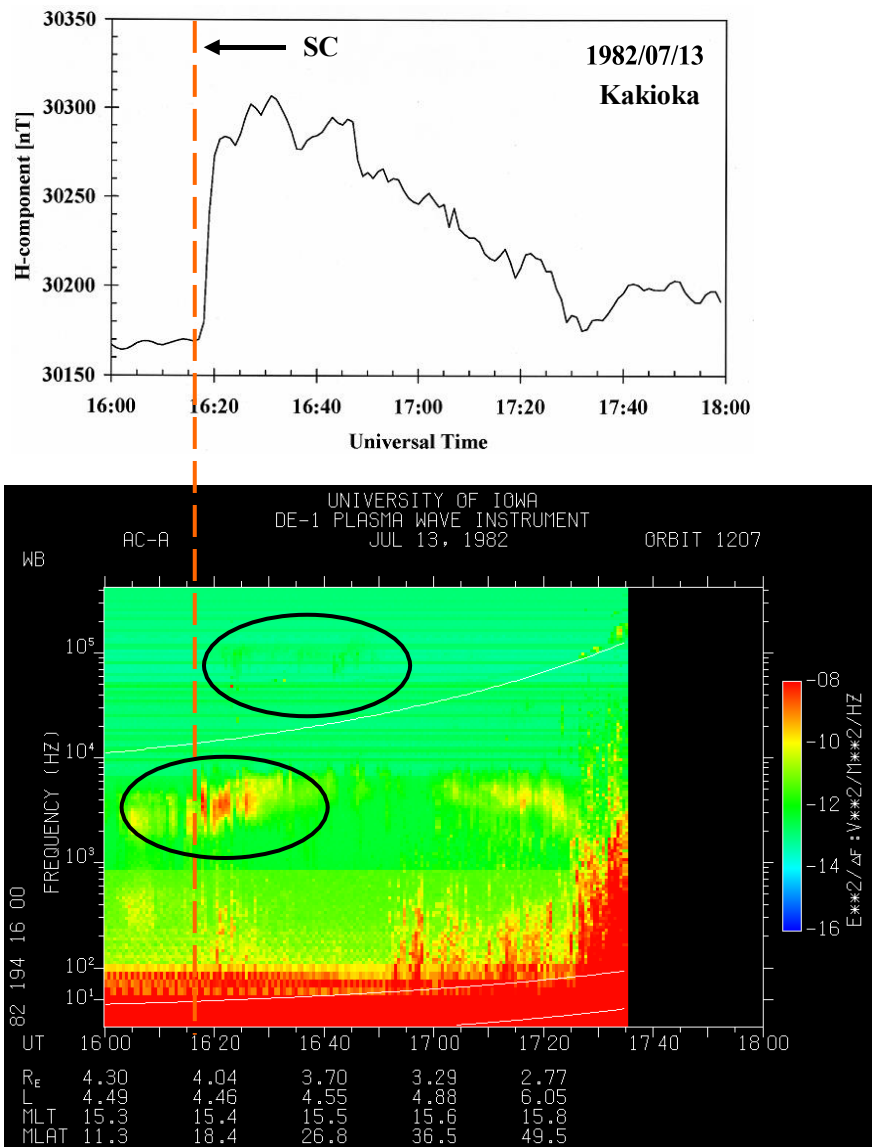


図 3-35. DE1 衛星で観測された内部磁気圏におけるプラズマ波動に対する SC 効果の観測例 [Gail and Inan, 1990]。上段は、柿岡で観測された地磁気の水平成分を示し、下段は、DE1 衛星で得られたプラズマ波動の電場成分のダイナミックスペクトルを表す。このスペクトル中の 3 本の白線は、それぞれ衛星の軌道に沿った電子、プロトン、酸素のサイクロトロン周波数である。このときの SC の発生時刻は 1982 年 7 月 13 日 16:17 UT である。

図 3-35 は、DE1 衛星で観測された内部磁気圏におけるプラズマ波動に対する SC 効果の代

表的な例である。この場合、SC の開始時刻は、柿岡における磁場の水平成分の急な立ち上がりから 1982 年 7 月 13 日 16:17 UT と決定され、その時刻に対応する DE1 衛星の位置は、磁気緯度：17 度、磁気地方時：15:25、 $L=4.5$ であった。この例でのプラズマ波動の励起や変調現象の重要な特性が 2 点ある。1 点目は、SC 前に局所電子サイクロtron周波数以下の 2-6 kHz の周波数帯に出現していたスポラディックなプラズマ波動のスペクトルが SC の開始時刻にほぼ対応してそのスペクトルの下限と上限の周波数上昇を示し、その強度も増加していることである。このプラズマ波動に対する SC 効果の特徴は、磁気圏内のホイッスラー波に対するものと基本的に同じ応答を示していることである。この領域になると背景の磁場が強くなるために、磁気圧縮による磁場強度の増加による電子サイクロtron周波数の増加の効果がそのプラズマ波動の周波数上昇に寄与する割合は、磁気圏の場合と比べて小さい。したがって、その周波数上昇は、SC に伴って内部磁気圏を伝搬する電磁流体波の作る電場と磁場擾乱によってプラズマ波動の励起源である数 keV の電子が磁力線直交方向に加速され、その粒子群の持つ温度異方性の増加による共鳴周波数の増加であると考えられる。また、SC の開始時刻から約 5 分遅れ 100 kHz 付近にバンド状のスペクトルを持つ別のプラズマ波動が出現していることが認められる。この波動の周波数は、衛星の軌道上におけるプラズマ周波数あるいは UHR 周波数よりも高いために、付録の図 A-8 に示される分散関係からこの波動は、R-X モードまたは L-O モードと決めることが出来る。この電磁波モードの波動は、16:45 UT 付近までの約 23 分間、その出現周波数帯がプラズマパラメータの変化にも関わらず、時間に対してほぼ一定である。よって、このような波動の出現スペクトルの特徴から衛星近傍で発生しているプラズマ波動ではなく、その波動の励起源の位置がその観測点よりも離れていてそこで発生したプラズマ波動が衛星近傍まで伝搬してきたと考えることが出来る。この高周波帯のプラズマ波動の SC 効果の最大の特徴は、柿岡における SC の開始時刻や電子サイクロtron周波数以下の波動の励起や変調現象の開始時刻よりも約 5 分も遅れて出現していることである。このような周波数帯で観測される地球近傍のプラズマ波動は、極域のオーロラの出現に 1 対 1 対応を持つオーロラキロメートル放射(AKR: Auroral Kilometric Radiation)に該当する。そして、この AKR は、サブストームの発生に対して非常に良い相関を持って出現することが古くから知られている。したがって、SC の開始から約 5 分遅れて AKR が出現していることは、SC の開始から短時間以内でサブストームが発生していることと同値である。この時間遅れの意味するところを調べることは、SC に関連したサブストームの発生機構を解明するのに重要な手がかりをつかめられるだろう。これら詳細については後の節で述べる予定である。

Gail and Inan [1990]は、1982 年から 1984 年までの 3 年間に発生した 50 例の SC イベントに対して 内部磁気圏のどのような領域でどのモードのプラズマ波動が SC に対応して励起あるいは変調しているかを DE1 衛星のプラズマ波動のデータを用いて統計的に調べた。その結果、14 例の SC イベントに対して明瞭なプラズマ波動の励起または変調が見られ、 $L=6.6$ 付近

の磁気圏内で見られたような昼間側に集中するといった顕著な磁気地方時の依存性が認められなかった。そして、 $L=3-6$ の広範な領域で磁気緯度の依存性を持たずに SC に伴ってプラズマ波動の励起が発生していることが見出されている。内部磁気圏・プラズマ圏におけるプラズマ波動の応答の違いは、背景場のプラズマパラメータといったプラズマ環境が静止軌道付近と比べてかなり異なっていることを意味している。また、SC に伴って励起あるいは変調をうけるプラズマ波動のモードは、地上で観測可能なホイッスラー波に加えて衛星によるその場観測で得られる静電波モードの静電的電子サイクロトロン高調波にまで及んでいる。そして、これらの波動現象の開始時刻は、DE1 衛星の位置における背景磁場の急な増加の開始時刻に対応していることから SC によって引き起こされた圧縮性の電磁流体波の作る電磁場の擾乱がその場のプラズマの加速・加熱に関与していることは疑いがないといえる。よって、地上における SC の開始時刻と衛星で観測されるプラズマ波動の開始時刻を比較することで、内部磁気圏・プラズマ圏を伝搬する電磁流体波の伝搬速度を推定することができ、その値からこれらの領域におけるプラズマ環境(プラズマ密度・イオン組成など)を診断することが可能である。これについての研究はこの後に述べるあけぼの衛星による観測によって既に試みられている[Shinbori et al., 2003]。

b. 低緯度プラズマ圏領域

プラズマ圏深部領域でもプラズマ波動の強度増大や周波数上昇といった変調現象の SC 効果が磁気圏内の場合と同様に見られるが、プラズマ圏は背景磁場強度も強く、電離圏起源の冷たい濃いプラズマで占められているため、これまでと少し異なる種類のプラズマ波動の応答が見られる。ここからはあけぼの衛星で得られた最新の結果について解説していく。

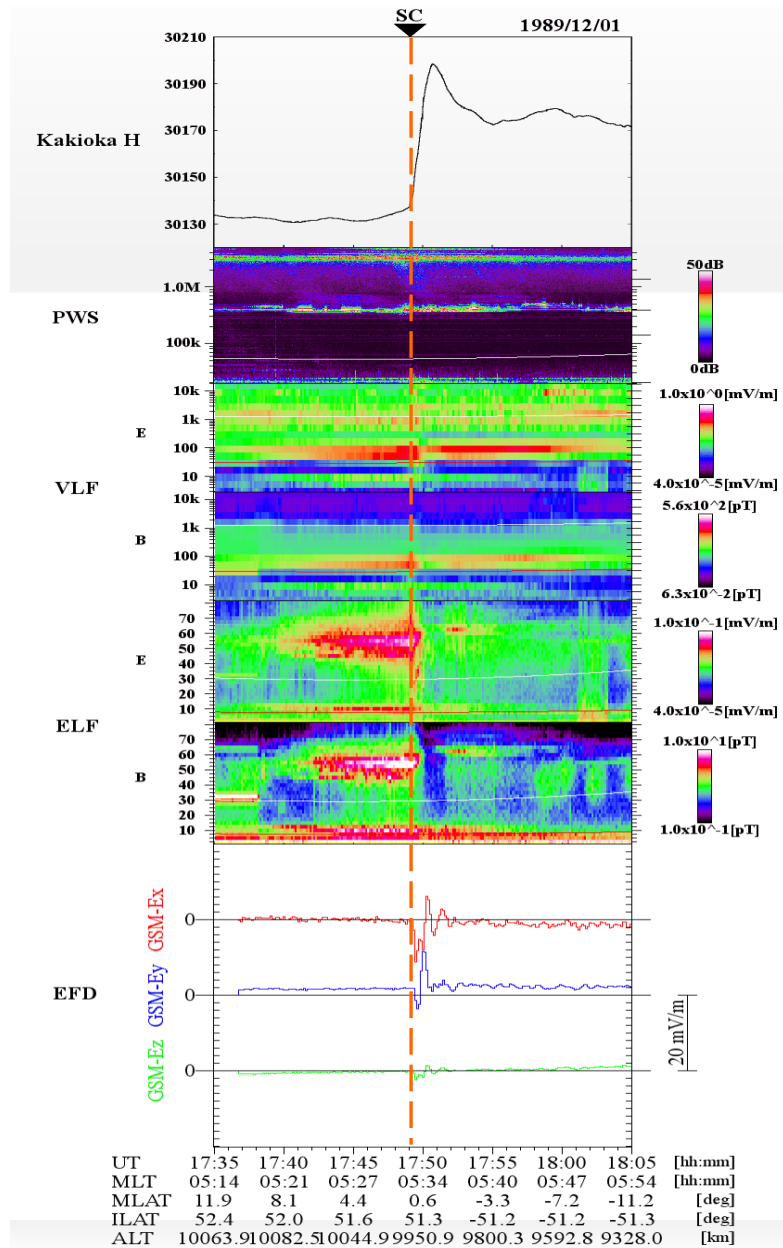


図 3-36. あけぼの衛星で観測された磁気赤道付近のプラズマ圏深部におけるプラズマ波動に対する SC 効果の観測例。第 1 番目は、柿岡で観測された地磁気の水平成分を示し、第 2 番目は、あけぼの衛星搭載の PWS 観測器で得られた高周波帯(20 kHz-5.1 MHz)のプラズマ波動の電場成分のダイナミックスペクトルを示し、第 3-6 番目のダイナミックスペクトルは、それぞれ低周波プラズマ波動観測器で得られた電場、磁場成分を表す。また、最後のパネルは、衛星の軌道に沿った背景電場の 3 成分である。これら各 PWS、VLF、ELF 帯のスペクトル中の曲線は、それぞれ衛星の軌道に沿った電子、低域混成共鳴、プロトン、ヘリウム並びに酸素のサイクロトロン周波数を表す。このときの SC の開始時刻は、1989 年 12 月 1 日 17:49 UT である。

図 3-36 は、あけぼの衛星のプラズマ波動観測器によって得られた磁気赤道付近のプラズマ圏内で生起しているプラズマ波動のダイナミックスペクトル、直流成分の電場 3 成分と柿岡で記録された地磁気の水平成分である。この例では、SC の開始時刻は、柿岡における磁場の水平成分の急な立ち上がりから 1989 年 12 月 1 日 17:49 (UT)であり、その時、あけぼの衛星は、磁気緯度：0.6 度、磁気地方時：05:34、 $L=2.6$ に位置していた。この場合の SC によるプラズマ波動の励起・変調効果の特徴は、あけぼの衛星がプラズマ圏磁気赤道付近を横切る際に頻繁に観測される ELF 帯の電磁波モードのイオンサイクロトロン波、低域混成共鳴 (Lower Hybrid Resonance: LHR) 波、ホイッスラー波並びに赤道域プラズマ波動擾乱 (UHR と Z-mode 波の強度増大現象) [Oya et al., 1990] の広範な周波数帯のプラズマ波動に周波数や強度変化が見られることである。まず第 1 に、ELF 帯の電場・磁場成分のスペクトルにおいて SC 発生前に局所プロトン・ヘリウムのサイクロトロン周波数のすぐ上側の 45-60 Hz、10Hz 付近に出現していた帯状の電磁波モードのイオン波のスペクトルが SC の開始時刻にほぼ対応して一時的にそれらの波動の強度が急増した後、約 1 分間だけ完全に波動の活動度が抑えられ、その後再び出現するという興味深い応答をしていることである。ただし、その後出現した波動のスペクトルは、SC 発生以前のもの比べて波動強度が弱く、その出現周波数も上昇している点が注目される。このことは、プラズマ圏磁気赤道付近に存在していた電磁波モードのイオンサイクロトロン波の励起源である種粒子 (プロトン・ヘリウム) の速度分布が、図 3-36 の第 7 番目のパネルに見られるように SC によってもたらされた電磁流体波が形成する大振幅の電場擾乱を通じて変化したことを意味している。

同様に VLF 帯の電場成分のスペクトルにおいても低域混成共鳴 (Lower Hybrid Resonance: LHR) 周波数付近のプラズマ波動の強度増大と周波数の上昇が SC に伴う背景電場の大きな変動に呼応して発生している。この LHR 周波数よりも上側の周波数帯に出現するプラズマ波動は、電子プラズマが主体と成るので、この例では電子・イオンともに SC による急な背景場の変動に敏感に呼応して速度分布が変化し、プラズマ波動のスペクトルから元の状態には粒子の速度分布が回復しないことが結論される。さらに、高周波 (20 kHz-5.1 MHz) の周波数帯に線スペクトルをもって出現している UHR 波動並びに Z-mode (380 kHz 付近) の強度変調が SC の発生に関連して見受けられるが、この現象も今まで見てきた波動現象と本質的には同じ物理過程を通じて発生していると考えられる。

3.4 SC を用いた内部磁気圏・プラズマ圏診断

前節では、SC に伴って出現するプラズマ波動の周波数変化や強度変調現象の開始時刻がほぼその場の急な背景電場や磁場変動に対応していることから、このプラズマ波動の変調現象を引き起こしている原因は、内部磁気圏・プラズマ圏を伝搬する圧縮性の電磁流体波であること

を述べた。ここでは、地上の SC の開始時刻と衛星で観測されたそのプラズマ波動現象の開始時刻を比較することで、内部磁気圏・プラズマ圏を伝搬する圧縮性の電磁流体波の伝搬速度を導出することが可能であることを解説した後で、これらの領域のプラズマ環境がどういったものであるかを述べる。この伝搬速度の導出には、時間軸に対して高分解能であるデータが必要であるが、この解析では柿岡で記録された地磁気の水平成分の 1 秒値とあけぼの衛星で観測された時間分解能が 2 秒値である PWS 観測データを用いている。

図 3-37 は、1990 年 4 月 12 日 03:25 UT に発生した SC に伴うプラズマ波動と低エネルギー粒子の応答を示したものである。この図の初段には、柿岡で記録された地磁気の水平成分の 1 秒値の SC の磁場波系の拡大図が示されており、このパネルから容易に 03:25:52 UT で地磁気の水平成分の急な立ち上がりが始まっていることが読み取れる。そして、その中段に示されている 3.16 Hz-383 kHz までの周波数帯のプラズマ波動のダイナミックスペクトルにおいて SC 発生以前から発生していたプラズマ波動の強度が 03:25:32 UT (PWS スペクトル中の黄色の縦線) で急増していることが分かる。これらの開始時刻から地上で観測された SC の開始時刻から約 20 秒先行してプラズマ波動の変調現象が始まっている。この時間差は、重要な意味を持っており、磁気圏内を伝搬する SC に関連したプラズマ擾乱域の伝搬過程を示す間接的な証拠である。この場合、あけぼの衛星はちょうど昼間側のカusp領域の低緯度側を通過していることから、SC に伴うプラズマ擾乱が地上にたどりつく前のあけぼの衛星の観測点付近の領域を通過していることがわかる。以下では中・低緯度の内部磁気圏・プラズマ圏で観測された SC に関連したホイッスラー波動の変調現象を基に、それらの領域を伝搬するプラズマ擾乱域の速度を導出し、その速度が意味していることについて述べる。前節の 3.3 で既に述べているように、電磁波モードのホイッスラー波は磁力線方向に対して伝搬しやすい性質を持っているため、そのホイッスラー波の励起源が磁気赤道付近にあると仮定すると、観測点における L 値と磁気地方時の関係が重要となってくる。

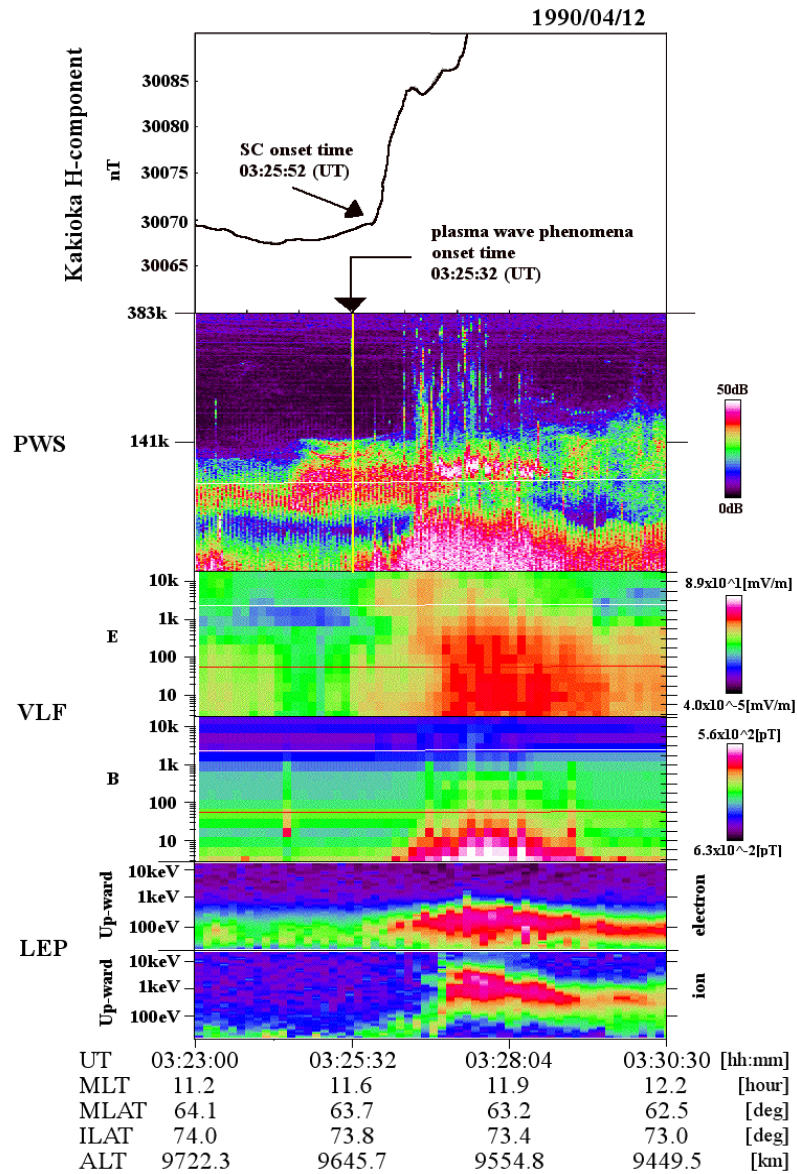


図 3-37. あけぼの衛星搭載のプラズマ波動と低エネルギー粒子計測器で観測された SC の発生に呼応したプラズマ波動と低エネルギー粒子の応答の様子。地上で観測された SC の開始時刻よりも約 20 秒先行して ELF 帯-LF 帯のプラズマ波動の強度増大が見受けられ、同様に低エネルギー粒子(電子、イオン)のフラックスが増加している [Shinbori et al., 2003b]。

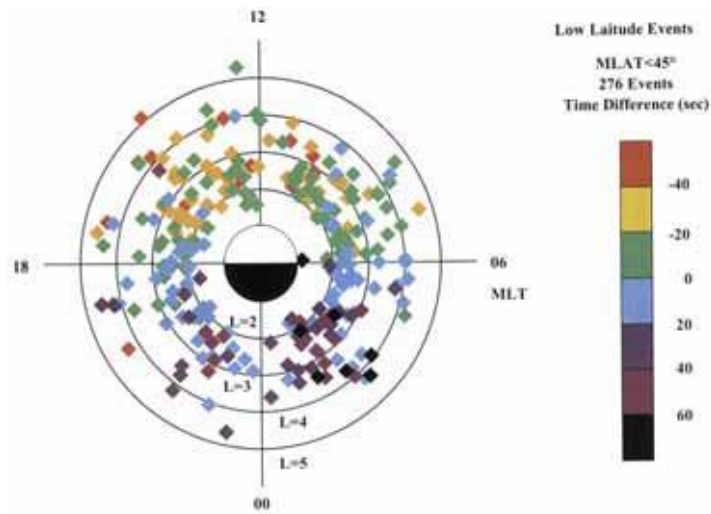


図 3-38. 1989 年 3 月から 2002 年 12 月までに発生した 276 例の SC に関連したホイッスラー波動の出現時刻と柿岡で記録された SC の開始時刻との時間差の L 値と磁気地方時に対する分布。時間差は、右側に示されているカラースケールで示し、その範囲は-60 秒-80 秒である [Shinbori et al., 2003b]。

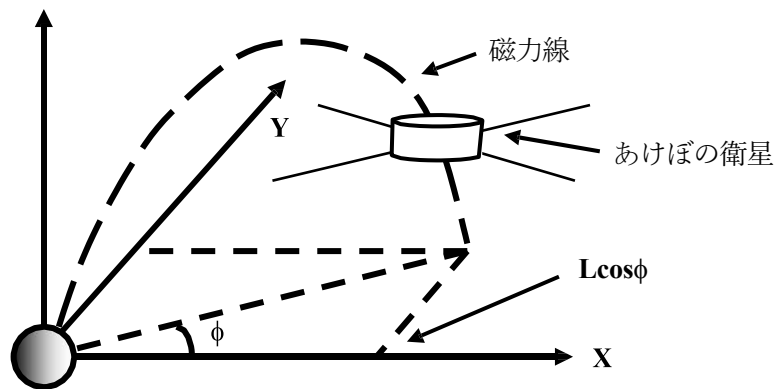


図 A3-39. $L\cos\phi$ の定義。

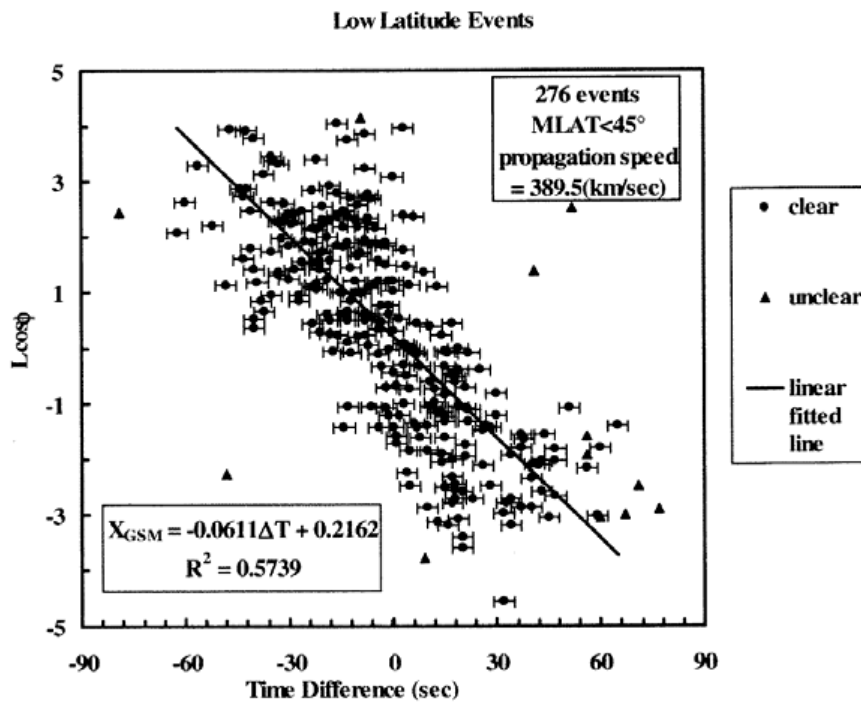


図 3-40. $L\cos\phi$ の値に対するホイッスラー波と SC の開始時刻との時間差との関係。丸印ははっきりとホイッスラー波の開始時刻が決定できたもので、三角印はそれが決定できなかったイベントを表す。直線フィッティングの解析にはその三角印のイベントは含めていない[Shinbori et al., 2003b]。

この点に着目して解析を行った結果が図 3-40 に示されている。この図から地上で観測される SC の磁場波形の開始時刻よりも先行してホイッスラー波の変調現象が観測されているイベントが昼間側の内部磁気圏・プラズマ圏に集中している一方、夜側の領域では逆にホイッスラー波の変調現象が地上よりも遅れて開始していることがはっきりと分かる。よって、この L 値と磁気地方時の関係からホイッスラー波の励起または変調現象に関係している電磁流体波が磁気赤道面付近を昼間側から夜側へ伝搬している証拠を捉えている。この平均的な太陽-地球方向の伝搬速度を求めるにあたってあげぼの衛星がその現象を観測した地点を横切る磁力線が磁気赤道面と交わる X 座標を $L\cos\phi$ と定義(図 3-39 を参照)し、それとホイッスラー波と SC の開始時刻との時間差との関係を調べた。その結果、 $L\cos\phi$ の値が正であるイベントはその時間差が負の値を示し、 $L\cos\phi$ の値が逆に負の値を示すイベントは、その時間差が正の値を持つという関係が見出され、本質的には図 A3-38 の結果を反映したものになっている。ここでは、さらに $L\cos\phi$ の値について線形フィッティングを行い、その直線の傾きから 磁気赤道面付近を昼間側から夜側へ伝搬する電磁流体波の平均的な伝搬速度を求めている。

図 3-40 に示される直線の傾きから電磁流体波の平均的な伝搬速度を求めると、約 389.5 km/sec となり、この伝搬速度は、通常の状態のプラズマ圏の密度モデル(イオン組成は全てプ

ロトンのみを仮定)を与えて計算したその伝搬速度よりも $1/3-1/2$ だけ小さい値を示している。これは、プラズマ圏領域にはプロトン以外の重イオン(ヘリウム、酸素、窒素イオン等)が豊富に存在していることを示す重要な結果である。事実、DE1 衛星の低エネルギー質量イオン分析結果から従来よりもヘリウム、酸素、窒素イオンが豊富に含まれていることが確認されており、特にプラズマ圏界面付近からそのやや内側領域(L=3-4)においてはプロトンと同様の比率で酸素イオンが存在しているという大変興味深い結果が得られている(図3-41)。したがって、衛星によるイオン組成の直接観測ができなくとも、高時間分解能でプラズマ波動を捉えることによって内部磁気圏・プラズマ圏における電磁流体波の伝搬速度が得られ、そこからイオンの組成分布を推定することができる。このような解析を太陽活動や地磁気活動の異なる時期に行えば、それぞれに対応するイオン組成分布の変化も間接的に見出すことが可能である。

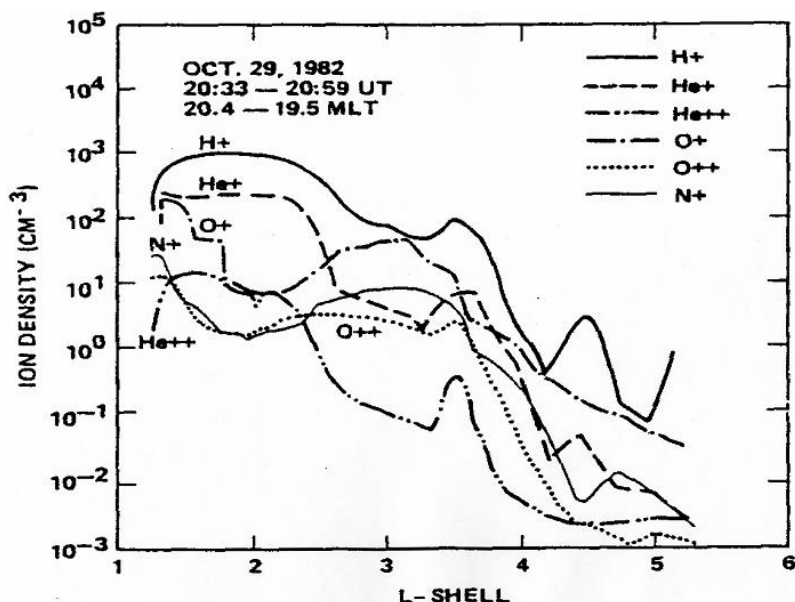


図3-41. DE1 衛星の低エネルギー質量イオン分析器から得られた内部磁気圏・プラズマ圏におけるイオン組成分布。L=3-4の領域で重イオン(酸素・窒素)の比率が増加している [Roberts et al., 1987]。

3.5 磁気圏の圧縮による放射線帯の変動

既に3.1節で説明したように、地球磁場強度が比較的強い内部磁気圏と呼ばれる領域には、プラズマ圏、環電流、そして放射線帯といった数 eV から数 MeV の広範なエネルギー領域にわたるプラズマ粒子が混在している。特に、磁気圏プラズマの中で最もエネルギーの高い放射線帯は、磁場ドリフトによる運動が支配的であるために、太陽風-磁気圏相互作用によって磁気圏内に生成される朝-夕方向の大規模な対流電場(ポテンシャル場)だけでは地球近傍に存在している粒子を動かすことはできない。しかしながら、磁気圏全体の磁場構造が激変する磁気嵐によってそれよりも前に存在していた放射線帯の構造が劇的に変化することが近年の衛星観

測(Akebono、CRRES)によって現在では確固たる事実として世界的にも認知されている。また、放射線帯粒子は、我々人類の生活にとって今では欠かせない通信衛星、気象衛星に障害を与えるため、磁気嵐などの地磁気擾乱に伴うこの粒子群の振る舞いを予測することは非常に重要であり、現在、精力的に実施されている宇宙天気研究の中で最も主要な研究テーマになっている。

本節では、SC によってもたらされる磁気圏およびプラズマ圏内の背景電磁場の急激な変化に呼応した放射線帯粒子の振る舞いについて解説する。ここでは、SC によって生成される大振幅の誘導電場(図 A3-15)は、磁場ドリフトしている放射線帯粒子の運動に大きな影響を与えることについての理解を深めることを目標とする。

3.5.1. 放射線帯の構造と地磁気活動の依存性

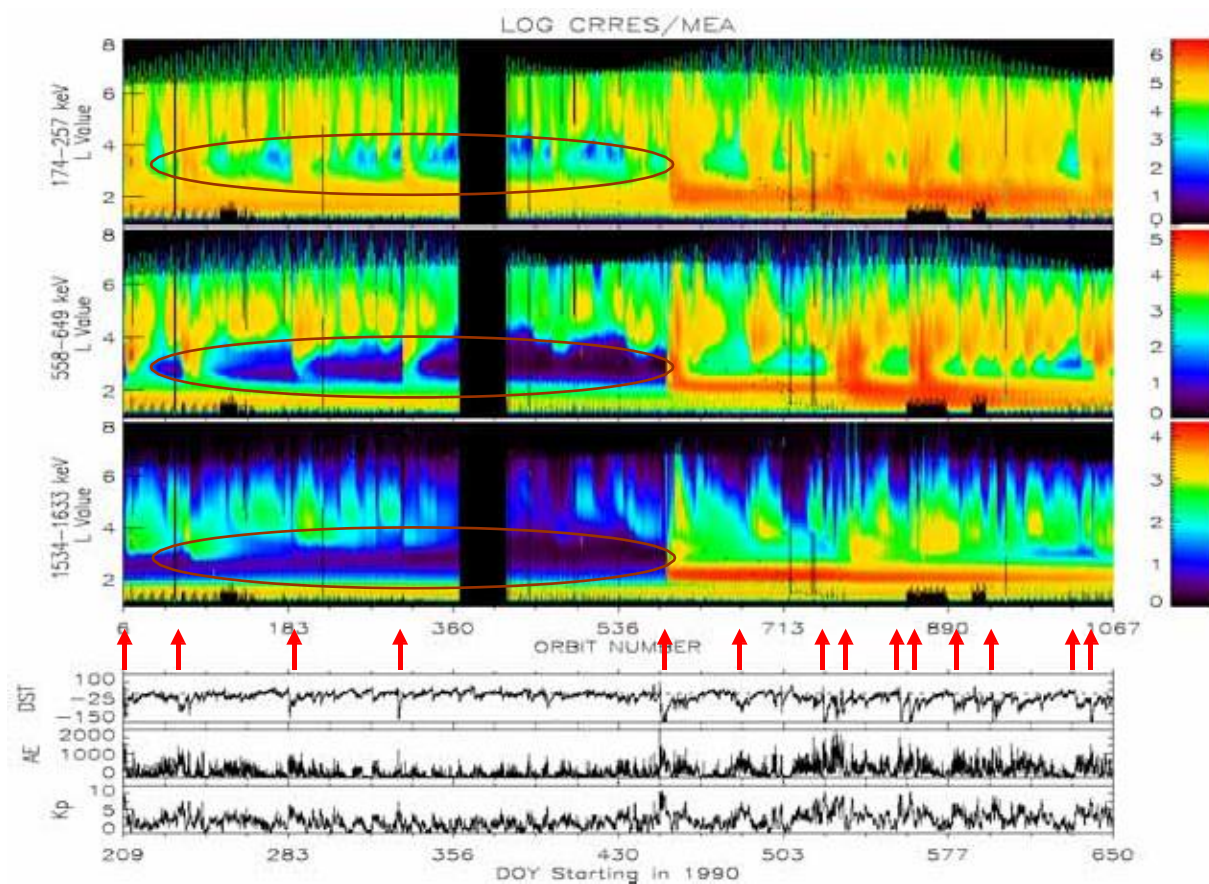


図 3-42. CRRES 衛星に搭載された中エネルギー粒子計測器によって得られた内部磁気圏における放射線帯電子フラックスの変動。上段の3つのパネルは、それぞれ 174-257 keV、558-649 keV と 1534-1633 keV のエネルギー領域の電子フラックスの L-t ダイアグラムを示し、フラックスの値は右側に示されているカラーの対数スケールで表している。また、下段の3つのパネルは、上から順に Dst 指数、AE 指数および Kp 指数を表している。

図 3-42 は、CRRES 衛星に搭載された中エネルギー粒子計測器によって得られた内部磁気圏における放射線帯電子フラックスの変動の代表的な例である。上段の3つのパネルは、それぞ

れ 174-257 keV、558-649 keV と 1534-1633 keV のエネルギー領域の電子フラックスの L-t ダイアグラムを示し、フラックスの値は右側に示されているカラーの対数スケールで表している。また、下段の3つのパネルは、上から順に Dst 指数(1 時間値)、AE 指数(1 分値)および Kp 指数(3 時間値)を表している。この図から読み取れる放射線帯電子フラックスの L 値に対する分布は、おおよそ3つの構造に分けることができる。まず、フラックスの値やその位置がほぼ安定な内帯が $L < 2.1$ のかなり地球に近い領域にあり、 $L > 3.5$ の外側の領域にはフラックスの値やその位置が時間的に大きく変動している外帯がある。そして、それらの領域で挟まれた部分において放射線帯粒子フラックス値が周囲に比べて小さくなっているが、この領域は、スロット領域と呼ばれている。特に、そのスロット領域は、粒子のエネルギーが高い成分に対して明瞭に存在していて、エネルギーが低くなるとその構造があまりはっきりしてなくなるというエネルギー依存性をもって出現している。

放射線帯の粒子フラックスの変動に、もっとも深く関係しているのは、地磁気活動であり、磁気嵐時においては著しいフラックスの増減が起こる。図 A3-42 に示されている赤色の矢印は、Dst 指数の最小値が-100 nT を下回る磁気嵐を示していて、各磁気嵐の主相時には放射線帯外帯のフラックスが激減し、回復相になると、再び出現している様子が見て取れるが、その粒子フラックスのレベルは、磁気嵐のイベント毎に異なっており、元のレベルよりも増加するものやそのレベルまでには到達しないものがある。特にそのような傾向が 1534-1633 keV の高いエネルギー帯で顕著であることが注目される。そして、図 3-42 の上段に中央のパネルが示しているように、磁気嵐の規模が大きいほど放射線帯の外帯が回復し始める L 値が地球よりに移動し、かなり地球に近い領域で外帯が形成されている。また、この図で示されている放射線帯粒子フラックスで特筆すべき事実は、図中の中央で発生している磁気嵐の開始時(1991 年 3 月 24 日)にそれぞれのエネルギー帯のフラックスが内帯領域よりもやや高 L 値側において突然増加していることである。この内帯領域付近の放射線帯粒子フラックスの激増は、この磁気嵐の開始時に発生した有名な大振幅の SC によってもたらされたものである。このときに形成された放射線帯は、CRRES 衛星の観測が終了するまでの 1991 年 10 月になっても生き残っていることが興味深い。ここでは、この SC 時に形成された物理機構についてみていくことにする。

3.5.2 1991 年 3 月 24 日に発生した SC に伴う放射線帯形成

図 3-43 の左のパネルは、1991 年 3 月 24 日 03:41 UT に発生した大振幅の SC 時に観測された地磁気の 3 成分の波形である。この SC は、その変動の初期段階において非常に鋭い立ち上がりを示し、その継続時間が約 30 秒と非常に短い磁場波形を示した通常よく観測されるものとは大きく異なるイベントである。しかも、柿岡で観測された地磁気の水平成分の変動の振幅は、約 202 nT にまで達していた。この SC の変動形態については Araki et al. [1997] に詳しく述べられているので、興味のある読者はそちらを参考にされた

い。一方、この大振幅の SC は、後で述べるが CRRES 衛星の高エネルギー粒子観測結果から地球近傍領域に放射線帯の新内帯を形成したことで知られている有名なイベントでもある。このイベント以降、内部磁気圏・プラズマ圏を観測している Akebono 衛星や CRRES 衛星の高エネルギー粒子の観測データの詳細な解析が多くの研究者によってなされ、地磁気擾乱(サブストームや磁気嵐)によって放射線帯(特に電子の外帯)の構造が劇的に変動することが再認識されるようになり、1970 年後半以降下火と成っていた放射線帯粒子のダイナミクスに関する研究が再び盛んになった。この研究は、今では宇宙天気研究の中で最も重要な柱として国際的にも認知されている。

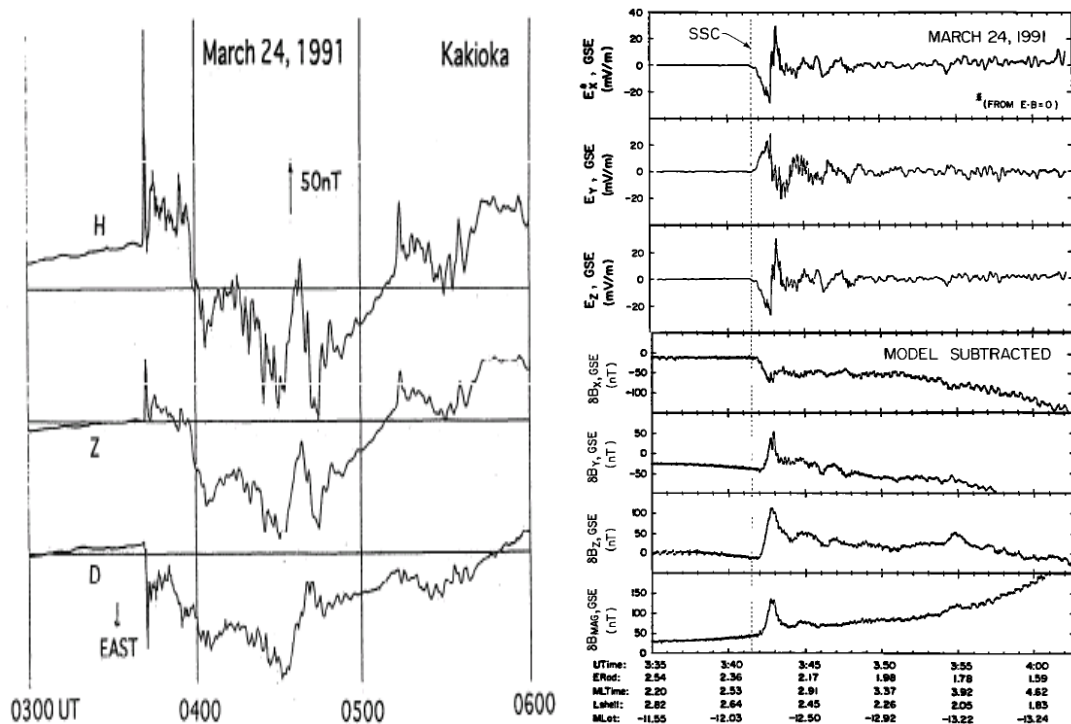


図3-43. 1991年3月24日03:41 UTに発生した大振幅のSC時において柿岡で観測された磁場3成分の波形[Araki et al., 1997]とその時のCRRES衛星の電場・磁場観測器で得られた内部磁気圏・プラズマ圏(L=2.6、MLT: 03:00、MLAT: -12.5度)における電場と磁場変動[Wygant et al., 1994]。右側の図において上段3つのパネルがGSE座標系で表された電場3成分を表し、下段4つのパネルは、オールセン・フィチャー磁場モデルから算出した磁場の値を観測値から差し引いた磁場3成分(GSE座標系)とその絶対値を示している。地上で観測されたSCの時刻にほぼ対応して内部磁気圏・プラズマ圏において鋭い波形を呈した大振幅の電場・磁場変動が発生している。

さて、再び1991年3月24日03:41(UT)に発生した大振幅のSCイベントについての議論に戻ろう。図3-43の右のパネルは、そのSC時においてCRRES衛星の電場・磁場観測器で得られた内部磁気圏・プラズマ圏(L=2.6、MLT: 03:00、MLAT: -12.5度)での電

場と磁場変動を示している。この図の上段 3 つのパネルが GSE 座標系で表された電場 3 成分を、下段 4 つのパネルは、オールセン・フィチャー磁場モデルから算出した磁場の値を観測値から差し引いた磁場 3 成分(GSE 座標系)とその絶対値の変動を示している。また、CRRES 衛星は、プローブ法によって電場観測を行っているので、実際に観測されるのは電場の 2 成分であるが、ここでは、磁力線に沿ったポテンシャル降下がないという仮定 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ によって残りの 1 成分を求めている。この図では、 E_x 成分がこれに相当している。

図 3-43 の右のパネルの電場 3 成分についてしてみると、SC に呼応して 03:41:30 UT に非常にシャープで bi-polar な波形を持った大振幅の電場変動が現れ、その開始時刻から約 75-80 秒後に最大の振幅に達している。その変動幅の大きさは、約 80mV/m であり、その bi-polar な波形の周期は、約 150 秒であり、その後と同様の周期をもった減衰波形が観測されている。この電場の初動の方向は、西向きであり、図 3-16 で示されている電場の方向にほぼ合致する。一方、図 A3-43 の右のパネル下段 4 つに示されている磁場変動は、全磁場、 δB_y と δB_z 成分において 03:42:00 (UT) で急な立ち上がりを示し、03:42:50 UT にその最大値 140 nT に達している。このとき電場の値がほぼゼロ付近を指し示し、その後磁場が減少するときに呼応して SC の初動とは逆向きの方向を向いている。この事実と図 3-16 の結果からこの大振幅の電場は、背景磁場の急な時間変化に伴う誘導電場であると結論できる。さらに、その磁場擾乱の最大値での磁場の方向は、背景磁場の方向とは約 30 度だけ傾いていた。よって、その擾乱は、横波成分を持った圧縮性の波動であると推察される。

また、2400 nT という背景磁場の中での 50 mV/m の強度をもった電場が存在した場合の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度は 20 km/sec となる。このドリフト速度は、 $L=2.6$ 付近におけるプラズマ圏の共回転速度よりも 1 桁程度も大きいので、この電場によってプラズマ圏プラズマは、一時的に共回転から外れて運動していることになる。仮に、電子がその電場との一定な位相関係を維持し、 $L=2.6$ での完全なドリフト周期にわたって 50 mV/m の電場を感じるとすると、全内側方向のドリフトする距離は、動形方向に約 1400 km になる。この電磁場の周期は、150 秒程度と、 $L=2.6$ の領域の放射線帯電子のサイクロトロン周期よりも長いので、前節の解説から電子の磁気モーメントが保存していることとなる。しかし、電子のドリフト軌道の周回周期よりもこれらの電磁場の変動の周期が短いために、前節で示したように、粒子の磁気フラックスは保存せず、粒子のドリフト軌道が変化することを表している。したがって、2.5 MeV のエネルギーを持つ相対論的電子は、10 MeV までエネルギーがこのうち向きドリフトによって加速されることになる。後の図で示されるように、注入された放射線帯電子に対して観測されたエネルギー化や輸送を考えると、上でのエネルギー増加だけでは不十分である。つまり、このことは、電子のドリフトの軌道にわたる電場の強さが CRRES 衛星で見たものよりも遥かに強いことを示唆している。

図 3-44 は、この大振幅の SC 時において CRRES 衛星の電場・高エネルギー粒子計測器

で観測された電場の E_y 成分と高エネルギー電子とイオンのフラックス変動との比較を示している。この図の中央のパネルの4つのエネルギー帯(>6 MeV、>9 MeV、>13 MeV、10-50 MeV)の高エネルギー電子のカウント数が、03:42:50 UT 付近から急な増加を示し、その最大値がそれ以前のカウント数よりも2-4桁も大きな量になっている。その後も4回も周期的な増減を繰り返しており、その周期は、電場の E_y の変動の周期とほぼ同じ150秒となっている。そして、その周期は、15 MeVのエネルギーをもつ $L=2.6$ における電子のドリフト周期に相当している。また、電子のカウント数のピークの時刻は、最初の磁場擾乱の最大値をとる時刻(電場の値がゼロを示す時刻)にほぼ一致していることに注目される。そのカウント数のピークは、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる粒子軌道の地球方向の最大変位に対応する。このように、15 MeV電子は、その電場変動と一定の位相関係を維持していることがわかる。図3-44の下段に示される高エネルギープロトンのフラックス変動は、エネルギー分散をもち、25 MeVプロトンの特徴的なドリフト・エコーの周期を持って観測されている。その周期性は、電場あるいは磁場の変動とは殆ど相関がない。そのプロトンのエコーはまた、幅広いエネルギー帯で存在している。このSCによって内部磁気圏に作られた放射線帯の電子やイオンは、CRRES衛星の観測終了する月の10月になっても長期的に存在し続けていたことが大変興味深い。

3.5.3 高エネルギー電子フラックス増大の物理機構

CRRES衛星で観測されたような高エネルギー電子フラックスの増大が磁気モーメントの保存による電子のベータートロン加速によって引き起こされたと仮定すると、ある粒子の位置における周期 t の角度方向の電場 E の影響を計算することができる。ここでは、全ての粒子のピッチ角は90度であるものとする。粒子のエネルギー増幅を見積もるために、前節で詳しく説明した磁場内の荷電粒子の運動(電場ドリフトや磁場ドリフト)と相対論的粒子に対応した磁気モーメントの式を用いる。

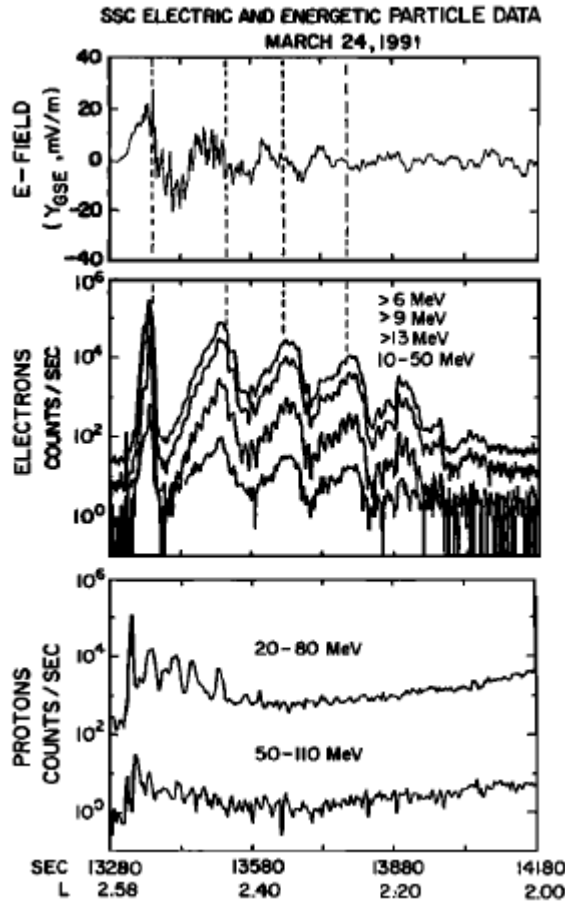


図3-44. 1991年3月24日03:41 UTに発生した大振幅のSC時においてCRRES衛星の電場・高エネルギー粒子計測器で観測された電場の E_y 成分と高エネルギー電子とイオンのフラックス変動[Wygant et al., 1994]。

ここでの磁気モーメントの式は、運動量 $P = \gamma m_0 v$ を利用して、 $P/2B$ と書かれる。15 MeV 電子の相対論的極限では、 $v \approx c$ であり、エネルギーは、粒子の運動量に比例することになる。磁場勾配ドリフトは、磁場の勾配に垂直な方向であるので、唯一電場ドリフトがより強い磁場領域へ粒子を輸送することができる。粒子の位置での角度方向の電場 E_θ が一定で、電子のドリフト軌道にほぼ平行であると考えよう。このとき、粒子の動径方向のドリフト速度は

$$\frac{dR}{dt} = \frac{E_\theta}{B(R)} \quad (3-20)$$

で与えられる。ここで、 R は、地球半径で規格化した粒子の動径位置であり、ダイポール磁場を考えると、 $B(R)$ の式は、磁気赤道の分布を与え、

$$B(R) = \frac{B_0}{R^3} \quad (3-21)$$

のようになる。ここで、 B_0 は磁気赤道における地球表面の磁場強度を表す。粒子の位置の初期

値を R_0 、電場によって内側へ輸送されたときの最終的な粒子の位置を R_f として、式(3-143)を用いつつ、式(3-20)を時間 t で積分すると、

$$R_0 = \frac{R_f}{\{(2E_\theta \delta t / B_0) R_f^2 + 1\}^{1/2}} \quad (3-22)$$

となる。この式において $E_\theta \delta t$ は、SC に伴って内部磁気圏で観測される電場パルスである。磁気モーメントの保存によって粒子のエネルギー変化は、

$$\frac{W_0}{W_f} = \left(\frac{R_0}{R_f}\right)^{3/2} \quad (3-23)$$

であたえられるので、これに式(3-22)を代入すると、

$$\frac{W_0}{W_f} = \frac{1}{\{(2E_\theta \delta t / B_0) R_f^2 + 1\}^{3/4}} \quad (3-24)$$

が得られる。15 MeV 電子に対して、そのドリフト周期は、 $L=2.6$ で約 150 秒であるので、エネルギー比 W_f/W_0 と種粒子の初期位置(R_0)は、粒子の軌道に沿った赤道面での角度方向の電場強度の関数になる。上の考察で考慮されている粒子加速の機構は、以下の式に従う角度方向の誘導電場にした案内中心のドリフト速度の加速と磁場変化によるベータートロン加速の 2 種類である。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p^2}{2m} \right) = q\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} + \mu \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3-25)$$

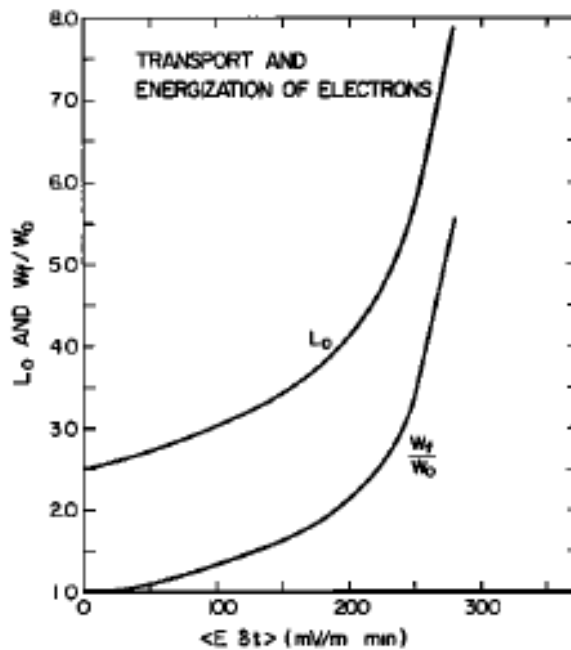


図3-45. 角度方向を向いた電場パルス $E\delta t$ の大きさの関数として $L=2.6$ の衛星位置に対する L を横切る磁場勾配ドリフトと電場ドリフトの下での角度方向の電場に一致した種粒子の初期 L 値と電子の初期エネルギーに対する最終的なエネルギーの割合。ここで、電場 E は、mV/m における大きさで表し、 δt は分における電場変動の時間である [Wygant et al., 1994]。

図3-45は、L=6よりも遠い領域にある数MeV電子の種粒子から観測されたドリフト・エコーのエネルギーへの加速に200-300 mV/mの電場が必要であることを示している。そのような種粒子は、観測されたドリフト・エコーのフラックス増大の2-3オーダーの大きさを説明するのに十分な密度をもってSC以前に存在する必要がある。

3.6 オーロラキロメートル電波放射から見たSCトリガーサブストーム

本節では、1970年代の衛星観測によって発見されたオーロラ活動とよい相関をもって出現するキロメートル帯の波長をもつオーロラキロメートル電波放射(Auroral Kilometric Radiation: AKR)とSCとの関連性について解説する。現在では、AKRは、Pi 2脈動のようにサブストームの発生に関する指標として用いられており、実際の観測においてもサブストームの発生に呼応してAKRが出現する傾向があることが確かめられている。よって、SCに伴うAKRの出現を見ることでそれによって印加されたサブストームの発生時間がSC時からどの程度遅れているかを調べることができる。この遅延時間が意味していることを考察することにより、サブストームの発生機構を知る手がかりと成ると思われる。以下では、まずAKRの出現特性などの一般的な性質を述べ、その後でSCに関連したAKRについて議論して行くことにする。

A3.6.1. AKRとサブストームの関係

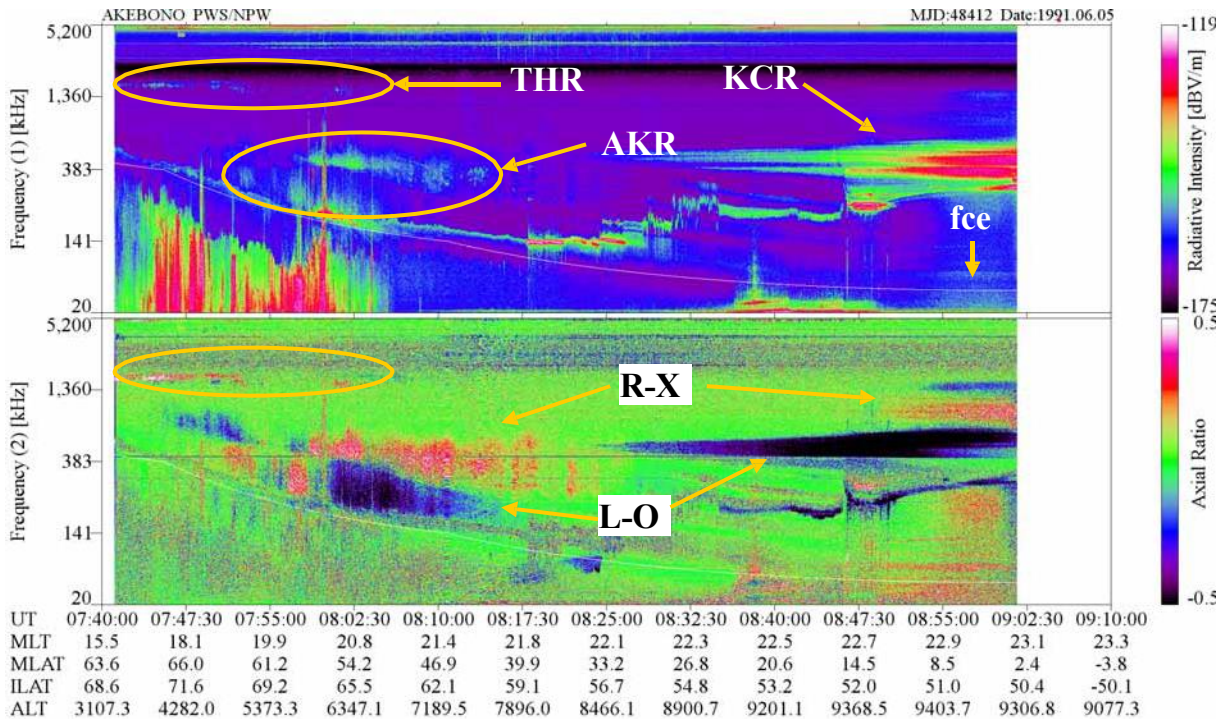


図3-47. 内部磁気圏・プラズマ圏、極域電離圏上部領域で観測されたプラズマ波動のスペクトルと偏頗分離された波動強度の軸比横軸はあけぼの衛星の位置と時間を表し縦軸は20 kHz-5.1 MHzまでの周波数を示す。両図中の白線は、衛星の軌道に沿った電子のサイクロトロン周波数を与えている。また、波動強度を右側のカラースケールで表している

AKR は、ディスクリートなオーロラアークの出現に伴ってそれにつながるオーロラ速領域で放射される地球上で最も強度の強い電磁波放射である。この放射の特徴は、たいていの場合、約 100 kHz–400 kHz の間の周波数帯において最も放射強度が強くなることである。図3-47 は、あけぼの衛星が内部磁気圏・プラズマ圏、極域電離圏上部領域を通過したときに得られたプラズマ波動のダイナミックスペクトルである。このとき、あけぼの衛星は偏波分離を行うモードでプラズマ波動を観測していたので、この図の上段が通常のダイナミックスペクトルを、下段がそれぞれのアンテナから得られた波動強度の軸比を示している。この図の上段と下段の両方に示されている白線は、衛星の軌道に沿った電子のサイクロトロン周波数である。この場合、磁気嵐中であつたため、それぞれの領域で観測される固有の電磁波動(極域電離圏: AKR、ヘクトメートル放射: THR、プラズマ圏磁気赤道付近: キロメトリック比熱的連続放射: KCR)が出現している。この図では、AKR は 07:47-08:17 UT の時間帯で、周波数が電子のサイクロトロン周波数から約600 kHz の範囲に出現しているスペクトルである。軸比のパネルにおいてこのAKR は、R-X とL-O モードの2つの成分からなっており、基本波がL-O モードで2倍高調波がR-X モードの関係を呈している。一方、AKR が観測されている領域において高周波数帯にバンド上のスペクトルが見えるが、これは、極域電離圏高度から放射されている地球ヘクトメートル電波放射である。このTHR の出現にもSC の関連性がshinbori et al. [2003a]によって指摘されているが、ここではそれについて割愛することにする。興味のある読者はそちらを参照されたい。

導入部分でも述べたように AKR の出現やその強度の急増現象は、サブストームの開始のリモータ的な指標として示唆されている(図3-48)。また、図A3-48 の左のパネルによれば、そのAKR 強度もオーロラ活動の大きさ、すなわち AE 指数の変動の振幅に比例して大きくなる傾向を示している。その後、1980 年代に入り、DE-1 衛星を用いたオーロラ加速領域の形成に関わる研究が精力的に行われ、AKR の発生領域、オーロラとの対応関係などが解明されていった。近年において、あけぼの衛星、Geotail 衛星などを用いたAKR の活動に対する季節変動、太陽活動周期性、地磁気擾乱時(SC、磁気嵐)の依存性などの研究が進められるようになった。一方近年のAKR 関係の研究の成果として磁気嵐が発達している段階(main phase)においてAKR 活動が抑えられるというAKR と磁気嵐との関係が明らかになった。通常、AE 指数の値がサブストームの時と比べて磁気嵐時に非常に大きくなるという傾向は、一般に良く知られている事実であるが、これとAKR との相関は逆であるということになる。Morioka et al. [2003]によって示されたこの磁気嵐時の AKR 活動の低下現象は、磁気嵐の初相・主相においてオーロラ加速領域が破壊される、あるいはオーロラ加速領域を必要としない磁気圏-電離圏結合が成立している可能性を暗に示しているが、今のところ、明白な結論は出されていない。

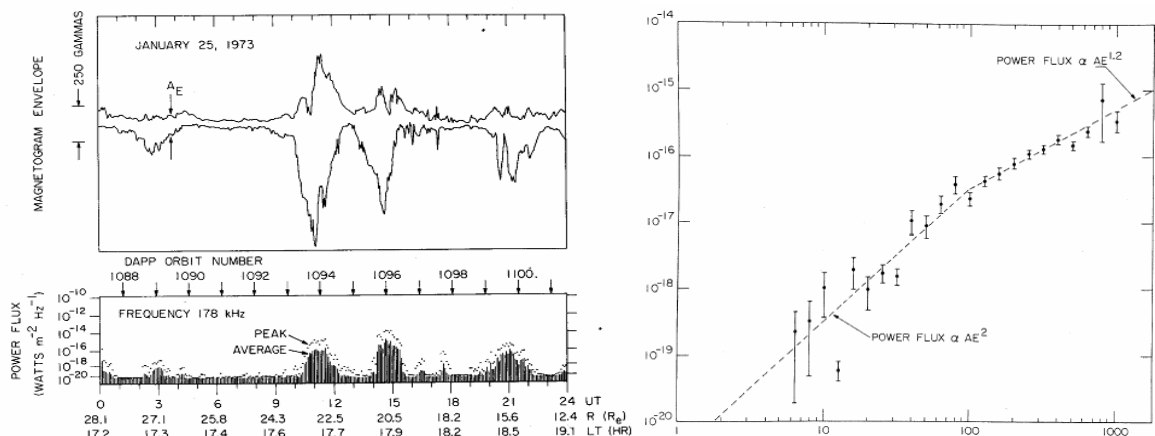


図3-48. AE 指数とIMP6 衛星で観測されたAKR 強度の関係。AL 指数の急激な変動、つまり、サブストームの発生に呼応してAKR 強度が瞬時に増加している [Gurnett, 1974]。また、AKR の強度は、AE 指数の振幅に比例して強くなる傾向がある [Voots et al., 1977]。

3.6.2. SC に関連したAKR の発生から見たサブストーム

図3-49 は、あけぼの衛星によって観測された1995 年12 月24 日06:00:13 UT と1990 年8 月1 日07:41:07 UT に発生したSC イベントに対するAKR 活動の増加現象である。左に示されているイベントでは、柿岡でのSC の開始時刻から約7 分遅れて200 kHz-700 kHz の広い周波数帯でAKR が非常に強い強度をもって突然出現している。このAKR の出現の継続時間は長く、少なくともPWS 観測器のオペレーションが終了するまでの時刻、06:18 UT まで出現していた。また、A3.3.3 で既に述べているが、このイベントも同様に SC の開始時刻付近において電子のサイクロトロン周波数以下の領域でホイッスラー波の強度増大現象が発生している。一方、図A3-53 の右側のパネルに示されているもう一つの SC イベントに対しても柿岡における地磁気の水平成分の急な立ち上がりの開始時刻から約 5 分遅れてAKR が出現している。この場合のAKR の強度は、左側のパネルに示されるものに比べるとかなり弱いものになっている。この2 つのSC イベントで共通する重要な事項は、地上におけるSC の開始時刻よりも分オーダーの遅れをもってAKR 活動の増大が始まるという点である。前にも述べたように、AKR 活動の開始時刻がサブストームの爆発相の開始に対応するので、この知見から SC の発生から数分のオーダーの遅れをもってサブストームが発生しているものと推察される。この時間遅れの関係性を明らかにするために6 つのSC に関連したAKR 現象に対して横軸をSC の開始時刻に基準を合わせてPWS のダイナミックスペクトルを並べた(図A3-54)。この図の各パネルの右側にはSC の発生日時とAKR 開始時刻との時間差が記されている。この図から明らかなようにSC の発生から4-7 分遅れて突如としてAKR の活動度が上昇していることがわかる。よって、AKR の強度増大や突如の出現は、SC の開始から数分遅れて発生することは共通の確かな事実であり、SC によって印加されたサブストームは、少なくとも数分遅れて発生すると思われる。さらに、196 例に対するSC とAKR との遅延時間分布の特徴は、図A3-50 の下段のパネルに示

されるようにほとんどのイベントが10分以内にAKRの出現あるいは強度増大が発生していることを表している。そして、その分布から求められる平均的な遅延時間は、約5.7分となり、サブストームの開始には少なくとも5-6分間要することを示している。この解析結果は、SCに伴うAKR活動に着目した過去のDE-1衛星[Gail and Inan, 1990]とCRRES衛星[Wilson et al., 2001]による事例解析とも整合性が取れている。

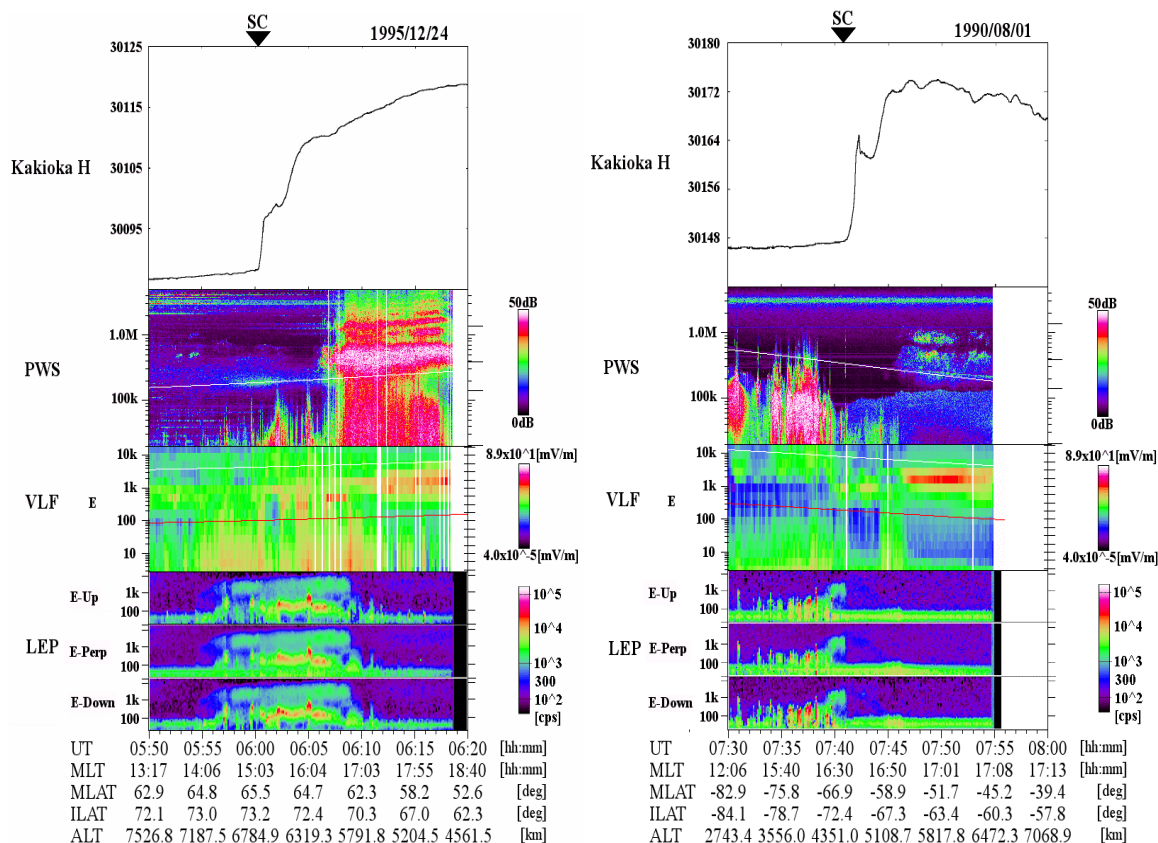


図3-49. あけぼの衛星によって観測されたSCに関連したAKRの出現または強度増大現象の代表的な2例。第1番目のパネルは、柿岡で観測された地磁気の水平成分の変動を表し、第2-3番目のパネルは、PWSとVLF波動観測器によって得られた電界成分のダイナミックスペクトル、最後のパネルは、LEP観測器で得られた上向き磁力線平行方向、垂直方向左と下向き磁力線方向の電子フラックスを示す右のパネルは、それぞれ1995年12月24日06:00:13 UTと1990年8月1日07:41:07 UTに発生したSCイベントに対するAKR活動の増加現象である。どちらのパネルにおいてもSCの発生時から数分遅れてAKRが観測されている[Shinbori et al., 2003a]。

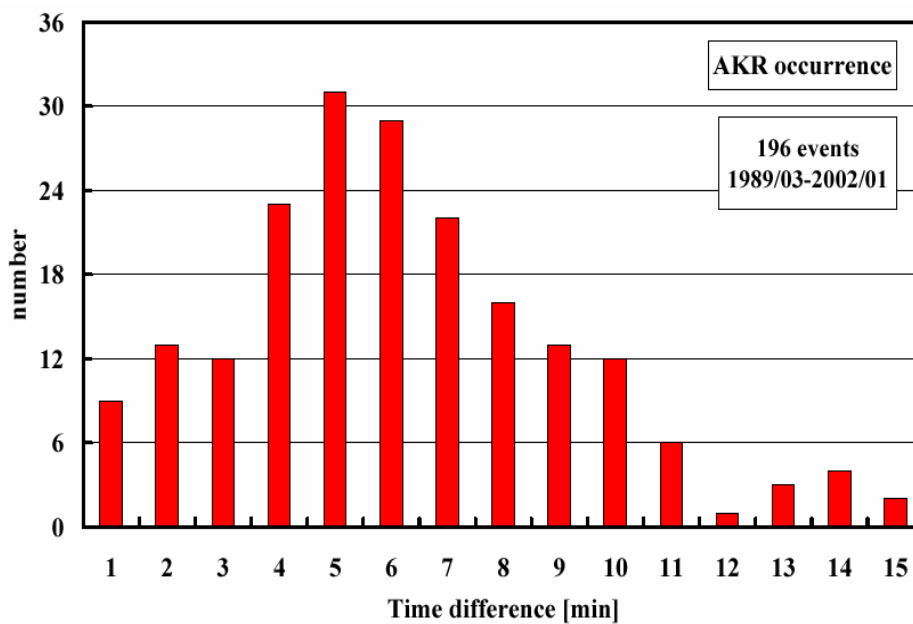
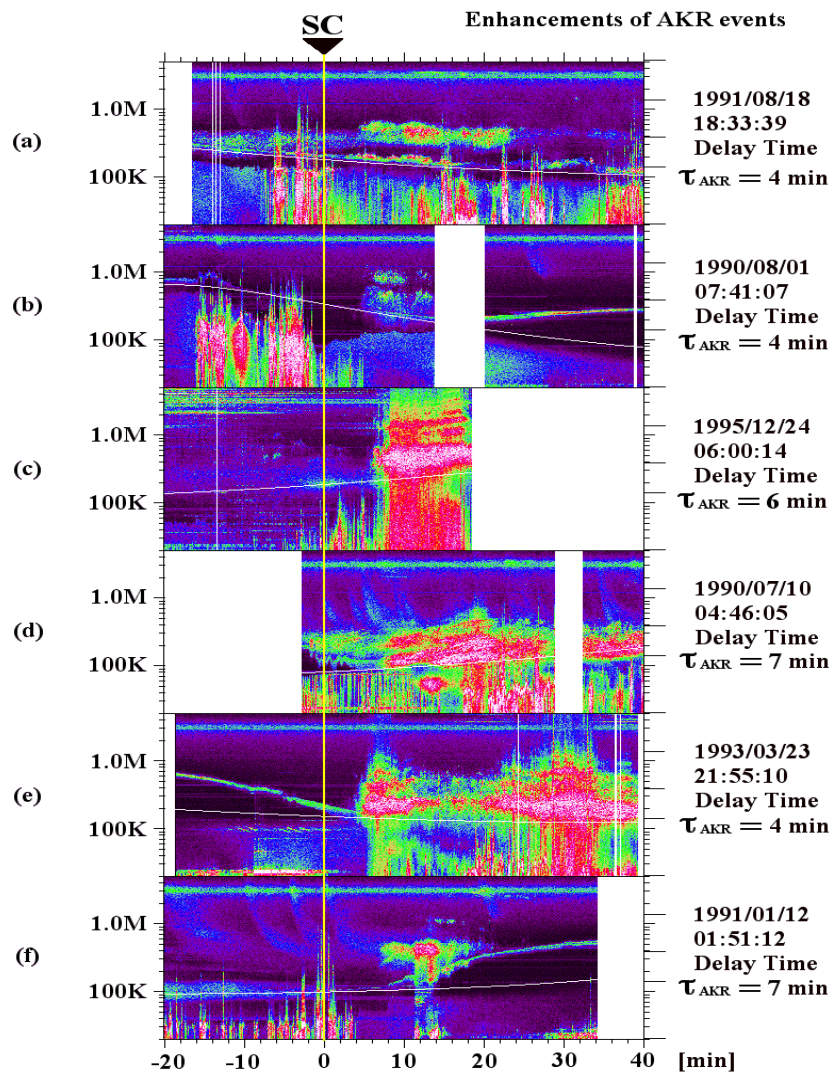


図3-50. あけぼの衛星観測によって明らかにされたSC とAKR 活動との関係。上段は、PWS 観測 装置によって得られたプラズマ波動のダイナミックスペクトルを地上のSC の開始時刻 (図中の黄色 線)にあわせて6枚のパネルを縦に並べたものである。その各パネルの右側には、SC の開始時刻と AKR 発生までの遅延時間が示されている。下段は、SC とAKR 開始時刻との遅延時間分布である [Shinbori et al., 2003a]。

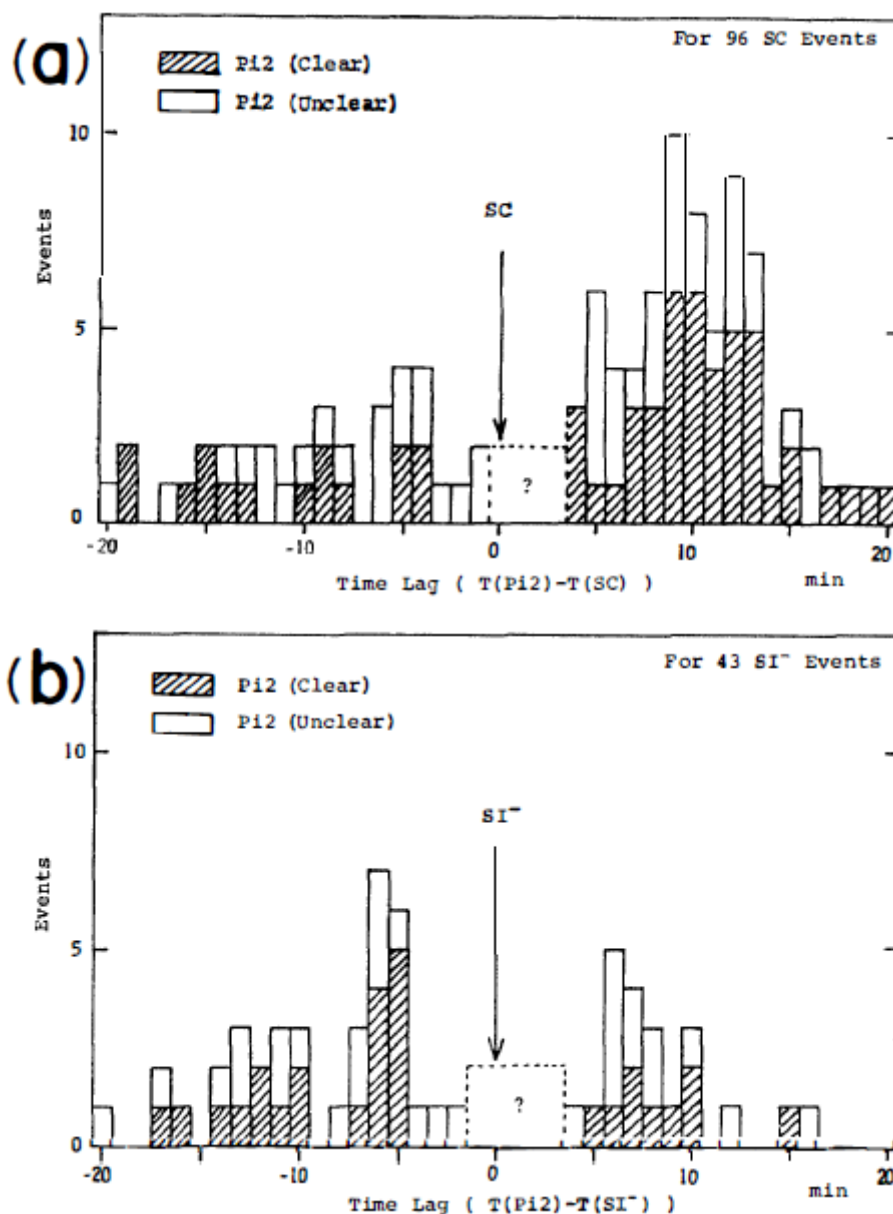


図 3-51. SC またはSI-に伴う Pi 2 活動の時間関係のヒストグラム。この図において網掛けの棒 グラ フは、SC またはSI-の発生後にはっきりとしたPi2 が観測されたイベント数を示し、白 抜きのも の は、上段は、SC またはSI-の発生にも関わらず、Pi2 の発生がはっきりしないもの を示す。上図は、96 例のSC に対するもので、下段は43 例のSI-に対するものである [Iyemori

and Tsunomura, 1983]。

SC に関連したサブストームの発生過程に関する過去の報告は、太陽風、惑星空間磁場とAE、地上磁場観測によるもの[Kokubun, 1977, 1983]、磁気圏内の粒子観測によるもの[Kokubun, 1977]、地磁気脈動を用いたもの[Iyemori, 1983]がある。Kokubun [1977]は、太陽風中に含まれる衝撃波の前後における惑星空間磁場の南北成分の極性と SC 後の AE 指数の振る舞いについて詳しく調べている。それによれば、惑星空間衝撃波が到来する前に既にBz 成分が負の値を示しているときに限ってSCの発生とともにサブストームが発生する傾向にある。一方、夜側に位置していた OGO-5 衛星の粒子観測結果からSCの発生から約3分遅れて120 keVのプロトンと79 keVの電子フラックスの顕著な増加が見受けられることをKokubun [1977]は示している。これは、磁気圏尾部に存在していた高エネルギー粒子の内部磁気圏への注入を示しておりSCの発生から短時間でサブストームが引き起こされたことを表している。そして、Iyemori [1983]によるSCの発生とPi2脈動の活動を比較した研究では、図3-51に示されるようにSCの開始時刻よりもPi2が約4-13分遅れて観測されており、SCによってトリガーされるサブストームは、Pi2の観測からも数分から数十分遅れて発生している。これら2つの研究結果は、Shinbori et al. [2003a, b]の結論を支持するものである。さらにIyemori [1983]は、SIに対するPi2活動の応答についても調べており、磁気圏の急激な膨張に伴っても4-10分遅れてサブストームが発生することを指摘している。しかしながら、SCの発生からサブストームが発生するまでの時間スケールが何に依存して決まるのか、またその時間差の物理的な意味についての最終的な結論は、未だに出されておらず、今後の研究課題となっている。また、Iyemori [1983]は、Kokubun [1977]と同様に太陽風衝撃波前後における惑星空間磁場のBz成分の極性に対する依存性についても調べているが、この結果は、Pi2(サブストーム)の発生にはBz成分の極性の依存性があまりなく、SCの振幅が大きいほどその発生頻度が高まるというKokubun [1977]とは異なる結論を出している。今後、太陽風パラメータとの詳細な比較が必要とされる。

Reference

Adams, W. G., Comparison of simultaneous magnetic disturbances at several observatories, *Phil. Trans.*

London, A, **183**, 131-140, 1892.

Anderson, B. J., and D. C. Hamilton, Electromagnetic ion cyclotron waves simulated by modest magnetospheric compressions, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11369-11382, 1993.

Araki, T., A physical model geomagnetic sudden commencement, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, *Geophys. Monogr. Ser.*, **81**, edited by M.J. Engebretson et al., 183-200, AGU, Washington, D. C., 1994.

Chappell, C. R., K. K. Harris, and G. W. Sharp, A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmapause as measured by OGO 5, *J. Geophys. Res.*, **75**, 50-56, 1970.

Gail, W. B., and U. S. Inan, Characteristics of wave-particle interactions during sudden

commencements 2.

- Spacecraft observations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 139-147, 1990.
- Gurnett, D. A., The Earth as a radio source: Terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4227-4238, 1974.
- Hirasawa, T., Effects of magnetospheric compression and expansion on spectral structure of ULF emission,
Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue Jpn., **18**, 127-151, 1981.
- Iyemori, T., and S. Tsunomura, Characteristics of the association between an SC and a substorm onset,
Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, Jpn., **26**, 139-148, 1983.
- Joselyn, J., and B. Tsurutani, A note on terminology: Geomagnetic sudden impulses (SIs) and storm sudden commencements (SSC's), *EOS, Trans. AGU*, **71**, 1808-1909, 1990.
- Kangas, J., A. Aikio, and J. V. Olson, Multistation correlation of ULF pulsation spectra associated with sudden impulses, *Planet. Space Sci.*, **34**, 543-553, 1986.
- Kelly, M., *The Earth's Ionosphere*, Academic, San Diego, Calif., 1989.
- Kikuchi, T., T. Araki, K. Maekawa, and H. Maeda, Transmission of polar electric field to the equator, *Nature*, **273**, 650-651, 1978.
- Kikuchi, T., and T. Araki, Horizontal transmission of the polar electric field, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 927-936, 1979.
- Kokubun, S., R. L. McPherron, and C. T. Russell, Triggering of substorms by solar wind discontinuity, *J. Geophys. Res.*, **82**, 74-86, 1977.
- Kokubun, S., Characteristics of storm sudden commencement at geostationary orbit, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10025-10033, 1983.
- Kuwashima, M., and H. Fukunishi, Local time asymmetries of the SSC-associated hydromagnetic variations at the geosynchronous altitude, *Planet. Space Sci.*, **33**, 711-720, 1985.
- Laakso, H., and R. Schmidt, Pc4-5 pulsations in the electric field at geostationary orbit (GEOS 2) triggered by sudden storm commencements, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6626-6632, 1989.
- Morioka, A., Y. Miyoshi, T. Seki, F. Tsuchiya, H. Misawa, H. Oya, H. Matsumoto, K. Hashimoto, T. Mukai, K. Yumoto, and T. Nagatsuma, AKR disappearance during magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1226, doi:10.1029/2002JA009796, 2003.
- Nishida, A., Formation of plasmopause, or magnetospheric plasma knee by combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5669-5679, 1966.
- Obayashi, T., and J. A. Jacobs, Sudden commencements of magnetic storms and atmospheric dynamo action,
J. Geophys. Res., **62**, 589-616, 1957.
- Oya, H., A. Morioka, K. Kobayashi, M. Iizima, T. Ono, H. Miyaoka, T. Okada, and T. Obara, Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebono (EXOS-D) satellite – Instrumentation and initial results including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence, *J. Geomag. Geoelectr.*, **42**, 411-442, 1990.
- Roberts, Jr., W. T., J. L. Horwitz, R. H. Comfort, C. R. Chappell, J. H. Waite, Jr. and J. L. Green, Heavy ion density enhancements in the outer plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13449-13512, 1987.

- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, A. Kumamoto, and H. Oya, SC related kilometric and hectometric radiations observed by the Akebono satellite in the polar regions, *Adv. Polar Upper Atmos. Res.*, **17**, 60-176, 2003a
- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, A. Kumamoto, and H. Oya, Sudden commencements related plasma waves observed by the Akebono satellite in the polar region and inside the plasmasphere region, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1457, doi:10.1029/2003JA009964, 2003b.
- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, and A. Kumamoto, SC related electric and magnetic field phenomena observed by the Akebono satellite inside the plasmasphere, *Earth Planets Space*, **56**, 269-282, 2004.
- Voots, G. R., D. A. Gurnett, and S.-I. Akasofu, Auroral kilometric radiation as an indicator of auroral magnetic disturbances, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2259, 1977.
- Wilken, B., C. K. Goertz, D. N. Baker, P. R. Higbie, and T. A. Fritz, The SSC on July 29, 1977 and its propagation within the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **87**, 5901-5910, 1982.
- Wilson, G. R., W. J. Burke, N. C. Maynard, C. Y. Huang, and H. J. Singer, Global electrodynamics observed during the initial and main phase of the July 1991 magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **106**, 24517-24539, 2001.
- Wygant, J., F. Mozer, M. Temerin, J. Blake, N. Maynard, H. Singer, and M. Smiddy, Large amplitude electric field and magnetic field signatures in the inner magnetosphere during injection of 15 MeV electron drift echoes, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1739-1742, 1994.
- Baumjohann, W., and R. A. Treumann, Basic space plasma physics, Imperial college press, 1996.
- 大林辰蔵、宇宙空間物理学、今井功・小谷正雄・森野米三・永田武・高橋秀俊編集、裳華房、昭和45年。
- 国分征、南極の科学-2、「オーロラと超高層大気」、国立極地研究所編集、古今書院、pp136-227、1983。
- 宇宙環境科学、恩藤忠典、丸橋克英編集、オーム社、平成12年。

Appendix

A.1. 地球プラズマ圏とプラズマ圏界面形成論

ここでは、SCに伴う電磁場の擾乱の伝搬に大きな影響力を持ち、比較的地球に近い領域に存在するプラズマ圏とプラズマ圏界面の一般的な性質について解説する。太陽紫外線が地球の超高層大気に入射することによって大気は電離され、そこで電離圏を形成する。この電離した大気は、地球の重力に逆らって上方へ拡散していく。拡散は、地球を囲む広範な領域で発生するが、図 A-1 に示されているように、1960 年代の人工衛星によるプラズマの直接観測によって地球半径の 4-6 倍程度の領域に、急激にプラズマ密度が減少していることが見出された。一般に、この急激なプラズマ密度減少が起きている場所をプラズマ圏界面(plasmapause)と呼び、これより地球に近い領域をプラズマ圏(plasmasphere)と呼んでいる。

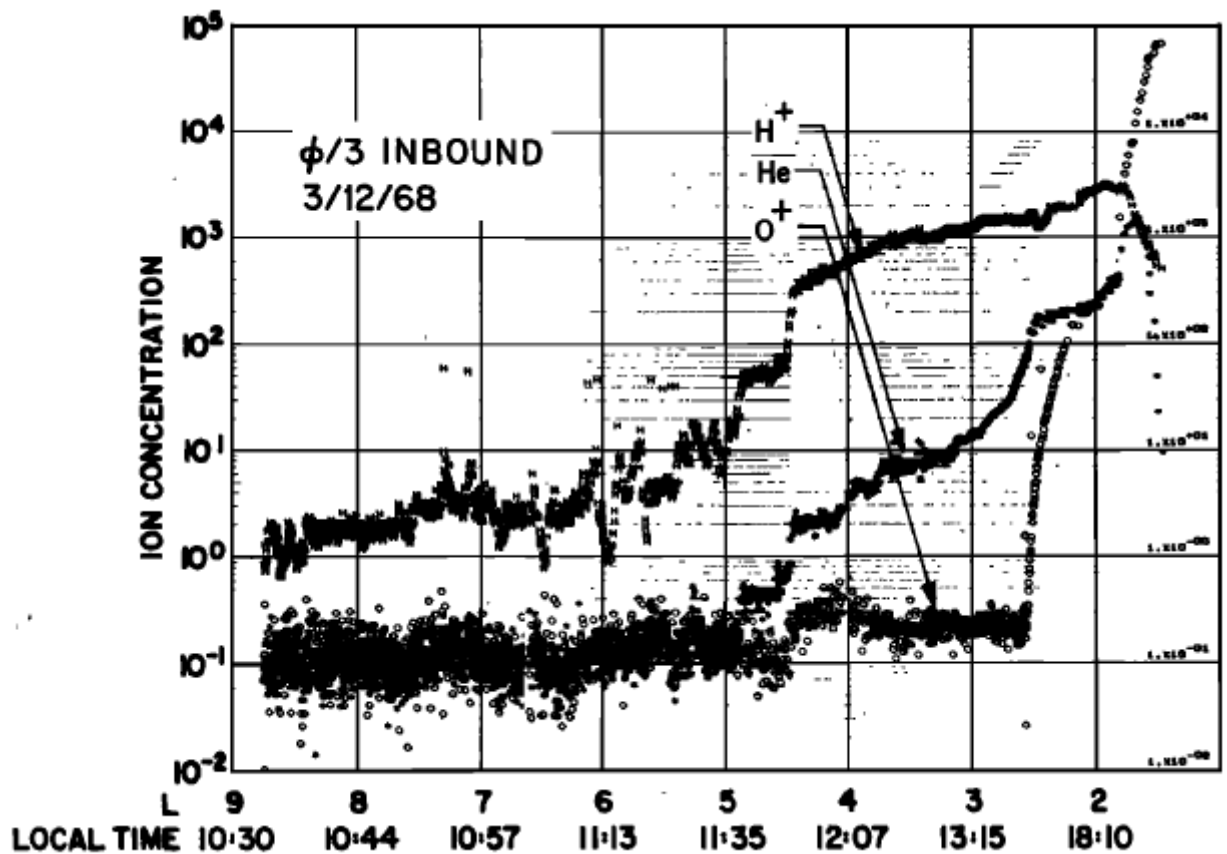


図 A-1. OGO-5 衛星搭載のイオン質量分析器によって測定された内部磁気圏のイオン組成分布。L 値が 4-5 付近の領域で水素イオンの密度が急激に減少しているが、この部分がプラズマ圏界面である。その位置は、水素よりも重いイオンほど地球に近いところに位置する傾向にある [Chappell et al., 1970]

プラズマ圏を構成する粒子は、概ね電離圏起源であるため、粒子の持つエネルギーがだいたい数 eV である。したがって、そのエネルギーが極めて低いために粒子の運動は、巨視的な磁気圏対流電場と共回転電場に支配される。現在までに行われた人工衛星による直接観

測並びに地上ホイッスラー空電観測等の間接観測から受け入れられている磁気赤道域におけるプラズマ圏界面の平均的な位置についての描像は、磁気圏対流理論に基礎を持ち、磁気圏対流を支配する対流電場と、地球の自転と共にプラズマが共回転する共回転電場が均衡する位置にプラズマ圏界面が形成されるというものである(図 A-2)。この理論に立って平均的なプラズマ圏界面の位置を求めてみよう。ここでは、地球磁場は、ダイポール磁場であると仮定し、磁気圏内に存在しているプラズマは、全て冷たい(ゼロエネルギー)プラズマから構成されているものとする。この場合、共回転電場 E_c の強度は

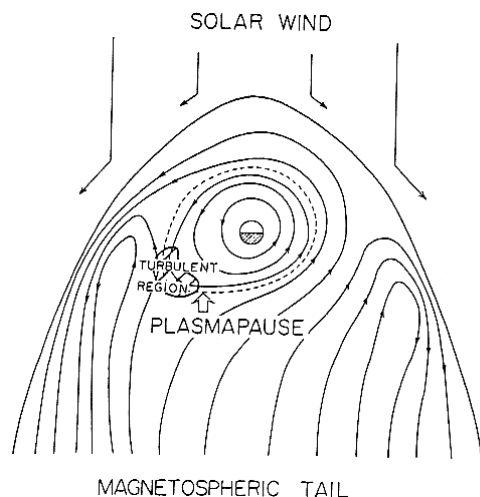


図 A-2. 磁気赤道面上におけるプラズマの運動の流線の模式図。太陽風によって駆動される磁気圏対流と地球の自転と共に回転する 2 種類のプラズマの流れが重ね合わせられている。点曲線がプラズマ圏界面に相当する [Nishida, 1966]。

$$E_c = \frac{\omega B_0 R_e^3 \cos \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2}}{r^2} \quad (\text{A-1})$$

で与えられ、磁気赤道面における共回転電場ポテンシャル Φ_c は次のようになる。

$$\Phi_c(L, \phi) = -\frac{\omega B_0 R_e^3}{r} = -\frac{\omega B_0 R_e^2}{L} \quad (\text{A-2})$$

ここで、 ω は、地球の自転角速度、 B_0 は、地表面の磁場強度、 R_e は、地球半径、 r は、地球中心からの距離、 λ は、磁気緯度、 ϕ は、真夜中側から測った方位角、並びに L は、地球半径で規格化された L 値である。一方、太陽風によって駆動される磁気圏対流電場ポテンシャルは、磁気赤道面にて

$$\Phi(L, \phi) = -E_{SW} L R_e \sin \phi \quad (\text{A-3})$$

で与えられる。磁気圏内のプラズマの運動は、共回転電場と対流電場の両方に従うので、ゼロエネルギー粒子の流線は、(A-2)式と(A-3)式を足し合わせて

$$\Phi_t(L, \phi) = E_{SW} L R_e \sin \phi - \frac{\omega B_0 R_e^2}{L} \quad (\text{A-3})$$

から得られる。これより、等ポテンシャル線の方程式は、

$$L = \frac{\Phi_t}{A} \pm \sqrt{\left(\frac{\Phi_t}{A}\right)^2 + \frac{2\omega B_0 R_e^2}{A}} \quad (\text{A-4})$$

となり、ここで、 $A = 2E_{SW} R_e \sin \phi$ である。また、プラズマ圏界面でのポテンシャル Φ_{PP} は、

$$\Phi_{PP} = -2R_e(B_0 R_e \omega E_{SW})^{1/2} \quad (A-5)$$

であるから、これを式(A-5)に代入して解くと、赤道面上のプラズマ圏界面の位置が次のような磁気地方時の関数として書くことができる。

$$L_{PP} = \left(\frac{\omega B_0 R_e}{E_{SW}} \right)^{1/2} [(1 + \sin \phi)^{1/2} - 1] \operatorname{cosec} \phi \quad (A-6)$$

したがって、太陽風によって駆動される対流電場 E_{SW} が大きくなれば、式(A-6)からわかるようにプラズマ圏界面の位置は、より内側の L 殻に形成されることになる。これは、プラズマ圏界面の位置が地磁気の活動度と逆比例の関係にあるという現在までに知られている観測事実をよく説明している(図 A-3)。また、磁気嵐中の磁気圏対流電場の増大によってプラズマ圏の一部が昼側の 12-18 時付近のプラズマ圏から昼間側の磁気圏界面に向かって輸送され、磁気圏内でプラズマ密度が局所的に濃い領域(plasma tail)などの形成機構にもこの磁気圏対流理論が適用されている。

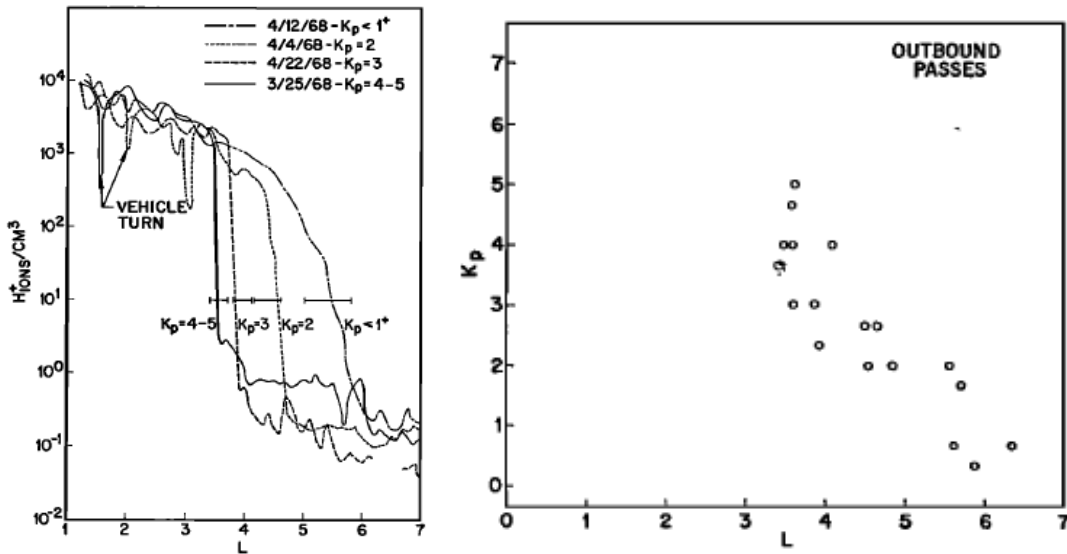


図 A-3. OGO-5 衛星によって観測された水素イオン密度の L 値分布(左図)とプラズマ圏界面の位置の地磁気指数 K_p 依存性(右図)。 K_p 指数の増加と共にプラズマ圏界面の位置が L 値の小さな領域に形成される [Chapell et al., 1966]。

A.2. 磁気流体力学の基礎

SC に伴う磁気圏内における電磁場変動の特性やその伝搬を理解するためには、磁化した流体プラズマの運動とその波動についてよく知っておく必要がある。磁場はプラズマと強い結びつきがあるために、両者はからみあった複雑な運動をする。このような磁場とプラズマの運動を取り扱った力学を、電磁流体力学(magnetohydrodynamics: MHD)と呼び、太陽風プラズマと磁気圏の相互作用、磁気圏構造の変化及び磁気圏で発生する電磁過程を理解する上で必要不可欠である。

A.2.1 磁気流体力学における基本概念と基礎方程式

プラズマの電磁流体的振る舞いを記述するためには、連続の式、運動方程式、簡略化されたオームの法則と状態方程式が必要である。まず、連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A-7})$$

によって表される。ここで、 ρ はプラズマの密度であり、 \mathbf{v} はプラズマの速度である。運動方程式は、基本的に流体力学で出てくる方程式と同じであるが、その場を流れている電流によってプラズマに作用するローレンツ力の項が新たに付け加わっている。

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (\text{A-8})$$

ここで、 p 、 \mathbf{g} 、 η は、それぞれ圧力、重力加速度並びに粘性係数であり、 \mathbf{J} は電流密度である。電磁場の変動と記述するマックスウェル方程式は、以下の形式で用いられる。

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{A-9})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A-10})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A-11})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A-12})$$

ここでは、イオンのサイクロトロン周波数よりもかなりゆっくりした現象を扱うので、式(A-9)において変位電流項を無視した。そして、プラズマの電気的中性が保たれるので、式(A-12)の右辺は、ゼロになっている。簡略化されたオームの法則は、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-13})$$

によって与えられる。ここで、 σ は、等方的と仮定された電気伝導度である。電場と電流を消去することによって方程式の数を減らすことができる。式(A-10)、式(A-11)と式(A-13)から磁場の誘導方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A-14})$$

この方程式は、磁場がどのように時間変化するかを示している。

式(A-14)において、右辺の第1項は、流体の運動に伴う磁場の変化を示し、第2項は磁場の拡散を表している。一般に宇宙空間プラズマでは電気伝導度 σ は非常に大きいので、拡散項は通常の場合、無視される。したがって、磁場の時間変化に関係するのは、式(A-14)の右辺の第1項であり、磁場の変化は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-15})$$

この式は、磁力線がいつもそこに存在するプラズマとともに動き、異なった起源の磁場を持つプラズマがお互いに交じり合わないことを意味している。この式と式(A-10)を比較すると、

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A-16})$$

になり、式(A-13)で $\sigma = \infty$ にしたときの \mathbf{J} が有限であるという条件からも導かれる。そして、この式をプラズマの速度について解くと、

$$\mathbf{v}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (\text{A-17})$$

が得られる。この式は、プラズマの磁場に対して垂直な運動が磁場と電場によって完全に規

定されることを表している。

一方、式(A-14)の第2項は、凍結の原理が成り立つような理想的な電磁流体の状態が破れ、プラズマがお互いに混じりあう状態に適用される。磁場の拡散の時定数は、 $\tau = \mu \sigma L^2$ によって与えられる。ここで、 L は磁場拡散の空間スケールである。

さて、運動方程式(A-8)において流体の粘性と重力を無視し、式(A-9)を用いて電流を消去すると、

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (\text{A-18})$$

になる。式(A-18)の右辺第2項は磁気圧を表し、第3項は磁気張力を表す。磁場は、プラズマの圧力が運動に寄与するのと同様に圧力として運動方程式に入るほかに、張力としても寄与する。

A.2.2 磁気流体波動の分散関係

本節では、単一流体の初期状態として定常かつ理想的で一様な条件を仮定し、初期の速度、電場、圧力並びに磁気張力は、以下の関係を満たしているとする。

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_0 &= 0 \\ \mathbf{E}_0 &= 0 \\ \nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) &= 0 \\ (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A-19})$$

プラズマ速度、圧力、密度、磁場並びに電場における擾乱場と平均場に分離すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_1 \\ \rho &= \rho_0 + \rho_1 \\ p &= p_0 + p_1 \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_1 \end{aligned} \quad (\text{A-20})$$

になる。磁気流体力学の方程式は、非線形項を含んでいるため、擾乱場の振幅は、平均場に比べて小さくしなければならない。式(A-20)の各物理量を式(A-7)、式(A-15)と式(A-18)に代入して2次の微少量を無視すると、

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (\text{A-21})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_0 \times (\nabla \times \mathbf{B}_1) \quad (\text{A-22})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (\text{A-23})$$

になる。上の流体を記述する方程式系は閉じていないので、圧力項に関して断熱過程の状態方程式を適用すると、圧力と密度の関係は、

$$p \cdot \rho^{-\gamma} = S \quad (\text{A-24})$$

として書かれる。ここで、 S はエントロピーであり、 γ は、次式で与えられる比熱比である。

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (\text{A-25})$$

ここで、 c_p と c_v は、それぞれ定圧比熱と定積比熱を表す。式(A-24)に式(A-20)を代入し、 $\nabla p_0 = \nabla \rho_0 = 0$ を用いると、

$$p_0 + p_1 = S \cdot (\rho_0 + \rho_1)^\gamma \quad (\text{A-26})$$

$$\nabla p_1 = S \cdot \gamma (\rho_0 + \rho_1)^{\gamma-1} \cdot \nabla \rho_1 \quad (\text{A-27})$$

を得る。 ∇p_1 について解くと

$$\nabla p_1 = \gamma \cdot \frac{p_0 + p_1}{\rho_0 + \rho_1} \nabla \rho_1 \quad (\text{A-28})$$

となる。 $p_1 \ll p_0$ と $\rho_1 \ll \rho_0$ なので、

$$\nabla p_1 = \gamma \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \nabla \rho_1 = c_s^2 \nabla \rho_1 \quad (\text{A-29})$$

を見出す。ここで、 $c_s = \gamma (p_0/\rho_0)$ は、背景プラズマ中の音速である。これを運動方程(A-22)に代入すると、

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -c_s^2 \nabla \rho_1 - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_0 \times (\nabla \times \mathbf{B}_1) \quad (\text{A-30})$$

が見出される。ここで擾乱場の平面波解 $\propto \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ を仮定すると、時間微分と空間微分は、 $\partial/\partial t \rightarrow -i\omega$ と $\nabla \rightarrow i\mathbf{k}$ に置き換えることができるので、式(A-21)、式(A-23)と式(A-30)は、

$$-i\omega \rho_1 + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 \rho_0 = 0 \quad (\text{A-31})$$

$$-i\omega \rho_0 \mathbf{v}_1 = -c_s^2 i\mathbf{k} \rho_1 - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_0 \times (i\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) \quad (\text{A-32})$$

$$-i\omega \mathbf{B}_1 = i\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (\text{A-33})$$

になる。式(A-33)に式(A-31)と式(A-32)に代入して密度と速度の擾乱成分を消去すると、

$$-\rho_0 \omega \mathbf{v}_1 + c_s^2 \frac{\rho_0}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{k} - \frac{1}{\mu_0 \omega} \mathbf{B}_0 \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0))) = 0 \quad (\text{A-34})$$

として1本の方程式系で書くことができる。アルフベン速度

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (\text{A-35})$$

を導入し、 ρ_0 で割って ω をかけて整理すると

$$\omega^2 \mathbf{v}_1 + c_s^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{k} - v_A \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{v}_A))) = 0 \quad (\text{A-36})$$

となり、第3項のベクトル積を計算して

$$\omega^2 \mathbf{v}_1 - (c_s^2 + v_A^2) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{k} - (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k}) [(\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k}) \mathbf{v}_1 - (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{k} - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{v}_A] = 0 \quad (\text{A-37})$$

を得る。上の式は、異なる解を持っているので、横波と縦波モードに分けて以下では考える。

1. 横波モード

もし、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 = 0$ 、すなわち、 \mathbf{v}_1 が波数ベクトルに垂直であるならば、式(A-37)から

$$\omega \mathbf{B}_1 = -\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) = -(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{v}_1 \quad (\text{A-38})$$

が得られ、 \mathbf{B}_1 が \mathbf{v}_1 に平行である。したがって、波動に関係した擾乱 \mathbf{B}_1 は、 \mathbf{k} に垂直である。

もし、波動によって引き起こされる擾乱 \mathbf{v}_1 と \mathbf{B}_1 が背景磁場に垂直であることを意味する $\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{v}_1 = 0$ あるいは $\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{v}_1 = 0$ ならば、式(A-37)から以下の2式を得る。

$$\omega^2 \mathbf{v}_1 - (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})^2 \mathbf{v}_1 = 0 \quad (\text{A-39})$$

$$\omega^2 - (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})^2 = \omega^2 - v_A^2 k^2 \cos^2 \theta \quad (\text{A-40})$$

ここで、 θ は、波数ベクトル \mathbf{k} と背景磁場 \mathbf{B}_0 とのなす角である。波動の群速度が次式で与られるので、

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (\text{A-41})$$

波動のエネルギーは、アルフベン速度でもって磁場 \mathbf{B}_0 に沿って伝搬する。

マックスウェル方程式(A-10)から、

$$\mathbf{B}_1 = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 \quad (\text{A-42})$$

を見出す。この式は、波動の電場もまた擾乱磁場 \mathbf{B}_1 に垂直であり、 \mathbf{v}_1 や \mathbf{v}_A にも垂直であることを意味している。したがって、宇宙空間で電場と磁場の同時観測によってエネルギーの伝搬方向についての情報を得ることができる。

2. 縦波のモード

\mathbf{k} と \mathbf{v}_A を式(A-37)にそれぞれ掛けることによって以下の2式を得る。

$$[\omega^2 - (c_s^2 + v_A^2)k^2](\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) + (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})(\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{v}_1)k^2 = 0 \quad (\text{A-43})$$

$$\omega^2(\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k}) - c_s^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A) = 0 \quad (\text{A-44})$$

式(A-44)を式(A-43)に代入すると、

$$\left[\omega^2 - (c_s^2 + v_A^2)k^2 + \frac{k^2 c_s^2}{\omega^2} (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})^2 \right] (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (\text{A-45})$$

を得る。縦方向の伝搬($\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 \neq 0$)に対して、上の分散関係は今や

$$\frac{\omega^4}{k^4} - \frac{\omega^2}{k^2} (c_s^2 + v_A^2) + \frac{c_s^2}{k^2} (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})^2 = 0 \quad (\text{A-46})$$

によって与えられ、その解は、

$$\left(\frac{\omega}{k} \right)^2 = \frac{1}{2} \left\{ c_s^2 + v_A^2 \pm \left[(c_s^2 + v_A^2)^2 + 4 \frac{c_s^2}{k^2} (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{k})^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{A-47})$$

である。 $\mathbf{v}_A \parallel \mathbf{k}$ あるいは \mathbf{B}_0 に平行な \mathbf{k} に対して2つのモードが存在する。

$$\begin{aligned} \omega_A^2 &= k^2 v_A^2 \\ \omega_B^2 &= k^2 c_s^2 \end{aligned} \quad (\text{A-48})$$

式(A-48)において上の式は、既に議論した横波と同じ分散関係($\theta = 0$)であり、下の式は、音波と同じ分散関係である。

磁場 \mathbf{B}_0 に垂直方向の伝搬($\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A = 0$)に対して唯一のモードを見出す。

$$\omega_C^2 = k^2 (c_s^2 + v_A^2) \quad (\text{A-49})$$

これは、促進モードの磁気音波であり、横波モードよりも大きな群速度を持っている。横波モード $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 = 0$ の場合、密度擾乱 ρ_1 がゼロに等しい。このことは、密度擾乱を伴わない波動が減衰なしに長距離伝搬できることを示している。アルフベン波と呼ばれるそのような波動は、磁気圏-電離圏間のエネルギー輸送に重要な役割を演じている。一方、縦モードの波動は、磁場 \mathbf{B}_0 に垂直に伝搬できるので、磁力線を横切って磁気圏から電離圏へエネルギーを運べることになる。この波動は、ゼロでない密度擾乱 ρ_1 を持つので、磁気圧における変動を生成する圧縮波動であり、SCに伴う電磁場擾乱の変動並びに伝搬特性に対して重要な情報源を与えてくれる。

A.3. 電離圏物理学の基礎

A.3.1 電離圏プラズマの性質

A3.1.1 節で既に詳しく述べたが中性大気が電離し始める電離圏(90-300 km)よりも高度の高い領域、つまりプラズマ圏、環電流領域、プラズマシートならびにローブ領域では、希薄な完全電離プラズマによって満たされている。そして、これらの領域におけるプラズマの自由平均

行程は、図 A-4 に示されるように最も短いとされるプラズマ圏でさえも地球の直径程度の大きさである。したがって、これらの領域におけるプラズマは、ほとんど電子とイオンとの直接的な衝突すること無しに運動することができ、背景電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{B} が存在する場合、式(A-17)に従うそれら両方に垂直な電場ドリフトを行う。このドリフトは、電子とイオンの電荷の符号に関係なく同じ方向に同じ速度を持つために電流 \mathbf{J} を生み出すことのできないという重要な特徴を持っている。ところが、プラズマ圏の足元にあたる電離圏では、これらの領域に比べて中性大気密度が大きくなるため、高度 150 km 以下の電離圏 E 領域においてイオンのサイクロトロン周期よりも中性大気との直接衝突する周期が短くなる。このため、イオンはある磁力線を中心としたサイクロトロン運動をすることができなくなり、中性大気の運動方向へ引っ張られる格好になる。一方、電子はまだ中性大気との衝突頻度が小さいためにある磁力線を中心としたサイクロトロン運動をしている。よって、電離圏 E 領域ではイオンと電子は、異なった速度で全く違う方向へ運動するために電荷の分極が起り、電場や電流を作り出す。このため、電離圏上部領域の磁気圏内では磁力線に沿った方向にしか電場を持ちこむことができなかったが、電離圏ではこのような中性大気とプラズマとの相互作用によって磁力線を横切って電場を配位することができる。この配位した電場は再び他の磁気圏領域へ磁力線に沿って分布するため、電離圏は磁気圏の電場分布を制御していると言える。

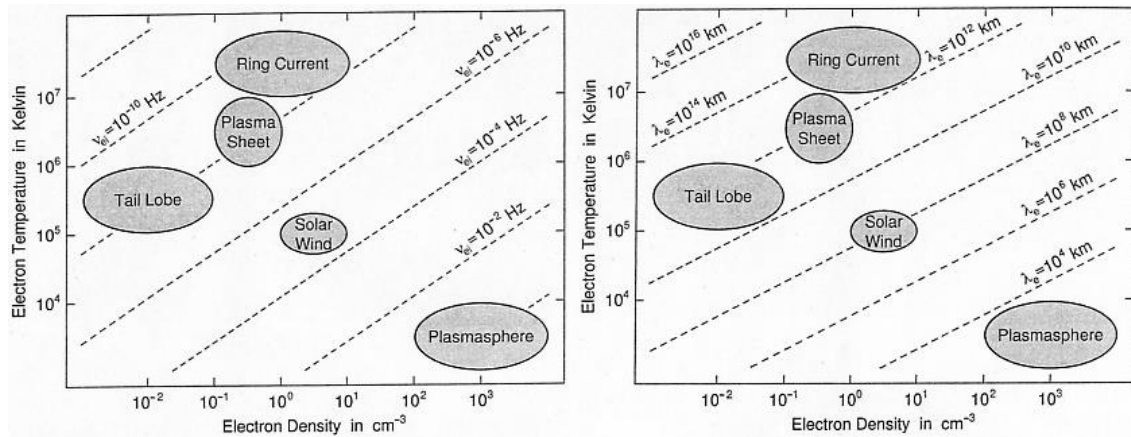


図 A-4. 太陽風、磁気圏ローブ、プラズマシート、環電流及びプラズマ圏におけるイオンと電子のクーロン衝突周波数(左側のパネル)と自由平均行程(右側のパネル)の分布。縦軸は、プラズマの温度を表し、横軸は、プラズマ密度を表している。自由平均行程は、最も短いとされるプラズマ圏でさえも地球の直径程度の長さに達している [Baumjohann, 1997]。

A.3.2 電離圏電流と電気伝導度

ここではまず、SC 時に観測される電離圏電場の特徴やその物理機構を理解するのに必要な電離圏電場と電流について基礎事項から解説する。電離圏を流れる電流は、以下の 3 つのタイプの電流に分類される。

1. 背景磁場と平行に流れる沿磁力線電流
2. 電場方向と平行に流れるペダーセン電流(イオンがキャリア)

3. 電場と磁場の両方に垂直な方向に流れるホール電流(電子がキャリア)

これらの電離圏電流の性質について議論する前に、電離圏における電気伝導の種類とその成因についてふれる。

電荷 q をもつ荷電粒子は電場 \mathbf{E} 及び磁場 \mathbf{B} がある場合、クーロン力とローレンツ力を受けるため、その粒子の運動方程式は次式で書かれる。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-50})$$

電離圏では中性粒子と荷電粒子との衝突があるため、それによる運動量変化 $-m\nu_c(\mathbf{v} - \mathbf{u})$ を考慮すると、運動方程式(A-50)は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m\nu_c(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (\text{A-51})$$

となる。この式の右辺の ν_c と \mathbf{u} はそれぞれ衝突周波数と中性粒子の速度を表す。また、この項は、荷電粒子の運動を妨げる方向に寄与するので、摩擦項と呼ばれている。式(A-51)の ν_c は、完全電離プラズマの場合、クーロン衝突周波数に、また部分電離プラズマの場合、中性衝突周波数にそれぞれ対応する。

磁場の影響を無視できる場合($B=0$)、電子は速度 \mathbf{v}_e で動き、全ての衝突の相手は静止していると仮定すると、式(A-51)から

$$\mathbf{E} = -\frac{m_e \nu_c}{e} \mathbf{v}_e \quad (\text{A-52})$$

を得る。そして、電子はイオンから見て相対速度 \mathbf{v}_e で動いているので、電子は電流

$$\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}_e \quad (\text{A-53})$$

を励起する。よって、これら二つの式を組み合わせると、電場の式が生まれる

$$\mathbf{E} = \frac{m_e \nu_c}{n_e e^2} \mathbf{j} \quad (\text{A-54})$$

これは有名なオームの法則であり、右辺の \mathbf{j} の係数はプラズマの抵抗率 η と呼ばれる。その η は、次式にて与えられる。

$$\eta = \frac{m_e \nu_c}{n_e e^2} \quad (\text{A-55})$$

一方、磁化している場合($B \neq 0$)、プラズマは速度 \mathbf{v} で磁場を横切る動きをする。このため、式(A-54)にローレンツ力による $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ による電場の項を足さなければならない。

$$\mathbf{j} = \sigma_0 (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-56})$$

ここでは、プラズマ抵抗 η の逆数であるプラズマ導電率 σ_0 を用いている。

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_C} \quad (\text{A-57})$$

式(A-56)は簡略化されたオームの法則であり、すべての地球物理における完全電離及び部分電離プラズマのどちらでも適応可能である。ただし、希薄な完全電離プラズマの場合、図A-3に示されるように衝突周波数は極めて低く、プラズマ導電率はほぼ無限として扱えることができ、磁場凍結原理 ($\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) が成り立つ。

電気伝導度が無限大である完全電離プラズマ中では、磁場の存在によって導電率に非等方性が生まれる。この導電率は、次節のプラズマ波動の分散方程式を導く過程で出てくる。一方、地球の電離圏 E 領域付近から下の高度領域では、強い背景磁場の存在と、超高層大気の電離した荷電粒子と中性粒子の間の十分な衝突があるため、有限な非等方性導電率テンソルが導かれる。

磁化しているプラズマの場合、すべての電子が速度 \mathbf{v}_e で動き、さらに中性粒子が静止している定常状態を仮定すると、式(A-52)より、

$$\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = -\frac{m_e \nu_C}{e} \mathbf{v}_e \quad (\text{A-58})$$

となり、式(3-68)の σ_0 の定義と式(A-57)を用いて、電流 \mathbf{j} で \mathbf{v}_e を表現すると

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E} - \frac{\sigma_0}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (\text{A-59})$$

次に、磁場が z 軸に垂直な状況、つまり $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$ を仮定する。 $\omega_{ge} = \frac{qB}{m_e}$ で与えられる電子のサイクロトロン周波数の定義を考慮に入れ、さらにサイクロトロン周波数が電荷の符号を含むことを考慮に入れると、次の式を得る。

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_0 E_x + \frac{\omega_{ge}}{\nu_C} j_y \\ j_y &= \sigma_0 E_y - \frac{\omega_{ge}}{\nu_C} j_x \\ j_z &= \sigma_0 E_z \end{aligned} \quad (\text{A-59})$$

これらの式より、電流 \mathbf{j} について解くと

$$\begin{aligned}
j_x &= \frac{v_C^2}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} \sigma_0 E_x + \frac{\omega_{ge} v_C}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} E_y \\
j_y &= \frac{v_C^2}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} \sigma_0 E_y - \frac{\omega_{ge} v_C}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} E_x \\
j_z &= \sigma_0 E_z
\end{aligned} \tag{A-60}$$

電場 \mathbf{E} と電流 \mathbf{j} の関係はオームの法則より、

$$\mathbf{j} = [\boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{E} \tag{A-61}$$

のように整理することができて、磁場は z 方向に沿うことを考えると、電気伝導度テンソルは

$$[\boldsymbol{\sigma}] = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \tag{A-62}$$

そして、テンソルの各成分は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
\sigma_P &= \frac{v_C^2}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} \sigma_0 \\
\sigma_H &= -\frac{\omega_{ge} v_C}{v_C^2 + \omega_{ge}^2} \sigma_0 \\
\sigma_{\parallel} &= \sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e v_C}
\end{aligned} \tag{A-63}$$

このテンソルの成分 σ_P はペダーセン電気伝導度と呼ばれ、電場の面方向 \mathbf{E}_{\perp} のペダーセン電流は磁場を横切る方向に流れる。ホール電気伝導度 σ_H は電場と磁場に垂直方向つまり、ホール電流は $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向 (ω_{ge} は負の値である) に流れる。 σ_{\parallel} は平行電気伝導度と呼ばれ、平行電気伝導度は磁化していない場合はプラズマ電気伝導度と等しい。磁場に平行な成分と垂直な成分に分けて電流を表記すると、式(A-61)より

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} - \sigma_H \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} \tag{A-64}$$

この式は式(A-59)の B の外積及び式(3-70)の $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ の項を削除した結果を用いることにより、式(A-59)から直接導かれる。

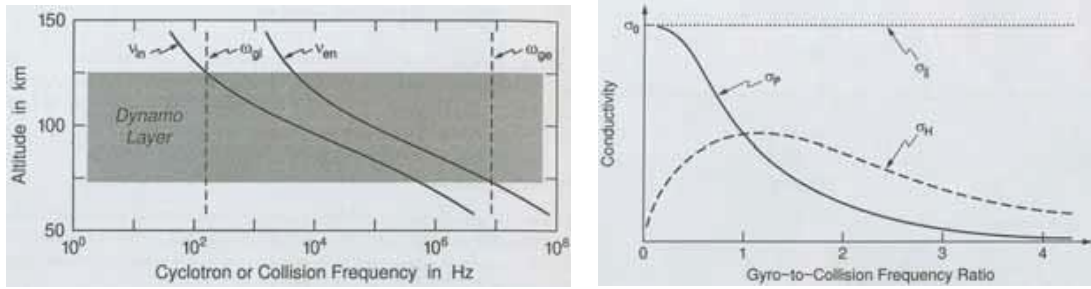


図 A-5. 電離圏 E 領域付近における電子とイオンのサイクロトロン周波数及び衝突周波数の高度プロファイルとジャイロ周波数と衝突周波数の比に対する、ペダーセン、ホール、平行電気伝導度の依存性。左のパネルで影を付けた部分がダイナモ層と呼ばれる領域で、ここでは中性大気との衝突によって電子とイオンが異なる方向でかつ異なる速度で動くため、分極電場や電流が生まれる [Baumjohann, 1997]。

図 A-4 の右側のパネルはジャイロ周波数と衝突周波数の比に対する、ペダーセン、ホール、平行電気伝導度を示している。この図から分かるように電気伝導度はサイクロトロン周波数及び衝突周波数へ依存しており、 $\omega_{ge} \approx \nu_c$ の領域で最も非等方性を持つ。この付近でホール電気伝導度の値がピークとなる。また、 $\omega_{ge} < \nu_c$ の領域では、電子の旋回運動よりも先に電場方向へのドリフトが起こるため、ペダーセン電気伝導度が支配的である。逆に、 $\omega_{ge} > \nu_c$ の領域ではホール電気伝導度が支配的になる。 $\omega_{ge} > \nu_c$ では、電子はジャイレーションしながら、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと電場を横切る動きをするため、ペダーセン及びホール電気伝導度が同じオーダーである。実際の地球の電離圏では、電子のみが中性粒子に散乱されるのではなく、イオンも散乱される。

電流は電子による電流の運搬と同じ式で規定される有限なイオン-中性粒子の衝突周波数 ν_{in} によるものであり、式(A-64)で与えられた一般化されたオームの法則は有効である

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} - \sigma_H \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} \quad (\text{A-65})$$

ここで、イオン及び中性粒子の影響を考えると、式(A-63)の電子の衝突周波数 ν_c は電子と中性粒子の衝突周波数 ν_{en} に置き換えられ、イオンの伝導度はシンプルに ω_{ge} と ν_{en} を ω_{gi} と ν_{in} で置き換える事でも求まる。

$$\begin{aligned} \sigma_P &= \left(\frac{\nu_{en}}{\nu_{en}^2 + \omega_{ge}^2} + \frac{m_e}{m_i} \frac{\nu_{in}}{\nu_{in}^2 + \omega_{gi}^2} \right) \frac{n_e e^2}{m_e} \\ \sigma_H &= - \left(\frac{\omega_{ge}}{\nu_{en}^2 + \omega_{ge}^2} + \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{gi}}{\nu_{in}^2 + \omega_{gi}^2} \right) \frac{n_e e^2}{m_e} \\ \sigma_{\parallel} &= \left(\frac{1}{\nu_{en}} + \frac{m_e}{m_i} \frac{1}{\nu_{in}} \right) \frac{n_e e^2}{m_e} \end{aligned} \quad (\text{A-66})$$

ただし、ここでは電離圏のイオンが一種類であるという仮定を用いている。

図 A-5 の左側のパネルは中緯度の電離圏 E 領域でのイオンと電子のサイクロトロン周波

数と中性粒子との衝突周波数の典型的な高度プロファイルである。狭い高度領域では地球磁場は一定と見なせるため、電子とイオンのサイクロトロン周波数は図 A-5 の点線のようにほぼ一定になる。一方、高度とともに中性大気密度が小さくなるために、それに合わせて衝突周波数も高度の増加と共に減少していく。高度約 75 km より下では電子と中性大気との衝突周波数は電子のサイクロトロン周波数を超える。ダイナモ領域(Dynamo Layer)(図 A-5 影部)では、電子の衝突周波数は電子のサイクロトロン周波数よりも低く、一方、イオンの衝突周波数はイオンのサイクロトロン周波数より大きい。このため、イオンは中性粒子と結合して運動するが、電子は衝突が少ないためにある磁力線に縛られてサイクロトロン運動をすることになる。

図 A-5 のダイナモ領域より下側では、プラズマの密度は低く、有効な電流を流すことはできないが、ダイナモ領域の下部 2/3 程度の領域では、 $v_{in} \gg \omega_{gi}$ と $v_{en} \ll \omega_{ge}$ が支配的であり、高度 100 km 付近では電子はすでに中性粒子と衝突する前に十分なサイクロトロン運動することができるため、電離圏に電場 E が分布している場合、 $E \times B$ ドリフトをする。一方、イオンは中性粒子との衝突が支配的であるため、十分なサイクロトロン運動をすることができず、中性粒子と共に動くことになる。このため、ホール電流は電場と磁場を横切る電子の動きによって励起される。ダイナモ層の高度 125 km 付近では、イオンのサイクロトロン周波数と衝突周波数はほぼ近い値になり、イオンはこれ以上中性粒子と結合しなくなる。つまり、それらが電場方向に動き、ペダーセン電流を励起する代わりに、電子はまだ場に対して直角に動くことができ、ホール電流を励起する。E 領域の上部では、電子とイオンのサイクロトロン周波数が共に衝突周波数よりも大きくなるので、イオンと電子が同じ速度でかつ同じ方向に $E \times B$ ドリフトをするため、電流は流れない。

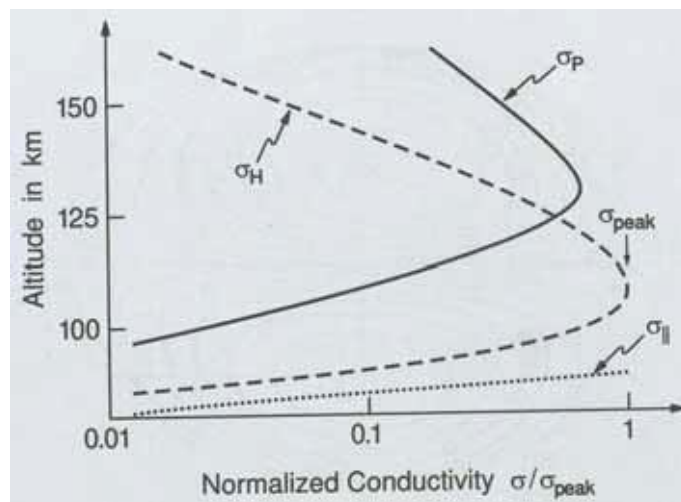


図 A-6. 平行、ホール及びペダーセン電気伝導度の高度プロファイル。縦軸は地表からの高度を表し、横軸は、ホール電気伝導度の最大値で規格化した値を示す[Baumjohann, 1997]

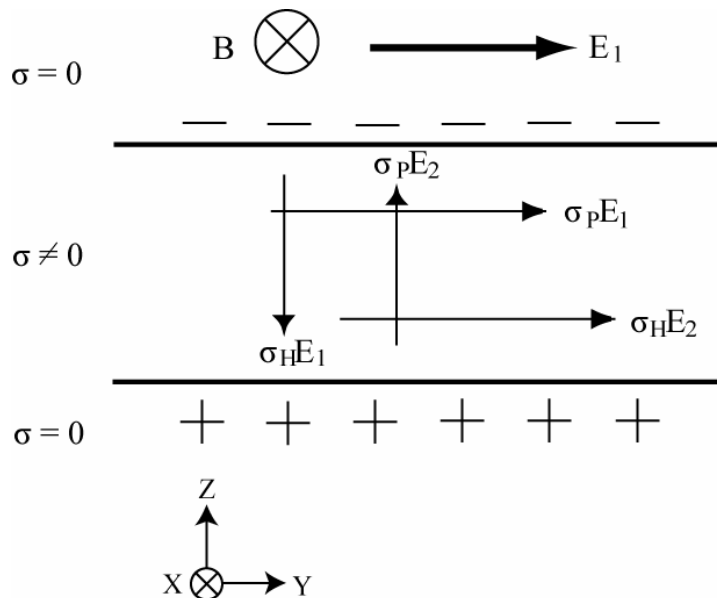
図 A-6 は、ホール電気伝導度のピークである σ_{peak} で規格化した 3 つの電気伝導度の高度プロファイルを示している。この図で特徴的な点は、ペダーセン電気伝導度とホール電気

伝導度のピークとなる高度が異なっている点である。そのピーク高度はそれぞれ 130 km と 100 km 付近である。そして、ホール電気伝導度のピークの値は常にペダーセン電気伝導度のピークより大きい。

実際の電気伝導度のピークは昼と夜とで大きく異なり、昼側低緯度電離圏では、 $n_e=2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、 $\sigma_{\text{peak}}=10^{-3} \text{ S/m}$ 、夜側では $n_e=2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 、 $\sigma_{\text{peak}}=10^{-5} \text{ S/m}$ である。オーロラ帯では電子の密度は磁気圏からの電子の降り込みにより、 $10^6\text{-}10^7 \text{ cm}^{-3}$ より十分高く、ペダーセン電気伝導度のピークは一般的にホール電気伝導度の半分である。平行電気伝導度は他の二つよりはるかに大きく、E 領域では 10^2 S/m に達し、F 領域やそれより上では完全電離プラズマに近づき、普通は無限として扱えるようになる。後で出てくるが、電離圏レーダー観測から求められる電離圏電場は、完全電離プラズマに近似できる F 領域での値を見ているので、プラズマの運動速度から電場を求める際に、この仮定を用いて電場を算出している。

A-3.3 カウリング効果

電離圏を地球や惑星間空間の空間スケールに比べて非常に薄い層であると仮定し、電離圏より上の磁気圏や電離圏より下の中性大気中では電離圏に比べプラズマの占める割合が小さいため、電気伝導度 $\sigma=0$ と近似できる。xyz 軸をそれぞれ北方向、東方向、地球中心から外側方向にとると、磁気赤道では磁力線は地上に対して平行なので、磁場 \mathbf{B} は x 軸に平行になるように $\mathbf{B}=(B,0,0)$ と書くことができる (図 A3-7)。



図A-7. カウリング効果。

磁気嵐の主相時やサブストームの成長相に磁気圏対流の発達に伴う DP2 や地磁気日変化 (Sq) によって生じた東向き電場 $\mathbf{E}_1=(0, E_1, 0)$ が存在する場合、磁気赤道上の電離圏内では、電場に平行な Pedersen 電流

$$J_{1P} = \sigma_P E_1 \quad (\text{A-67})$$

と、地球中心(-E×B) 方向の Hall 電流

$$J_{1H} = \sigma_H E_1 \quad (\text{A-68})$$

が流れる。しかし、電離圏以外では $\sigma = 0$ と近似できるので、この J_{1H} は電離圏を越えて流れ出すことができず、両境界に電荷分離が起こる。このため、この電荷分離によって、今度は地球中心から外側に向かって直進する 2 次的な電場 $E_2 = (0, 0, E_2)$ が発生する。この 2 つ目の垂直電場も同様に、電場に対して平行なペダーセン電流、

$$J_{2P} = \sigma_P E_2 \quad (\text{A-69})$$

と垂直なホール電流、

$$J_{2H} = \sigma_H E_2 \quad (\text{A-70})$$

を形成する。

ここで 1 番目のホール電流 J_{1H} は、ちょうど 2 番目の垂直電場によるペダーセン電流 J_{2P} によって打ち消される。このことから、

$$\begin{aligned} J_{1H} &= J_{2P} \\ \sigma_H E_1 &= \sigma_P E_2 \end{aligned} \quad (\text{A-71})$$

となり、さらに式(A-71)を変形して、

$$E_2 = \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_1 \quad (\text{A-72})$$

となる。これより、 E_2 に垂直なホール電流は

$$\begin{aligned} J_{2H} &= \sigma_H E_2 \\ J_{2H} &= \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_1 \end{aligned} \quad (\text{A-73})$$

と変形でき、最終的に磁気赤道上的電離圏内に流れる電流は

$$\begin{aligned}
J &= J_{1P} + J_{2H} = \sigma_P E_1 + \left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} \right) E_1 \\
&= \left(\sigma_P + \left(\frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} \right) \right) E_1 = \sigma_C E_1
\end{aligned}
\tag{A-74}$$

と表せる。この時の σ_C を「カウリング伝導度」と呼ぶ[Kelley, 1989]。特に昼側磁気赤道上の電離圏内では、 σ_P に対して σ_C は1桁以上も大きいので、入力電場に対して過剰に電流を形成する。赤道ジェット電流はこのカウリング効果によるものである。このように、ホール電流の地上磁場への効果は磁場が地表に対して垂直に近い高緯度で閉じてしまうが、逆に地球の固有磁場が地表と平行な磁気赤道ではホール電流が鉛直方向に分極電流を作り出すため、結果としてペダーセン電流が異常に増強されることとなる。

A-4. プラズマ波動

A.4.1. プラズマ波動の基礎論

磁気圏・プラズマ圏内には様々なモードの電磁波・静電波が存在している。その理由は空間が希薄なプラズマで満たされ、しかもそのなかに地球の固有磁場が浸透しているためである。ここではSCに関連したプラズマ波動現象について説明するまえにプラズマ波動の一般的性質を解説する。

自由空間内の電磁波は、電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{B} が周波数 $f = \omega / 2\pi$ で回転しながらそれらと直交方向に位相速度 \mathbf{V} で伝搬する。波動の進行方向の波数ベクトルを \mathbf{k} 、波長を λ 、媒質の屈折率を n とすれば、それらの間には以下の関係式が成立する。

$$\mathbf{V} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \tag{A-75}$$

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{A-76}$$

$$\left| \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \right| = \left| \frac{c}{n} \right| = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}, \quad \frac{E(V/m)}{B(T)} = \frac{120\pi}{n} \tag{A-77}$$

真空中では誘電率 $\epsilon = 1$ であり、したがって波動は光速度 c で伝搬する。また $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ 、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$ そして $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ が成立するので、電磁波は完全な横波である。

プラズマ中では $n^2 = \epsilon \neq 1$ であり、しかも屈折率 n は周波数に依存して変わるので、位相速度も $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\omega)$ となる。このような性質を分散と呼び、波動のエネルギーが伝搬する速度を表す群速度の波数ベクトル方向性分 V_g は一般に位相速度と異なり、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = V_g = c \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)^2 \tag{A-78}$$

背景磁場 \mathbf{B}_0 が存在する磁化プラズマ内では、波動の進行方向 \mathbf{k} と磁場 \mathbf{B}_0 のなす角 θ によって屈折率 n が変化するため、そのプラズマ媒質は分散性を持つだけでなく異方性を持ち、しかも電磁場ベクトルの旋回方向によっても n が異なる。すなわち、電磁波の速度は、磁場 \mathbf{B}_0 の方向に向って右旋波(R-wave)または左旋波(L-wave)によってそれぞれ異なる値を持つ(図 A-8)。

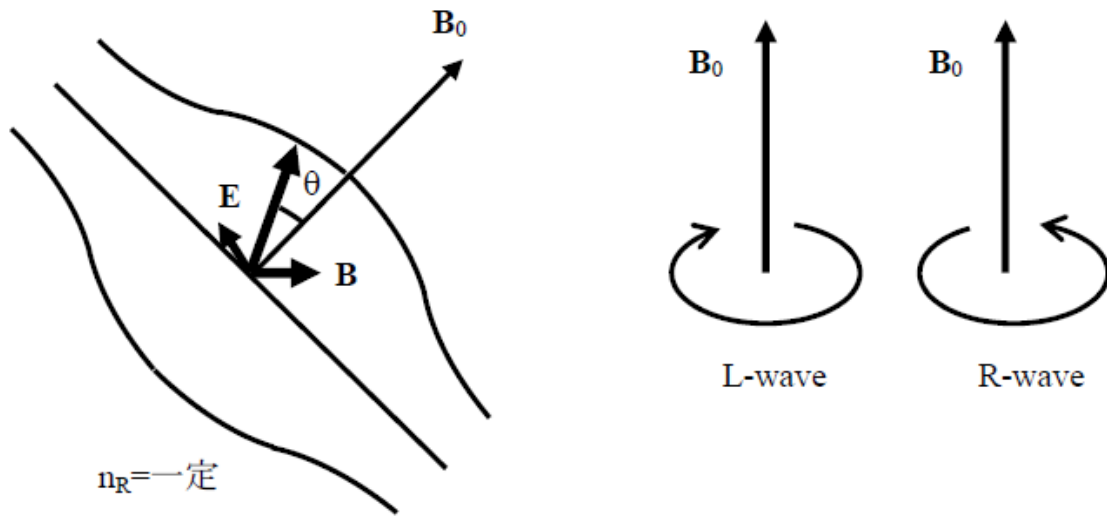


図 A-8. 電磁波動の伝搬ベクトルと偏波。

プラズマや背景磁場が電磁波動に及ぼす効果は、それぞれのモードに対して角周波数と波数ベクトル \mathbf{k} をパラメータとして考えることが必要不可欠で、プラズマ密度 N 、背景磁場の大きさ B_0 、そしてプラズマ温度 T などは、それを表現する特性周波数や波長、速度として与えておくといよい。それらの代表的なものとして次のページに示されている 12 項目が挙げられる。

特性周波数

①電子プラズマ周波数(Electron Plasma Frequency)

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}} = 8.98 \times 10^3 \sqrt{n_e (cm^{-3})} \text{ Hz}$$

②イオンプラズマ周波数(Ion Plasma Frequency)

$$f_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 Z_i^2 N_i}{\epsilon_0 m_i}} = 2.10 \times 10^2 Z_i \sqrt{n_i (cm^{-3})} \text{ Hz}$$

③電子サイクロトロン周波数(Electron Cyclotron Frequency)

$$f_{ce} = \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{eB_0}{m_e} = 2.80 \times 10 B_0 (nT) \text{ Hz}$$

④イオンサイクロトロン周波数(Ion Cyclotron Frequency)

$$f_{ci} = \frac{\omega_{ci}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{Z_i e B_0}{m_i} = 1.50 \times 10^{-2} B_0 (nT) \text{ Hz}$$

特性長

①デバイ長(Debye Length)

$$\lambda_D = \frac{v_{the}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 N_e}} = 6.9 \times 10 \sqrt{\frac{T_e (K)}{N_e (cm^{-3})}} \text{ m}$$

②ラーモア半径(Larmor radius)

$$r_L = \frac{mv}{eB_0} : \text{電子} \quad r_{Le} = 3.1 \times 10 \frac{\sqrt{T_e (K)}}{B_0 (nT)} \text{ km}$$

$$: \text{イオン } r_{Li} = 1.3 \times 10^3 \frac{\sqrt{T_i(K)}}{B_0(nT)} \text{ km}$$

特性速度

①光速速度

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/sec}$$

②アルフベン速度

$$V_A = \frac{c\omega_{pi}}{\omega_{gi}} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 m_i N_i}} = 2.2 \times 10 \frac{B_0 (nT)}{\sqrt{N_i (cm^{-3})}} \text{ km/sec}$$

③音波速度

$$V_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T_i}{m_i}} = 9.1 \times 10 \sqrt{\gamma T_i (K)} \text{ m/sec}$$

これらの特性周波数、特性長および特性速度は電磁波動が発生している媒質の性質を決定するパラメータとしてよく使用されるので、磁気圏でのおおよそ値を知っておく必要がある。表 A-1 はその代表的な例である

表 A-1. 磁気圏・プラズマ圏・電離圏内のプラズマパラメータ

	電離圏(L=1.05)	プラズマ圏(L=3)	磁気圏
電子プラズマ周波数	1-10 MHz	100 kHz	30 kHz
電子サイクロトロン周波数	1 MHz	50 kHz	10 kHz
プロトンサイクロトロン周波数	500 Hz	30 Hz	5 Hz
デバイ長	5 cm	0.5 m	10 m
電子ラーモア半径長	15 cm	10 m	50 m
プロトンラーモア半径長	600 cm	500 m	2000 m
アルフベン速度	100-300 km/sec	300-2000 km/sec	500-3000
音速	1 km/sec	5-10 km/sec	10-20

一般に磁気圏・プラズマ圏を伝搬する電磁波モードを考える場合、プラズマ温度の影響が無視できるような $V \gg V_s$ の波動では、その周波数領域を以下の 3 つに分けると理解しやすい。

- (i) 自由空間波 $\omega > \omega_{pe}, \omega_{ce}$
- (ii) ホイッスラー波 $\omega_{ce} > \omega > \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$
- (iii) 磁気流体波 $\omega \ll \omega_{ci}$

以下では、これら各種の波動についての一般的性質について説明していく。ただし、(iii) の電磁流体波の性質については、付録 A-2-2 節において解説済みであるから、ここでは(i)と(ii)に対して重点的に述べる。

(i)自由空間波

ここで定義される自由空間の電磁波動は、その周波数が電子プラズマ周波数やサイクロトロン周波数よりも高い波動を指す。そして、その極限の $\omega \gg \omega_{pe}, \omega_{ce}$ では、プラズマは、それ自身の慣性によってその波動の持つ電磁界の変動について行くことができず、その電磁界の変動に対してほとんど寄与しなくなるので、この周波数帯の電磁波動は、プラズマや背景磁場の影響について無視されることとなり、本質的に真空中の電磁波動とほとんど変

わりがない。しかし、その周波数が電子プラズマ周波数やサイクロトロン周波数に近づくにつれて、電子プラズマと相互作用し、 $|\mathbf{n}| < 1$ になる。特に無磁化プラズマ、 $\omega_{ce} = 0$ の場合、電磁波動の屈折率 n は、

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A-79})$$

で与えられる。この式から $\omega = \omega_{pe}$ では、 $n = 0$ 、 $V = \infty$ となっていわゆる遮断(Cutoff)が現れる。表 A-1 によれば、電離圏内でのプラズマパラメータは、 $f_{pe} = 1 - 10$ MHz、 $f_{ce} = 1$ MHz であるが、電磁波動は、式(A-79)で書き表されるモードのほかに R-wave と L-wave が背景磁場の影響によって出現し、それぞれの屈折率 n_R 、 n_L は磁場に平行な方向、つまり $\theta = 0$ に対して

$$\begin{aligned} n_R &= \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})}\right]^{\frac{1}{2}} \\ n_L &= \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})}\right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A-80})$$

である。 $n = 0$ の遮断現象が出現する特性周波数は、式(A-79)と式(A-80)からそれぞれプラズマ遮断周波数、R-モードと L-モードの遮断周波数と呼ばれて近似的に次式で書ける。

$$\omega_0 = \omega_{pe} \quad (\text{A-81})$$

$$\begin{aligned} \omega_R &= \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{ce}^2}{4} + \frac{\omega_{ce}}{2}} \\ \omega_L &= \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{ce}^2}{4} - \frac{\omega_{ce}}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A-82})$$

$n = \infty$ 、 $V = 0$ が発生する場合を共鳴(Resonance)と呼び、プラズマ共鳴周波数と高域混成共鳴周波数は、

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_{pe} \\ \omega_{UHR} &= \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \quad (\theta = \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (\text{A-83})$$

であり、サイクロトロン共鳴周波数は、

$$\omega_{cs} = s\omega_{ce} \quad (s=1,2,3,\dots) \quad (\text{A-84})$$

で与えられる。式(A-83)や式(A-84)は、 ω_{c1} を除いて磁場成分よりも電場成分の方がかなり大きい静電波のモードで、各種の衛星による直接観測によって磁気圏・プラズマ圏・電離圏の広範な領域で生起していることが確かめられている。

(ii) ホイッスラー波

周波数 $\omega = \omega_{pe}$ またはサイクロトロン周波数以下の領域は、プラズマがあるために厳密な意味での電磁波は存在しないが、背景磁場が存在する磁化プラズマの場合、 $\omega \leq \omega_{ce}$ の帯域にホイッスラー波と呼ばれる波動が存在できる。ホイッスラー波は、右旋偏波(R-wave)で、その屈折率 n は、

$$n_R = \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce} \cos\theta)}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A-85})$$

で与えられる。 $n_R = \infty$ の共鳴周波数は、 $\theta = 0$ では $\omega = \omega_{c1}$ (サイクロトロン共鳴)、 $\theta = \pi/2$ では $\omega = \omega_{LH}$ (低域混成共鳴)で、イオンの効果も考慮してそれらを求めると

$$\omega_{c1} = \omega_{ce} \quad (\text{A-86})$$

$$\frac{1}{\omega_{LH}} = \frac{1}{\omega_{ci} + \omega_{pi}} + \frac{1}{\omega_{ce}\omega_{ci}} \quad (\text{A-87})$$

($\omega_{LH} = \omega_{gm} = \sqrt{\omega_{pe}\omega_{ci}}$, $\omega_{pe} > \omega_{ce}$)

になる。

ホイッスラー波の顕著な特徴は、屈折率が 1 よりもかなり大きく、位相速度が光速よりもはるかに遅く、 $\omega_{ce} \gg \omega > \omega_{LH}$ の範囲では $V = c\sqrt{\omega\omega_{ce}}/\omega_{pe}$ である。また、式(A-77)から $E/B \ll 1$ であるため、電場成分は磁場成分に対して極めて小さく、しかも波のエネルギーはほぼ磁力線に沿って伝搬する性質があるので、ホイッスラー波を磁波としばしば呼ばれている。また、ホイッスラー波の波数ベクトル方向の群速度 V_g は式(A-78)と式(A-85)を用いて

$$V_g = 2c \frac{\omega^{1/2}(\omega_{ce}\cos\theta - \omega)^{3/2}}{\omega_{pe}\omega_{ce}\cos\theta} \quad (\text{A-88})$$

となる。磁力線に沿う最大の群速度は、 $\omega = 0.25\omega_{ce}$ のところにあり、それよりも低い周波数領域では波の伝搬時間が $\tau \propto \omega_{pe}/\sqrt{\omega\omega_{ce}}$ となるから、波群は高い周波数から低い周波数へと時間的に流れるトーンになる。

A.4.1. プラズマ波動の分散関係

プラズマ中に存在する電磁波動や静電波動を理解するためには、マックスウェルの電磁場方程式とプラズマ粒子の運動を記述する運動方程式またはブラソフ方程式を基礎としてプラズマ波動の分散関係を導出する必要がある。まず、式(A-9)-式(A-12)で与えられているマックスウェルの電磁場方程式をもう一度書き下すと、

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A-89})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A-90})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A-91})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon_0 \nabla \cdot ([\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E}) = \rho \quad (\text{A-92})$$

である。ここで、 $[\mathbf{K}]$ は誘電率テンソルと呼ばれ、プラズマ内を伝搬する電磁波動や静電波動とプラズマ粒子との相互作用を記述する重要なテンソル量である。また、既に式(A-9)-式(A-12)で与えられているマックスウェル方程式と異なる点は、第 1 式のアンペール・マックスウェルの式において変位電流の項が追加されていることと、第 4 式の電場のガウスの法則の右辺側がゼロではないことである。これは、磁気流体近似では考慮されていなかった電子とイオンとの速度差による分極電流の効果が含まれていることを意味している。式(A-90)の両辺に回転を作用させて式(A-89)を用いることによって磁場 \mathbf{B} の項を消去すると、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} \quad (\text{A-93})$$

となる。すなわち、プラズマ波動の分散関係は、 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = 0$ で記述される。後は、この式の中に入っている誘電率テンソルを決定、つまり、分極電流 \mathbf{J} を計算するのみである。この分極電流の計算は、仮定されるプラズマのモデルに強く依存するが、大きく分けて以下の冷たいプラズマと熱いプラズマの近似の2種類がある。

(1)電磁場中の運動方程式を用いる方法(冷たいプラズマ近似)

この場合、プラズマ粒子は外界からの電磁場の変動が存在しない限り完全に静止した状態であり、その粒子の持つ温度はほぼゼロであると仮定される。その条件の下ではプラズマ粒子の運動は、単一粒子の電磁場中の運動方程式に従う。したがって、その方程式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-94})$$

であり、それから速度 \mathbf{v} を求めることによって分極電流が

$$\mathbf{J} = \sum_i q_i N_i \mathbf{v}_i \quad (\text{A-95})$$

と求められる。

(2)電磁場中の粒子群のブラソフ方程式を用いる方法(熱いプラズマの近似)

磁気圏・プラズマ圏内の波動現象は、プラズマ粒子の熱運動を無視した上の近似では完全に理解することはできない。その理由の一つとして波動の伝搬速度がプラズマ粒子の運動速度に近づいてくると波動と粒子との相互作用が著しく大きくなり、波動のエネルギーの励起や吸収が起り、また、静電波の領域に新しい波動のモードが出現する。磁気圏プラズマは、 $T=10^4 - 10^5 \text{ K}$ であり、しかもほぼ無衝突の状態にあるので、粒子の集団運動を取り扱うには、式(A-94)の代わりに

$$\frac{\partial f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (\text{A-96})$$

というブラソフ方程式を用いる。この式からプラズマの分布関数の一次の擾乱成分 f_{i1} を求めて分極電流を以下のように求める。

$$\mathbf{J} = \sum_i q_i \int \mathbf{v} f_{i1} d\mathbf{v}^3 \quad (\text{A-97})$$

この電流は、仮定されるプラズマの速度分布関数の形状によって変化する。いま、波動現象を周波数 ω 、波数ベクトル \mathbf{k} で表し、

$$A = A_0 \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (\text{A-98})$$

と置き、 $\omega > 0$ にとっておく。ただし、線形プラズマでは、波動の振幅が周波数 ω と波数ベクトル \mathbf{k} に対して変化しないことが条件となる。式(A-98)を式(A-93)に代入することで、微分演算子を次のように置き換えることができる

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega, \quad \nabla \rightarrow i\mathbf{k}$$

したがって、式(A-93)は

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A-99})$$

という波動方程式に書き換えられる。これを整理すると、

$$\left[\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{[\mathbf{k}\mathbf{k}]}{k^2} - [\mathbf{I}] \right) + [\mathbf{K}] \right] \cdot \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = 0 \quad (\text{A-100})$$

となり、 $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = 0$ 以外の解が存在するための周波数 ω と波数ベクトル \mathbf{k} の関係式は、

$$\det \left[\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{[\mathbf{k}\mathbf{k}]}{k^2} - [\mathbf{I}] \right) + [\mathbf{K}] \right] = 0 \quad (\text{A-101})$$

であり、これが求めるべきプラズマ波動の分散関係式である。ここでは、誘電率テンソルの導出の詳細は省くことにするが、冷たいプラズマ近似の場合の誘電率テンソル \mathbf{K} は、電子とイオンの各成分を考えると以下のような行列で表される。

$$[\mathbf{K}] = \begin{pmatrix} 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{gs}^2} & -i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{gs}^2} \frac{\omega_{gs}}{\omega} & 0 \\ i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{gs}^2} \frac{\omega_{gs}}{\omega} & 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{gs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \end{pmatrix} \quad (\text{A-102})$$

式(A-101)と式(A-102)をあわせて数値的に解くと、プラズマ波動の分散関係が得られる。図 A-8 には熱いプラズマの近似で分散関係を解いた結果が電子とプロトンおよびヘリウムを含めた場合について示されている。低域混成共鳴周波数よりも高周波側で電子主体の波動(準自由空間波、高域混成共鳴(UHR)波動、プラズマ振動、静電的電子サイクロトロン高調波、ホイッスラー波)が出現し、それよりも低い周波数領域では、イオン主体の波動(磁気

流体波、イオンサイクロトロン波、低域混成共鳴(LHR)波動)が出現している。また、波数の大きな領域では磁場成分よりも電場成分が非常に強い静電波のモードが存在している。本節で解説する SC に関連した磁気圏・プラズマ圏内の波動現象は、このようなイオン波から準自由空間波までの広範な周波数領域にわたるプラズマ波動を取り扱うが、中心となるのがイオンサイクロトロン波やホイッスラー波である。

Plasma Wave Dispersion Relation (fp/fc=5.35)

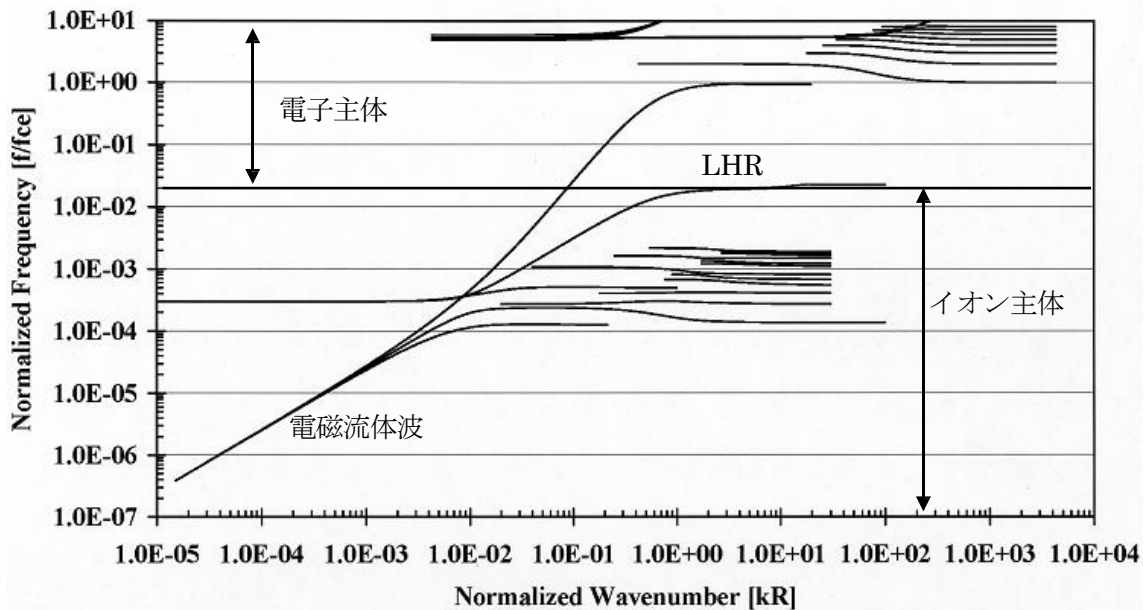


図 A-8. プラズマパラメータが 5.35 の場合における電子とプロトンおよびヘリウムイオンまでの 3 種のプラズマ粒子を含めたプラズマ波動の分散関係図。横軸は温度 1 eV のプロトンのラーモア半径で規格化した波数、縦軸は、電子のサイクロトロン周波数で規格化した周波数を表す。

A-5. 電場・磁場中の荷電粒子の運動

放射線帯の変動を理解するためには、地球磁場内での高速荷電粒子の運動をよく知っておく必要がある。それについて言及する前に、ここではまず、磁場の中で運動する粒子の一般的性質を解説する。

電荷 q をもつ背景電磁場 (\mathbf{E}, \mathbf{B}) 内の粒子の運動方程式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-103})$$

である。まず、 $\mathbf{E} = 0$ の場合を考えると、磁場による力は磁場ベクトルと速度ベクトルに垂直で、 \mathbf{B} が一様であれば、荷電粒子は磁場の周りにらせん状の軌道を描いて運動する。この運動を磁場に垂直な面内に投影すると、円運動になり、その角周波数 Ω (サイクロトロン角周波数) と回転半径 r_L (ラーモア半径) は、磁場によるローレンツ力 $qv_{\perp} B$ と遠心力 $m \frac{v_{\perp}^2}{r_L}$ のつりあいから

$$\Omega = \frac{v_{\perp}}{r_L} = \frac{qB}{m}$$

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB}$$
(A-104)

で与えられる。したがって、粒子の軌道は、周期 $\tau_c = 2\pi/\Omega$ の円運動と磁力線に沿った並進運動の合成になるので、粒子の位置ベクトルを $\mathbf{R} = \rho(t) + \mathbf{r}(\Omega, t)$ に分離し、回転の中心 (Guiding Center) の移動 $\rho(t)$ のみに着目して問題を解くと、式(A-103)が簡単になる。磁場内の荷電粒子の運動 ($\mathbf{E} = 0$) で重要なことは粒子の速度 $|\mathbf{v}| = v$ が不変であるという点である。このため、粒子の運動エネルギー $\frac{1}{2}mv^2$ が保存される。また、荷電粒子の硬さ (Rigidity) を mv_{\perp}/q (単位: volt) で定義すると、同じ Rigidity の粒子は、電子やイオンの種類に依らず、同一の運動特性(軌道)をとる。

荷電粒子のサイクロトロン運動は、半径 r_L のループを描く円電流 $i = q\Omega/2\pi$ が存在すると等価で、これを遠くに離れたところからみると回転の中心にある磁気ダイポールの運動と同等になる。その磁気モーメント μ は、

$$\mu = \left(q \cdot \frac{\Omega}{2\pi} \right) \times (\pi r_L^2) = \frac{(1/2)mv_{\perp}^2}{B}$$
(A-105)

である。 μ のベクトルは、 \mathbf{B} とは逆方向であり、荷電粒子の反磁性特性を示している。特に相対論的粒子の場合、磁気モーメント μ の式は

$$\mu = \frac{P_{\perp}^2}{2m_0B} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

となる。ここで、 P_{\perp} は磁力線垂直方向の粒子の運動量を表し、 m_0 はその静止質量である。

粒子に対して磁場の垂直方向に一定の外力 \mathbf{F}_{\perp} が働くときは、その運動方程式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{\perp} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$
(A-106)

になり、この運動方程式の解は、 \mathbf{B} に垂直な面内での速度ベクトル

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\perp} + \frac{\mathbf{F}_{\perp} \times \mathbf{B}}{qB^2}$$
(A-107)

で与えられる。このことは、式(A-107)を式(A-106)に代入すると、

$$m \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \mathbf{F}_{\perp} + q(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) + \frac{(\mathbf{F}_{\perp} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{B^2}$$

$$(\mathbf{F}_{\perp} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -B^2 \cdot \mathbf{F}_{\perp}, \quad \therefore (\mathbf{F}_{\perp} \cdot \mathbf{B} = 0)$$

すなわち

$$m \frac{d\mathbf{v}_\perp}{dt} = q(\mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B})$$

であることから、粒子の運動は磁場に垂直な速度

$$\mathbf{u}_D = \frac{\mathbf{F}_\perp \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (\text{A-108})$$

で動く座標系にのった粒子のサイクロトロン運動であることが証明される。このことを粒子の回転中心が \mathbf{u}_D でドリフト運動していると呼ぶ。

\mathbf{F}_\perp として電場による力 $q\mathbf{E}_\perp$ があるときは、そのドリフト速度は、電荷の符号に関係なく共に

$$\mathbf{u}_E = \frac{\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (\text{A-109})$$

になる。したがって、 \mathbf{u}_E で運動する系にある観測者にとって電場は座標変換によって消失し、粒子の運動は完全な円運動になることは既に述べた通りである。磁場に平行な電場 E_\parallel については磁力線方向の一様な加速を与えることは言うまでもない。

磁場がその垂直面内に空間的な勾配 $\nabla_\perp B$ を持つときには $\mathbf{F}_\perp = -\mu\nabla_\perp B$ の力をうけて

$$\mathbf{u}_G = \frac{mv_\perp^2}{2qB} \frac{\mathbf{B} \times \nabla_\perp B}{B^2} \quad (\text{A-110})$$

の速度で粒子はドリフトする。 \mathbf{u}_G は粒子の磁気モーメントに比例して、電荷の符号によって正負逆方向へ移動する速度を表している。そして、磁力線が曲率 \mathbf{R}^{-1} をもっているとき $F_\perp = -\frac{mv_\parallel^2}{R^2} \mathbf{R}$ の遠心力をうけて

$$\mathbf{u}_C = \frac{mv_\parallel^2}{qB} \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{R}}{BR^2} \quad (\text{A-111})$$

という曲率ドリフトする。特に背景磁場 \mathbf{B} がポテンシャル場 ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) である場合、 $\frac{\nabla_\perp B}{B} = \frac{1}{R}$ であるから、 $\frac{B \times R}{BR^2} = \frac{B \times \nabla_\perp B}{B^2}$ となる。したがって、 $|\mathbf{u}_G| = \frac{v_\perp^2}{2v_\parallel^2}$ が得られる。そして、 \mathbf{u}_G 、 \mathbf{u}_C は方向が同じでかつ、大きさも同程度の量である。さらに、ダイポール磁場の場合、磁気赤道付近では、 $\frac{\nabla_\perp B}{B} \cong \frac{3}{r}$ であり、合成されたドリフト速度は、

$$|\mathbf{u}_B| = |\mathbf{u}_G + \mathbf{u}_C| = \frac{1}{\Omega \cdot R} \left(\frac{1}{2} v_\perp^2 + v_\parallel^2 \right) \cong v \cdot \left(\frac{r_L}{r} \right) \quad (\text{A-112})$$

のオーダーで、イオンは西向きに、電子は東向きにドリフトする。

磁場に垂直なドリフトには $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ や $\mathbf{F} = -\mu\nabla B$ のほかに重力場 $m\mathbf{g}$ 、慣性力 $-m \frac{d\mathbf{v}}{dt}$ 、圧力勾配 $-\frac{1}{N} \nabla P$ などがある。これらは一般に小さく無視できる場合が多いが、プラズマ中ではこれが

分極電場を作るので注意する必要がある。

A.5.1. 粒子運動の断熱保存量

磁場内の荷電粒子の運動は、サイクロトロン運動の中心におかれた磁気ダイポールの運動と同じ取り扱いができることを前節で述べた。ここでは、その荷電粒子の運動には 3 つの断熱不変量があることを詳しく説明する。サイクロトロン運動の中心が沿う磁力線の周りの角運動量 $mv_{\perp}r_L$ は磁気モーメント μ に比例した一定値をとる。磁場の空間変化がラーモア半径の程度では無視できるような場合、 $|(\mathbf{r}_L \cdot \nabla)B| \ll B$ 、または時間変化がゆっくりしていて $\frac{1}{\Omega} \left| \frac{dB}{dt} \right| \ll B$ であるような場合には角運動量ベクトルは磁力線に平行な向きを保とうとする。つまり、これを曲げる力は小さく、その大きさも近似的に保存されることが証明できる。すなわち、磁気モーメント $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ が断熱不変量(Adiabatic Invariant)となる。なお、粒子のドリフト運動を考慮した時の磁気モーメントは、

$$\mu = \frac{m|\mathbf{v}_{\perp} - \mathbf{u}_D|^2}{2B} \quad (\text{A-113})$$

で与えられる。

磁場が空間的に一様で時間的にゆっくりと変化する場合を考える。磁場の変化によって誘導された電場が荷電粒子に対して 1 回転の間にする仕事は、ストークスの定理から

$$q \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = q \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} = |q| \pi r_L^2 \frac{\partial B}{\partial t}$$

である。単位時間についての仕事はこれの $\Omega/2\pi$ 倍であるから運動エネルギーの磁場に垂直な成分の増加の割合は、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \frac{\Omega}{2\pi} \cdot q \pi r_L^2 \frac{\partial B}{\partial t} = \mu \frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{A-114})$$

で与えられる。これは、ベータートロン加速と呼ばれている。一方、磁気モーメントの定義そのものから

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} (\mu B)$$

であるから、 $\mu = \text{const}$ であることがわかる。同様に $\omega = \frac{1}{B} \frac{dB}{dt}$ として ω/Ω の 2 次の項まで $\mu = \text{const}$ が成立することが証明できる。磁場が時間的に不変で、空間的にゆっくりと変化する場合について磁場の勾配が \mathbf{B} に平行である時を考えてみよう。磁場は、 r 方向の成分 B_r をもつから、 z 方向に $F_{\parallel} = qv_{\perp} B_r$ の力が作用する。そして、マックスウェルの方程式(A-91)から

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

である。この式の第2項について z の任意のところを粒子軌道に囲まれた断面積 πr_L^2 で一定を仮定し、積分して $r=r_L$ とおけば、

$$B_r = -\frac{r_L}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

である。 v_{\parallel} に関する運動方程式は、 $\frac{\partial B_z}{\partial z} \cong \nabla_{\parallel} B$ として

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = q(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_r) = -\mu \nabla_{\parallel} B \quad (\text{A-115})$$

である。式(A-115)と v_{\parallel} のスカラ積を求めると

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 \right) = -\mu v_{\parallel} \nabla_{\parallel} B$$

である。ここで、

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + v_{\parallel} \nabla_{\parallel} B, \quad \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

であることに注意すると、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 \right) = -\mu \frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (\text{A-116})$$

が得られる。静磁場は粒子に対して仕事をしないから、エネルギーの保存則から

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 \right) = -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = -\frac{d}{dt} (\mu B)$$

が成り立つ。この式と式(A-116)を比較すると、この場合にも $\mu = \text{const}$ であることは自明である。

以上から、磁気モーメント μ が不変量であることから次の2つの重要な結論を得る。

$$\mu = \frac{q^2}{2\pi m} \cdot \pi r_L^2 B = \text{const}$$

すなわち、粒子の回転軌道内にある磁気フラックス $\Phi = \pi r^2 B$ は保存される。また、粒子の軌道が磁場となすピッチ角 α を用いると

$$v_{\parallel} = v \cos \alpha, \quad v_{\perp} = v \sin \alpha$$

であるので、これから

$$\mu = \frac{1}{2} m v^2 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{1}{2} m v^2 \cdot \frac{1}{B_m} = \text{const} \quad (\text{A-117})$$

が成り立つ。粒子が磁力線に沿って強い磁場の方に移動するとき、 α は増加し、 $B=B_m$ のところで $\alpha=90^\circ$ となる。そのとき $v=0$ であり、粒子はこの点(Mirror Point)から反射されることになる。

磁場に平行な運動成分についての断熱不変量については、磁力線に沿っての諸量はその長さ s

の関数で表されるとき、式(A-114)から

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s}$$

となる。この式はポテンシャル $V(s) = \mu B(s)$ 内の質点の運動と考えると良いことを意味している。B(s)が時間的に不変で、sについて両端で強くなっているようなミラー場では、粒子はこのポテンシャル壁の間で周期運動を行い、その運動量の作用積分は、

$$J = \oint mv_{\parallel} ds = mv \oint \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} ds = const \quad (\text{A-118})$$

である。これを縦の不変量(Longitudinal Invariant)と呼ぶ。

地球磁場の場合、南北両半球の反射点を B 、 B^* とすると、式(A-118)は一定の運動量 mv の粒子について

$$I = \int_{B_m}^{B_m^*} \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} ds = const \quad (\text{A-119})$$

である。I は磁力線の長さとの密接に関係した量で磁気赤道では $I=0$ 、極では無限大となる。今、最初に与えられた磁力線上にある粒子がドリフトして異なる磁力線上に移動するとき $\mu = const$ の条件から反射点の磁場は同じ強さ B_m を持ち、しかも I が保存されるように動くことになる。断熱不変量 μ, I によって粒子の磁力線に沿う運動が記述されるが、このほかに重要な不変量として磁気フラックス不変量とよばれるものがある。これは粒子がドリフトによって描く軌道面内に囲まれた磁気フラックスが一定であるという条件で

$$\Phi = \int B_n dS = const \quad (\text{A-120})$$

である。 Φ の値を推定する場合、ダイポール磁場では赤道距離 $r=r_e$ から無限遠点までの範囲の全フラックス(積分量)として定義することが便利である。このとき $M=B_0 a^3$ として

$$\Phi(L) = \int_{r_e}^{\infty} \frac{M}{r^3} 2\pi r dr = 2\pi \frac{M}{r_e} \quad (\text{A-121})$$

が得られる。

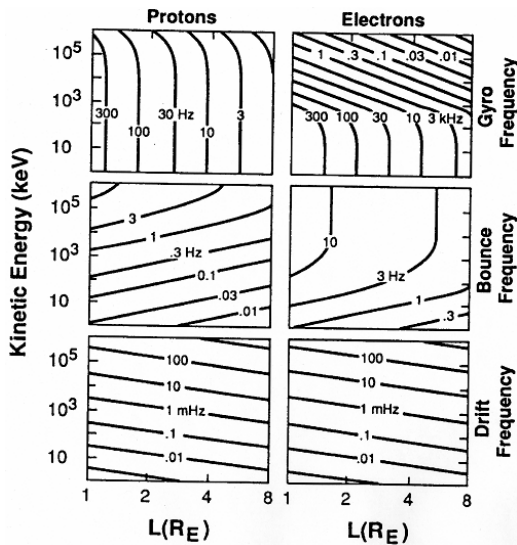
ここに述べられている断熱不変量 μ, I, Φ は粒子のラーモア半径 r_L がダイポールの中心からの距離 r に比べて十分に小さく、かつ磁場の時間変化がゆっくりしているという条件が満たされている場合のみに限って保存され、これらの量が保存しやすい放射線帯粒子の運動を理解するのに極めて有用な量である。すなわち、反射点の B_m が一定であること、粒子がドリフトする磁気シェルは I が保存され、磁場が増加するときは、粒子軌道は全体として内側へ移動することなどが理解される。しかしながら、磁場変化が次にあげるような特性時間よりも早く起こる場合は μ, I, Φ はそれぞれ、不変量でなくなることに注意する必要がある。

(1) μ $\tau < \tau_c = 2\pi / \Omega$ サイクロトロン周期

(2) $I \quad \tau < \tau_b \quad$ 反復周期

(3) $\Phi \quad \tau < \tau_d \quad$ 軌道周期

これらの断熱条件が破れたとき、粒子は捕捉軌道からはずれ、拡散が行われる。地球磁場 $L < 5$ の範囲では、電子 $\tau_C = 1 \sim 100 \mu s$ 、プロトン $\tau_C = 2 \sim 200 ms$ であり、 τ_b 、 τ_d の値は図 A-9 に与えられている。これから明らかなように $\tau_C \ll \tau_b < \tau_d$ で、これらの断熱不変量の中で磁気フラックス不変量や縦の不変量が磁場変化に対して比較的弱いのが、磁気モーメント不変量は極めてよく保存されることがわかる。



図A-9. 磁場内の荷電粒子の特性時間-1

表A-2 磁場内の荷電粒子の特性時間-2

	電子		イオン	
	(10 keV)	(1 MeV)	(10 keV)	(1 MeV)
gyration	(10 keV)	(1 MeV)	(10 keV)	(1 MeV)
L=4	14 kHz	3.3 kHz	7.6 Hz	7.6 Hz
L=2	112 kHz	40 kHz	61 Hz	61 Hz
bounce	(10 keV)	(1 MeV)	(10 keV)	(1 MeV)
L=4	1.1 s	4.3 Hz	36 s	2.2 Hz
L=2	0.8 s	8.2 Hz	20 s	4.1 Hz
drift	(10 keV)	(1 MeV)	(10 keV)	(1 MeV)
L=4	27.8 h	16.7 min	27.8 h	15.9 min
L=2	34.7 h	33.3 min	34.7 h	20.8 min

ダイポール磁場内での軌道諸量

地球磁場をダイポールで近似した場合の軌道諸量をここでまとめておく。

ダイポール磁場

磁場強度	$B = \frac{M}{r_e^3} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\Phi}}{\cos^6\Phi}$
磁気モーメント	$M=8.05 \times 10^{22} \text{ Am}^2$
磁力線	$r/a = \cos^2\Phi / \cos^2\Phi_0$
赤道距離	$r_e = a \cdot L = a \cos^{-2}\Phi_0$

($r=a$ で緯度 $\Phi=\Phi_0$ を通る磁力線の赤道距離)

$$ds = \sqrt{1 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{dr}{d\Phi} \right)^2} \cdot r d\Phi = r_e \cos\Phi \sqrt{1+3\sin^2\Phi} d\Phi$$

磁力線長	$l = 2 \int_0^{\Phi_m} ds = 2r_e \cdot \xi(\Phi_m)$
------	---

特性時間、赤道ピッチ角

サイクロトロン時間	$\tau_c = \frac{2\pi m}{ q \cdot B} = 1.15 \cdot 10^{-6} \left(\frac{m}{m_e} \right) \frac{L^3}{Z}$	sec
-----------	---	-----

反復時間	$\tau_b = 4 \int_0^{\Phi_m} \frac{ds}{v_{\parallel}} = \frac{4r_e}{v} \eta(\Phi_m) \cong \frac{3.4 \cdot 10L}{v(\text{km/sec})}$	sec
------	--	-----

軌道時間	$\tau_d = \frac{4\pi q M}{3mv^2r_e} \zeta(\Phi_m) \cong \frac{65 \cdot Z}{E(\text{MeV}) \cdot L}$	min
------	---	-----

赤道ピッチ角	$\sin^2 \alpha_e = \frac{B_e}{B_m} = \frac{\cos^6\Phi_m}{\sqrt{1+3\sin^2\Phi_m}}$
--------	---

$$\xi(\Phi_m) = \frac{1}{2} \left\{ \sin\Phi_m \sqrt{1+3\sin^2\Phi_m} + \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \left(\sqrt{3} \sin\Phi_m + \sqrt{1+3\sin^2\Phi_m} \right) \right\}$$

$$\eta(\Phi_m) = \int_0^{\Phi_m} \frac{\cos\Phi \sqrt{1+3\sin^2\Phi}}{\sqrt{1 - \frac{\cos^6\Phi_m}{\cos^6\Phi} \frac{1+3\sin^2\Phi}{1+3\sin^2\Phi_m}}} d\Phi$$

$$\zeta(\Phi_m) = \eta(\Phi_m) \cdot \left[\int_0^{\Phi_m} \frac{\cos^3\Phi (1+\sin^2\Phi)}{(1+3\sin^2\Phi)^{3/2}} \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{\cos^6\Phi_m}{\cos^6\Phi} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\Phi}}{\sqrt{1+3\sin^2\Phi_m}}}{\sqrt{1 - \frac{\cos^6\Phi_m}{\cos^6\Phi} \frac{1+3\sin^2\Phi}{1+3\sin^2\Phi_m}}} d\Phi \right]^{-1}$$

第4章 磁気圏電離圏エネルギー伝送

—SC 世界同時性のメカニズム—

菊池 崇

名古屋大学宇宙地球環境研究所・名誉教授

kikuchi@isee.nagoya-u.ac.jp

目次

(本稿では、電離圏と電離層の2つの用語を使用する。電流が流れる電離圏 E 層の意味で用いる場合は電離層を用い、電離圏 F 層や磁気圏と関係する場合に電離圏を用いる。地球電離層導波管/伝送線、極赤道電離層電流、磁気圏電離圏電流系、電離圏電場など。)

はじめに・・・4

各節の要点・・・7

1. SC 磁場・・・10

- 1.1. SC モデル・・・10
- 1.2. 中緯度-赤道 SC の観測例・・・10
- 1.3. 磁気圏電離圏電流系・・・13

2. SC 電場・・・16

- 2.1. 地方時特性と evening anomaly・・・16
- 2.2. SC 電場のシミュレーション・・・17
- 2.3. 対流電場の evening anomaly・・・18
- 2.4. Evening anomaly のモデル計算・・・18

3. PI 電場・磁場のグローバル同時性・・・20

- 3.1. PI 磁場の極赤道同時性・・・20
- 3.2. PI 電場・磁場のグローバル同時性・・・21
- 3.3. 赤道磁気 impulse ピークの遅れ・・・23
- 3.4. 電離圏から内部磁気圏への伝搬・・・23
- 3.5. DP2, Pc5 の電場・磁場・・・24

4. 磁気圏から電離圏への波動伝搬・・・26

- 4.0. 電流回路と伝搬波・・・26
- 4.1. Compressional mode の生成と伝搬波・・・27
- 4.2. Compressional mode と沿磁力線電流・・・28
- 4.3. SC 時の非圧縮性電離圏の振る舞い・・・28
- 4.4. 電離圏への compressional mode 入射モデル計算・・・29
- 4.5. PI 電流の生成と transverse mode 伝搬・・・31

- 4.6. PI, MI ダイナモのシミュレーション・・・31
- 5. 極域電離圏から赤道電離圏への TE, TM mode 伝搬・・・33
 - 5.1. E 層内 TE mode 伝搬・・・33
 - 5.2. F 層内 TE mode 伝搬・・・35
 - 5.3. 地球電離層導波管ゼロ次 TM mode 伝搬・・・36
 - 5.4. TM_0 mode の励起; Fukushima 定理との矛盾・・・37
 - 5.5. 3 層導波管の伝搬方程式・・・38
 - 5.6. 真空領域の水平伝搬・・・39
 - 5.7. 電離層内の鉛直伝搬・・・40
 - 5.8. 磁気圏内の鉛直伝搬・・・41
 - 5.9. エネルギー伝送を担う Poynting flux・・・41
 - 5.10. TM_0 mode の伝搬減衰・・・42
 - 5.11. 幾何学的減衰と Cowling 電流・・・42
 - 5.12. Cowling 伝導度・・・44
- 6. 磁気圏電離層伝送線・・・44
 - 6.1. 電流回路の伝送線への置換・・・45
 - 6.2. 磁気圏電離層地球伝送線モデル・・・45
 - 6.3. 伝送線方程式・・・46
- 7. 磁気圏伝送線・・・48
 - 7.1. 磁気圏伝送線の電位と電流・・・48
 - 7.2. 沿磁力線電流成長のメカニズム・・・49
 - 7.3. 沿磁力線電流 LR 回路・・・51
- 8. 電離層伝送線・・・52
 - 8.1. TM_0 (TEM) mode の励起・・・52
 - 8.2. 半無限長 IG 伝送線・・・52
 - 8.3. 有限長 IG 伝送線・・・53
 - 8.4. 電離層 LR 回路・・・55
 - 8.5. 電離層電流成長のメカニズム・・・55
- 9. 地磁気誘導電流 GIC・・・56
 - 9.1. 電力送電線 GIC・・・56
 - 9.2. 畳み込み定理(convolution theorem)・・・57
 - 9.3. 1 層モデル・・・57
 - 9.4. 2 層モデル・・・59
 - 9.5. SC への応用・・・60
- 10. 電離圏電場・電流の計測法・・・61
 - 10.1. 電場によるプラズマ運動の観測 (HF Doppler 周波数と電場)・・・61
 - 10.2. 磁力計による電場の検知(赤道 EEJ)・・・62
 - 10.3. 電場・磁場観測網・・・63

11. 補遺(Appendix) ・ ・ 63

- 11.1. Laplace 変換 ・ ・ 63
- 11.2. Poynting 定理 ・ ・ 64
- 11.3. 磁化プラズマは誘電体 ・ ・ 65
- 11.4. 磁場は変化するが、移動しない ・ ・ 66
- 11.5. エネルギー生成、輸送、消費を担う 3 種類の電場 ・ ・ 66
- 11.6. 磁気圏電離圏結合を電力ケーブルで考える (Alfvén 1981) ・ ・ 67
- 11.7. 電流が流れるメカニズム ・ ・ 67
- 11.8. 導波管の TE, TM mode ・ ・ 67
- 11.9. Transverse(TM) mode と compressional mode の違い ・ ・ 71
- 11.10. ULF 波動と near field ・ ・ 72
- 11.11. Fukushima モデル ・ ・ 73

12. 用語 ・ ・ 74

- 12.1. 太陽風、磁気圏ダイナモ ・ ・ 75
- 12.2. 磁気圏波動伝搬 ・ ・ 75
- 12.3. 磁気圏-電離圏電流 ・ ・ 76
- 12.4. 地球電離層導波管伝搬 ・ ・ 76
- 12.5. 電離圏電場 ・ ・ 77
- 12.6. 電離層-地面電流 ・ ・ 78
- 12.7. 地上磁場・インデックス ・ ・ 79
- 12.8. 磁気嵐・サブストーム ・ ・ 79
- 12.9. 観測データ入手法 ・ ・ 80
- 12.10. 電磁気学基本 ・ ・ 80

13. 引用文献と参考図書 ・ ・ 81

はじめに

地磁気嵐や極磁気嵐（サブストーム）時に、磁場変動が磁気圏からの波動により、また、極域電離圏から赤道電離圏へ電流や電場が高速で伝搬する結果、地球規模の地磁気変動や電離圏プラズマ変動が発生する。なかでも、太陽風衝撃波により磁気圏が圧縮されると、地上の磁場が急に増加する地磁気急始（SC: geomagnetic sudden commencement、または、磁気嵐急始部 SSC: storm sudden commencement）が発生する。SC は、1 分程度の継続時間を持つインパルス状の PI (preliminary impulse) で開始し、その後 5–10 分続く MI (main impulse) で構成される。PI は、開始時刻を数秒から 10 秒の精度で決定できるため、地球規模の同時性や伝搬遅延などの議論を可能にする。Araki (1977) は、1958 年の地球観測年 (IGY: International Geophysical Year) 期間中に地球規模で取得された高時間分解能の磁力計データを解析し、PI が極と赤道で 10 秒以内の精度で同時に開始することを発見した。この極赤道同時性は、極域電離圏から流れる電流がほとんど瞬間的に赤道に達するためと結論した。極赤道同時性は、その後、SC だけでなく、地磁気脈動 (Pc: geomagnetic pulsation)、準周期地磁気変動 (DP2) など多くの地磁気変動や、これに伴う電離圏電場に共通する特性であることが確認された。したがって、SC の詳細な解析とエネルギー伝送メカニズムの理解は、宇宙天気事象全般の電磁気学的理解の基礎を与える。

参考図書：

（菊池崇 2021, 極地研究所オーロラ物理学シリーズ③, <http://doi.org/10.15094/00016389>） (Kikuchi, 2021 John Wiley & Sons, Inc. DOI: doi:10.1002/9781119815617.ch14)

電場伝搬の瞬時性は、沿磁力線電流を与えてグローバル電離圏の電場と電流を計算するモデル (potential solver) の前提条件とされ、電離圏内でポテンシャル場の Poisson 方程式が使用されている (Tsunomura and Araki, 1984)。近年発達が著しいグローバルシミュレーションにおいても、磁気圏内側境界において potential solver が採用され、観測と整合する SC やサブストームの電場・電流が再現されている (Tanaka, 2007; Ebihara et al., 2014)。

【SC のグローバル同時性発見当時の状況】

Araki (1977) が PI の極赤道同時性を発表した当時、極と赤道の PI は別々のメカニズムで発生すると考えられていた。その原因として、理論面で、地上の現象を磁気圏内を伝搬する磁気流体波動 (MHD: magnetohydrodynamic wave) で説明する流れがあり、極と赤道の PI は、各々、磁気圏内の異なるルートを伝搬する MHD 波動で発生すると考えられた (Tamao, 1964a, b)。観測面では、データの時刻精度が十分でなく、赤道で数分程度の遅延があるとされた。これに対して、Araki (1977) は PI の開始がグローバルに 10 秒以内の精度で同時であること、波形に類似性があること、振幅が緯度の低下とともに小さくなるが昼間赤道で増大することなどから、極域から赤道へ瞬時に流れる電離層電流が原因であると結論した。この主張は、当時としては異端ともいえる新説であった。筆者の経験で印象に残るのは、論文として世に出る前の 1973 年 9 月に京都で開催された IAGA 国際学会において、当時 SC 研究の大御所だったフランスの研究者が、Araki の発表に対して、厳しい批判を繰り返したことがあった。筆者は、この時、大学院 D1 の学生として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。極赤道電離層電流が新しい考えであることを認識すると同時に、研究の世界が厳しい批判と競争の世界であることを痛感した。

【磁気圏 MHD 波動伝搬】

観測データから導いた PI の極赤道同時性と電離層電流による理解は、グローバルな SC の理解にとって、無理のない合理的なものであった。しかし、そのメカニズムが不明であった。その当時は、高緯度 PI の原因である電離層 Hall 電流が、圧縮性 MHD 波の波面で変換された波動で説明され、赤道 PI も同様なメカニズムであろうとされた (Tamao, 1964a, b)。しかし、このメカニズムでは、高緯度 PI と赤道 PI の間に伝搬時間遅延が生じるため、同時性を説明できない。その上に、圧縮性 MHD 波が運ぶ電流は変位電流 (磁化プラズマ中の分極電流) であるために、高緯度 Hall 電流に付随する Pedersen 電流と赤道を流れる Cowling 電流 (Hall 効果により強められた Pedersen 電流) を供給できない (Kikuchi and Araki, 2002; Kikuchi et al., 2022a)。また、PI が地上に限られた緯度領域 (1000 km スケール) に発生することから、磁気圏から電離圏を伝搬する波動の波数を固定する理論も提案された (Nishida, 1964)。しかし、波数を固定することは磁気圏内に 1000 km スケールの導波管を設定することと等価であり (12.4. 参照)、グローバルに観測される PI を説明できない。また、SC の赤道増大 (equatorial enhancement) が、圧縮性 MHD 波が F 層プラズマを下方へ押し下げることにより電流圏 E 層の電子密度を増加させ、もともと流れている赤道電離層電流を増加させるためと説明された (Jacobs and Watanabe, 1963)。この考えは電離圏プラズマの圧縮性に依拠しているが、電離圏 F 層プラズマが圧縮性 MHD 波により圧縮されないことが、HF Doppler 観測により示される (Kikuchi et al., 2016)。MHD 波の電場が電離層に平行であるために、導体である E 層の影響を強く受けてほとんどゼロになるためである (4.3. 参照)。周期が 30–60 分の DP2 磁場変動においても、磁気圏を伝搬する圧縮性 MHD 波が寄与すると考えられた (Nishida, 1968b)。しかし、DP2 は、SC と同様のメカニズムで、極から赤道へ瞬時に伝送される電離層電流による現象である (Kikuchi et al., 1996) (12.6. 参照)。このように、極と赤道の関係や、狭い緯度に限定される現象を磁気圏からの波動の特性で理解しようとした時代に、Araki (1977) の極赤道電離層電流が原因とする主張は、異端ともいえる新説であった。この電場・電流の瞬時伝搬を説明するメカニズムが、筆者の学位論文のテーマとなった。

【電離圏 E 層と F 層中の水平伝搬】

PI の直接的な原因は電離層電流である。このため、電離圏 E 層が伝搬に主たる役割を果たすと考えるのは自然であった。筆者は、まず、一様導体中の電磁波伝搬を解き、階段関数を与えたとき、赤道で観測可能な強度に達するのに数 10 分から 1 時間の時間がかかることを示した (Kikuchi and Araki, 1979a)。このメカニズムは、極赤道同時性を説明できない。また、同じ手法を、SC の磁気圏から赤道電離層への入射に応用した。赤道電離層の Cowling 効果 (Hirono, 1952) により、磁気圏から入射する MHD 波の西向き電場が強い電流を流し、地上に南向き磁場 (PRI) をつくることを期待した。しかし、電離層電流は入射磁場に対する遮蔽効果として働き、到来した北向き磁場を超える磁場をつくらない。次に、極から赤道へ水平に伝搬する波動として、部分電離プラズマである F 層内の圧縮性 MHD 波の伝搬を検討した。F 層が一様媒質であれば、電場は Alfvén 速度で伝搬するため、データの精度内でほぼ瞬時に伝搬することが期待される。しかし、F 層電子密度が極大になる高さ 300km 付近で Alfvén 速度が極小となり、F 層は MHD 波動に対して導波管を形成する。F 層導波管は 1Hz 付近に遮断周波数 (cutoff frequency) を持つ (Greifinger and Greifinger, 1968)。このため、1 秒以上の時間スケールを持つ SC, DP2 などの電場は伝搬できない (12.4.)。

【同時性を説明する地球電離層導波管 TM_0 モード】

つぎに、地球電離層導波管について検討し、遮断周波数がゼロであるゼロ次 transverse magnetic (TM_0) モードが電場・電流を赤道へ光速で伝送し得ることを示した。このアイデアを Nature 誌に投稿したところ、採択され (Kikuchi, Araki et al., 1978)、筆者のこれ以降の研究の出発点となった。このモデルは、半無限長の MHD 媒質 (磁気圏)、異方性導体 (電離層)、真空 (中性大気)、完全導体 (地球) で構成される 3 層の導波管に、 TM_0 モードの励起源として東西磁場を与える簡単なものであった。この導波管を減衰することなく伝搬できるのは、真空領域を伝搬する TM_0 モードである。 TM_0 モードは光速

で伝搬し、その波面電流は電離層電流と地表面電流を結ぶ電流回路を構成し、赤道電離層に電流を供給する。導体電離層と磁気圏内の伝搬モードは、上方へ伝搬する拡散波と MHD 波である。これらの波動は、 TM_0 モードにより中緯度へ伝送された電場を電離圏から内部磁気圏へ伝送する役割を持つ (Kikuchi, 2005)。これを裏付けるように、内部磁気圏衛星が電離圏変動に対して高速応答する電場を観測した (Nishimura et al., 2009)。さらに、上方へエネルギーを輸送する Poynting flux が衛星により観測された (Nishimura et al., 2010)。地球電離層導波管 TM_0 モードは、極域から赤道、そして、電離圏から内部磁気圏へ電場・電流とエネルギーを伝送するモデルとして、SC だけでなく、磁気嵐 (Kikuchi et al., 2008)、サブストーム (Kikuchi et al., 2000, 2003; Hashimoto et al., 2011, 2017) にも応用された。導波管モデルは、宇宙空間 (電離圏とその上の空間) のエネルギー伝送が電離圏の下の真空領域を経由するという意外性のあるモデルであった。このためか、発表以来、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。

【導波管モデルが抱える問題点と伝送線モデル】

TM_0 モードの励起源として電離層の下の空間に与えた磁場は、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) 理論と整合しない。このため、励起源を Hall 電流による磁場に求めたが、Hall 電流は自分自身で閉じる性質があり、 TM_0 モードの波面電流と連続しない。また、極赤道間は有限距離であるが、モデルは半無限長導波管であった。これらの問題点に加えて、 TM_0 モード波が極赤道間を定常的に流れる電離層電流を実現できるか、という課題もあった。これらの問題点を抱えながらも、 TM_0 モードは、SC, DP2 などの時間スケールの電場を電流とともに、光速で伝搬させる唯一の波動であり続けた。その後、これらの疑問と批判に答えるために、沿磁力線電流を流す 1 対の磁力線束を伝送線で置き換え、地球電離層導波管をロスのある伝送線に置き換えて、3 次元の MIG (magnetosphere-ionosphere-ground) 伝送線モデルを構築した (Kikuchi, 2014)。有限長伝送線内の伝搬方程式を解き、極赤道での開始が同時であるだけでなく、電位・電流が定常状態にいたるまで成長する過程と、その時定数 (10–20sec) を明らかにした。MIG 伝送線は、 TM_0 モードの励起と半無限長の矛盾を解消したほか、その過程で、Fukushima 理論の基礎にある 1 本の電流という考え方が、1 本の線電荷は存在しないとする電磁気学の基本と矛盾することを示した。点電荷の場合には、電位は $1/r$ に比例し、無限の彼方でゼロである。しかし、線電荷の電位は $\log(r)$ であるため、無限の彼方でゼロとならない。これに対して、正負の電流が流れる伝送線上の 2 本の線電荷の場合、無限遠で電位がゼロとなり、かつ、正負の電流の間に電位ゼロが存在する。電流間の電位ゼロは、電位ゼロの地面とつながり、3 次元伝送線モデルを可能にした (6.2)。

筆者が 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にしたことが挙げられる。Schumann resonance は雷を波源とする電磁波が地球電離層導波管内を光速で伝搬し続け、共振する現象である。光速で地球表面を 1 秒間に 8 回近く周回するために、8Hz 付近の信号が受信される。この周波数は、地球電離層導波管の第 1 次モードの遮断周波数 2kHz より低く、 TM_0 モードでなければ伝搬できない。8Hz の電磁波の受信機を自作し、観測する経験をしたあと、Budden (1961) の導波管モード理論を勉強する過程で、ゼロモードの存在を知った。

【SC 電場観測による検証】

Araki (1977) のあと、筆者自身が電離圏電場の HF Doppler サウンダー観測をおこない、地磁気では見えない低緯度や夜間の電離圏電場の性質を調べた。このなかで、電離圏で観測される SC 電場が MHD 波動の電場でなく、電離層電流に付随する電位性電場であることが明らかになった (Kikuchi et al., 1985)。SC は波動現象というイメージが強く、確かに、磁気圏では波動性の電場の性質が確認されている (Shinbori et al., 2004)。しかし、電離圏電場は、導電性電流に付随する電位性電場である。その特徴は、昼と夜で逆向き、夕方で昼間と同じ向きを持ち、振幅が昼間より大きい (Kikuchi et al., 1985,

2016)。この電場の夕方異常(evening anomaly)は、potential solver で再現され、電位性電場の性質であることが示された(Tsunomura, 1999)。

【各節の要点】

第1節では、SCがDL, PI, MIで構成されることを説明する。DL(disturbance at low latitude)は、磁気圏境界の電流(magnetopause current or Chapman-Ferraro current)が強められて発生する階段状の磁場増加で、磁気圏赤道面を磁気音波(magnetosonic wave or compressional wave)として伝搬し、低緯度の地上で観測される。PI(preliminary impulse, 1分), MI(main impulse, 5-10分)は、2種類のダイナモによる夕朝方向(dusk-to-dawn)、朝夕方向(dawn-to-dusk)の電位性電場(potential electric field)と電流が磁力線沿いに極域電離圏へ伝搬し、さらに赤道へ伝搬する TM_0 modeにより完成するグローバル電離層電流による磁場変化である。高緯度では、沿磁力線電流を囲む2つ渦のHall電流が流れ、高緯度午前に正のPI(PPI: preliminary positive impulse)と負のMI, 午後に負のPI(PRI: preliminary reverse impulse)と正のMIを発生させる。PI, MIは緯度の低下と共に小さくなるが、電場方向に流れるPedersen電流が中緯度電離層を經由して赤道電離層へ流れ、Hall効果により強められるCowling電流(赤道ジェット電流(EEJ))と連続する。赤道ではCowling電流により振幅が増大する。この結果、赤道の昼間でPRI、夜間でPPIが先行し、続くMIがDLに重畳して、昼間SCの赤道増大(equatorial enhancement)が発生する。PI, MI共に、磁気圏ダイナモ-沿磁力線電流-電離層Pedersen電流-Cowling電流回路が形成される。この電流系はSCの緯度・地方時依存性を生み、日本の子午線上に限っても、中緯度(Memambetsu)で正のPPIが現れる時、赤道では負のPRIが現れる。

第2節では、中緯度HF Doppler サウンダーにより観測されるPI, MI電場の性質を説明する。電離圏E層の電位は磁力線沿いにF層に伝送され、中低緯度F層に磁気圏ダイナモ電位を与える。電位の水平方向勾配である電離圏電場はF層プラズマに運動を与え、この運動がF層で反射される短波(HF)電波周波数にDoppler 偏移を生じさせる。HF Doppler により観測される電場は、昼と夜で逆向きの電位性電場である。これに加えて、夕方では昼間と同じ向きになるevening anomalyを示す。Evening anomalyは、沿磁力線電流を与えてグローバル電位を計算するpotential solverにより再現される。SCだけでなく、磁気圏から沿磁力線電流を伴って伝送されるDP2電場などに共通の特性である。

第3節では、PIの磁場と電場のグローバル観測による昼と夜、高緯度と赤道での同時性(10秒の精度)を示す。Araki(1977)により発見されたPI開始の同時性は、HF Dopplerにより夜側電離圏電場で確認され(Kikuchi, 1986)、さらに、極と赤道の磁場、昼と夜の電場観測によりグローバル同時性が確認された(Kikuchi et al., 2021a)。この結果は、 TM_0 modeによる瞬時伝搬が昼半球だけでなく、夜半球にも適用できることを示す。一方、赤道PIのピークは、中低緯度の電場より10-20秒遅延する(Takahashi et al., 2014)。この遅延は、電気伝導度の高い赤道電離層に、準定常電流を実現するために必要な時間である(Kikuchi, 2014)。 TM_0 mode波の1個が運ぶ電流量は小さい。しかし、導波管を有限長伝送線に置換すると、 TM_0 mode波がダイナモと負荷間を往復伝搬し、時定数をもって電流を成長させる。時定数は、有限長伝送線をLR回路で近似し、 L/R として計算する。電離層電流と共に伝送された電離圏電場は、磁力線に沿ってプラズマ圏や内部磁気圏へ伝送され、磁気嵐などの宇宙天気事象時の磁気圏・プラズマ圏変動へのエネルギー源のひとつとなる。

第4節で、磁気圏境界領域の電流が生成するSC磁場とダイナモで生成されるPI, MIの電場・電流の伝搬について解説する。SC磁場は圧縮性磁気流体(MHD)波として、地球方向へ伝搬し、中低緯度の地上

で DL として観測される。過去には、圧縮性 MHD 波が F 層プラズマを圧縮すると考えられたが、HF Doppler 観測とモデル計算は、F 層プラズマが非圧縮性であることを示す。磁気圏圧縮により起動される PI, MI ダイナモが生成する電場・電流は、磁力線沿いに極域電離圏へ伝送され、さらに赤道電離圏へ伝送される。その途上で引き起こされる昼間中緯度 F 層プラズマの上昇運動は、MHD 波による圧縮と逆向きである。そのメカニズムを PI, MI 電場・電流の生成理論とシミュレーション結果を引用して説明する。

第 5 節では、E 層、F 層、そして地球電離層導波管を水平方向に極から赤道まで伝搬するモードについて解説する。E 層は PI, MI の原因である電離層電流を流すため、まず E 層中の伝搬を調べる。導体中の伝搬モードは拡散波となり、赤道で観測可能な強度に達するのに数 10 分から 1 時間を要する。F 層は部分電離プラズマであるため、TE mode (compressional mode) と拡散波が寄与し、時間の経過とともに TE mode から拡散波に移る。F 層は TE mode に対して、電子密度のピークを中心とする導波管を形成する。F 層導波管は 1Hz 付近に cutoff 周波数を持つために、SC や DP2 などの低周波の電場は伝搬できない。つぎに、MHD 媒質 (磁気圏)、導体 (E 層)、真空 (中性大気領域)、完全導体 (地球) で構成される導波管の各層の伝搬を調べ、ゼロ次の TM mode が真空中を光速で伝搬し、電離層電流を水平方向に伝送することを示す。このモードを励起する磁場 B_y は沿磁力線電流により磁気圏から与えられるが、沿磁力線電流が電離層下の空間に磁場をつくらないとする Fukushima 理論と矛盾する。しかし、1 対の沿磁力線電流を伝送線に置き換えることにより、電離層下に磁場を持ち込むことができる。TM₀ mode は電離層の有限電気伝導度により減衰するが、わずかであり、幾何学的な減衰が卓越する。幾何学的減衰により低緯度電場は極域の 1/10 以下になるが、赤道では Cowling 効果により電流が増幅され、磁場変動を起こすのに十分な強度の電流が流れる。

第 6 節では、1 対の沿磁力線電流を平行平板伝送線 (磁気圏伝送線)、地球電離層導波管をロスのある平行平板伝送線 (電離層伝送線) に置き換える。極域電離層を shunt 抵抗として両伝送線を結合すると、磁気圏電離層地面伝送線 (MIG: magnetosphere-ionosphere-ground transmission line) が形成される。沿磁力線電流を伝送する TM mode と電離層電流を伝送する地面電離層導波管の TM₀ mode は、ともに伝送線の TEM (transverse electromagnetic) mode である。電位と電流は、磁気圏伝送線内を Alfvén 速度で伝搬し、電離層伝送線内を光速で伝搬する。極域電離層は磁気圏伝送線の負荷であると同時に、MIG 伝送線の shunt 抵抗である。磁気圏伝送線の dawn-dusk 子午面に、正負の電位が与えられると、中間の noon-midnight 子午面上で電位はゼロである。電磁気学的には、電位がゼロの場所は完全導体で置換できる。地面と noon-midnight 子午面を完全導体シートで置換すると、沿磁力線電流の足元が電離層伝送線のダイナモ側端点、noon-midnight 子午面が負荷側の端点 (電位=0) となる。

第 7 節は、磁気圏伝送線の特性を解説する。SC や磁気圏プラズマ対流のダイナモを出た電位と電流が磁気圏伝送線を Alfvén 速度で伝搬し、負荷 (極域電離層) に到達すると、一部はここで反射され、他の一部は電離層伝送線へ透過する。昼間の条件下で、反射により電位は減少するが、反射波がダイナモへ戻り、ダイナモの内部抵抗がゼロのとき、電位が元の電位に戻る。反射波はダイナモと負荷の間の伝搬を繰り返し、電離層電位は時定数をもって徐々に増加し、ダイナモ電位に漸近する。分布定数回路である伝送線を集中定数 LR 回路で近似すると、10 分から 20 分の時定数を得る。

第 8 節は、電離層伝送線について解説する。磁気圏伝送線を伝搬した電流は、並列接続された 2 つの抵抗 (極域電離層と電離層伝送線) の特性インピーダンス) に流入する。電離層伝送線電流は電離層地面間の空間に磁場を伴っており、この磁場が地球電離層導波管 TM₀ mode の励起源である。ロスのある有限長伝送線のダイナモ (極域電離層) に電位を与え、負荷側の noon-midnight 子午面に電位ゼロを与えて方程式を解くと、電離層電流は時定数をもって徐々に増加する。伝送線を集中定数 LR 回路で近似すると、10-20 秒の時定数を得る。

第9節では、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地磁気誘導電流 (GIC: geomagnetic induced current) 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。なかでも、SCは短時間のインパルス変化であるために、強い誘導電場を生じる。磁場変動は拡散波として地球内部を伝搬し、誘導電場は、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10節は、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。HF Doppler サウンダーは、短波6MHz, 8MHzの電波を100km から1000km離れた点で受信し、電波のF層反射高度の変化による周波数のDoppler 偏移を測定する。F層プラズマは電場によりExBドリフトするため、Doppler周波数から電場を得る。赤道ジェット電流(EEJ)は、磁気赤道(Yap, Huancayo等)の磁場H成分から直近の低緯度(Okinawa, San Juan等)のH成分を引いて求める。磁気圏電流による磁場は、赤道と低緯度ではほぼ同じと見なすことができ、電離層電流は低緯度で無視できるほど小さいことを利用する。

第11節で、磁気圏電離圏電流系を理解するために必要な、電流が流れるメカニズムや導波管モードなどについて説明する。電流は導線中を流れるが、そのエネルギーは導線周辺の空間を伝搬する電磁波で伝送される。また、磁気圏波動理論で用いられた固定波数は、導波管モードが固定波数を持つことと等価であることも説明する。

《番号の付け方》

節 (1. 2. 3. ...),

項 (1.1. 1.2. 1.3. ...).

図 項番号に続く。(図 1.1-1, 図 1.1-2)。

式 項毎に閉じる。(1), (2), ...。ほかの項で引用する場合、”項 1.1.の式(1)”。

1. SC 磁場

1.1. SC モデル

SC (geomagnetic sudden commencement) は、図 1.1-1 に示すように、緯度と地方時に強く依存する (Araki, 1994)。高緯度 (図 (a) (b)) では、極域電離層電流による磁場変動 (DP: disturbance of polar origin, 点線) である PI (preliminary impulse) と MI (main impulse) で構成される。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 の組み合わせであり、午前は SC (+ -) (図 (a)), 午後 (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 (disturbance at low latitude, 破線) であるが、振幅の小さい PI, MI が重畳する。赤道の昼間は DP が Cowling 効果により増大するために、DL に負 PI, 正 MI が重畳し (図 (f))、夜間には振幅は小さいが PPI が重畳する (図 (e))。

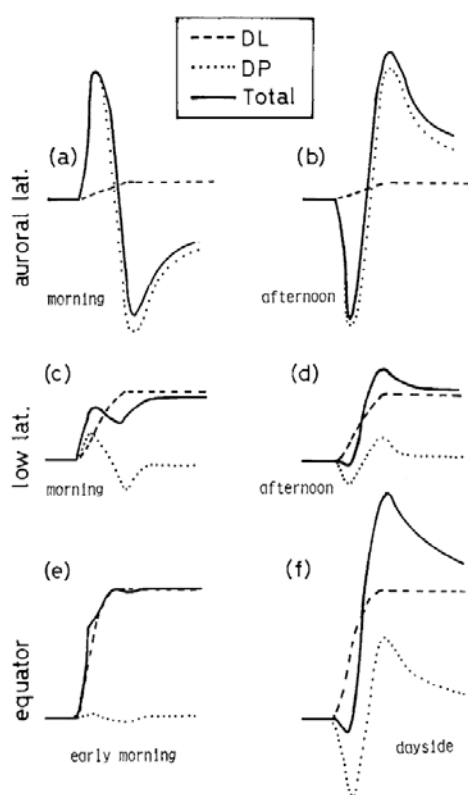


図 1.1-1 SC の緯度・地方時特性。上段から、高緯度、中低緯度、赤道、左列が午前、右列が午後の SC を示す。SC は、磁気圏境界電流による DL (disturbance at low latitude) と極域からの電離層電流による DP (disturbance of polar origin) で構成される。DP は 連続する PI (preliminary impulse) と MI (main impulse) で構成される。(Figure 11 of Araki 1994)

1.2. 高緯度-赤道 SC の例

図 1.2-1 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 の例である (Kikuchi et al., 2001)。低緯度 Okinawa (OKI, 14.47°N GML) の SC は階段状に変化する DL であるが、中緯度の Memambetsu (MMB, 34.93°N GML (地磁気緯度)) と Kakioka (KAK, 26.94°N GML) では、正の PI (PPI) が現れ、赤道 Guam (GAM, 4.89°N) と Yap (YAP, 0.3°S) では負の PI (PRI) が現れる。通常、PI は正午から午後にかけて PRI であるが、図に示すように、冬季に PPI が出現することがある。これは、電離層電気伝導度が小さい冬季に、沿磁力線電流 (FAC: field-aligned current) による磁場 (Biot-Savart 則) が卓越するためである (観測とこれを説明するモデル計算は Kikuchi et al. (2001) を参照)。赤道 YAP では EEJ による PRI, MI による SC の equatorial enhancement が現れる。昼間磁気赤道電離層 E 層の Cowling 効果 (Hirono, 1952; Baker and Martyn, 1953) が PI, MI 電流を強めるためである (5.12 項)。Guam は赤道に近いが、赤道から 5 度ばかり離れるために、Cowling 効果が小さくなり、PI, MI の振幅が小さい。Equatorial enhancement は、SC だけでなく、Pc5 地磁気脈動や時間スケ

ールの長い (20 分-1 時間) DP2 磁場変動などにも見られ、極域から赤道へ流れる電離層電流の特徴である (3.5 項)。見方を変えると、equatorial enhancement する磁場変動には、極域電離層から中低緯度を経由して流れる電離層電流が大きく寄与する。

PI の特徴は、その時間変化がインパルス状であることである。高緯度や赤道など遠く離れた地点で PI を比較することにより、条件がよければ数秒の精度で開始時刻やピーク時刻の比較が可能である。極と赤道の同時性を確認することができ、電磁エネルギー伝送の速度や経路を知る手がかりが得られる。

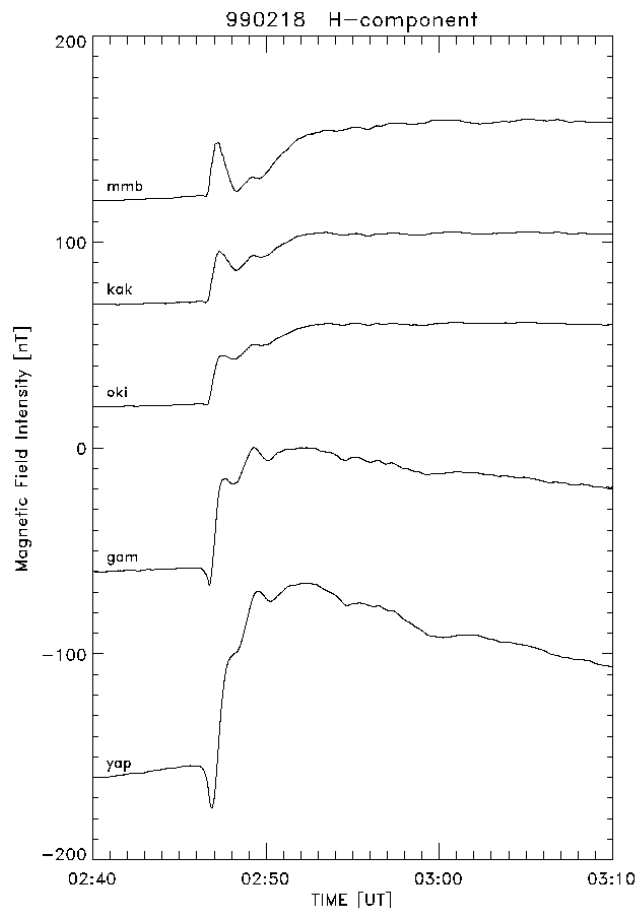


図 1.2-1 日本の子午線上の中緯度 (mmb, kak)、低緯度(oki)、赤道(gam, yap)で正午頃(MLT=UT+9)に観測された SC。PI は中緯度で正の PPI, 赤道で負の PRI で構成され、電離圏電流と沿磁力線電流による強い緯度依存性を示す。(Figure 3 of Kikuchi et al. 2001)

図 1.2-1 の SC は、地磁気 H または X 成分 (B_x) で観測された SC であるが、D 成分または B_y にも PI, MI に対応する変動が観測される。 B_x , B_y で観測された SC を SC_x , SC_y と表わし、北半球と南半球の中緯度から赤道で観測された SC_x , SC_y の例を図 1.2-2 に示す (Kikuchi et al., 2022a)。PI, MI についても同様に、 PI_x , PI_y , MI_x , MI_y と表わす。図 1.2-2 (a) は、北半球の午前 (AM) の UPS での SC_x (+ -) と SC_y (- +)、図 1.2-2 (b) は午後 (PM) の MMB での SC_x (- +) と SC_y (+ -) を示す。北半球の SC_x と SC_y の両方とも午前と午後で非対称である。 PI_x の午前と午後非対称性は、午前と後にそれぞれ反時計回り (counter-clockwise) と時計回り (clockwise) の 2 つ渦 Hall 電流で説明され、 PI_y の午前と午後非対称性は、それぞれ午前と後の北向きと南向きの Pedersen 電流で説明される (図 1.3-2 参照)。 MI_x , y は、PI と同じパターンで逆向きの Hall, Pedersen 電流回路によって説明される。図 1.2-2 (c) (d) は、南半球午前の HER での SC_x (+ +) と SC_y (+ -)、午後の LRM での SC_x (- +) と SC_y (- +) を示す。南半球でも SC_x と SC_y は共に、午前と午後で非対称である。ただし、HER の SC_x は、ほぼ DL で構成され、DP 成分が弱かったと思われるが、 SC_y は SC_y (+ -) である。南北半球間では、LRM の SC_x が MMB の SC_x と同じ極性であるのに対し、 SC_y は、午前と後の両方で、北半球の SC_y と反対の極性である。HER の SC_x (+ +) を除く南半球の SC_x は、北半球のホール電流渦の鏡像である 2 つ渦の Hall 電流で説明でき、 SC_y は、北半球 Pedersen 電流の鏡像である Pedersen 電流で説明される (図 1.3-2)。

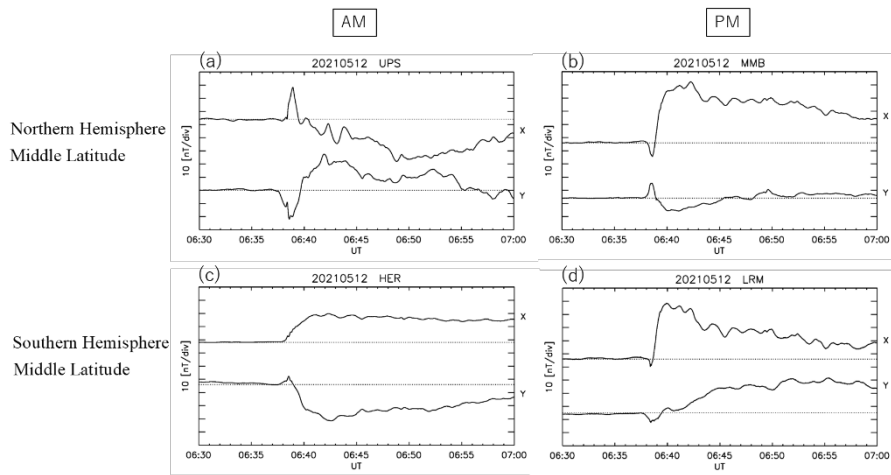


図1.2-2 北半球(a) (b)と南半球(c) (d)の中緯度で、午前 (AM) と午後 (PM) に記録されたSC。UPS、MMB、HER、およびLRMは、それぞれ Uppsala, Memambetsu, Hermanas, and Learmonth, の略語である。(Figure 1 of Kikuchi et al. 2022a)

次に示す図1.2-3は、低緯度のAlibag (ABG, 10.76°GML) と赤道のTirunelveli (TIR, 0.52°GML) の正午 (11.9 MLT) で観測されたSC_xと、TIRとABGのB_xの差として定義されるEEJを示している。ABGでのSC_xは階段状の増加であり、これは磁気圏境界面電流によって引き起こされる典型的なDLである。TIRでのSC_xはSC_x(- +) であり、これは昼間の赤道SCの典型例である (Araki, 1994)。中緯度PI_yの原因となるPedersen電流は、赤道のCowling電流に接続し、Pedersen-Cowling電流回路を形成する (図1.3-2)。同様に、中緯度MI_yは、PI電流と逆向きのCowling-Pedersen電流が原因となる。

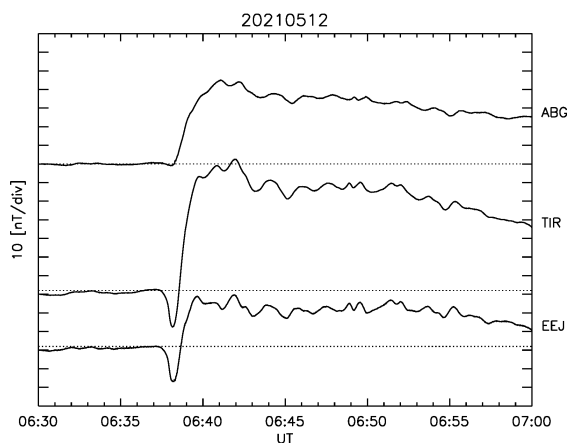


図1.2-3 低緯度のAlibag (ABG) と赤道のTirunelveli (TIR) で記録されたSC_xを示す。EEJは、赤道エレクトロジェットによるSC_xを指し、TIRでのSC_xとABGでのSC_xの差として導き出される。(Figure 2 of Kikuchi et al. 2022a)

高緯度から中緯度の磁場チェーンデータによって、PI, MI沿磁力線電流の存在を知ることができる例を示す。図1.2-4は、07MLT子午線上にあるIMAGE磁力計ステーションでの磁場X成分(左パネル)とY成分(右パネル)である。0445:20sから始まるX成分のPIは、高緯度(HOR-NAL)で負、低緯度(MAS-NUR)で正である。負/正のXは、上向きFACを取り巻く反時計回りのホール電流渦の高緯度/低緯度部分での西向き/東向きの電流によると考えられる。一方、Y成分のPIは、すべての観測点で正である。反時計回りホール電流渦の西側(夜明け側)部分の南向き電流によると考えられる。上向きFACは、BJNの緯度にあり、IMAGE磁力計チェーンの東側に位置していたと推測される。一方、X成分とY成分のPIのピークは、緯度が増加するにつれて最大30秒遅れるが、これは、FAC自体が極方向に移動することによる。

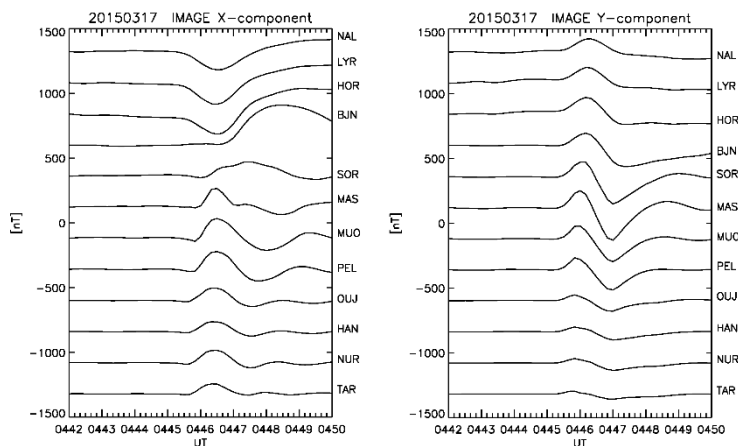


図1.2-4 午前(07 MLT)のIMAGE磁力計チェーンの極冠、Ny Alesund (NAL, 75.25° CGML)から中緯度、Tartu (TAR, 54.47° CGML)で記録されたX成分とY成分。X成分のPIは、低緯度側で正だが、Bear Island (BJN, 71.45° CGML)から高緯度側で負となり、これと対照的に、YのPIはすべてのステーションで正である。(Figure 6 of Kikuchi et al., 2021)

1.3. 磁気圏電離圏電流系

太陽風動圧 (ram pressure)により磁気圏が圧縮されると、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)の一部が増強され、磁気圏赤道面を地球方向に伝搬する compressional mode と、磁力線に平行に伝搬する transverse mode(Alfven mode)が放射される。Compressional mode は磁力線に平行な磁場成分を持ち、磁力線に垂直方向すなわち地球の低緯度方向へ伝搬する。この磁場増加が地上で DL として観測される。磁気圏を構成する磁化プラズマは磁力線に垂直方向には誘電体の性質を持つため(11.3項)、compressional mode 波面には磁力線に垂直に西向きの分極電流(polarization current)が流れる。波面電流は、波面の移動と共に地球方向へ移動し、図1.3-1に示すように、東向きの磁気圏境界電流と閉じる回路を形成する。波面後方の西向き電場 E が磁気圏プラズマを速度 $E \times B / B^2$ で地球方向へ移動させる。このプラズマ運動は、波面電流 J による Lorentz 力 ($J \times B$)により起動される。Compressional mode は夜側磁気圏へも伝搬し (Wilken et al., 1982)、Local timeによらず西向き電場が地球を取り囲むことがAkebono衛星により観測された (Shinbori et al., 2004)。この電場により、内部磁気圏プラズマ全体が地球方向へ移動する、すなわち、内部磁気圏全体が圧縮される。

Transverse mode は磁力線に垂直な磁場成分を持ち、磁力線に沿って極域電離圏へ伝搬する。磁力線沿いに沿磁力線電流(FAC)を伴い、磁場成分はFACを取り囲んで自分自身で閉じる。FACは電荷

の流れを伴う電流であるため、電場成分は磁力線上の電荷に出入りする電位性電場である。このため、1 対の FAC の周辺に広がる双極子型のパターンとなる。極域電離圏へ伝搬した電場は、双極子型電場の等電位線に沿う 2 つ渦の Hall 電流を流す (図 1.3-1 点線)。この結果、高緯度の午前に PPI、午後に PRI が発生する。FAC は中緯度 Pedersen 電流を介して、赤道の西向き Cowling 電流と接続する (実線)。この結果、昼間赤道に PRI が発生し、高緯度午後の PRI と同時に発生する (Araki, 1977)。夜間赤道には、1 桁小さい Cowling 電流が流れ、夜間 PPI が発生する (Araki et al. 1985)。

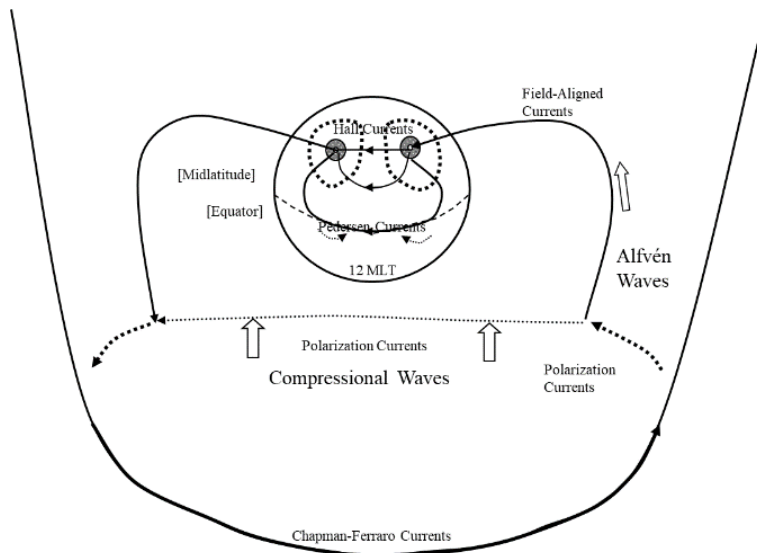


図 1.3-1 磁気圏圧縮時の磁気圏電離圏電流系。磁気圏境界電流 (Chapman-Ferraro current) の一部は赤道面で compressional wave の波面電流 (点線) と閉じる。他の一部は磁力線沿いの FAC を介して transverse wave (Alfvén wave) の波面電流と閉じる。電離圏では FAC の周りに午前と午後で逆向きの Hall 電流渦が形成される (点線)。FAC は中緯度 Pedersen 電流を介して赤道 Pedersen 電流 (Cowling 電流) と閉じる電流回路を形成する (実線)。(Figure 7 of Kikuchi et al. 2001)

図 1.3-2 に、南半球を含む極赤道間の観測を説明する Hall, Pedersen-Cowling 電流回路図を示す。これは、北半球と南半球、および昼間の赤道で観測された PI のグローバルな特性 (図 1.2-2) を説明している。電流回路は、高中緯度で閉じる 2 渦 Hall 電流 (オレンジ色の円) と、FAC (太い青色の矢印) の足元から赤道 Cowling 電流 (黒色の矢印) まで伸びる Pedersen 電流 (青い半円) で構成される。PI の 2 渦電流回路は、地磁気変動から推定された等価電流 (Nagata and Abe, 1955) と基本的に同じである。電離層電流パターンは、オーロラ帯でオーロラ粒子降下により高くなる電気伝導度の影響を受けるが、SC は磁気嵐の前の静かな状況下で発生することが多く、簡略化された 2 渦 Hall 電流渦で理解することができる。南半球電流回路は赤道を挟んで北半球の電流回路の鏡像である。

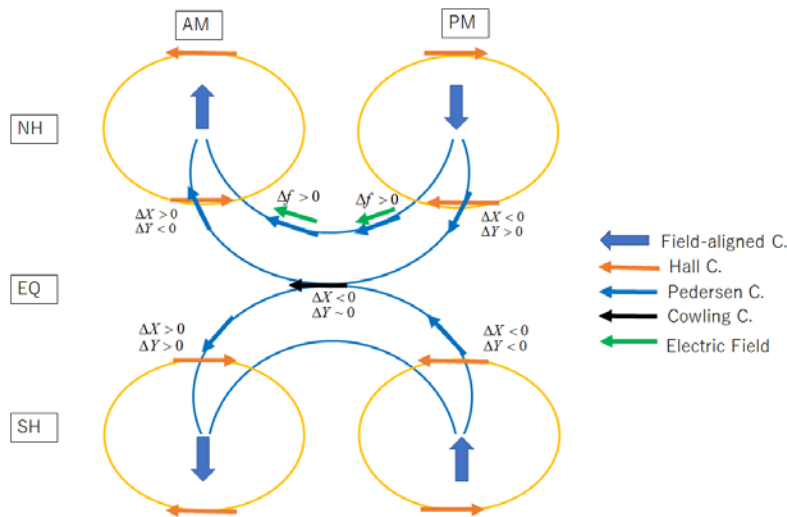


図1.3-2 高中緯度の磁場X成分に現れるPIを説明するHall電流渦（オレンジ色の円）および中緯度Y成分と赤道X成分を説明するPedersen-Cowling電流回路（青い半円と赤道の黒い矢印）。Hall電流は、FAC（太い青い矢印）を取り囲んで、午前中で反時計回り、午後で時計回りに流れる。Pedersen電流は、FACの足元から中緯度電離層を流れて、赤道Cowling電流に接続する。 Δf はHF Doppler周波数を表わし、Pedersen電流に平行な電場（緑色の矢印）による。(Figure 6 of Kikuchi et al., 2022a)

次に、図1.3-3にOKI (17.0° MLAT) の緯度で南北に流れるPedersen電流が赤道Cowling電流と回路を形成することを支持するREPPUモデルによるシミュレーション結果を示す(Kikuchi et al., 2022b)。パネル(a), (b), (c), (d), (e)の縦軸は磁気地方時(MLT)、横軸が経過時間を表わし、それぞれ、東西Hall電流、東西Pedersen電流、南北Hall電流、南北Pedersen電流、および赤道(0.0° MLAT)のPedersen (Cowling)電流の時間変化を示す。太陽風が磁気圏を圧縮した02:07にPIの電流が流れ、その後、02:15までMI電流が流れる。東西電流はPedersen電流(b)よりHall電流(a)が卓越しており、電流の向きは午前で東向き(赤色)、午後から夕方まで西向き(青色)である。午前のPPI、午後のPRIの原因となる電流である。MI電流のMLT依存性はPIのそれと同じで、向きが逆転する。南北電流はPedersen電流(d)がHall電流(c)より卓越しており、午前で北向き、午後で南向きである。このPedersen電流が中緯度のY成分を説明するとともに、昼間赤道の西向きCowling電流(e)と連続する電流回路を形成する。すなわち、シミュレーション結果は、図1.3-2で示した極赤道間の電流回路と整合する。中緯度と赤道の間のPedersen-Cowling電流回路は、エネルギー伝送路としても重要な意味を持つ(Kikuchi et al., 2022a)。

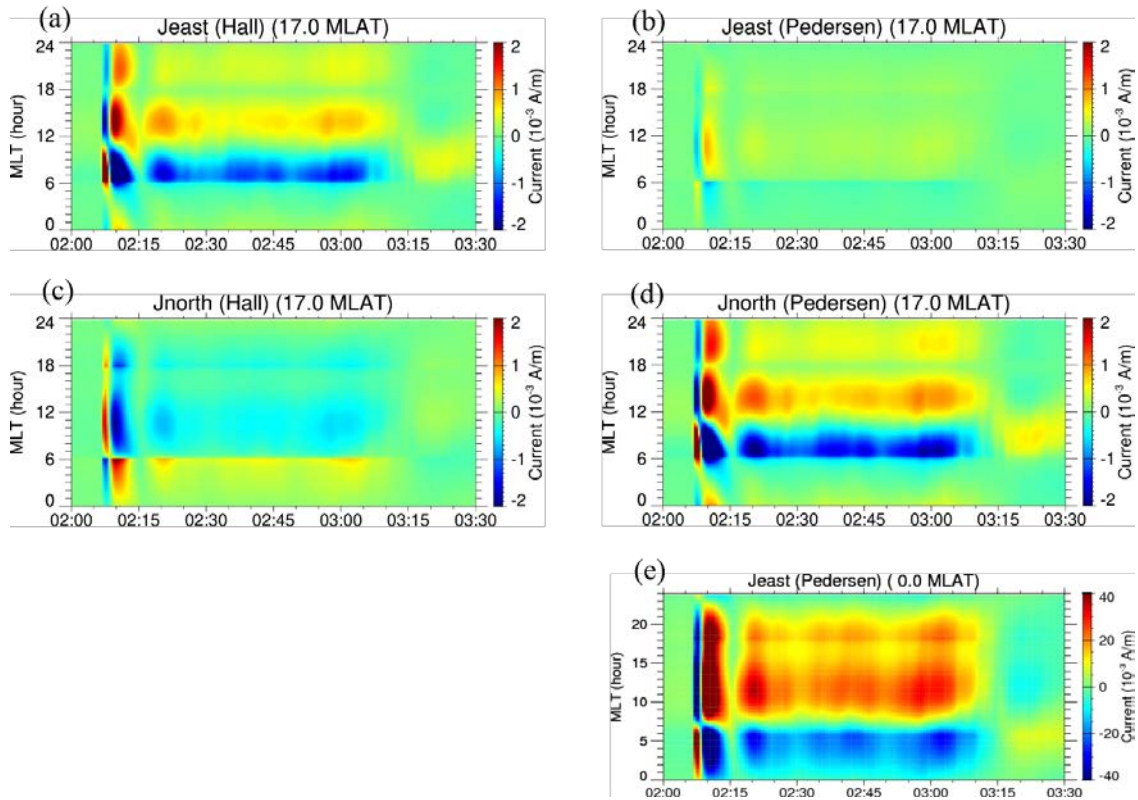


図1.3-3 REPPUグローバルシミュレーションモデルによって再現された低緯度 (17.0° MLAT) での東西Hall電流 (a)、東西Pedersen電流 (b)、南北Hall電流 (c)、南北Pedersen電流 (d)、および赤道Pedersen (Cowling) 電流。横軸は、シミュレーションで使用した時刻 (hh:mm)。 (Figure 7 of Kikuchi et al. 2022b)

2. SC 電場

2.1. 地方時特性と evening anomaly

極域電離圏から中低緯度電離圏へ伝搬する SC の電場は HF Doppler サウンダー (10.1 項) の Doppler 周波数 (SCF: SC-associated HF Doppler frequency) として観測される。Doppler 周波数は、西向き電場による電離圏 F 層プラズマの下降運動により増加し、東向き電場による上昇運動により減少する。SCF は継続時間 1 分と 5-10 分を持つ連続する PFD (preliminary frequency deviation) と MFD (main frequency deviation) で構成され、それぞれ PI, MI 電場である (Kikuchi et al., 1985)。図 2.1-1 に示すように、昼間で SCF (+ -) (図上段)、夜間で SCF (- +) (図下段)、そして夕方で昼間と同じ SCF (+ -) (図中段) である (Kikuchi et al., 2016)。PI, MI 電場は電位性電場であるため、昼間と夜間で逆向きであるが、夕方の電場の向きは昼間と同じである。これを電場の夕方異常 (evening anomaly) と称し、統計的には、図 2.1-2 に示すように、22 時まで SCF (+ -) である (Kikuchi et al., 1985)。夕方異常は、沿磁力線電流を与えて計算したグローバル電離圏電位の、伝導度の昼夜非一様と Hall 効果による朝夕非対称が原因である (Tsunomura, 1999) (2.4 項)。同じ地方時特性は、低軌道衛星 ROCSAT-1 による SC 電場にも見られる (Takahashi et al., 2015)。

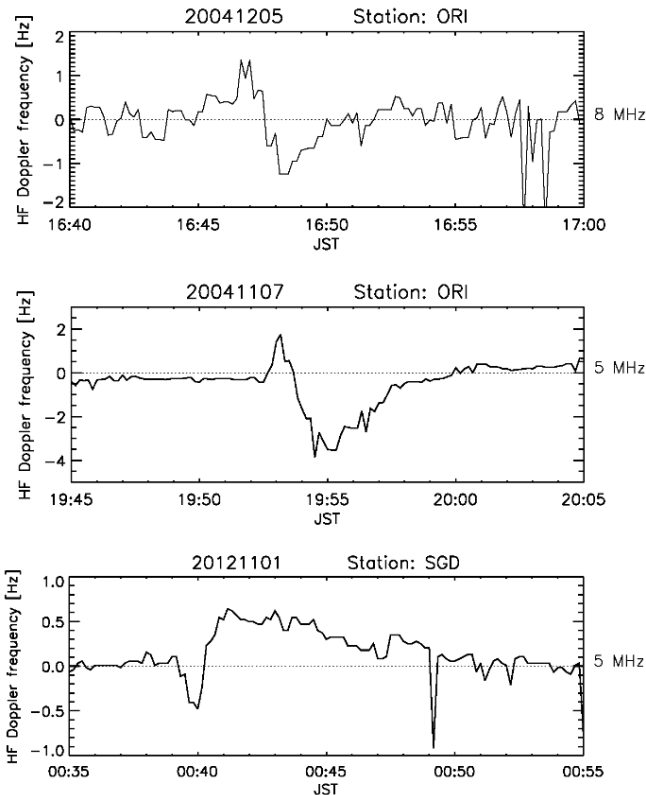


図 2.1-1 SC 電場による HF Doppler 周波数偏移 (SCF) は、PFD(1min)と MFD(> 5min)で構成され、昼間(上段)と夕方(中段)は SCF(+), 夜間は SCF(-) (下段)である。JSTは Japanese Standard Time の略である。(Figure 8 of Kikuchi et al. 2016)

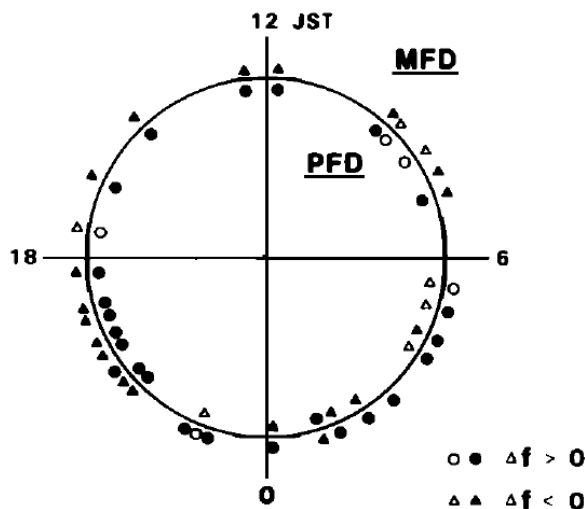


図 2.1-2 SCF の地方時特性。昼間と夕方(06-22h)で、正 PFD、負 MFD で構成される SCF(+ -),そして夜間では SCF(- +)である。(Figure 5 of Kikuchi et al. 1985)

2.2. SC 電場のシミュレーション

図 2.2-1 にグローバルシミュレーション(Tanaka, 2007)により再現された SC の電場を示す(Kikuchi et al., 2016)。中緯度(25°)の昼間(上段)、夕方(中段)、夜間(下段)の電場を示す。再現された PI, MI 電場の継続時間は、それぞれ 1-2min, >5 min、そして、向きは昼夜で逆転し、evening anomaly を伴う。シミュレーションは、観測(図 2.1-1)を正確に再現しており、これを解析することにより SC 電場の性質をより詳しく知ることが可能である。シミュレーションでは、太陽風動

圧増加による PI, MI の沿磁力線電流が再現され、極域電離圏を經由してグローバル E 層に流れる電流の連続式（電位に関する Poisson 方程式）が解かれる。SC 電場が極域電離層から赤道電離層へ流れる電流に付随する電位性電場であることを裏付けている。

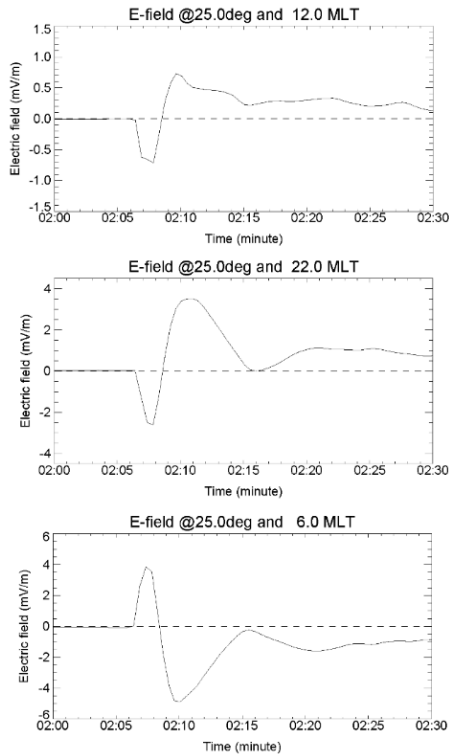


図 2.2-1 グローバル MHD シミュレーションで再現された（上段）昼間、（中段）夕方、（下段）夜間の PI, MI 電場。時間スケールは、それぞれ、1-2, >5 min である。夕方の電場は、昼間と同じ向きで、強度が大きい evening anomaly を示す。（Figure 10 of Kikuchi et al. 2016）

2.3. 対流電場の evening anomaly

Evening anomaly は周期 30-60 分の準周期 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)。DP2 磁場変動は極域と赤道で同期した振動で、IMF の周期振動による磁気圏対流電場の振動が電離圏へ伝搬したものである (Nishida, 1968; Kikuchi et al., 2010)。夕方の DP2 電場は昼間赤道の DP2 磁場と正相関、すなわち、夕方の電場の向きが昼間と同じである (Abdu et al., 1998)。時間スケールは異なるが、SC 電場の性質と類似している。Evening anomaly は、ROCSAT-1 衛星で観測された赤道域の電離圏電場にも現れることが Fejer et al. (2008a) により示された。同様の地方時特性は、C/NOPS 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ことが報告されている (Huang et al., 2015)。このように、中低緯度電離圏電場の evening anomaly は現象の種類に依らず、極域から中低緯度赤道の電離圏で観測される電場の一般的な性質である。

2.4. Evening anomaly のモデル計算

極域電離圏に沿磁力線電流を与え、これがグローバル電離圏へ流入するとして電流の連続式を解いて得られる電場のグローバル分布に、Evening anomaly が現れる (Nopper and Carovillano, 1978; Senior and Blanc, 1984; Tsunomura and Araki, 1984; Tsunomura, 1999)。図 2.4-1 に示す Tsunomura (1999) の例では、高緯度 (30° colatitude)、中緯度 (60°)、赤道 (90°) で evening anomaly が現れる。Evening anomaly は、電離圏電気伝導度の昼夜非一様性と Hall 効果の 2 つの要因により、グローバル電離圏電位分布が朝夕非対称になるためである。

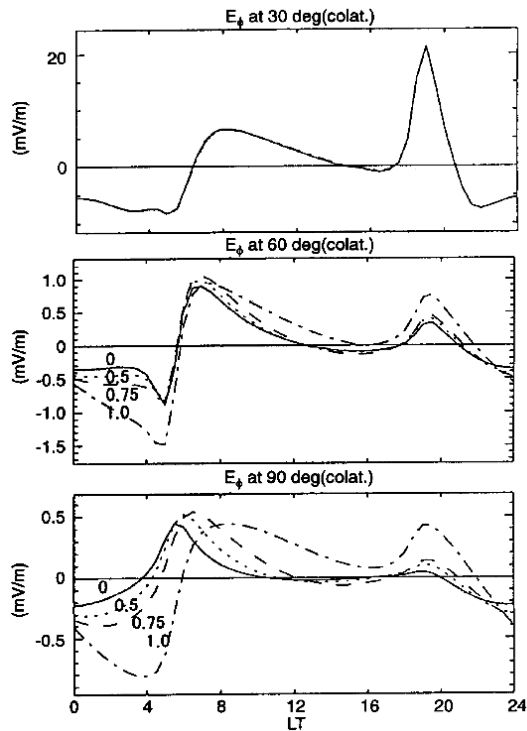


図 2.4-1 極域電離圏に沿磁力線電流を与えて電流の連続式(電位の Poisson 方程式)を解いて得られる東向き電場。上段から高緯度(30° colatitude), 中緯度(60°)、赤道(90°)の電場を示す。電場は Hall term, $\Sigma_{\theta\phi}$ が異なる 4 つの伝導度モデルについて計算された。鎖線(dot-dashed lines)(数値 1.0)がもっとも実際に近く、すべての緯度で evening anomaly が現れる。(Figure 3a of Tsunomura 1999 の右パネル)

図 2.4-2 に磁気圏対流電位のグローバル分布例(Ebihara et al., 2014)を示す。領域 1 型沿磁力線電流(R1FAC)によって与えられた電位は、大まかには、午前半球で正、午後半球で負であるが、正午-真夜中の子午線で対称とならず、負の電位が真夜中過ぎまで張り出す。この非対称の結果、昼間の東向き電場が夕方へ張り出す。極域からの侵入電場の evening anomaly は、静穏時の熱圏ダイナモによる赤道電離圏電場の PRE (pre-reversal enhancement) (Woodman, 1970; Fejer et al., 2008b) と酷似している。Richmond et al. (2003)は、侵入電場と熱圏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。SC, DP2、熱圏ダイナモなど成因は異なるが、evening anomaly はグローバルな電位性電場に共通する性質である。

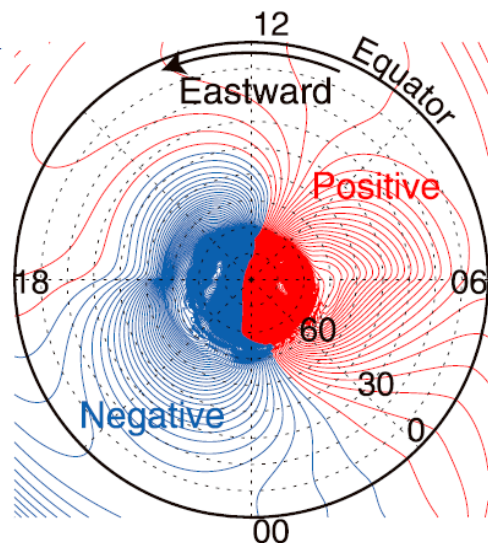


図 2.4-2 グローバルシミュレーションで計算された電離圏電位分布。領域 1 型沿磁力線電流と共に生成された正負の電位が極域電離圏へ伝搬し、さらにグローバル電離圏に広がる。電位はおおまかに、午前が正、午後が負の 2 つ渦の分布を示すが、夕方側の負のポテンシャルが真夜中過ぎまで張り出す。高緯度から赤道まで広がる電位分布の朝夕非対称が evening anomaly の原因である。(extracted from Figure 5 of Ebihara et al. 2014)

3. PI 電場・磁場のグローバル同時性

3.1. PI 磁場の極赤道同時性

【極赤道同時性の発見】

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 (Nishida and Jacobs, 1962; Rastogi and Sastri, 1974; Araki, 1977)。図 3.1-1 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 (10s) で観測された PI の緯度特性を示す (Araki, 1977)。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 (記録紙の端に達すると反対側の端にシフトする)。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。その当時、極域 PI と赤道 PI は、異なる経路を伝搬する Compressional MHD mode から変換された transverse mode で説明された (Tamao, 1964b) (4.2 項)。しかし、極赤道の同時性 (Araki, 1977) は、PI がグローバル電離層電流系によることを示唆した。5.3 項で詳述する地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) の TM_0 mode の光速度伝搬がこれを可能にする (Kikuchi, Araki et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979b)。

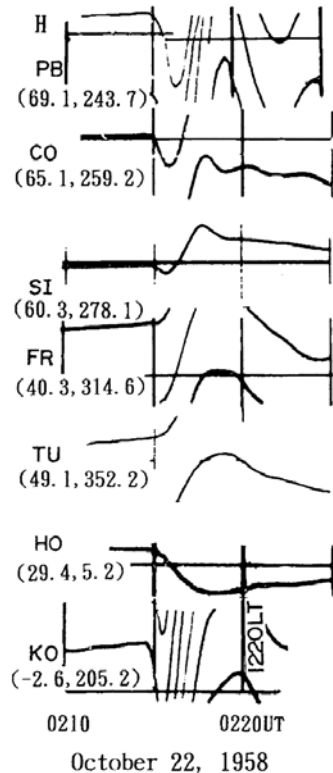


図 3.1-1 SC は高緯度 (PB, CO) で (-+), 低緯度 (TU) で (+), 赤道 (KO) で再び (-+) である。PI の振幅は緯度の低下と共に減少し、低緯度でゼロであるが赤道で増大する。PI は、高緯度から赤道にかけて 10 秒の精度で同時に開始し、時間変化が酷似する。(Figure 7 of Araki 1977)

【南北両半球の極赤道同時性】

図 3.1-2 は、南北両半球の高緯度から赤道で、 B_x (実線) または B_y (破線) で観測された PI を示す。PI の明確な開始を示すために、TJO と EEJ で B_x をプロットし、UPS, LRM, SYO で B_y を示した。LRM は 5 倍に拡大している。また、成分により開始時刻が異なる場合のあることを示すために、UPS の B_x を示す。X 成分または Y 成分 (PI_x/PI_y) の開始は、南北両半球のオーロラ帯 (TJO, SYO) だけでなく、中緯度および赤道で 0637 : 30s UT (縦の点線) で開始した。地球規模で、数秒の精度で同時である。これにより、高緯度から赤道への電離層 Hall 電流と Pedersen-Cowling 電流回路がほぼ瞬時

に完成することがわかる。この観測は、電離層電流が地球電離層導波管/伝送線 (Kikuchi, Araki et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979; Kikuchi, 2014) を光速で流れることを支持している。

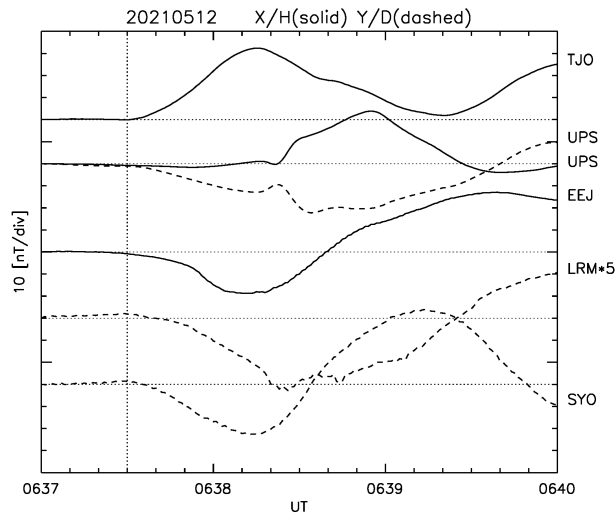


図 3.1.-2 PIx (実線) と PIy (破線) の拡大プロット。LRMは、視認性を高めるために5倍に拡大されている。水平の点線は、開始の視認性を高めるためにイベント前のレベルを示す。(Figure 3 of Kikuchi et al. 2022a)

3.2. PI 電場・磁場のグローバル同時性

中緯度夜間のPI電場が高緯度PIと同時(10s)に開始することが、中緯度HF Doppler サウンダーにより観測された(Kikuchi, 1986)。HF Doppler 観測のすぐ近くの磁力計は、夜間の電離層電流効果が小さいため、PIを観測しない。しかし、電離圏電場はHF Doppler サウンダーで観測される強度を持っており、Araki(1977)が示した昼間赤道へ瞬時伝搬する電場が夜間で観測された。さらに、PI電場が昼半球と夜半球へ瞬時に伝搬することが、昼間の日本 Sugadaira (SGD, 1345 MLT)、台湾 Zhongli (ZHL, 1250 MLT)と、夜間のチェコ Prague (PRG, 0545MLT)、アルゼンチン Tucuman (TCM, 0025MLT)のHF Doppler サウンダーにより観測された(Kikuchi et al., 2021a)。また、極と赤道の磁力計は同時に発達したグローバル電流系を観測した。図 3.2-1 は世界4地点のHF Doppler サウンダーで観測されたSCFを示す。PFDは、0445:20sUTに夜側で減少し、昼間で増加した。PFDは0445:40-50sUTにピークに達し、その後続くMFD(夜側/昼側で正/負)は0446:40-60sUTにピークに達した。PFD開始は昼と夜でデータの精度(10秒)で同時である。これに加えて、HF Doppler サウンダーによる世界同時観測は、PIとMI電場が昼と夜で逆向きになる、すなわち、夕朝方向の電位性電場が昼半球と夜半球へ同時に伝搬することを証明した。

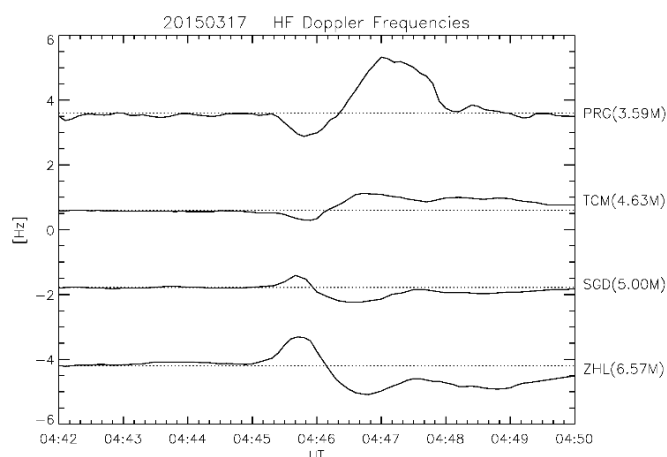


図 3.2-1 SC 時の昼と夜の HF Doppler 周波数同時観測。Prague (PRG), Tucuman (TCM) は夜側 (0545, 0025 MLT)、Sugadaira (SGD), Zhongli (ZHL) は昼側 (1345, 1250 MLT) であった。負の Doppler 周波数は東向き電場により、正の Doppler 周波数は西向き電場による。(Figure 2 of Kikuchi et al. 2021a)

図 3.2-2 上段 (実線) は、SC 時に Husafell (HUS), Iceland (0410 MLT)、College (CMO), Alaska (1730 MLT) で観測された負 PI と正 MI を示す。PI の上向き沿磁力線電流が午前 (10 MLT) のオーロラ帯にあるとすると (Fujita et al. 2003a)、夜明け前に位置する HUS の Biot-Savart's law で計算される磁場 X, Y 成分は負、正である。昼間側では DP2 型電離層電流が流れるために (Araki 1994)、CMO の X 成分は負である。HUS, CMO は地方時が 11 時間離れているが、両観測点の PI は中低緯度 PFD と同時に開始した (0445 : 20s UT)。図 3.2-2 下段は、中低緯度の Memambetsu (MMB), Kakioka (KAK), Kanoya (KNY) と赤道 Phuket (PKT) で観測された SC を示す。PKT の PI は、SGD と ZHL の PFD と同時 (0445 : 20s UT) に開始し、0445 : 50s UT に、ピークに達した。これらのデータから、PI の電位・電流が高緯度の昼と夜、そして極から赤道へ瞬時に伝搬すると結論づけられる。中緯度電離圏で観測される電場は、極赤道電離圏電流に伴う電位性電場である。注意すべき点は、PI の継

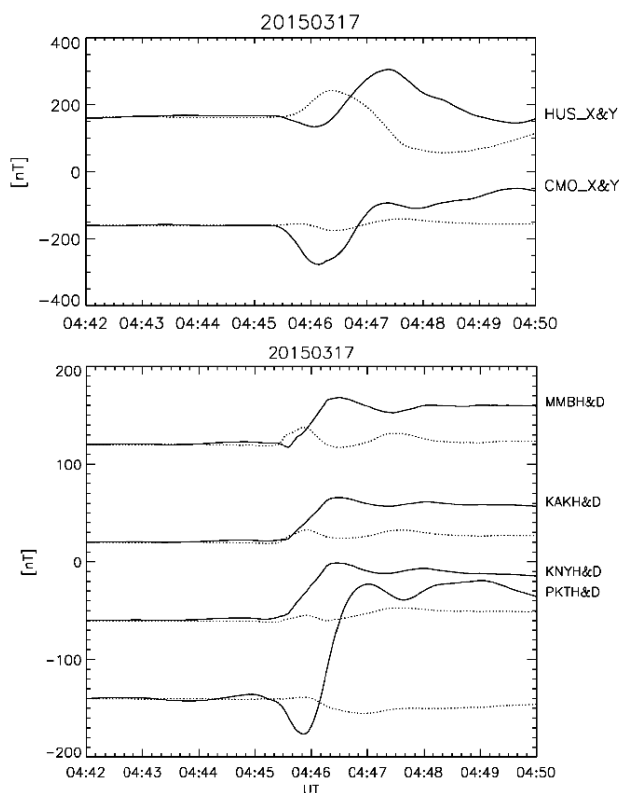


図 3.2-2 (上段) Husafell, Iceland (HUS, 0410 MLT)、College, Alaska (CMO, 1730 MLT) で観測された地磁気 X 成分 (実線)、Y 成分 (点線) (Figure 4 of Kikuchi et al. 2021a)。(下段) 中緯度 Memambetsu (MMB, 35.72° GML), Kakioka (KAK, 27.76° GML), Kanoya (KNY, 22.30° GML), Japan (14 MLT) と赤道 Phuket, Thailand (PKT, -1.53° GML) (11 MLT) で観測された H 成分 (実線) と D 成分 (点線) (Figure 5 of Kikuchi et al., 2021a)。赤道では DL に PI, MI が重畳する。

続時間が高緯度で長く、中低緯度で短い。中低緯度ではDLとDP、FACの磁場効果が重畳しており、それぞれの成分の大きが継続時間を決める(Kikuchi and Araki, 2002)。磁気圏電流と電離層 Hall, Pedersen 電流を再現したグローバルシミュレーションは、SC 磁場が緯度と地方時に大きく依存する特性を再現している(Tanaka et al. 2020)。

3.3. 赤道磁気 impulse ピークの遅れ

赤道で観測された磁気インパルスのピークが高緯度に比べて 10 秒以上遅れることが報告された(Kikuchi et al., 1996)。図 3.3-1 に示すように、高緯度 NurmiJarvi で 100 秒の時間スケールを持つインパルスが、同じ時間帯の赤道 Mokolo で 10 秒以上遅れて観測された。このほか、赤道 PI が ROCSAT-1 衛星で観測された中緯度 PI 電場の開始から 20 秒程度遅れることが報告された(Takahashi et al., 2015)。電気伝導度が大きい赤道電離層を流れる電流が、準定常状態に達するのに必要な時間(時定数)のために、ピークが遅延するためである(8.3項)。

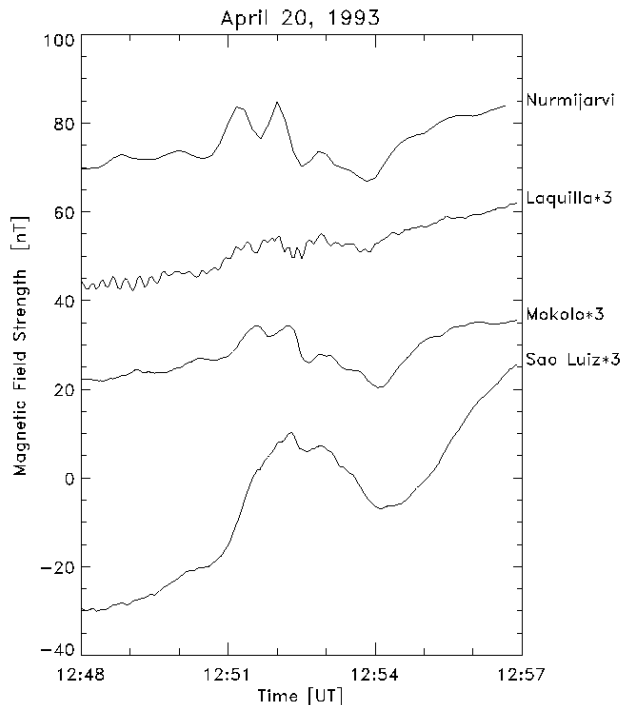


図 3.3-1 高緯度 NurmiJarvi、中緯度 Laquilla (laq)、赤道 Mokolo、赤道 Sao Luiz で観測された 100 秒の時間スケールを持つ磁気インパルス。高緯度と中緯度は同時であるが、Mokolo で 10 秒遅れる。Sao Luiz の磁場は大きく変形しているが、10 秒以上の遅れを示す。見やすくするために、中緯度と赤道の振幅を 3 倍にした。(Figure 8 of Kikuchi et al. 1996)

3.4. 電離圏から内部磁気圏への伝搬

SC の電場が電離圏から磁気圏へ伝搬することが、衛星観測により捉えられた。図 3.4-1 は、SC 時に Cluster 衛星 C1, C3 が磁気圏尾部 (lobe) の dawn sector で観測した磁場(a), (d); 電場(b), (e); Poynting flux(c), (f)を示す。縦線で挟まれた PI の時間帯で磁力線に沿う Poynting flux(P_{\parallel} , 赤色)が上向き、すなわち、電離圏から磁気圏への流出を示す。こののちの MI フェーズは下向きのポインティングフラックスが優勢である。主要なエネルギーは磁気圏から電離圏へ流れたことを示す。上向き Poynting flux のメカニズムは 5.4 節で説明する。

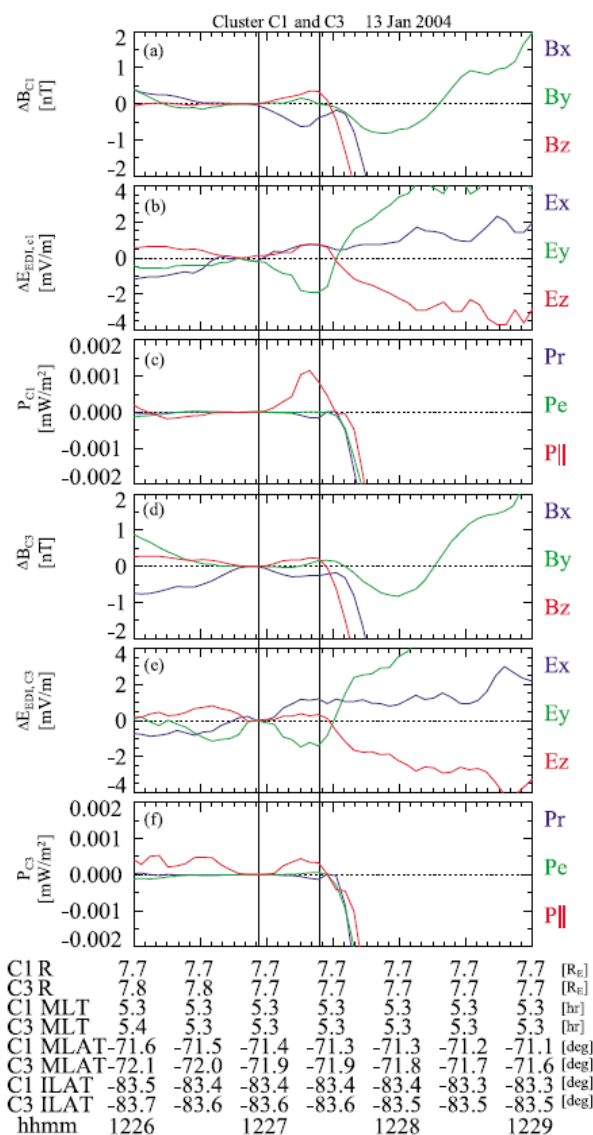


図 3.4-1 Cluster 衛星 C1 と C3 が観測した磁場 B(a),(d)、電場 E(b)(e)、Poynting flux P(c)(f)。衛星は lobe の南半球にあった。1 本目の縦線が PI 開始を示す。正の Poynting flux ($P_{||}$)は電離圏から磁気圏へのエネルギー流を示す。(Figure 3 of Nishimura et al. 2010)

3.5. DP2, Pc5 の電場・磁場

極域と赤道で同時に現れる周期 30 分～90 分の準周期 DP2 磁場変動 (Nishida, 1968b)は、PI と同様の性質を持つ。図 3.5-1 は、高緯度 Nurmijarvi と磁気赤道 Mokolo で観測された 40 分周期の DP2 磁場変動を示す (Kikuchi et al., 1996)。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、PI の極赤道同時性と同様に、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。地球電離層導波管 TM_0 mode 伝搬 (5.3 項) によって説明される。Nishida (1968b)が解析したデータの精度は赤道で 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とされた。しかし、高時間分解能データによる高い相関は、電離圏レベルを極から赤道へ伝搬するメカニズムを支持する。

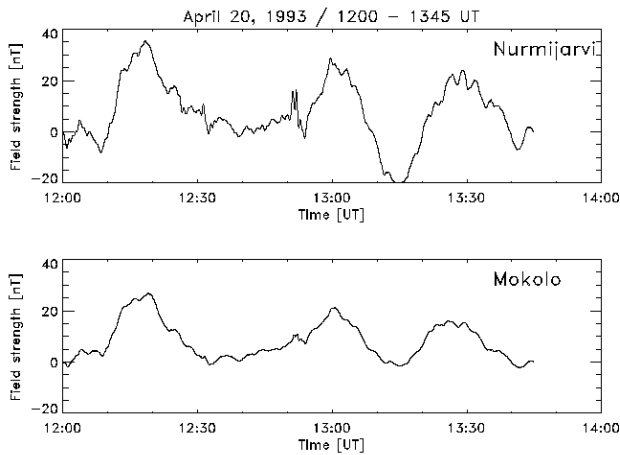


図 3.5-1 サブオーロラ帯(Nurmijarvi)と赤道(Mokolo)で観測された準周期 DP2 磁場変動。背景のゆっくりした変動を除去すると、25秒の時間精度で相関係数が 0.9 である。(Figure 4 of Kikuchi et al. 1996)

Pc5 地磁気脈動について、PI と同様に、極と赤道で同時に発生し、その電流系も同じであることが示された(Motoba et al., 2002)。図 3.5-2 (上段) は、午後のオーロラ帯の Schefferville (SFV, corrected geomagnetic latitude = 64.5°, 14 MLT) の X 成分、図 (下段) は赤道午後の Sao Luiz (SLZ, 0.5°, 15 MLT)、Ancon (ANC, 1.5°, 13.2 MLT) の H 成分を示す。1834~1900 UT の Pc5 (周期 6 分) が極と赤道で同相であった。この結果は、PI と同様に、Pc5 の電離層電流が極から赤道へ伝送されたことを示す。

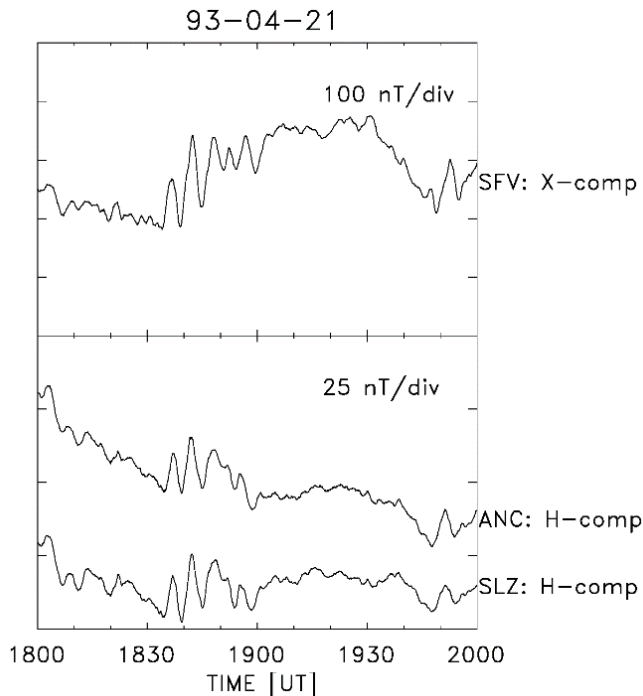


図 3.5-2 April 21, 1993, 1834~1900 UT に発生した Pc5。(上段)オーロラ帯 Schefferville (SFV) の X 成分、(下段)磁気赤道 Sao Luis (SLZ)、Ancon (ANC) の H 成分。6 分周期の Pc5 がオーロラ帯と磁気赤道で同時に発生した。(Figure.2 of Motoba et al. 2002)

また、中緯度の HF Doppler サウンダーにより観測された Pc5 電場は、赤道ジェット電流と相関する(Motoba et al., 2003)。図 3.5-3 (上段) は、ほぼ同じ子午線に沿った低緯度 KAK (7.5 MLT) および赤道 PON (8.5 MLT)、夕方の赤道 ANC (17.5 MLT) で発生した 14 分周期の Pc5 を示す。Pc5 は、赤道 PON で KAK より振幅が大きい equatorial enhancement を示す。図下段は、東京調布(Chofu, 7.5 MLT)の HF Doppler サウンダーで観測された Pc5 時のドップラー周波数を示す。昼間中緯度のドップラー周波数と赤道ジェット電流の相関係数は 2214~2234 UT で-0.81、2239~2309UT で-0.73 であった。位相関係が逆であることは、中緯度電場と赤道電流が同じ向きであることを意味する。極赤道の磁場変動と中緯度電離圏電場の同時性は、PI(Kikuchi et al., 2021a)だけでなく、sub-storm でも確認された(Hashimoto et al., 2017)。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ことを示している。中緯度電離圏の電場は、極から赤道の電流回路によって伝送される電位性電場である。また、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の役割を果たしている (8.3 項)

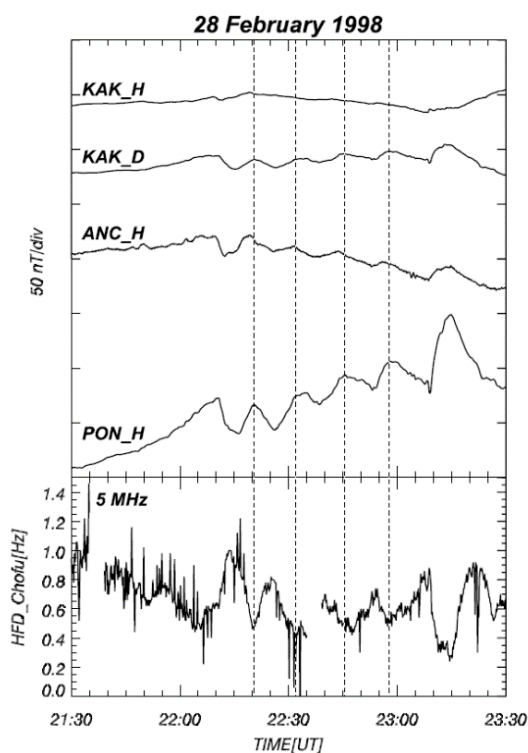


図 3.5-3 (上段) 磁気赤道 Pohnpei (PON, 8.5 MLT)、Ancon (ANC, 17.5 MLT)、低緯度 Kakioka (KAK, 7.5 MLT)で観測された Pc5。(下段) 東京 Chofu (7.5 MLT)で観測された Doppler 周波数。(Figure 2 of Motoba et al. 2004)

4. 磁気圏から電離圏への波動伝搬

4.0. 電流回路と伝搬波

電磁エネルギーは電流回路で伝送されるが、伝送を担うのは、往復する電流が流れる 1 対の導線周辺の空間を伝搬する波動である。導線間の空間を伝搬する電場 E 、磁場 H は直交しており、Poynting flux $S=E \times H$ がエネルギーの流れを表す。磁気圏の電流回路は 1 対の沿磁力線電流が流れる磁力線対で構成され、電離圏の E 層電流は、地面を流れる電流と電流対を構成する。ここで重要なことは、電離層電流が極から赤道へ瞬時に、すなわち、光速度で流れるのは、Poynting flux が E 層と地面では含まれる中性大気領域(電磁氣的に真空)を伝搬する電磁波だからである。この極赤道間の伝搬路は Kikuchi, Araki et al. (1978), Kikuchi and Araki (1979b)により発見された。磁気圏から赤道を含むグローバル電離圏へエネルギーを輸送する重要な回路である。

磁気圏の伝送路を伝搬する波動は、沿磁力線電流を含む平面を伝搬面として、これに垂直な磁場を持つ TM mode (transverse magnetic mode) である。Tamao(1964a)の PT mode (pure transverse mode) である。一方、Compressional mode の磁場成分は、磁力線に平行である。Tamao(1964b)は、高緯度 PI の原因である Hall 電流渦が compressional mode の波面で生まれる transverse mode (CT mode: converted transverse mode) によって流れると説明した。しかし、Hall 電流は常に Pedersen 電流を伴うために、Hall 電流を流す波動は、Pedersen 電流を供給する波動でなければならない。これを可能にするのは、磁気圏の compressional mode ではなく、極域から水平に伝搬する地球電離層導波管のゼロ次 TM(TM₀) mode である(5.3 項)。TM₀ mode は、E 層と地面の間の空間を光速度で伝搬し、E 層の電位を赤道方向へ伝送する。地球電離層導波管はロスを伴う伝送線に置換することができ、TM₀ mode は伝送線の TEM mode と等価である(Kikuchi, 2014)。中緯度 HF Doppler サウンダーや赤道 IS レーダーで観測される電離圏 F 層の水平電場は、TM₀ mode が伝送する E 層電位が磁力線沿いに F 層へ伝搬し、その水平勾配として導かれる電位性電場である。磁気圏から compressional mode によって直接伝搬したものではない。

次項以下では、まず磁気圏境界電流によってつくられる磁場増加 DL 成分を輸送する compressional mode と、電位と沿磁力線電流を輸送する transverse mode を Tamao(1964a)によって説明する。次に、HF Doppler サウンダーで観測される電場が compressional mode によらず、赤道 EEJ を含む電離層電流と共に伝搬する電場であることを説明する。沿磁力線電流の生成は、グローバルシミュレーションの結果を引用して説明する。

4.1. Compressional mode の生成と伝搬

SC 時には太陽風動圧増加(ram pressure)により、それまで磁気圏境界面で閉じていた Chapman-Ferraro 電流(定常的な磁気圏の形状をつくる電流)が過渡的に前面でのみ強められ、余剰電流 J が発生する。余剰電流は地球磁場に垂直で、その周辺に、Ampere 則($J = \nabla \times B / \mu$)により地球磁場に平行な磁場 b_{\parallel} と垂直な b_{\perp} を造る。このうち、 b_{\parallel} は磁気圏赤道面を compressional mode 波(圧縮性磁気流体波)として伝搬する。Compressional mode は低緯度電離圏へ伝搬し、地上に達した b_{\parallel} は、階段状の磁場増加 DL として観測される。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 $E \times B$ プラズマドリフトは地球向きで、磁気圏全体を圧縮する(Shinbori et al. 2004)。急激な磁場増加が compressional mode として伝搬したあとは、時間の経過と共に長周期成分が寄与するため、Biot-Savart's law で記述される磁場が支配的になる(11.10 項)。

Tamao(1964a)にしたがって、磁気圏内の波動伝搬を定式化する。磁気圏境界に ram pressure($F = \rho v^2$)が作用すると、磁力線(z 方向)に垂直な電流 $F \times B / B^2$ が流れ、電流がつくる磁気ポテンシャル(A)は、次の方程式で表わされる伝搬をする。

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

ここで、 μ_0 、 V_A は透磁率、Alfven 速度を表す。式(1)は、磁力線に垂直方向と平行方向へ伝搬する2つのモードに分けられ、式(1)に rot と div を作用させて得られる次式(2) (3)で記述される。

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

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot A_{\perp} = -\mu_0 \nabla \cdot \left(\frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (3)$$

式(2)は、 $b_z = \nabla_z \times A_{\perp}$ が、compressional mode として、地球方向へ3次元伝搬することを表す。磁化プラズマは磁力線に垂直方向には誘電体であるため(10.3 節)、Compressional mode の波面には地球磁場に垂直な西向き分極電流(polarization current) ($\nabla_{\perp} \times h_z$) が流れ、磁気圏境界電流と閉じる回路を形成する(図 1.3-1)。

SCは、開始の立ち上がり時間が1-5分の非周期変動である(図1.2-1)。Alfven速度を1000 km/sとすると、この時間内に波面が通過する空間スケールは60,000-300,000kmとなる。このスケールを1/4波長とする波の波長は200,000km以上になり、波長より小さい磁気圏(<100,000km)内で波動の扱いが困難となる(11.10項)。したがって、地上で観測されるDLは、その大部分が磁気圏境界電流によるBiot-Savart則に従う磁場と見ることができる。

4.2. Compressional mode と沿磁力線電流

過去において、compressional modeがE層電流を増加させることにより、PIの発生(Tamao1964b)、MIのequatorial enhancement(Jacobs and Watanabe 1963)、そしてDP2赤道電流(Nishida, 1968ab)が説明された。Tamao(1964a)は、compressional modeの波面電流を電流源とするCT(converted transverse) modeがtransverse modeを発生させ、これが磁力線沿いに電離圏へ伝搬し、高緯度PIのHall電流渦をつくと説明した。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、ドリフト速度の差がHall電流となり、電場方向のイオン運動がPedersen電流となる。したがって、Hall電流にはPedersen電流が伴っており、これを供給するFACが必要である。

Tamao(1964a)は2種類のtransverse mode(pure transverse, converted transverse mode)の伝搬を、4.1.の式(1)右辺の電流項($-\frac{\mu_0}{B^2} \mathbf{F} \times \mathbf{B}$)にcompressional modeで伝搬する \mathbf{h}_z の波面電流を加えることで、次式のように表した。

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

この式にDivを作用させると、 $\nabla \cdot (\nabla_\perp \times \mathbf{h}_z) = 0$ であるので、式(1)は4.1.の式(3) $\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot \mathbf{A}_\perp = -\mu_0 \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} \right)$ に帰着する。したがって、波面電流を電流源とするtransverse modeすなわちCT modeは、沿磁力線電流を伴わない。これに関して、Tamao(1964b, p19)において、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、電荷を伴わないmodeである。沿磁力線電流は電荷移動を伴う電流であり、CT modeはこの要求を満たさない(11.7項)。Compressional mode波面でのmode変換にはもう一つ難点がある。波面を二次元表示する場合、線で描かれることが多い。しかし、実際の波面には厚みがある。SCの立ち上がり時間を100秒とし、Alfven速度1000km/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、mode変換の場所を特定することができない。

4.3. SC時の非圧縮性電離圏の振る舞い

SCのequatorial enhancementは、Jacobs and Watanabe(1963)により、compressional modeが背景のEEJを強める結果と説明された。電離圏がcompressional modeにより圧縮される結果、電子が降下し、EEJが流れるE層の電子密度を増加させる結果であるとの仮説である。しかし、HF Doppler観測によると、昼間の電離圏プラズマは、compressional modeの到来によるDLの時間帯で下降運動をせず、逆に上昇運動する(Kikuchi et al., 2016)。図4.3-1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サウンダーが観測した電離圏プラズマ運動は、下降ではなく上昇運動である(図上段)。上昇運動させる電場は東向きであり、compressional modeの西向きと逆である。Compressional mode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。この結果、F 層プラズマは圧縮されない (4.4 項)。これは、電離圏が非圧縮性であることを意味する。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)と比例する。中緯度 F 層の東向き電場が赤道まで流れる電離層電流に付随したポテンシャル電場であることを示している。SC と同じ時間スケールを持つ ULF 波動に対して、高緯度電離圏が非圧縮性であることが Kivelson and Southwood (1988)によって議論されている。

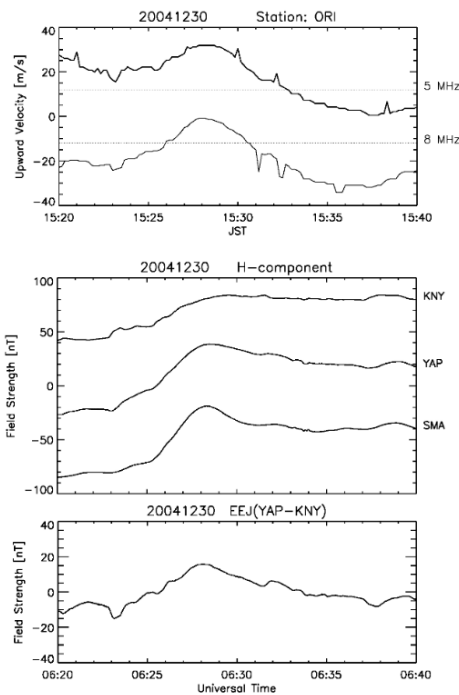


図 4.3-1 (上段) SC 時に日本 Oarai (ORI) の HF Doppler サウンダーで観測された昼間電離圏の上昇運動。(中段)日本 Kanoya (KNY), ミクロネシア YAP, ブラジル Santa Maria (SMA) で観測された SC。(下段) YAP から KNY を引いて得られた赤道ジェット電流 (EEJ)。(Figure 2 of Kikuchi et al. 2016)

4.4. 電離圏への compressional mode 入射モデル計算

Compressional mode の電場が F 層を圧縮できないことを、簡単なモデル計算で示す。電離圏 F 層は電離大気と中性大気の衝突が無視できない部分電離プラズマの性質を持つが、導体になるか MHD 媒質となるかは、変動の周期に依存する (Watanabe, 1962)。SC の時間スケールでは、F 層は MHD 媒質、E 層は導体として振る舞う (Kikuchi and Araki, 1979a)。

E 層(電気伝導度 σ)中の伝搬は次の拡散方程式で記述される (x :北向き, y :東向き, z :下向き)。

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

SC の立ち上がり時間 (rise time, $t_0 = 5$ 分)として、 B_x を、図 4.4-1 上段左に示すように、 B_0 (25 nT) へ単調増加する次式の関数で近似する。

$$B_x [t] = \frac{B_0}{t_0} \{t \cdot U[t] - (t - t_0) U[t - t_0]\}. \quad (2)$$

Alfven 速度を 1000 km/s とすると、波動インピーダンス $Z_0 = E_y / H_x = \mu_0 V_A$ の関係より、磁気圏の E_y は 25 mV/m である (図上段右)。Laplace 変換(11.1 項)を使って式 (1)を(2)の条件下で解くと、 B_x , E_y が次式のように得られる。

$$B_x = 2 \frac{B_0}{t_0} \left(\left(t + \frac{1}{2} z^2 \mu_0 \sigma - \frac{z}{V_A} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{z \sqrt{\mu_0 \sigma}}{2 \sqrt{t}} \right) U[t] - \left(z \sqrt{\mu_0 \sigma} + \frac{2}{V_A \sqrt{\mu_0 \sigma}} \right) \sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2 \mu_0 \sigma}{4t}} U[t] \right. \\ \left. - \left(t - t_0 + \frac{1}{2} z^2 \mu_0 \sigma - \frac{z}{V_A} \right) \operatorname{erfc} \left[\frac{z \sqrt{\mu_0 \sigma}}{2 \sqrt{t - t_0}} \right] U[t - t_0] + \left(z \sqrt{\mu_0 \sigma} + \frac{2}{V_A \sqrt{\mu_0 \sigma}} \right) \sqrt{\frac{t - t_0}{\pi}} e^{-\frac{z^2 \mu_0 \sigma}{4(t - t_0)}} U[t - t_0] \right) \quad (3)$$

$$E_y = -2 \frac{B_0}{t_0} \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \sigma}} \left(\left(z \sqrt{\mu_0 \sigma} - \frac{1}{V_A \sqrt{\mu_0 \sigma}} \right) \operatorname{erfc} \left[\frac{z \sqrt{\mu_0 \sigma}}{2 \sqrt{t}} \right] U[t] + 2 \sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{z^2 \mu_0 \sigma}{4t}} U[t] \right. \\ \left. - \left(z \sqrt{\mu_0 \sigma} - \frac{1}{V_A \sqrt{\mu_0 \sigma}} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{z \sqrt{\mu_0 \sigma}}{2 \sqrt{t - t_0}} \right) U[t - t_0] - 2 \sqrt{\frac{t - t_0}{\pi}} e^{-\frac{z^2 \mu_0 \sigma}{4(t - t_0)}} U[t - t_0] \right) \quad (4)$$

$\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$ [mho/m]として、計算したE層上端($z=0$)の B_x を図4.4-1下段左(実線)、 E_y を下段右に示す。磁気圏を伝搬した磁場(破線)がE層上端で反射により2倍になる一方、電場は0.15mV/m以下となり、磁気圏を伝搬する波動電場の1/100以下の強度となる。導体である地球 $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$ への入射を考慮すると、この電場は1/1000以下になる。E層とF層の境界に平行な電場は連続であるので、E層上端の電場はF層の電場に等しい。この結果、compressional modeの電場は、F層において磁気圏の電場の100分の1以下となり、F層プラズマを下降運動させることができない。一方、 B_x は電離圏を拡散 mode で伝搬して地上に達し、DLとして観測される。拡散による時間遅れは数秒程度である(Kikuchi and Araki, 1979a)。

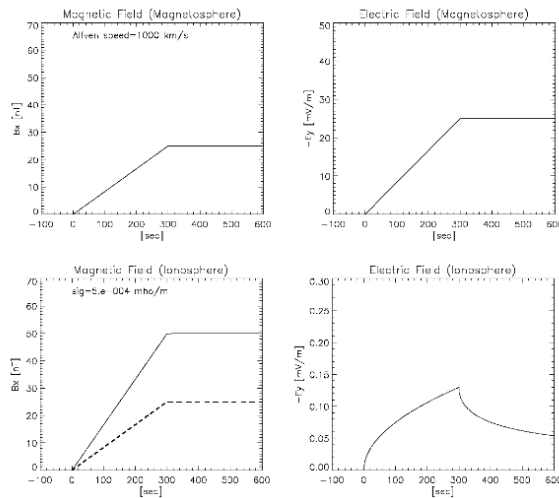


図4.4-1 Compressional modeのE層入射のモデル計算。磁気圏を伝搬するSCを模した入射磁場(上段左)と波動電場(上段右)。電離圏E層($\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$ [mho/m])で反射を受け2倍になった磁場(下段左実線)と入射磁場(破線)。反射により1/100以下の強度になった電場(下段右)。(Figure 11 of Kikuchi et al. 2016)

電離圏に平行な電場が抑制される結果、compressional modeの電場は大きく曲げられ、電離圏に垂直になる。波動が電離圏に到達した時に予想される電流と電場を図4.4-2に模式的に示す。図の実線は、磁気圏境界電流と電離圏電流が波面の分極電流と連続する電流回路を示す。電場(破線)は磁気圏内で波面電流と同じ向きで、電離圏に近づくにつれて平行成分が減殺され垂直成分が卓越する。プラズマ運動(白抜き矢印)は、電場に垂直であるために、磁気圏では地球方向だが、電離圏ではこれに平行になる。この結果、電離圏プラズマを圧縮しない。

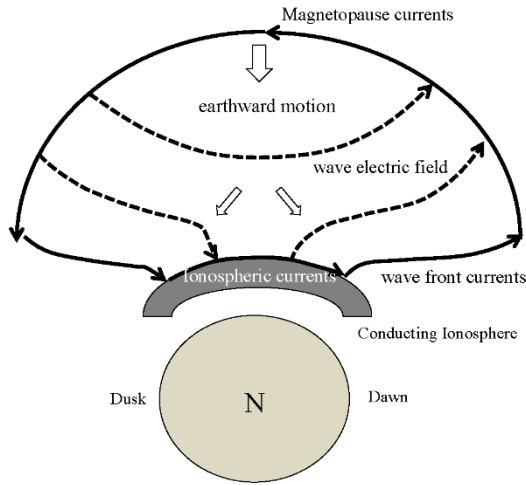


図 4.4-2 SC 時に compressional mode が電離圏に達した際に実現する磁気圏電離圏赤道面の電流回路(実線)と電場(破線)。電流は磁気圏境界面-波面(分極電流)-電離圏E層で閉じる。電場は電離圏に垂直、プラズマ運動(白抜き矢印)は電離圏に平行方向となる。(Figure 12 of Kikuchi et al., 2016)

4.5. PI 電流の生成と transverse mode 伝搬

4.1. の式 (3) は、transverse mode が磁力線に沿って一次元伝搬することを表している。Transverse mode は磁力線に垂直な磁場成分 b_{\perp} を持ち、以下に示すように、電位と電流 (FAC) を極域電離圏へ伝送する。FAC は波面電流 (磁化プラズマ中の分極電流) と閉じる回路を形成し、極域電離圏の午後に正、午前に負の電位を輸送する。この結果、極冠電離圏に dusk-to-dawn の PI 電場がもたらされる。

4.1. の式 (3) 左辺の $\nabla \cdot A_{\perp}$ は次の Lorentz 変換式 (1) により電位 Φ に変換され、4.1. の式 (3) 右辺は電荷と電流の連続式 (2) により電荷 σ に変換される。

$$\nabla \cdot A_{\perp} + \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

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

4.1. の式 (3) と上の 2 式より、電位の伝搬を表す次式 (3) を得る。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi_{\pm} = \mp \frac{1}{\epsilon} \sigma \quad (3)$$

式 (3) 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。電位の伝搬は電荷の伝搬、すなわち電流の伝搬である。かくして、磁力線上を FAC が Alfvén 速度で流れ、その周辺の空間をポテンシャル電場 E と磁場 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。Transverse mode 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 と閉じる回路を形成する。この結果、磁気圏境界電流-FAC-波面電流回路ができる。Transverse mode の電場は curl-free ($\nabla \times \mathbf{E} = 0$) であり、divergent-free ($\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$) の compressional mode 電場と性質を異にする。

4.6. PI, MI ダイナモのシミュレーション

PI ダイナモがグローバル MHD シミュレーションで再現された (Slinker et al., 1999; Fujita et al., 2003a, b)。図 4.6-1 (上段) は、IMF $B_z > 0$ の条件下で太陽風密度を増加させてシミュレーションした磁気圏境界領域プラズマ圧の増加を、横軸を空間分布 (x)、縦軸を時間変化 (time) として

示す。高圧領域(magnetosheath)の外側境界($x=12 \text{ Re}$ at $t=0$)が bow shock、内側境界($x=10 \text{ Re}$ at $t=0$)が magnetopause である。磁気圏圧縮により magnetopause が時間とともに地球方向(右手方向)へ移動し、 $t=5\text{min}$ に定常状態に達する。図 4.6-1 (下段) は磁気圏子午面内の $J \cdot E$ の分布を示す。Magnetopause 付近の青色の領域がダイナモ条件 ($J \cdot E < 0$, 11.5 項参照) を満たし、この領域で太陽風エネルギーが電磁気エネルギーを生み出している。Magnetopause が内側へ移動する過程 ($t = 2.5\text{--}5 \text{ min}$) で増加したプラズマ圧が magnetopause 電流を強め、強い PI ダイナモを起動した ($t = 4 \text{ min}$)。 $T = 5\text{--}6 \text{ min}$ で PI ダイナモは徐々に弱くなり、 $t = 7 \text{ min}$ には衰退している。これに代わり $t = 5 \text{ min}$ に cusp の尾部側に MI ダイナモが起動し、継続した。MI ダイナモの場所は IMF $B_z < 0$ が起動する磁気圏対流と RIFAC のダイナモ (Tanaka, 1995) とほぼ同じである。

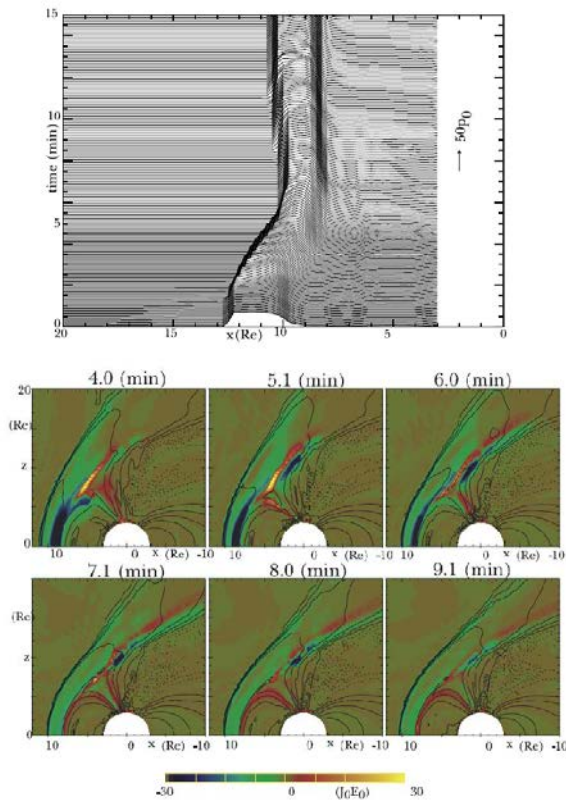


図 4.6-1 (上段) IMF $B_z > 0$ の条件下で太陽風密度増加を与えてシミュレーションした太陽-地球線上のプラズマ圧力分布(Figure 1 of Fujita et al. 2003b)。 (下段) 昼夜子午面上の $J \cdot E$ 分布の時間推移。ダイナモ($J \cdot E < 0$)を青色、エネルギー消費領域($J \cdot E > 0$)を赤色で示す(Figure 11 of Fujita et al. 2003b)。

図 4.6-2 に極域電離圏に流入する沿磁力線電流 (コンター線) の時間推移を示す。濃い線が電離圏への流入、薄い線が磁気圏への流出を表す。 $T = 4.0 \text{ min}$ で PI ダイナモによる FAC 対が午後/午前に流入/流出した。 $T = 5.1 \text{ min}$ には、PI FAC の位置が高緯度方向、日没線方向へ移動するとともに、PI FAC の低緯度側で PI 電流と逆向きの MI FAC 対が発達する(初期と後期の 2 種類あり)。初期 MI 電流は、PI 電流の低緯度側で発生し、日没線方向と高緯度方向へ移動する。後期 MI 電流は、ほぼ R1 FAC と同じ性質を持つ。MI 電流は、昼間赤道に東向き電流を流し、SC の equatorial enhancement の原因となる。また、MI 電場は中緯度 HF Doppler サウンダーで観測されたように、昼間電離圏プラズマを上昇させる (4.3 項)。

シミュレーションは、PI, MI 電場が共存する時間があることを示している。グローバルに観測される PI の磁場と電場は、少し遅れて発達する MI が重畳するために、継続時間と振幅が緯度と地方時に依り大きく変化する。たとえば、図 3.2-2 が示すように、高緯度 PI の継続時間が赤道 PI の時間より長い傾向がある。

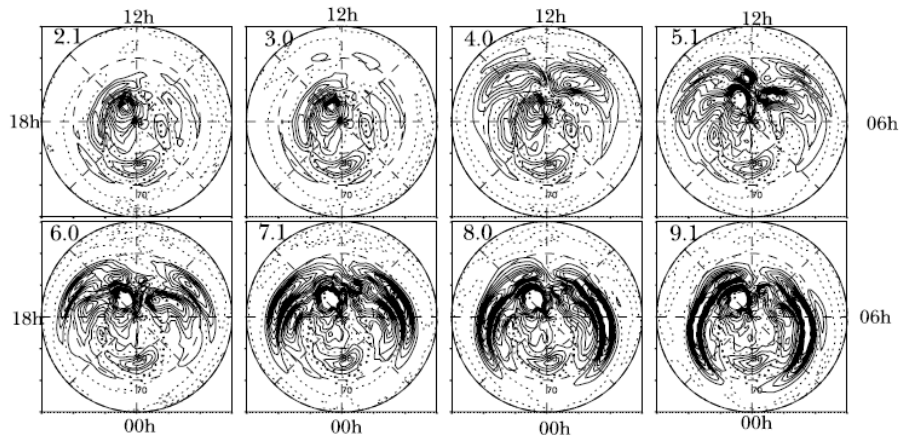


図 4.6-2 シミュレーションされた極域電離圏の午後/午前へ流入/流出する PI 沿磁力線電流($t=4.0$ min)。電流強度をコンター線で示し、濃い線が電離圏への流入、薄い線が磁気圏への流出を表す。MI FAC は PI FAC の低緯度側に発生し、向きは逆である($t=5.1$ min)。MI FAC はその後 terminator へ広がって、R1 FAC と同様な形状になる。(Figure 2 of Fujita et al. 2003b)

【ダイナモ条件とは？】

ダイナモは力学エネルギーを電磁気エネルギーに変換する。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、起電力を発生する。この際の電荷分離に伴う電荷移動がダイナモ電流で、集積された電荷による電場は、電流と逆向きである。このため、 $J \cdot E < 0$ が成り立つ。負荷をつなぐと、電荷が導線を移動する、すなわち電流が流れ出す。電流と電場との関係は変わらない。負荷では、電場と電流は同じ向きである($J \cdot E > 0$)。

5. 極域電離圏から赤道電離圏への TE, TM mode 伝搬

高緯度の PI 磁場の発生と同時(10 s 以内)に、PI 電場と磁場が低緯度と赤道で観測される (Araki, 1977; Kikuchi, 1986; Kikuchi et al., 2021a)。電流が流れる電離圏 E 層や電場が観測される電離圏 F 層での伝搬モードを調べ、地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) の TM_0 mode (zeroth-order transverse magnetic mode) が電離圏電位を光速で伝送することを解説する。重要なことは、 TM_0 mode の cutoff 周波数がゼロであるため、PI だけでなく、Pc5、DP2 などの宇宙天気事象全般に適用できることである。 TM_0 mode の伝搬に伴う減衰は電離層伝導度に依存するがほとんど問題にならない。しかし、極域から低緯度へ二次元的に広がる伝搬は、強い幾何学的減衰を伴う。この結果、低緯度の電離層電流が小さくなり、PI がほとんど観測されない。その反面、赤道では Cowling 効果により E 層電流が強められ、赤道で PI が観測される。一方の電場は、減衰するが、中低緯度でも HF Doppler サウンダーで観測できる十分な強度を持っている。電場は E 層から磁力線沿いに F 層へ、さらに内部磁気圏へ伝搬することが衛星観測で確認されている (Nishimura et al., 2009, 2010)。

以下の各項で、電場と電流を極から赤道へ水平伝搬させる可能性のある E 層、F 層内の伝搬モードを調べ、これらの領域の伝搬が極赤道の同時性を説明できないことを説明する。つぎに、地球電離層導波管の伝搬 mode の特性を調べ、 TM_0 mode が瞬時伝搬を可能にすることを説明する。

5.1. E 層内 TE mode 伝搬

PI の原因が E 層を流れる電流であることから、極赤道間の伝搬に E 層が主要な役割を持つことは明らかである。過去には、電離層電流が寄与する極域の Pi2 地磁気脈動の東西方向移動を説明す

るために、一様 E 層中の一次元伝搬波が適用された例がある (Rostoker, 1965)。しかし、E 層中の伝搬は、以下に示すように、極赤道間の瞬時伝搬を説明することはできない。

東西 (y) 方向の赤道電流 J_y を流す電場 E_y が E 層中を極域から赤道方向 (x 方向) へ一次元伝搬すると仮定する。一様電気伝導度 σ と誘電率 ϵ を持つ導体中の伝搬は、次の方程式で記述される。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial E_y}{\partial t} = 0. \quad (1)$$

時間と空間に関する Fourier 変換を適用して、 $E_y = e^{j\omega t} e^{kx}$ とすると、波数 k は

$$k = \pm \sqrt{j\mu\omega} \sqrt{\sigma + j\epsilon\omega} \quad (2)$$

となる。E 層の Pedersen 伝導度を $3 \cdot 10^{-4}$ mho/m とし、周期 100 秒の波動を考えると、 $\epsilon\omega = 5.6 \cdot 10^{-13}$ であるので、この波動に対して導体の条件 $\sigma \gg \epsilon\omega$ が成立する。そして、x の正方向伝搬のみを考えると、

$$E_y = e^{-\sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}x} e^{j\left(\omega t - \sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}x\right)} \quad (3)$$

が得られる。

第 1 項は減衰を受ける強度を表わし、第 2 項は伝搬を表わす。周波数が高くなると、位相速度 $c = \sqrt{2\omega / \mu\sigma}$ は大きく、減衰も大きい。SC のように急に始まる現象の場合、立ち上がり部分は高周波成分が寄与するため、伝搬速度が速い。しかし、同時に、減衰が大きい。例として、周期 100 秒、電気伝導度 $\sigma = 10^{-4}$ [mho/m]、 $x = 8000$ km とすると、速度は $c = 32$ km/s、強度は

$e^{-\sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}x} = 1.25 \cdot 10^{-7}$ となって、ほぼゼロである。

一定の電場が拡散した場合の時間変化を見るために、以下に示すように、階段状の電場の拡散を Laplace 変換を使って解く。

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、式 (1) の波動項を落として、Laplace 変換 (11.1 項) を適用する。距離 x での電場は次式で与えられる (Kikuchi and Araki, 1979a)。

$$E_y = E_0 \cdot \text{Erfc} \left(\frac{x\sqrt{\mu_0\sigma}}{2\sqrt{t}} \right) \quad (4)$$

Erfc は相補誤差関数 (complementary error function) である。 $\sigma = 5 \cdot 10^{-5}, 1 \cdot 10^{-4}, 2 \cdot 10^{-4}$ mho/m、 $x = 8000$ km を与えて計算すると、図 5.1-1 に示すように、立ち上がり部分の速度は大きいですが振幅が小さいために、結果として、ゆっくり増加する。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、PI や DP2 の極赤道同時性を説明できない。

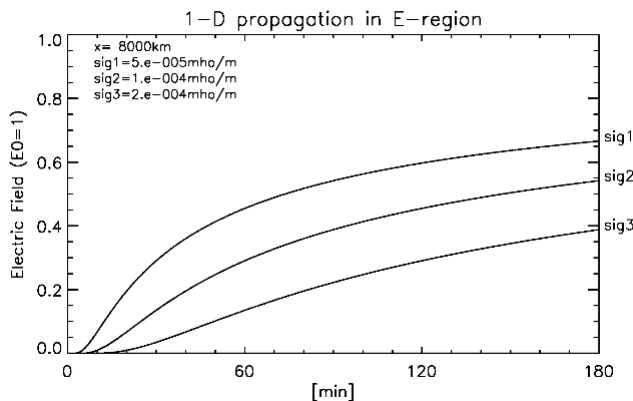


図 5.1-1 階段状電場増加を $x=0$ で与え、電気伝導度 $5 \cdot 10^{-5}$, $1 \cdot 10^{-4}$, $2 \cdot 10^{-4}$ mho/m の電離圏 E 層内を 8000 km 伝搬したときの電場の時間変化。

一方、E 層は下側境界で中性大気(電磁氣的に真空)領域に接しており、この領域で、 E_y が地球電離層導波管を伝搬する transverse electric (TE) mode を励起する可能性がある。TE mode は、伝搬面に垂直な水平電場成分 E_y のみを持つ。電場は導電性の地面に平行であるため、地面で $E_y = 0$ という境界条件の強い制約を受ける。地面から離れた位置で $E_y \neq 0$ の 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(11.8 項)。E 層の地面からの高さを 100km として計算すると、1.5kHz 以上の周波数の mode のみが伝搬する。この周波数が導波管を伝搬できる最低周波数、すなわち、遮断周波数(cutoff frequency) f_{cutoff} である。SC, DP2 等の時間変動を周波数で表すと、 $f \ll f_{cutoff}$ となり、伝搬できない evanescent mode となる(Budden, 1961)。これに対して、TM mode の電場は地面に垂直であるため、 $f_{cutoff} = 0$ の TM_0 mode が存在する(11.8 項)。 TM_0 mode が電離層の地面に対する電位を赤道方向へ伝送する唯一のモードである(5.3 項)。

5.2. F 層内 TE mode 伝搬

電離圏F層中で、 E_y が compressional mode により Alfvén 速度で水平伝搬することが可能である。まず、F 層を一様な部分電離プラズマ媒質と仮定する。方程式は、波動と拡散が混在する 5.1 項の式(1)になり、 c を V_a で置き換え、Laplace 変換を適用すると、電場は次式で与えられる(Kikuchi and Araki, 1979a)。

$$E_y = e^{-\frac{1}{2}\alpha t_0} U[t-t_0] + \frac{1}{2} \alpha t_0 \int_{t_0}^t U[t-\tau] e^{-\frac{1}{2}\alpha\tau} \frac{I_1\left[\frac{1}{2}\alpha\sqrt{\tau^2-t_0^2}\right]}{\sqrt{\tau^2-t_0^2}} d\tau \quad (1)$$

$$\alpha = \mu_0 V_a^2 \sigma = \frac{\sigma}{\epsilon} = \text{conductivity-to-permittivity Ratio}$$

F 層の 3 つの高度(160, 260, 500km)を距離(100, 1000km)伝搬するときの電場を図 5.2-1 の実線で表わす(図中縦軸の Hz を E_y と読み替える)。立ち上がりは波動が卓越するために、時間遅延を伴う階段関数となる。その後拡散波となり、Erfc 関数に漸近する。イオン-中性粒子衝突が卓越する領域(上段、高度 160km)では、拡散が卓越するため減衰が大きくなり、階段関数の振幅が小さい。衝突が小さい領域(下段、高度 500km)では波動が卓越するため、減衰が小さく、ほぼ階段状変化が伝搬する。比較のために、拡散のみの場合を破線で示す。

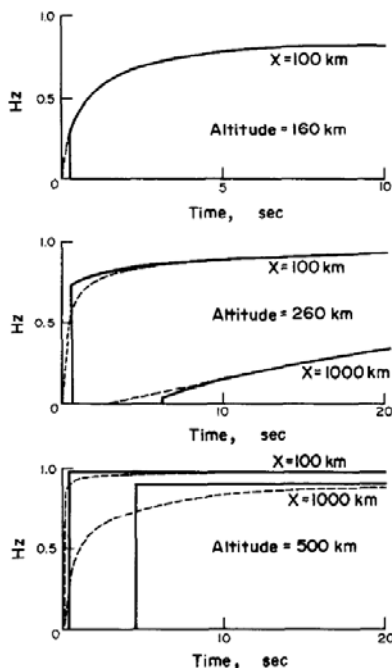


図 5.2-1 電離圏F層を一様な部分電離プラズマとして、 $x=0$ で与えた階段関数が距離 x 伝搬したときの時間変化(元の論文は磁場 Hz について解いたが、伝搬方程式は同じであるので、電場 E_y と読み替える)。F 層の 3 つの高度(160, 260, 500km、それぞれ、上、中、下段)を距離(100, 1000km)伝搬した場合を示す。(Fig. 6 of Kikuchi and Araki, 1979a)

一方、F層は電子密度が高さ方向に変化するため、電子密度の極大で Alfvén 速度が極小になる導波管を形成する (Tepley and Landshoff, 1966; Greifinger and Greifinger, 1968)。導波管内を水平伝搬する compressional mode は、以下に見るように cutoff 周波数(0.5 Hz 付近)を持つために、PI の伝搬には適用できない。

F 層内の伝搬は次の波動方程式で記述される (Tepley and Landshoff, 1966)。

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

ここで、 $E_y(x, z, t) = E_y(z) e^{i(k_n x - \omega t)}$ (k_n は境界条件が決める定数) とすると、式(2)は次のように変形される。

$$\frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} - \left[k_n^2 - \frac{\omega^2}{V_a(z)^2} \right] E_y(z) = 0 \quad (3)$$

この式は F 層導波管内に捕捉される compressional mode の伝搬を表し、0.5Hz 付近に cutoff 周波数を持つ。この伝搬モードは Pc1 地磁気脈動の伝搬に適用されるが、SC, DP2 ($f \ll f_{cutoff}$) は evanescent mode となり、伝搬できない。

5.3. 地球電離層導波管ゼロ次 TM mode 伝搬

一般に、1対の導体で構成される導波管には $f_{cutoff} = 0$ の zeroth-order transverse magnetic mode (ゼロ次 TM mode、略して TM₀) が存在する (Budden, 1961) (11.8項)。地面と電離圏 E 層で構成される地球電離層導波管 (Earth-ionosphere waveguide) 内に TM₀ mode が励起されれば、E 層電流が赤道方向へ伝送され、赤道で PI, DP2 の発生が説明できる。このメカニズムが、Kikuchi, Araki et al. (1978)、Kikuchi and Araki, (1979b) により提案された。

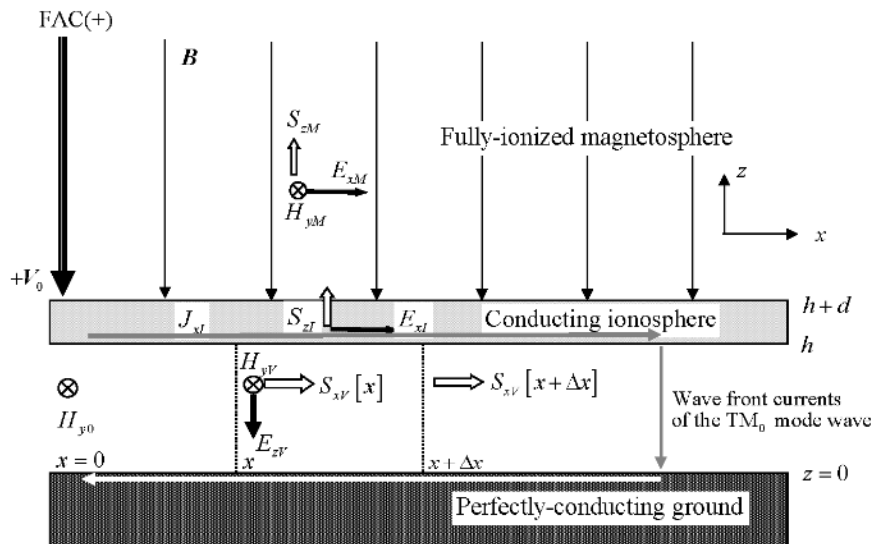


図 5.3-1 極域電離圏電位を低緯度方向へ光速で伝送する地球電離層導波管モデル。完全導体の地面、真空(大気層)、導体(E 層)、MHD 媒質(F 層、磁気圏)で構成される。沿磁力線電流 (FAC(+)) によって与えられる電位(+V₀)と電流(J_{xI})は導波管内に鉛直電場(E_{zV})と水平磁場(H_{yV})をもたらす。Poynting flux (S_{xV})は低緯度へ伝送される途上で、その一部(Δ_xS_{xI} = h (S_{xV} [x] - S_{xV} [x+Δx]))が電離圏へ侵入し、TM₀ mode を減衰させる。(Figure 1 of Kikuchi 2014)

極から赤道へ伝搬する TM_0 modeの性質は、南(x)方向の伝搬面(x-z面)に垂直な東西磁場成分 H_y を持ち、x方向と鉛直方向(z)の電場 E_x, E_z を持つ。地面とE層が完全導体で構成される場合には導体に平行な $E_x = 0$ であるため、電場は E_z のみであり、導体に垂直な E_z は境界条件の影響を受けない(11.8項)。ゼロモードの特性として、 H_y, E_z はz方向に一様であるため、鉛直方向の波数=0である。したがって、 TM_0 modeはx方向の一次元伝搬波である。導波管の TM_0 modeは伝送線のTEM(transverse electromagnetic) modeと等価であり、自然界で存在する唯一の一次元波である。

図5.3-1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)である。E層の高さをh, 厚みをdとする。 TM_0 波の伝搬面はxz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電流をつなぐのは南北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(図5.3-1)。また、Hall伝導度を介して、TE modeを励起するが、TE modeは1.5kHz(h=100km)にcutoffがあり(11.8項)、これ以下の周波数ではevanescent modeである。言い換えると、 TE_0 modeは存在できない。この理由で、図5.3-1のモデルでHall伝導度は考慮しない。

図5.3-1のモデルは、正の電位の伝搬を示すが、負の電位にも同じモデルを適用して、正負の電位の伝搬を示したのが図5.3-2である。

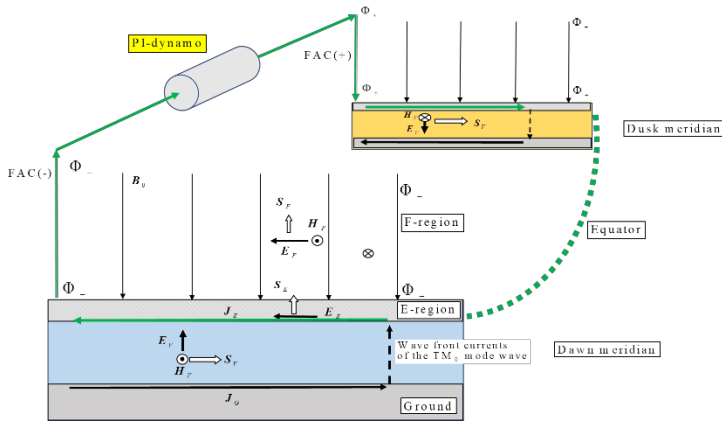


図 5.3-2 PI ダイナモによる正負の電位が磁力線沿いに極域電離層に伝送され、さらに、地球電離層導波管を光速度で赤道へ伝搬する。(Figure 7 of Kikuchi et al. 2021a)

5.4. TM_0 mode の励起; Fukushima 定理との矛盾

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5.3-1左端の太い矢印)。 V_0 が真空領域(添え字V)に下向き電場 E_{zV} を与え、磁場 H_{yV} を伴う TM_0 modeが水平方向へ光速度で伝搬する。 TM_0 modeの励起メカニズムは、Kikuchi, Araki et al. (1978)では、磁気圏から極域に与えられるdusk-to-dawn(西向き)電場が北向きHall電流を流し、これが電離層下の真空領域に与える西向き磁場が南方向へ伝搬するとした。Hall電流は、沿磁力線電流とつながらないために、沿磁力線電流が真空領域に磁場をつくらないとするFukushima(1976)定理(11.11項)と矛盾することなく、電離層下の空間へ磁場を持ち込むことが可能である。しかし一方で、一様電離層を仮定した場合に、Hall電流は電離層面内で閉じる性質を持っており、 TM_0 modeの波面電流とつながらないという矛盾を抱えていた。この点が長い間、批判の対象となっていたが、Kikuchi(2014)は、図11.11-1(b)に示すように、1対の沿磁力線電流を伝送線に置換して電離層と接続することで、磁場を真空領域に持ち込むことができることを示した。このモデルは、Fukushima(1976)のモデルを否定することになるが、Fukushimaが前提とした1本の沿磁力線電流は現実には存在しないことに留意すべきである。Fukushima定理が抱える矛盾は、11.11項に詳述する。

5.5. 3層導波管の伝搬方程式

H_{yV} は導波管を伝搬する過程で上側境界の E 層に侵入し、Pedersen 電流を誘導する。また、下側境界の地球内部へ侵入し、地面電流を誘導する。E 層電流と地面電流は、 TM_0 mode の波面電流 (wave front current) を介して閉じた回路を形成する (図 5.3-1)。波面電流は、真空中の変位電流であるため、1 個の TM_0 mode 波が伝送する電流は小さいが、8.3 節で詳述するように、 TM_0 mode 波が極と赤道の間を往復する過程で電流は成長し、時定数をもって定常電流に近づく。

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 方程式による。

$$\nabla \times \mathbf{E}_V = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_V}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_V = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_V}{\partial t} \quad (2)$$

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。

$$\nabla \times \mathbf{E}_I = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_I}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_I = \sigma \cdot \mathbf{E}_I \quad (4)$$

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 (添字 M) では、電磁場が磁化プラズマの運動を伴う磁気流体 (MHD: magnetohydrodynamics) 波によって伝送される。その方程式を次に示す。

$$\nabla \times \mathbf{E}_M = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_M}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_M = \mathbf{J} \quad (6)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_M + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0 = 0 \quad (8)$$

ここで、 ρ 、 u 、 J 、 B_0 はプラズマ質量密度、プラズマ速度、電流、外部磁場である。

これらの式に、時間に関する Laplace 変換 (11.1 項) を適用し、 x に関して次式の Fourier sine 変換を適用する (Kikuchi and Araki, 1979b)。

$$\overline{h_y[\beta, s]} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} h_y[x, s] \sin[\beta x] dx \quad (9)$$

$$h_y[x, s] = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \overline{h_y[\beta, s]} \sin[\beta x] d\beta \quad (10)$$

ここで β は実数である。

各領域で、 $x=0$ の境界条件として、磁場を階段状の $H_{y0}U(t)$ で与える。その Laplace 変換は次式で与えられる。

$$h_y[0, s] = H_{y0} \frac{1}{s} \quad (11)$$

この境界条件の下で得られた各領域における磁場の Laplace-Fourier 変換された方程式を、次に示す。

$$\frac{d^2 \overline{h_{yV}}}{dz^2} - \left(\beta^2 + \frac{s^2}{c^2} \right) \overline{h_{yV}} = -H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s} \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \overline{h_{yI}}}{dz^2} - \left(\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s \right) \cdot \overline{h_{yI}} = -H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s} \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \overline{h_{yM}}}{dz^2} - \frac{s^2}{V_A^2} \overline{h_{yM}} = 0 \quad (14)$$

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 (x-z 面) であるが、領域 M は磁力線 (z) 方向の 1 次元伝搬である。

式(12) (13) (14) 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。

$$\overline{h_{yV}}[\beta, s] = H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s \left(\beta^2 + \frac{s^2}{c^2} \right)} + A_{V1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} + A_{V2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} \quad (15)$$

$$\overline{e_{xV}}[\beta, s] = \frac{1}{\epsilon_0 s} \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}} \left(A_{V1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} - A_{V2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} \right) \quad (16)$$

$$\overline{h_{yI}}[\beta, s] = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s \left(\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s \right)} + A_{I1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} + A_{I2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} \quad (17)$$

$$\overline{e_{xI}}[\beta, s] = \frac{\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s}}{\sigma} \left(A_{I1} e^{-z \sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} - A_{I2} e^{z \sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} \right) \quad (18)$$

$$\overline{h_{yM}}[z, s] = A_{M1} e^{-\frac{z}{V_A} s} + A_{M2} e^{\frac{z}{V_A} s} \quad (19)$$

$$\overline{e_{xM}}[z, s] = \mu_0 V_A \left(A_{M1} e^{-\frac{z}{V_A} s} - A_{M2} e^{\frac{z}{V_A} s} \right) \quad (20)$$

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 は連続、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。

5.6. 真空領域の水平伝搬

5.5. の式(15)の第1項 $\left(H_{y0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s \left(\beta^2 + \frac{s^2}{c^2} \right)} \right)$ を逆 Fourier 変換し、さらに逆 Laplace 変換する

と、次式で表される TM_0 mode を得る。

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

$$H_{yV}[x, t] = H_{y0} U \left[t - \frac{x}{c} \right] \quad (2)$$

5.5. の式(15)の第2、第3項($A_{V1}e^{-z\sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}} + A_{V2}e^{z\sqrt{\beta^2 + \frac{s^2}{c^2}}}$)は、TM₀ modeの一部が電離圏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、5.10項で示すように、真空領域から電離圏へのPoynting fluxの輸送を評価することにより、TM₀ modeの減衰を導く。

真空領域Vの水平方向Poynting flux輸送を担うTM₀ modeの E_{zV} は、5.5.の式(2)

$$\nabla \times \mathbf{H}_V = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_V}{\partial t} \text{ より求められる。}$$

$$e_{zV}[x, s] = \frac{1}{\varepsilon_0 s} \frac{\partial h_{yV}}{\partial x} = -Z_0 H_{y0} \frac{1}{s} e^{-\frac{x}{c}} \quad (3)$$

$$E_{zV}[x, t] = -Z_0 H_{y0} U \left[t - \frac{x}{c} \right] \quad (4)$$

ここで、 Z_0 は真空の波動インピーダンス、 $\sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 377 \text{ ohm}$ である。 E_{zV} はz方向に一様であるため、 $h \cdot E_{zV}$ 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5.3-1のFAC(+))によって与えられる電位 V_0 が、次式(5)で表される光速度伝搬をする。

$$V[x, t] = V_0 U \left[t - \frac{x}{c} \right] \quad (5)$$

図5.3-2に示したように、FAC(-)によって与えられる $-V_0$ も、同じ機構で伝送され、グローバル電離層電位分布を形成する。

伝搬する H_{yV} が真空領域から電離層と地中へ侵入することで、これらの領域にx方向の電流が流れる。ここで注意すべきは、1個のTM₀モード波が輸送する電流量は波面電流(wave front current) H_{y0} と等しいため、波面電流と回路を形成する電離層電流は、沿磁力線電流が電離層に定常的に流す電流よりはるかに小さい。この問題を解決するために、導波管を有限長伝送線で置換して、伝送線の両端で反射を繰り返すTM₀モード波(2導体伝送線のTEMモード)の伝搬を解く。その結果、電離層電流が時定数をもって成長して、定常的な電離層電流を実現する解が得られる(8.3項)。

5.7. 電離層内の鉛直伝搬

5.5.の式(17)の第1項($\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\beta}{s(\beta^2 + \mu_0 \sigma \cdot s)}$)はE層内を水平に伝搬する磁場を表す。この伝搬

は、5.1項で示したように、極から赤道まで1時間程度の時間を要するため除外する。第2項、第3項($A_{H1}e^{-z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}} + A_{H2}e^{z\sqrt{\beta^2 + \mu_0 \sigma s}}$)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、磁気圏へ伝搬する項とE層上端の反射波で構成される。電離圏E層の厚み $d=30\text{km}$ 、伝導度 $=2 \cdot 10^{-4} \text{ mho/m}$ 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 となるような周期は0.7secである。これより長い時間スケールを持つSCにとって、E層内の高さ方向の伝搬は無視でき、ただちに定常状態となる。上下の境界条件で決まる磁場 H_{z1} と電場 E_{z1} は次式で表される。

$$H_{yI} [x, z, t] = \left(1 - \frac{\sigma z}{\Sigma_A + \Sigma_I} \right) H_{yV} [x, t] \quad (1)$$

$$E_{xI} [x, z, t] = \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV} [x, t] \quad (2)$$

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(Alfven conductance)とE層の高さ積分伝導度(height-integrated conductivity)である。

$$\Sigma_A = \frac{1}{\mu_0 V_A}, \quad \Sigma_I = \sigma d \quad (3)$$

式(1)はE層内の磁場が高さ方向に一様に減少することを示し、式(2)は、磁場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。

5.8. 磁気圏内の鉛直伝搬

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磁気圏内を上方伝搬する。磁気圏上側からの反射がないとすると、5.5.の式(19)の第1項($A_{MI} e^{-\frac{z}{V_A}}$)より次式が得られる。

$$H_{yM} [x, z, t] = \frac{\Sigma_A}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV} [x, t] \cdot U \left(t - \frac{z}{V_A} \right) \quad (1)$$

$$E_{xM} [x, z, t] = \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV} [x, t] \cdot U \left(t - \frac{z}{V_A} \right) \quad (2)$$

磁力線沿いに上方へ伝搬する transverse mode の電場はE層電場(5.7.の式(2))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E層電流の和である。昼間の条件下では、 $\Sigma_I \gg \Sigma_A$ であるので、電流の大部分はE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、E層電流は磁気圏側の負荷または境界条件の影響を受ける。

5.9. 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 modeにより水平方向へ光速で輸送され、電離層と磁気圏で上方へ輸送される。それぞれ、次式で表される。電離層では伝導電流により一部(S_i)が消費される。

$$S_{xV} = E_{zV} \times H_{yV} = Z_0 H_{yV}^2 \quad (1)$$

$$S_{zI} = E_{xI} \times H_{yI} = \frac{1}{\Sigma_A + \Sigma_I} H_{yV}^2 \quad (2)$$

$$S_{zM} = E_{xM} \times H_{yM} = \frac{\Sigma_A}{(\Sigma_A + \Sigma_I)^2} H_{yV}^2 \quad (3)$$

$$S_r = S_{zI} - S_{zM} = \frac{\Sigma_I}{(\Sigma_A + \Sigma_I)^2} H_{yV}^2 \quad (4)$$

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(真空)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圏F層内の水平電場はE層の電場 E_{xI} が磁力線沿いに伝搬したもので、エネルギー消費と磁気圏への輸送を担う。

5.10. TM₀ mode の伝搬減衰

真空領域から電離圏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。その結果、TM₀ modeは減衰する。図5.3-1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、電離圏へ抜けるエネルギーは、次式(1)が示すように、 x と $x + \Delta x$ で囲まれた空間からのPoynting fluxの発散である。5.9.の式(1)(2)を用いると、次式(2)の微分方程式が得られ、次式(3)の解が得られる。

$$h(S_{xv}[x] - S_{xv}[x + \Delta x]) = \Delta x S_{zv}[x, z = h] \quad (1)$$

$$\frac{\partial S_{xv}[x]}{\partial x} = -\frac{1}{h} \frac{1}{Z_0(\Sigma_A + \Sigma_I)} S_{xv}[x] \quad (2)$$

$$E_{zv}[x] = E_{zv}[0] e^{-\frac{x}{2h Z_0(\Sigma_A + \Sigma_I)}} \quad (3)$$

低緯度(8000km)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倍となり、ほとんど減衰しない。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、TM₀ modeの伝搬減衰は問題にならない。

5.11. 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、TM₀波は遠方ほど小さくなる幾何学的減衰を受ける(Kikuchi and Araki, 1979b)。

Maxwell方程式

$$\nabla \times \mathbf{E}_v = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_v}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H}_v = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial t} \quad (1)$$

式(1)に、 y に関してFourier変換を用いると、次式が得られる。

$$-\left(\gamma^2 + \frac{s^2}{c^2}\right) \tilde{h}_x + i\gamma \frac{d\tilde{h}_y}{dx} = 0 \quad (2)$$

$$i\gamma \frac{d\tilde{h}_x}{dx} + \frac{d^2 \tilde{h}_y}{dx^2} - \frac{s^2}{c^2} \tilde{h}_y = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \tilde{h}_z}{dx^2} - \left(\gamma^2 + \frac{s^2}{c^2}\right) \tilde{h}_z = 0 \quad (4)$$

\tilde{h} は h の Fourier transform で、 γ は実数である。有限スケール $\pm L$ を持つ H_y を $x=0$ で次のように与える。

$$\begin{aligned} H_y &= U(t) & |y| \leq L \\ H_y &= 0 & |y| > L \end{aligned} \quad (5)$$

式(2)(3)の解は、

$$\tilde{h}_x = -\frac{2i \sin(\gamma L)}{s|\gamma|} e^{-|\gamma|x} \quad (6)$$

$$\tilde{h}_y = \frac{2 \sin(\gamma L)}{s\gamma} e^{-|\gamma|x} \quad (7)$$

逆変換は、次の式(8)(9)で与えられる。

$$H_x = U(t) \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{x^2 + (L-y)^2}{x^2 + (L+y)^2} \right) \quad (8)$$

$$H_y = U(t) \left[1 - \frac{1}{\pi} \left(\tan^{-1} \frac{x}{L+y} + \tan^{-1} \frac{x}{L-y} \right) \right] : (|y| \leq L) \quad (9)$$

$$= -U(t) \frac{1}{\pi} \left(\tan^{-1} \frac{x}{L+y} + \tan^{-1} \frac{x}{L-y} \right) : (|y| > L)$$

図 5.11-1 は、 H_x , H_y のベクトル図を示す。右半分($y>0$)にベクトルを、左半分に x 軸上($y=0$)の H_y の強度を距離の関数として示す。距離の増加とともに、急激に減衰する。

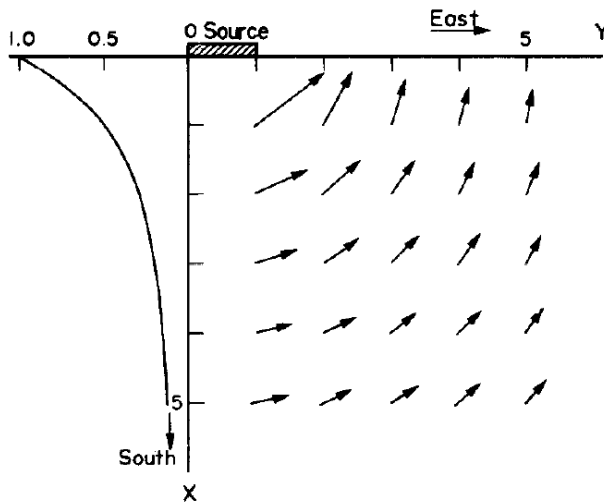


図 5.11-1 有限スケールの極ソースフィールドから送信される磁場のベクトル図。滑らかな曲線は x 軸上の H_y の強度を示す。強度は幾何学的減衰により距離とともに小さくなる。(Figure 6 of Kikuchi and Araki, 1979b)

図 5.11-2 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 桁大きい場合に、数値的に解いた電場 E と電流 J の緯度分布を示す(図実線)(Kikuchi, Araki et al., 1978)。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場と電流の強度は減少するが、赤道で Cowling 効果のために電流は 1 桁増加する。電流が赤道に集中するために、低緯度では破線より小さくなる。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。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 equatorial enhancement を受ける(PI:図 3.1-1, DP2:図 3.5-1)。電場は低緯度と赤道においても観測され、特に磁場で観測されない夜間で観測される(3.2 項)。

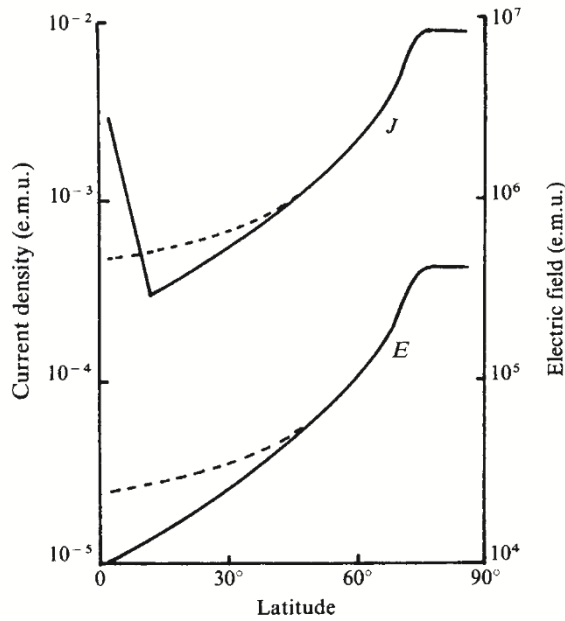


図5.11-2 極域から赤道へ伝搬する電場と電流の幾何学的減衰を、電離層伝導度を等方で一定とし、昼間の赤道伝導度を10.5倍したモデルで計算した。昼(実線)と夜(破線)の緯度分布を示す。(Figure 3 of Kikuchi, Araki et al. 1978)

5.12. Cowling 伝導度

赤道電離圏 E 層では、東西電場 E_1 方向に流れる Pedersen 電流 $\Sigma_p E_1$ の 1 桁大きい電流が流れる。Cowling 効果による Hall 電流が加わるためである。 E_1 は鉛直方向に Hall 電流 $\Sigma_H E_1$ を流し、E 層の上端と下端に電荷を集積させる。この電荷による二次的な鉛直電場 E_2 がつくられ、鉛直方向に Pedersen 電流 $\Sigma_p E_2$ が流れる。電流の連続式 $\Sigma_H E_1 = \Sigma_p E_2$ を満たすように、閉じた電流回路が形成される。一方、 E_2 は E_1 方向に Hall 電流 $\Sigma_H E_2$ を流すために、 E_1 方向の全電流 J_{total} は次式(1)で与えられ、Cowling 伝導度 Σ_C は(2)で与えられる。

$$J_{\text{total}} = \Sigma_p E_1 + \Sigma_H E_2 = \left(\Sigma_p + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_p} \right) E_1 \quad (1)$$

$$\Sigma_C = \Sigma_p + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_p} \quad (2)$$

Σ_C 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(3)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。

$$\Sigma_C E_1^2 = \left(\Sigma_p + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_p} \right) E_1^2 = (\Sigma_p E_1^2 + \Sigma_p E_2^2) \quad (3)$$

6. 磁気圏電離層伝送線

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。沿磁力線電流を流す1対の磁力線を 2 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 モードがダイナモと負荷の間で反射を繰り返すことで、電流を成長させ、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。

6.1. 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、回路導線間の誘電体中の電場 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 の面積積分に等しい。一般形で表すと、

$$W = \oint_A \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} \tag{1}$$

となる。

電磁エネルギーは伝送線の導体中ではなく、導体周辺空間である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 $\epsilon = \rho / B^2$ で与えられる(Spitzer, 1962)。波動の伝搬速度は $V_{ph} = 1 / \sqrt{\mu\epsilon} = B / \sqrt{\mu\rho} = V_A$ である。地球電離層導波管は、 TM_0 mode に対して、伝送線の扱いが可能である。電離圏E層が伝送線の一方の導体、地球が他方の導体となる(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。

6.2. 磁気圏電離層地球伝送線モデル(magnetosphere-ionosphere-ground transmission line)

沿磁力線電流(FAC)を流す磁力線対と地球電離層導波管を接続すると、磁気圏-電離層-地面(magnetosphere-ionosphere-ground (MIG))伝送線が構成される(図6.2-1)(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面(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(図の鉛直破線)。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層電流が赤道では東西に流れる。正負のFACから流れる赤道電流は、正午の子午線上において同じ向きで出会い、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6.2-1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とする有限長伝送線の扱いができる。

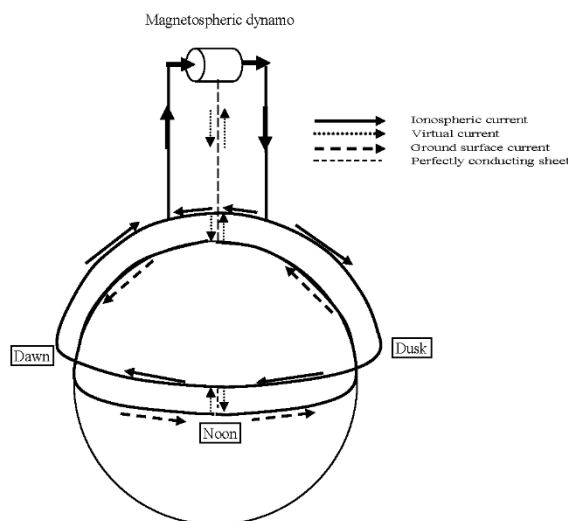


図 6.2-1 磁気圏ダイナモが駆動する磁気圏-電離層-地球(MIG)電流回路。モデルの東西対称性により正午の子午線の電位がゼロとなる。ここに置いた完全導体シート(破線)を同量の下向きと上向き電流が流れ、電離圏電流が地面電流と接続する。(Figure 12 of Kikuchi, 2014)

端点の電位はゼロであり、負荷抵抗=0に相当する。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（図中の破線矢印）。

6.3. 伝送線方程式

図 6.2-1 の右半分を単純化した正の電位を伝送する MIG 伝送線を、図 6.3-1 に示す。MI 伝送線、IG 伝送線共に、平行平板伝送線に置き換えている。MI 伝送線の長さ d_1 、平板の幅 w 、間隔 l 、IG 伝送線の長さ d_2 、幅 w 、間隔 h とした。伝送線の特性インピーダンス Z は、波動インピーダンスを Z_0 として、 $Z = Z_0 \cdot l / w$ である。磁気圏の波動インピーダンスは、 $V_a = 1000 \text{ km/s}$ とすると、

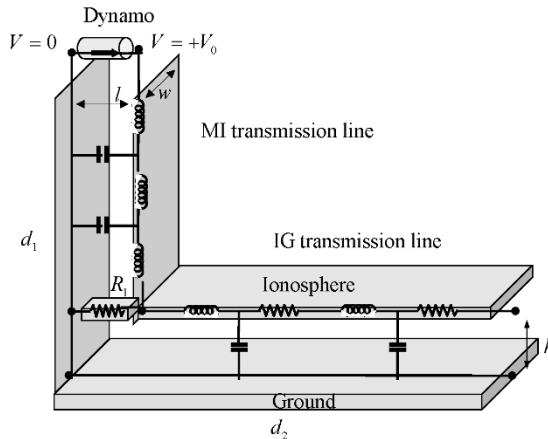


図 6.3-1 正の電位 V_0 が伝送される平行平板 MIG 伝送線。MI 伝送線は長さ d_1 、幅 w 、間隔 l ；IG 伝送線は長さ d_2 、幅 w 、間隔 h である。地球面の丸みは無視している。IG 伝送線の終端を正午の子午線として、電位をゼロとする。(Figure 3 of Kikuchi 2014)

$Z_0 = \mu_0 V_a = 1.26 \text{ ohm}$ である。IG 伝送線の媒質（真空）の波動インピーダンスは $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 377 \text{ ohm}$ 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_1 である。負の電位は、図 6.3-1 と鏡対称の伝送線を伝搬する。

伝送線の一般式を導くために、伝送線の単位長あたりの 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。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)。

$$RI + L \frac{\partial I}{\partial t} = - \frac{\partial V}{\partial x} \quad (1)$$

$$C \frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial x} \quad (2)$$

V について、次の伝送線方程式を得る。

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

ここで、

$$V_{ph} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \text{ (phase velocity), } \alpha = \frac{R}{L} \text{ (attenuation rate) である。} \quad (4)$$

上の式を、Laplace 変換 (11.1 項) を用いて解く。 $t=0$ での初期値 $V=0, I=0$ とすると $V(t), I(t)$ の Laplace transforms を $v(s), i(s)$ として、

$$v(x, s) = Ae^{-\gamma x} + Be^{\gamma x} \quad (5)$$

$$i(x, s) = \frac{1}{Z} \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{\alpha + s}} (Ae^{-\gamma x} - Be^{\gamma x}) \quad (6)$$

ここで、 A , B は複素数、 γ は次式で与えられる。

$$\gamma = \frac{1}{V_{ph}} \sqrt{s(s + \alpha)} \quad (7)$$

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。

$$V[x = 0, t] = V_0 U[t] - r \cdot I[x = 0, t] \quad (8)$$

$$V[x = d, t] = R_L \cdot I[x = d, t] \quad (9)$$

式(8) (9) の Laplace transform は

$$v(0, s) = \frac{V_0}{s} - r \cdot i(0, s) \quad (10)$$

$$v(d, s) = R_L \cdot i(d, s) \quad (11)$$

式(5) (6) (10) (11) より A , B が決まり、次式が得られる。

$$v(x, s) = V_0 \frac{Z}{r + Z} \frac{1}{s} \frac{e^{-\gamma x} (1 + \Gamma e^{-2\gamma(d-x)})}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}} \quad (12)$$

$$i(x, s) = V_0 \frac{1}{r + Z} \frac{1}{\sqrt{s(s + \alpha)}} \frac{e^{-\gamma x} (1 - \Gamma e^{-2\gamma(d-x)})}{1 - \Gamma \Gamma' e^{-2\gamma d}} \quad (13)$$

有限長の伝送線を伝搬する波は、負荷とダイナモの間で反射を繰り返す。反射係数は、それぞれ、次式で与えられる。

$$\Gamma = \frac{R_L - Z}{R_L + Z} \quad (14)$$

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

$|\Gamma|, |\Gamma'| < 1$ の条件の下で、式(12) (13) は、入反射波の和として級数で表わされる。

$$v(x, s) = \frac{V_0 Z}{r + Z} \frac{1}{s} \left[\frac{e^{-\gamma x} + \Gamma e^{-\gamma[2d-x]}}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2nd+x]}} + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2(n+1)d-x]} \right] \quad (16)$$

$$i(x, s) = \frac{V_0}{r + Z} \frac{1}{\sqrt{s(s + \alpha)}} \left[\frac{e^{-\gamma x} - \Gamma e^{-\gamma[2d-x]}}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2nd+x]}} - \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma \Gamma')^n e^{-\gamma[2(n+1)d-x]} \right] \quad (17)$$

MI 伝送線の場合、電離層の反射係数がゼロになる場合があり、また、ダイナモの反射係数がゼロになりうる。式(16) (17)の第1項と第2項は、このような場合のために、級数から外へ出した。

7. 磁気圏伝送線

7.1. 磁気圏伝送線の電位と電流

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 ($Z_1 = \mu_0 V_A$)。6.3. の式(16) (17)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。

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

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

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、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 7.1-1 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 50kV の電位は変化しない (左列上段) が、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。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、電離層に定常的な電流が流れるまでに、一定の時間を要することを示している。

7.3 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。この結果は、磁気圏対流電場など時間スケールの長い現象に適用されるが、時間スケールが短い PI には適用されない。PI には、図 7.1-1 下段の階段状増加の最初の部分が適用される。言い換えると、磁気圏で強い電場が観測されても、電離層で反射により電場が弱められる。衛星による磁気圏電場観測と HF Doppler による電離層電場観測比較は、興味ある課題である。

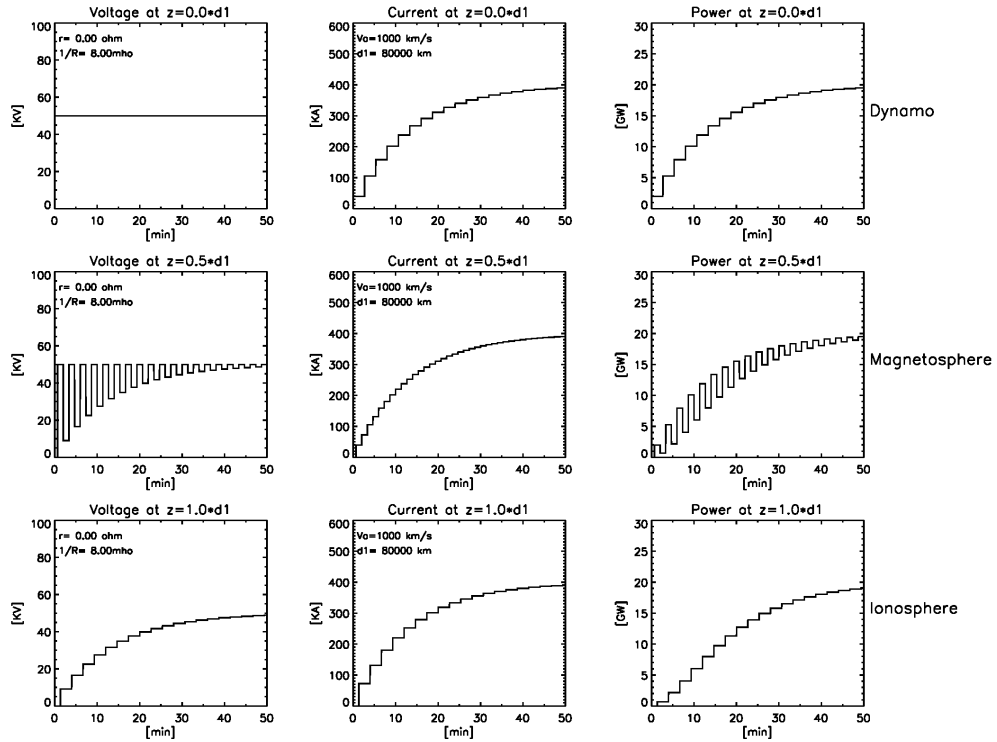


図 7.1-1 磁気圏電離層伝送線の上段)磁気圏ダイナモの位置(\$z=0\$)、(中段)磁気圏内(\$z=0.5d_1\$)、(下段)極域電離層の位置(\$z=d_1\$)における、(左列)電位(voltage)、(中列)電流(current)、(右列)電力(power)を示す。伝送線の長さ80,000 km、昼間の電離層コンダクタンス(8mho)、ダイナモ電位と内部抵抗はそれぞれ50kVと0 ohm、Alfven速度は1000km/sを与えた。(Figure 4 of Kikuchi 2014)

7.2. 沿磁力線電流成長のメカニズム

磁気圏伝送線中を波動が伝搬し、ダイナモと負荷で反射を繰り返すことで電流は成長する。この過程は、8.5 項の電離層電流の成長と共通する。

7.1. の式(1)(2)のダイナモ内部抵抗 \$r = 0\$ とし、磁気圏添字 1 を取り去った次式(1)(2)を用いて説明する。

$$V(z,t) = V_0 \left[U\left(t - \frac{z}{V_A}\right) + \Gamma U\left(t - \frac{2d_1 - z}{V_A}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2nd_1 + z}{V_A}\right) + \Gamma \sum_{n=1}^{\infty} (\Gamma\Gamma')^n U\left(t - \frac{2(n+1)d_1 - z}{V_A}\right) \right] \quad (1)$$

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

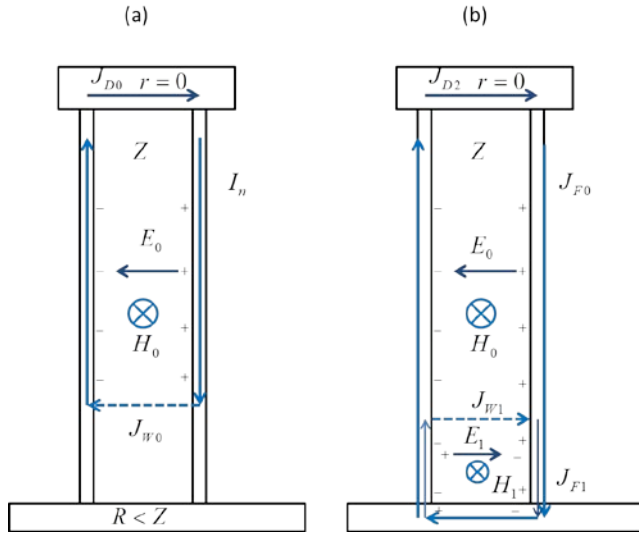


図 7.2-1 ダイナモ(内部抵抗ゼロ)と負荷(抵抗 R)を接続した2導体伝送線(特性インピーダンス Z)。昼間の条件($R < Z$)とする。図(a)は、2導体間の空間を電場 E と磁場 H の TEM 波が伝搬し、電位 V_0 と電流 I_0 を輸送する(過程①)。図(b)は、TEM 波が電離層で反射した直後の状態(過程②)。 J_{F0} は、入射波の波面電流、 J_{F1} は反射波の波面電流を表す。

- ① ダイナモから出発し、電離層に達する前(図 7.2-1(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)。

$$V_0 = V_0$$

$$I_0 = V_0 \frac{1}{Z} \quad (3)$$

- 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項と第2項で表される(添字1)。

$$V_1 = V_0 [1 + \Gamma]$$

$$I_1 = V_0 \frac{1}{Z} [1 - \Gamma] \quad (4)$$

$\Gamma < 0$ 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ダイナモ内部抵抗=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)。

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

$$I_2 = V_0 \frac{1}{Z} [1 - \Gamma - \Gamma] = V_0 \frac{1}{Z} [1 - 2\Gamma] \quad (5)$$

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。

③ 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、

$$V_3 = V_0 [1 + \Gamma - \Gamma - \Gamma^2] = V_0 [1 - \Gamma^2] \quad (6)$$

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

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 対流モデルでは、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。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。磁気圏電離圏結合を考える場合に磁気圏ダイナモの存在とその内部抵抗が重要である。

7.3. 沿磁力線電流 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。

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

$$I(t) = \frac{V_0}{R_1} \left(1 - e^{-\frac{R_1}{L_T} t} \right) \quad (2)$$

時定数は、

$$T = L_T / R_1 = \mu_0 \Sigma_1 d_1 \quad (3)$$

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り、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16mho、磁力線長80,000kmで計算した結果を図7.3-1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と磁力線の長さ

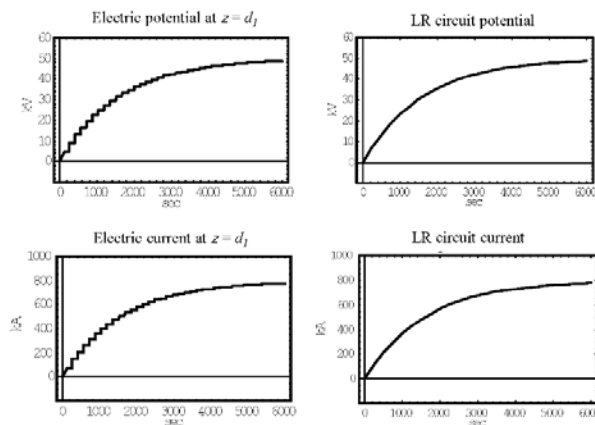


図 7.3-1 磁力線長 80,000km, 電離層伝導度 16 mho で計算した、伝送線($z = d_1$) (左列)と LR 回路(右列)の電位(上段)と電流(下段)。(extracted from Figure 5 of Kikuchi 2014)

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。

8. 電離層伝送線 (ionosphere-ground transmission line)

8.1. TM_0 (TEM) mode の励起

地球電離層導波管内の 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。電流と磁場が等価であるからである。MI, IG 伝送線の特徴 impedance を Z_1 (1.26 ohm), Z_2 (18.8 ohm) とし、極域電離層伝導度 $1/R$ (8 mho) とする。MI 伝送線を通る電流は、 R を流れ、一部は Z_2 に流れる。したがって、MI 伝送線の負荷として 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 $0.179 V_0$ に減少し、FAC は 1.821 倍に増加する。FAC は R (0.125ohm) と Z_2 (18.8ohm) 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 を流れるが、電流の一部は IG 伝送線を通り、 Z_2 すなわち TM_0 mode 波面を通る。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 を励起したと見ることができる。

8.2. 半無限長 IG 伝送線

IG 伝送線を幅 $w=2000$ km, 間隔 (E 層高度) $h=100$ km を持つ損失のある平行平板伝送線で置き換える (図 6.3-1)。幅と間隔が異なる伝送線の特徴インピーダンスは、 $Z_2 = 377 \cdot h / w = 18.8$ ohm である。まず、3 層地球電離層導波管 (図 5.3-1) 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 ($x=0$) の極域電離層 E 層 (8mho) での 6.3. の反射係数(9)は、 $\Gamma' = -0.99$ である。これは、ダイナモの内部抵抗 $r = 0$ の場合 ($\Gamma' = -1$) とほぼ同じである。ダイナモ電位は、FAC により与えられる極域電離層電位、 $V_0 U(t)$ とする。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、6.3. の式(12)(13)の第1項のみが残り、次式が得られる。

$$v_2(x, s) = \frac{V_0}{s} e^{-\frac{x}{V_{ph}} \sqrt{s(s+\alpha)}} \quad (1)$$

$$i_2(x, s) = \frac{V_0}{Z_2} \frac{1}{\sqrt{s(s+\alpha)}} e^{-\frac{x}{V_{ph}} \sqrt{s(s+\alpha)}} \quad (2)$$

ここで、添字 2 は IG 伝送線を意味する。

式(1)(2)の逆変換は次のようになる (e. g., McLachlan, 1962)

$$V_2(x,t) = V_0 \left[e^{-\frac{1}{2}\alpha t_0} U[t-t_0] + \frac{1}{2} \alpha t_0 \int_{t_0}^t U[t-\tau] e^{-\frac{1}{2}\alpha\tau} \frac{I_1 \left[\frac{1}{2} \alpha \sqrt{\tau^2 - t_0^2} \right]}{\sqrt{\tau^2 - t_0^2}} d\tau \right] \quad (3)$$

$$I_2(x,t) = \frac{V_0}{Z_2} e^{-\frac{1}{2}\alpha t} U[t-t_0] I_0 \left[\frac{1}{2} \alpha \sqrt{t^2 - t_0^2} \right] \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h}, \quad t_0 = \frac{x}{V_{ph}} \quad (5)$$

ここで、右辺の 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、 $x=5000$ km における電位と電流を計算した (図 8.2-1)。ダイナモ電位が 50 kV の階段関数の場合、 $x = 5000$ 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式(3)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 I_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(3)の第 1 項は、次式(6)が示すように、 $\Sigma_A \ll \Sigma_I$ 条件下の地球電離層導波管の減衰率(5.10. の式(3))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。

$$V(x,t) = V_0 e^{-\frac{1}{2}\alpha t_0} = V_0 e^{-\frac{x}{2h \cdot \Sigma \cdot Z_0}}. \quad (6)$$

地球電離層導波管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、地球電離層導波管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。

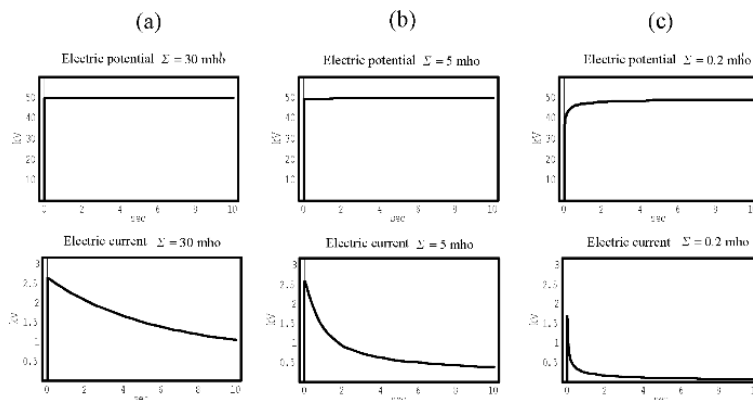


図 8.2-1 半無限長 IG 伝送線に電位 50 kV、内部抵抗 0 のダイナモを接続し、距離 5000km で計算した電位(上段)と電流(下段)。E 層伝導度を(a) 30 mho, (b) 5mho, (c) 0.2 mho とした。(Figure 7 of Kikuchi 2014)

8.3 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 (Tsunomura, 1999)。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 (5.12 項) によって大幅に増強される。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実現する過程を示す。

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、6.3. の境界条件 (9) の $R_L = 0$ である。したがって、ダイナモと負荷での反射係数は、 $\Gamma = \Gamma' = -1$ となる。

この条件下で 電位と電流を与える 6.3. の式 (16) (17) は、次のようになる。

$$v_2(x, s) = \frac{V_0}{s} \left[\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2nd+x]} - \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\gamma[2(n+1)d-x]} \right] \quad (1)$$

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

式 (1) (2) の逆 Laplace 変換は 8.2. の式 (3) (4) を用いて、次式 (3) (4) になる。

$$V_2(x, t) = V_0 \left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-\frac{\alpha}{2}t_{n1}} U(t-t_{n1}) + \frac{\alpha}{2} t_{n1} \int_{t_{n1}}^t e^{-\frac{\alpha}{2}\tau} U(t-\tau) \frac{I_1\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{\tau^2-t_{n1}^2}\right)}{\sqrt{\tau^2-t_{n1}^2}} d\tau \right] \\ - \sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-\frac{\alpha}{2}t_{n2}} U(t-t_{n2}) + \frac{\alpha}{2} t_{n2} \int_{t_{n2}}^t e^{-\frac{\alpha}{2}\tau} U(t-\tau) \frac{I_1\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{\tau^2-t_{n2}^2}\right)}{\sqrt{\tau^2-t_{n2}^2}} d\tau \right] \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$I_2(x, t) = \frac{V_0}{Z} e^{-\frac{\alpha}{2}t} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} U(t-t_{n1}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2-t_{n1}^2}\right) + \sum_{n=0}^{\infty} U(t-t_{n2}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2-t_{n2}^2}\right) \right\} \quad (4)$$

$$t_{n1} = \frac{2nd_2 + x}{c} \quad t_{n2} = \frac{2(n+1)d_2 - x}{c} \quad \alpha = \frac{R}{L} = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h} \quad (5)$$

式 (3) (4) 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。この反射は、負FACで与えられる負電位をソースとする伝搬波と等価である。したがって、式 (3) (4) は、正負のFACから出た電位と電流が重畳したトータルの電位と電流を表わしている。ここで重要な点は、電流の反射係数が正であるため、反射を繰り返すことで電流が成長することである。1個の TM_0 mode波が伝送する電流は小さいが、反射波または負FACからの伝搬波が重畳し、これが繰り返されることで電流が成長する。式 (3) (4) は、半無限伝送線路と同様に、減衰した階段関数と徐々に増加する拡散項で構成されるが、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 $d_2 = 8000\text{km}$ 、伝送線幅 $w = 2000\text{km}$ 、E層高度 $h = 100\text{km}$ として、計算した電離層電流を図 8.3-1(a) に示す。E層伝導度 $100\text{--}0.3\text{mho}$ の異なる条件下で計算した電流は、立ち上がりは光速のため瞬間的であるが、ゆっくり増加する。ただし、増加の時定数は1秒から20秒程度ときわめて短いために、SCのような短時間の事象であっても、電磁エネルギーが極から赤道へ瞬時に伝送されるとして差し支えない。この結果は、PIの電場・電流が赤道まで瞬時に伝搬するとした Araki (1977) を支持するとともに、赤道PIのピークに10-20秒程度の時間遅れが生じるとする観測結果 (3.3項) をも説明する。時定数の計算には、次節で示すように、IG伝送線を集中定数LR回路で置換するのが便利である。

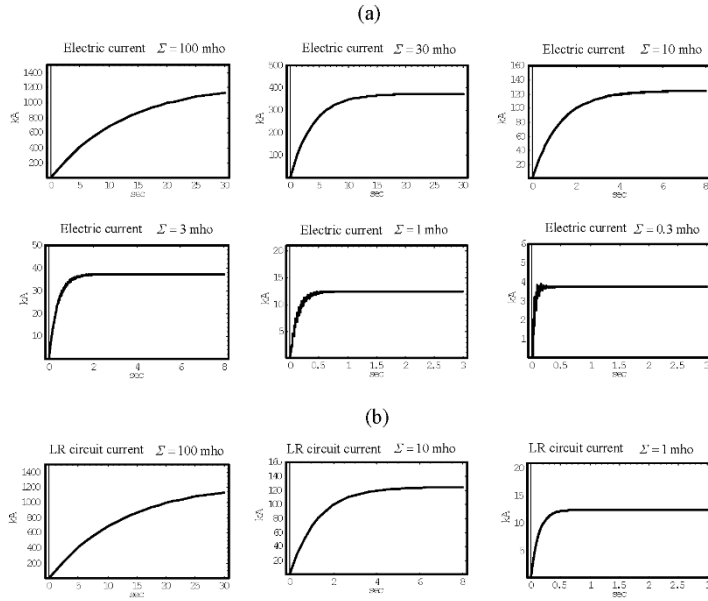


図 8.3-1(a) 電離層伝導度 =100、30、10、3、1、0.3 mho の有限長 IG 伝送線の $x = 5000$ km での電流、(b) 集中定数 LR 回路(100、10、1 mho)の電流。(Figure 10 of Kikuchi 2014)

8.4. 電離層 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(1)(2)に示すように、 L_T は伝送線路の長さ
と間隔に比例し、幅に逆比例する。抵抗は長さに比例し、幅に逆比例する。

$$L_T = \mu_0 d_2 \frac{h}{w} \tag{1}$$

$$R_T = \frac{d_2}{w \Sigma} \tag{2}$$

電流と時定数は次式で与えられる。

$$I_2(t) = \frac{V_0}{R_T} \left(1 - e^{-\frac{R_T}{L_T} t} \right) \tag{3}$$

$$T = \mu_0 h \Sigma \tag{4}$$

式(3)を用いて計算したLR回路の電流を図8.3-1(b)に示す。伝導度100、10、1mho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、現象の時間スケール内では、極赤道電流がほぼ瞬間的に定常電流になると言ってよい。正確には、PIの場合、開始が光速で瞬間的であり、ピークが10秒程度遅れる。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)の結果を説明する。

8.5. 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(8.2.の式(4))。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(2.7kA) (図8.2-1)は、定常電流

(375kA) (図8.3-1) に比べて2桁小さい。定常電流は、上述したように、 TM_0 波が有限長伝送線のダイナモと負荷の間で反射を繰り返して成長した電流である。この過程の詳細を図8.5-1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つの境界間を光速で伝搬し、18.8 Hz で振動している。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、振動の振幅が時間と共に減衰する。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8.5-1(b)) は振動せず、徐々に増加する。ダイナモと負荷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。

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

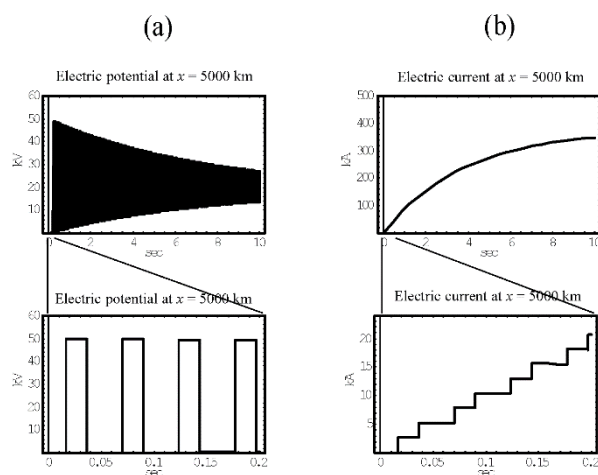


図 8.5-1 ダイナモ電位と内部抵抗を 50kV と 0ohm とした有限長 IG 伝送線 ($d_2 = 8000$ km, $\Sigma = 30$ mho) の $x = 5000$ km における電位 (a) と電流 (b)。上段の時間軸 (0-10 秒) の最初の部分 (0-0.2 秒) の拡大図を下段に示す。 TM_0 モード波によって運ばれる電位は 0 から 50kV の間で振動し、18.75 kV の定常状態に近づき、電流は 375kA の定常状態まで階段状に増加する。(Figure 9 of Kikuchi (2014))

9. 地磁気誘導電流 GIC

9.1. 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、電力送電線中を直流に近い地磁気誘導電流 (GIC: geomagnetically induced current) が流れる (Pirjola, 1983)。GIC は、1989 年 3 月 13 日にカナダとアメリカ東部で大規模な停電を発生させた (Bolduc, 2002)。以来、宇宙天気研究の大きな課題となっている (Watari et al., 2009; Kikuchi et al., 2021b)。我が国でも北海道 (35.7° GML) で GIC が計測され、地磁気 Y 成分の静穏時からの変動分 (B_y) にほぼ比例 (相関係数 (cc) > 0.8) することが Watari et al. (2009) により報告された。GIC が時間微分 dB_y/dt ではなく、変動分 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)。地磁気 Y 成分依存性の原因は特定されていないが、この関係はチリ北部でも観測され、地球電離層導波管 TM_0 mode が誘導する地表面電流で説明された

(Brändlein et al., 2012)。以下で、電気伝導度が一様な1層モデルと電気伝導度の異なる2層モデルで誘導電場を計算し、観測されたGICとの比較をおこなう(詳細は、Kikuchi et al., 2021b)。

9.2. 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 $\delta(t)$ とした時の応答関数 (impulse response function) である (Cheng, 1959)。 $B_y(t)$, $E_x(t)$, $F(t)$ の Laplace 変換をそれぞれ $b_y(s)$, $e_x(s)$, $f(s)$ とすると、次の関係が成り立つ。

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

式(1)を逆変換すると、次式のように、 $E_x(t)$ は $F(t)$ と $B_y(t)$ の畳み込み積分 (convolution integral) として得られる。

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

一方、式(1)は次式(3)のように表すことができる。

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

$g(s) = f(s)/s$ とおくと、(3)の畳み込み積分は、

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

となる。ここで、 $B_y(0)$ は初期値を表わし、 $G(t)$ 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。

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、(4)は

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

となる。

9.3. 1層モデル

地球を一様な伝導度 $\sigma = 10^{-4}$ 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(6)で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} - \mu\sigma \frac{\partial B_y}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial z} + \mu\sigma E_x &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式の Laplace 変換は

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

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

で与えられる。

地表面 ($z=0$) の磁場を次式のように、時間に関する階段関数で与える。

$$B_y(t, z=0) = U(t) \quad (8)$$

$$B_y(t, z=\infty) = 0$$

式(7)の解は、

$$b_y = \frac{1}{s} e^{-z\sqrt{\mu\sigma s}} \quad (9)$$

$$e_x = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma}} \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-z\sqrt{\mu\sigma s}}$$

となり、 $g(s) = e_x(z=0)$ であるから、次式を得る。

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

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。

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

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

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

で計算される。

【1層モデルの応用例】

図 9.3-1(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(13)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。

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

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。(13) 式の Laplace 変換は次式となる。

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

(10) (14) より、

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

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。

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

電気伝導度を $\sigma = 10^{-4}$ mho/m、 $t_w=80$ 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

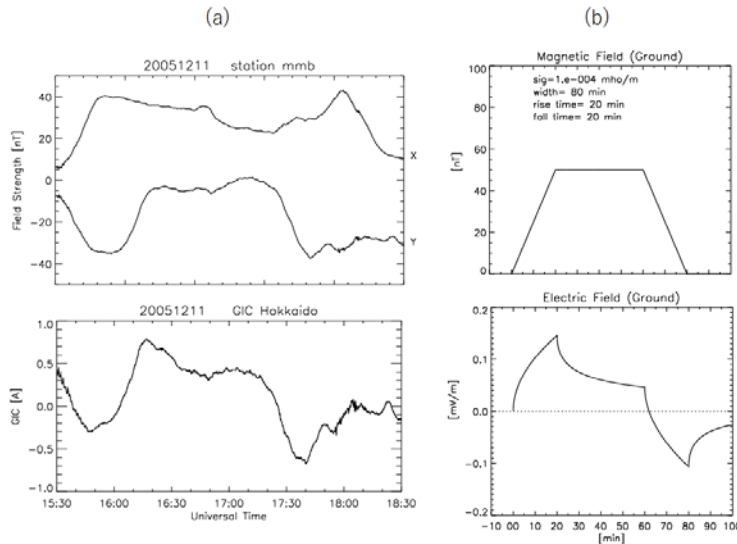


図 9.3-1 ((a) 上段) 北海道女満別 (mmb) の地磁気 Y 成分の台形状変化。(a) 下段) mmb で計測された GIC。(b) 上段) 地磁気 Y 成分を台形状時間変化として 1 層モデルに与えた。(b) 下段) 計算された誘導電場。

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に、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。

9.4. 2層モデル

上層の厚み 20km、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、2 層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、

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

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

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。

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

誘導電場は、地磁気 1 秒値を使って、

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

で計算される。

9.5. SC への応用

SC 時に北海道で記録された GIC の例 (Kikuchi et al., 2021b) を図 9.5-1 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。

2 層モデルを用いて、2 つの磁気嵐中に発生した SC/SI について推定した GIC を図 9.5-2 に示す。図 9.5-2 上段 A, C は、それぞれ、2001 年 11 月 6 日と 2003 年 10 月 30 日に女満別で観測された磁気嵐を示す。図下段 B, D は、それぞれの磁気嵐中に 2 層モデルで推定した GIC を示す。磁気嵐 A では、主相の磁場変動が SC の振幅より大きいにもかかわらず、SC による GIC が磁気嵐中で最も強いことを示している。磁気嵐 B では、磁気嵐の主相が発達する途中の 20UT で SI とされる磁場の急激な変化が発生し、これにより強い GIC が発生する。磁気嵐環電流がまだ大きく発達していない磁気嵐の初期段階であるが、電離層電流による B_y 成分が大きいため強い GIC を発生させている。GIC の地磁気 Y 成分依存性により、GIC の大きさが地方時に依存する可能性を示しており、宇宙天気予報の観点から注目される。

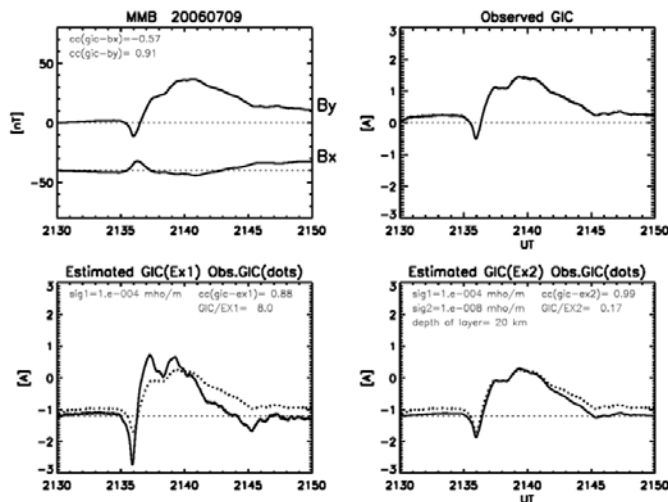


図 9.5-1 SC 時に女満別 (MMB) で記録された B_x , B_y (上段左) と GIC (上段右)。 B_y により 1 層モデル内に誘導された E_{x1} と 2 層モデルの E_{x2} から推定された GIC をそれぞれ、下段左と右の実線で示す。再現性を可視化するために記録された GIC を点線で示す。(Figure 9 of Kikuchi et al., 2021b)

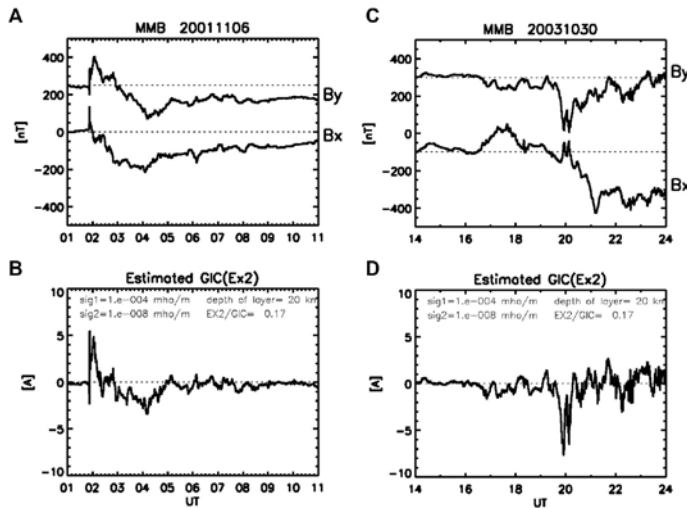


図 9.5-2 女満別 (MMB) で記録された 2 つの SC (上段 A, C) 時の B_y から 2 層モデルで予測された GIC (下段 B, D)。(Figure 10 of Kikuchi et al., 2021b)

10. 電離圏電場・電流の計測法

中低緯度電離圏電場の観測法として、電離圏 F 層プラズマの電場ドリフトを測定する方法と、電離圏 E 層電流による地上磁場変動から検知する方法を述べる。

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

電磁エネルギーの担い手である電場 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。SC の電場を計測するには、高時間分解能 (10 秒以下) で運用する HF Doppler サウンダーがよい (Davies et al., 1962; Kikuchi, 1986)。電気通信大学が運用している HF Doppler サウンダーは、図 10.1-1 に示すように、調布の送信局 Tx から 5006kHz, 8006kHz 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に展開する受信点 Rx で受信する (<http://gwave.cei.uec.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点に上下動が生じ、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)。

$$V_{\text{vert}} = -\frac{c}{2f \sin \theta} \Delta f \quad (1)$$

$$E = -\frac{cB}{2f \cos I \sin \theta} \Delta f \quad (2)$$

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。

$$\begin{aligned} f = 5 \text{ [MHz]} \quad V_{\text{vert}} [\text{m/s}] &= -31.0 \Delta f [\text{Hz}] \quad E [\text{mV/m}] = -2.17 \Delta f [\text{Hz}] \\ f = 8 \text{ [MHz]} \quad V_{\text{vert}} [\text{m/s}] &= -19.3 \Delta f [\text{Hz}] \quad E [\text{mV/m}] = -1.36 \Delta f [\text{Hz}] \end{aligned} \quad (3)$$

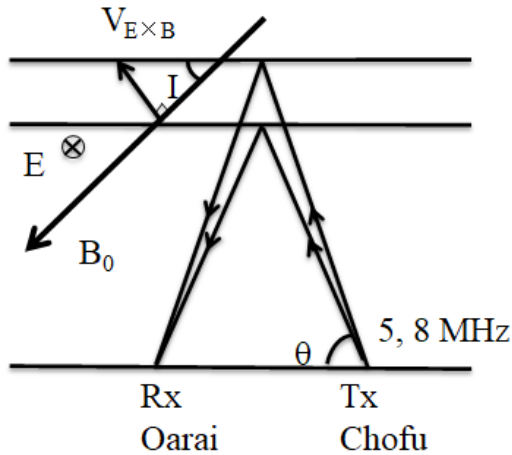


図 10.1-1 HF Doppler サウンダーで電離圏電場を観測する原理。送信局 Tx から周波数 5MHz, 8MHz で送信された電波が F 層で反射され、受信点 Rx で受信される。F 層プラズマが電場 E により速度 V でドリフト運動する結果、反射点が上下動する。この結果、電波の位相長が変化して、Doppler 周波数が発生する。

10.2. 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 が流す電離層電流による磁場を観測する。赤道では Cowling 効果により強い電流 (EEJ: equatorial electrojet) が流れるため、電場を受信するアンテナの役割を果たす。地上磁場 b が電離層電流と地球内部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、低緯度へ伝搬する過程で厳しい幾何学的減衰を受ける (5.11 項)。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が、赤道では Cowling 電流が流れ、観測可能な磁場変動を引き起こす (5.12 項)。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、赤道の磁場変動が subauroral 帯に匹敵する大きさを持つ (Kikuchi et al., 1996)。

[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内の電流による磁場、それぞれ DP (disturbances of polar origin), DL (disturbances at low latitude)、が重畳したものである。赤道における DP (EEJ) 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)。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、類似性や同時性から瞬時伝搬する電場効果を検知できる。たとえば、PI が高緯度と赤道、昼半球と夜半球で 10 秒の精度で同時に開始する場合 (3.1 項, 3.2 項)、また、DP2 磁場変動 (周期 40 分) の高緯度と赤道間の相関係数が 0.9、時間ずれが 25s 以内というような場合である (3.5 項)。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 波により光速で伝搬したためである (5.3 項)。特に、radar/sounder は大気波動や熱圏風による効果を強く受けるため、電場の同定のために同時性が重要になる。

10.3. 電場・磁場観測網

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と EEJ による赤道磁場を計測する。

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。

11. 補遺(Appendix)

11.1. 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。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ために、Laplace 変換を用いて微分方程式を解く。

Laplace 変換を用いると、時間微分は s (s は複素数)、積分は $1/s$ の乗算で置き換えられ、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、解は時間の関数として得られる。SC のように、階段関数的に変化する磁場の伝搬特性(媒質の 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。

Laplace 変換の応用例として、5.1 項で扱った電場 E_y の拡散方程式(次式(1))、および波動方程式(8)を解く。

【拡散方程式】

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

時間に関する Laplace 変換とその逆変換は、

$$e_y[x, s] = \int_0^{\infty} E_y[x, t] e^{-st} dt \quad (2)$$

$$E_y[x, t] = \frac{1}{2\pi j} \int_{a-j\infty}^{a+j\infty} e_y[x, s] e^{st} ds \quad (3)$$

で定義される。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。逆変換式の積分は $\omega = -\infty$ から $+\infty$ である。

Laplace 変換した方程式は次のようになる。

$$\mu_0 \sigma s \cdot e_y = \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2}. \quad (4)$$

(4) の一般解は、

$$e_y = C_1 e^{-x\sqrt{\mu_0\sigma s}} + C_2 e^{x\sqrt{\mu_0\sigma s}}. \quad (5)$$

階段関数 $U(t)$ を $x=0$ の境界条件として、 $+x$ 方向の伝搬のみを考えると、 $U(t)$ の Laplace 変換 $1/s$ を使って、(5) は、

$$e_y = \frac{1}{s} e^{-x\sqrt{\mu_0\sigma s}}. \quad (6)$$

(6) の逆変換は、

$$E_y = \text{Erfc} \left(\frac{x\sqrt{\mu_0\sigma}}{2\sqrt{t}} \right) \quad (7)$$

ここで、Erfc は相補誤差関数 (complementary error function) である。

【波動方程式】

波動方程式は、伝搬速度を c として、次式(8)で表され、解(11)が得られる。

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad (8)$$

$$\frac{s^2}{c^2} \cdot e_y = \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} \quad (9)$$

$$e_y = \frac{1}{s} e^{-\frac{x}{c}} \quad (10)$$

$$E_y = U \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad (11)$$

解(11)は、階段関数を時間軸上で x/c 移動させた形となる。

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

11.2. Poynting 定理

電場と磁場の積 (Poynting flux) $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ はエネルギー-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。

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

(1) の $\mathbf{H}, \mathbf{B}, \mathbf{E}, \mathbf{D}, \mathbf{J}$ ($\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$) は、次の Maxwell 方程式を満たす。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

(1)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。

$$\int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} da + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv = - \int_V \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) dv \quad (3)$$

磁気圏には背景磁場 \mathbf{H}_0 があるので、エネルギー流における $\mathbf{E} \times \mathbf{H}_0$ の効果を見るために、 \mathbf{H}, \mathbf{B} を次式の形で与える。

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + \mathbf{b} \end{aligned} \quad (4)$$

\mathbf{H}_0 は時間変化せず、空間的に一様であるとする Maxwell 方程式は次式となる。

$$\nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (5)$$

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

(4) を用いると、(1) は次式となる。

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) \cdot \frac{\partial (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})}{\partial t} \quad (7)$$

\mathbf{H}_0 は時間変化せず、空間的に一様であるので、次の関係式が成り立つ。

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_0) = \mathbf{H}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{E} = - \mathbf{H}_0 \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \quad (8)$$

$$- (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) \cdot \mu \frac{\partial (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h})}{\partial t} = - (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \quad (9)$$

(8) (9) を (6) に代入すると、次式が得られる。

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{h}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \quad (10)$$

(10) 式は、Maxwell 方程式 (5) (6) から導かれる Poynting 定理を表し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{H}_0$ はエネルギーの流れに寄与しない。

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.”

11.3. 磁化プラズマは誘電体

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 (magnetized plasma) 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、

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

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

$$\mathbf{J} = \varepsilon \frac{d\mathbf{E}}{dt} \quad (4)$$

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。

11.4. 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.”

11.5. エネルギー生成、輸送、消費を担う 3 種類の電場

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層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。地球電離層伝送路は 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、大気加熱、電離圏プラズマ運動などのエネルギー源となる。電離圏E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。

11.6. 磁気圏電離圏結合を電力ケーブルで考える(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、ある領域から他の領域へのエネルギー伝送を理解させるのに役立つ。

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.

11.7. 電流が流れるメカニズム

【電荷移動と電子移動】

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、電荷の移動速度は、電子の移動速度を意味しない。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、電荷の移動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、伝送線の特性インピーダンス、 $Z = \sqrt{\mu / \epsilon} \cdot d / w$ 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。したがって、電荷は波動の位相速度で移動する。沿磁力線電流を伝送する波動の伝搬速度はAlfven速度、E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、電荷移動を伝搬させる(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』、p133参照)。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出来る。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。

11.8. 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)として、xの正方向伝搬、y方向に一様を仮定する。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、

$$\begin{aligned}\nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times B &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}\end{aligned}\tag{1}$$

伝搬モードは2つに分離できる。 E_y, B_x, B_z のTE mode と、 B_y, E_x, E_z のTM mode である。

【TE mode】

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}\tag{2}$$

E_y に対する波動方程式と、 B_x, B_z を導く式は次のとおり。

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

x 方向伝搬は $x > 0$ 方向のみとする。波は導波管内で上方伝搬波(添字 1)と下方伝搬波(添字 2)が合成されたものである。

$$\text{Wave normal 角は、 } \theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta\tag{4}$$

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 E_1 , E_2 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。

$$\text{境界条件 1 : } E_y[z=0]=0 \quad (8)$$

(8) より、

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

(9) を (7) 式に入れると、

$$E_y = -2iE_1 \sin(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}$$

$$H_x = -2E_1 \frac{\sin \theta}{Z} \cos(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)} \quad (10)$$

$$H_z = -2iE_1 \frac{\cos \theta}{Z} \sin(k \sin \theta \cdot z) e^{i(\omega t - k \cos \theta \cdot x)}$$

導波管 mode は次の境界条件 2 より決まる。

$$\text{境界条件 2 : } E_y[z=h]=0 \quad (11)$$

(10) (11) より、

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

(12) より

$$k \sin \theta \cdot h = n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$f \sin \theta = \frac{c}{2h} n \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (13)$$

$n=0$ (TE₀ mode) に対して、次の関係が得られる。

$$\theta = 0$$

$$E_y = H_x = H_z = 0 \quad (14)$$

すなわち、TE₀ mode は存在できない。

$n \geq 1$ (TE_{1,2,\dots} 高次 mode) の TE mode は伝搬可能で、 $n=1$ の場合、鉛直方向の波長は $\lambda_z = 2h$ で

ある。したがって、この波長以上の波長を持つ波は伝搬できない。その遮断周波数 $f_{cutoff} = c / 2h$ は

$$f_{cutoff} = 2.14 \text{kHz} [n=1, h=70\text{km}]$$

$$f_{cutoff} = 1.5 \text{kHz} [n=1, h=100\text{km}] \quad (15)$$

である。

【TM mode】

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

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

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

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

$$\text{境界条件 1 : } E_x[z=0] = 0\tag{21}$$

(21)を(20)に代入すると、

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

(22)を(20)に代入して、

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

$$\text{境界条件 2 : } E_x[z=h] = 0\tag{24}$$

$$\begin{aligned}\sin(k \sin \theta \cdot h) &= 0 \\ f \sin \theta &= \frac{c}{2h} n \quad (n = 0, 1, 2, \dots)\end{aligned}\tag{25}$$

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

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

(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 TM mode の cutoff 周波数は TE mode のそれと同じである。 TM_0 mode の cutoff 周波数はゼロであるので、時間スケールによらず、宇宙天気事象のエネルギー伝送を可能にする。

11.9. Transverse (TM) mode と compressional mode 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の回路が形成される。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、到来波の電場を弱めると同時に、これを電流源とする FAC が発生し、元の FAC を増加させる。これが反射波である。 TM 波は、電磁エネルギーの継続的な供給を担う。(7.2 項【沿磁力線電流成長のメカニズム】参照)。

Compressional mode の場合、波面電流が電離層へ達して伝導電流を流すと、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。電荷による逆向き電場により、到来波の電場が弱められるのみであ

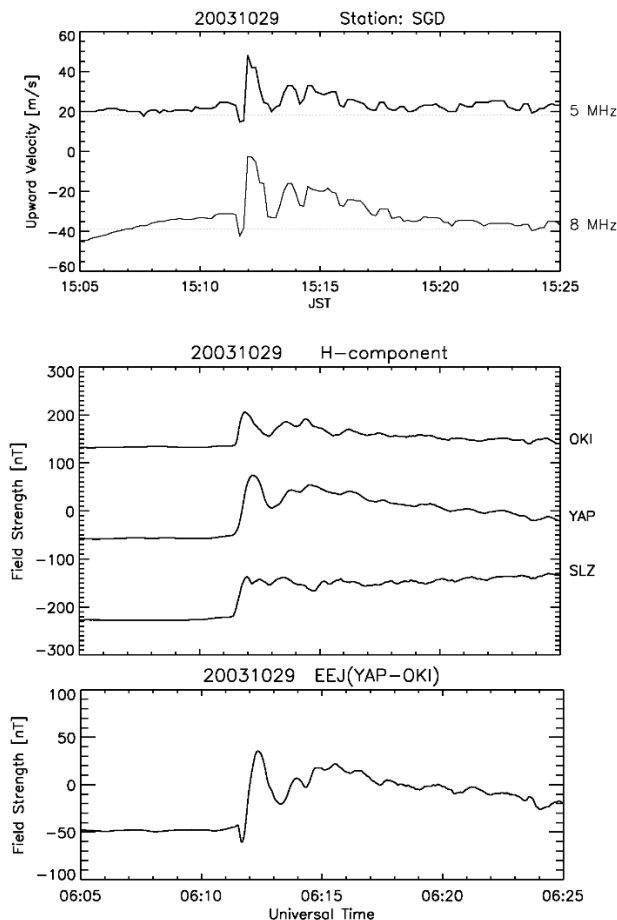


図 11.9-1 上段は、HF Doppler サウンダーにより観測された電離圏運動。中段は、OKI, YAP, SLZ で観測された SC。下段は、EEJ(YAP-OKI)を示す。電離圏の運動は、EEJ との対応がよい。(Figure 6 of Kikuchi et al., 2016)

る。(4.4 項参照)

TM mode と圧縮波の伝搬速度に差がある。TM mode は、磁力線沿いに極域電離層へ伝搬するが、圧縮波は磁力線を横切って、伝搬速度の遅いプラズマ圏を通過する。PI 電場は極域に到達したあと光速で赤道へ伝搬するために、赤道 PI は DL より数 10 秒早く開始する (Araki, 1977)。中緯度の PI 電場も DL より早く開始することが報告された (Kikuchi, 1986)。一方で、まれではあるが、major storm のような場合に、逆に DL の開始が PI 開始より早い場合がある (Kikuchi et al., 2016)。図 11.9-1 に示すように、中緯度と赤道の磁場 H 成分に PI は現れていないが、SCF と EEJ に現れた。圧縮波が先に到達して、中緯度から赤道で同時に増加し、赤道で PI が見えない。しかし、EEJ には PI が現れ、これに対応する電場が PFD として観測された。磁気圏の圧縮が激しいために、赤道面の伝搬が磁力線沿いの伝搬より速かったと推定される。

11.10. 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, p276)。

$$\begin{aligned} E &= -\nabla V - \frac{\partial A}{\partial t} \quad (V/m) \\ H &= \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (A \cdot T/m) \end{aligned} \quad (1)$$

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、

$$\begin{aligned} [A] &= \frac{\mu}{4\pi} \int_v \frac{J \cdot e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r} dv \quad (Wb/m) \\ [V] &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_v \frac{\rho \cdot e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r} dv \quad (V) \end{aligned} \quad (2)$$

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、

$$\begin{aligned} A_z &= \frac{\mu I l \cdot e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{4\pi r} \\ V &= \frac{q}{4\pi\epsilon r} e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)} \end{aligned} \quad (3)$$

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。

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

この式は、4.5. の Lorentz 変換式(1)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、

$$V = \frac{I}{4\pi\epsilon j\omega} \left(\frac{e^{j\omega\left(\frac{r_1}{c}\right)}}{r_1} - \frac{e^{j\omega\left(\frac{r_2}{c}\right)}}{r_2} \right) \approx \frac{Il \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)} \cos\theta}{4\pi\epsilon c} \left(\frac{1}{r} + \frac{c}{j\omega r^2} \right) \quad (5)$$

Az, V を使って、E, H は次のようになる。

$$\begin{aligned} E_r &= -j\omega A_r - \frac{\partial V}{\partial r} = -j\omega A_z \cos\theta - \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{Il \cos\theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{2\pi\epsilon} \left(\frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \\ E_\theta &= -j\omega A_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = j\omega A_z \sin\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{Il \sin\theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi\epsilon} \left(\frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \\ H_\phi &= \frac{Il \sin\theta \cdot e^{j\omega\left(\frac{r}{c}\right)}}{4\pi} \left(\frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

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 mode により伝搬する DL の rising phase に相当する (1.2 項)。 H_ϕ の第 2 項は Biot-Savart 則の静磁場を与える。DL の準定常値に相当する。波動磁場と静磁場が同じ値になる距離は、

$$r = \lambda / 2\pi = 0.16\lambda \quad (7)$$

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。

電場の第 1 項は compressional mode として地球方向へ伝搬し、Akebono 衛星で観測された東西電場である。第 2 項と第 3 項の誘導性電場と静電場は電流近傍にリアクティブなエネルギー溜りを創り出す。この領域で沿磁力線電流が生成される (4.6 項)。

【ULF 波動の固定波数に関するコメント】

11.8 項の式 (13) (25) が示すように、導波管の幅方向の波数は導波管幅で決まる定数である。言い換えると、波数を固定することは導波管を設定することと等価である。かつて、磁気圏電離圏の波動伝搬理論において、南北方向波数を固定する理論があった。Nishida (1964) は、鉛直一次元伝搬では、観測される SC の特性を説明できないとし、磁気圏が太陽風により変形されるために発生する波動が南北方向に 1000km のスケールを持つためであるとした。この波動の電離層透過伝搬により PI が発生するとした。南北方向の波数を固定することは、磁気圏に導波管を持ち込むことと等価である。実際に地上で観測される磁場変動の局所性は、電離層電流や沿磁力線電流によって発生する。電流が赤道方向へ広がることを最初に提案したのは Araki (1977) であるが、それまでは、磁気圏から鉛直方向に伝搬する波動の特性での説明が試みられた。

11.11. Fukushima モデル

福島モデル (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 11.11-1(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。

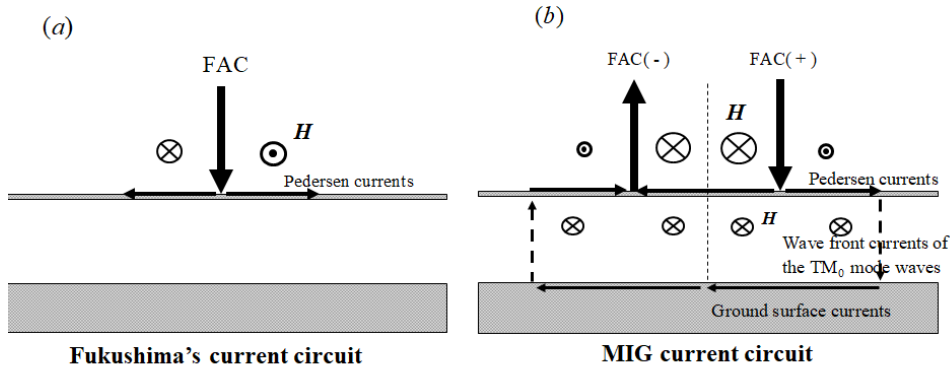


図 11.11-1 (a) 1 本の FAC と放射状に広がる Pedersen 電流の回路(Fukushima, 1976)。 (b) 1 対の FACs と Pedersen 電流-TM₀波面電流-地表面電流回路。(Figure 11 of Kikuchi 2014)

Kikuchi (2014) の伝送線(図 11. 11-1(b))との違いが 2 点ある。伝送線では電離層下の空間に TM₀ mode の波面電流が存在し、磁場が存在する。波面電流は、電離層電流および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対称軸上に存在するが、1 本の FAC の場合は線電荷周辺に電位ゼロが存在しない。次式は、1 本の線電荷密度 σ がつくる電位を示す。

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

距離 r が無限大の時、電位はマイナス無限大である。仮に無限の彼方で電位ゼロとすると、線電荷の電位が無限大となり、これを実現するために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、

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

で表され、 $r_1 = r_2$ の線上の電位がゼロである。

つぎに、インピーダンスで考察する。1 対の FACs を半径 a の導線が間隔 D 離れているとする。特性インピーダンス Z は次式で表される。

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

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。無限に大きいインピーダンスの導線には、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、2 本の電流で構成される FAC ペアを基本にしなければならない。

12. 用語

・電磁気学用語は和名のみを使用した。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。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。

12.1. 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。
- ・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、 $F = nmv^2$ 。
- ・Cusp/mantle 領域:
磁気圏境界の昼間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。対流電場と R1FAC のダイナモ領域。
- ・磁気圏尾部 (magnetotail) :
磁気圏の反太陽方向へ磁力線が吹き流しのよう延びる筒状の領域。南北半球の境界にプラズマシートがある。
- ・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 電場を強める。
- ・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 項)と太陽風動圧が創る太陽風動圧ダイナモ(1.3 項)がある。単に、IMF ダイナモを指す場合が多い。
- ・内部磁気圏 (inner magnetosphere) :
Plasma sheet の内側の環電流が発達する領域。
- ・内部磁気圏ダイナモ(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。
- ・磁気圏対流(magnetospheric convection) :
南向き IMF が起動するダイナモがつくる朝夕方向(dawn-to-dusk)対流電場が駆動するプラズマ運動。1 対の R1FAC を取り巻く等電位線に沿う 2 つ渦のプラズマの ExB ドリフト運動。
- ・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力線の束(tube)が太陽風プラズマと共に反太陽方向へ移動する。

12.2. 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 に平行な磁場成分 b が、 B_0 に垂直方向に伝搬する波動。電場成分が伝搬面(伝搬方向と地球磁場 B_0 を含む面)に垂直となるので、TE(Transverse Electric)mode であ

る。SCの場合、電場Eは B_0 に垂直で西向きなので、プラズマ運動 $E \times B_0 / B_0^2$ は地球方向、Poynting flux (ExH)も地球方向である。

・ Transverse mode (TM mode) :

磁化プラズマ中を外部磁場に平行方向に伝搬し、沿磁力線電流を極域電離層へ伝送する。磁場成分Hが伝搬面(伝搬方向と沿磁力線電流対を含む面)に垂直であるので、TM(transverse magnetic)modeである。電場は、磁場と沿磁力線電流に垂直で、Poynting flux(ExH)が外部磁場方向である。SCやDP2の場合に、ポテンシャル電場と沿磁力線電流を極域電離層へ伝送する。

・ 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 $\sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 。Alfvén 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加えて、伝送線の形状に依存する。

・ 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項目が分極電流。磁化プラズマ中の変位電流は、ほぼ分極電流。

・ 波面電流 Wave front :

伝搬する波動の波面には、電場方向に変位電流が流れ、波面電流が波面前後の磁場勾配に比例する。

12.3. 磁気圏-電離圏電流

・ 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。 $J = F \times B / B^2$ 。

・ 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。極域電離圏の午前側に流れ込み、午後から流れ出る。

・ 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、オーロラ帯電離圏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。

12.4. 地球電離層導波管伝搬

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

地面と電離圏E層が形成する導波管。伝搬面(伝搬方向と高さ方向を含む面)に電場が垂直なmodeは、TE mode、磁場が垂直なmodeがTM modeである。数kHzのcutoff周波数を持つ電磁波の場合は、下部電離圏(70-90km)が境界となる。Cutoff周波数=0の TM_0 モードは電流層(E層:100km)と地面に電流を誘導しながら、光速度伝搬する。

・ 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の境界条件と電離圏側の境界条件により伝搬モードが決まる。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の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。磁気圏では、沿磁力線電流を流す1対の磁力線が伝送線を構成する。電離圏では、電流層であるE層とリターン電流が流れる地球表面が伝送線を

構成する。電流を伝送する波動は、磁場成分が伝搬面（伝送線を含む面）に垂直な TM mode である。Cutoff 周波数がゼロの TM_0 mode はすべての周期の変動に対して、エネルギーを伝送する。伝送線を通る電流は、 TM_0 mode の波面電流（分極電流または、変位電流）で閉じる。この電流回路が Alfvén 速度または光速で移動する。

- ・ 損失伝送線 (Lossy transmission line) :

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

- ・ 導波管 TM, TE, TM_0 , TEM mode :

磁場が伝搬面に垂直なモードが TM(transverse magnetic) mode。電場が伝搬面に垂直なモードが TE(transverse electric)mode。TM mode は鉛直方向の電場を持つため、cutoff 周波数=0 の TM_0 mode が伝搬できる。 TM_0 mode は伝送線の TEM(transverse electromagnetic mode)と同じである。TE mode の電場は水平成分のみであるため、 TE_0 mode は伝搬できない。

- ・ 拡散モード(diffusion mode) :

電離層や地球内部などの導体中を伝搬する電磁波。変位電流が無視でき、拡散方程式で記述される(11.1 項)。伝搬定数 k は複素数となり、実成分が伝搬項、虚数成分が減衰項を表す。

- ・ 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、自由空間中の波数 k_0 を超える。この結果、伝搬方向の波数 k_x が $k_x^2 = k_0^2 - k_z^2 < 0$ の関係により、虚数となる。伝搬項がなく、振幅が指数関数的に減衰する。

12.5. 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。

- ・ 電離圏 F 層(ionospheric F-layer) :

地上 300km 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(10.1 項)。

- ・ 電離圏 E 層(ionospheric E-layer) :

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。電離層中に Hall 電流のみが流れるとする論文を散見するが、メカニズムから見て、同時に Pedersen 電流が流れることに注意する必要がある。

- ・ 電離圏対流(ionospheric convection) :

電離圏電場が駆動する 2 つ渦の F 層プラズマの運動。定常状態で、磁気圏対流を磁力線で電離圏へ投影した形になる。

- ・ 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、対流電場と逆向きで、夕朝方向(dusk-to-dawn)である。対流電場を打ち消す方向の電場であるために、遮蔽電場と呼称されるが、金属による静電遮蔽とは異なり、遮蔽電場が対流電場より大きい場合（過遮蔽）がある。

- ・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、substorm が R2FAC を強める時などで発生する。

- ・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、強い北向き電場が発生する。プラズマが西方向にドリフトする。

- ・Evening anomaly :

沿磁力線電流が中低緯度電離圏に与える電場は、昼間と夜間で逆向きだが、電離層伝導度の昼夜非対称と Hall 伝導度効果により、夕方 18-21 時で昼間と同じ向きになる。電場強度が昼間より大きい evening enhancement を伴う。

- ・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。

- ・熱圏擾乱ダイナモ (disturbance dynamo) :

磁気嵐中に、極域熱圏・電離圏に流入したエネルギーが熱圏風を励起し、中緯度熱圏のダイナモ作用により、低緯度・赤道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 時間以上継続する場合がある。

- ・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、伝搬距離と共に電場強度が減少する。波源が有限サイズを持つ場合、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。

12.6. 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、電離層を流れる電流によると仮定して、描いた電流図。

- ・Hall 電流, Pedersen 電流

電離圏 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 電流となり、電場方向のイオン運動が Pedersen 電流となる。Hall 電流または Pedersen 電流のみに注目する場合、他方も同時に存在することに注意する必要がある。Hall 電流はエネルギー損失がないが、同時に存在する Pedersen 電流が消費するエネルギーを供給しない回路では Hall 電流が維持できない。

- ・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。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 DP2 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電離層で流れる主に Hall 電流。オーロラ電子降下により E 層が電離され、電気伝導度が大きくなるため、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。この結果、地磁気日変化(Sq)や DP2, SC, Pc5 等の振幅が赤道増大する(equatorial enhancement)。

- ・赤道カウンタージェット電流 CEJ(counter-electrojet):

R2FAC が昼間赤道 E 層に流入して流れる西向き EEJ。

- ・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 (5.12 項)。

12.7. 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。

- ・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。
(<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、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

CGM Lat: 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:

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。

- ・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磁場増加。R1FAC 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) に電離圏電流による DP が重畳する。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。

12.8. 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ため、地上磁場水平成分が減少する (主相, main phase)。電離層で DP2 電流が流れ、熱圏電離圏プラズマの変動が発生する。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)。

- ・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、内部磁気圏で部分環電流 (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、中緯度夜間の地上で地磁気湾型変化 (positive bay) が発生する。中緯度-赤道の電離圏では、overshielding 電場・電流が発達し、昼間赤道で CEJ が発生する。

- ・環電流 (ring current) :

磁気嵐において、対流電場により磁気圏内で発達する西向き電流。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が内部磁気圏ダイナモとして働く。磁気嵐主相でも発達する。夕方から午後にかけて強い。

12.9. 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>
- ・SuperMAG 磁力計網 : <http://supermag.jhuapl.edu/>
- ・SYM-H : <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index-j.html>
- ・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, Czech Republic : <http://datacenter.ufa.cas.cz/>

12.10. 電磁気学基本

- ・電流連続式 current continuity equation

電離層 (伝導度テンソル Σ) へ流入する沿磁力線電流 j_{\parallel} は電離層電流 \mathbf{J} と連続してグローバルな電位分布 Ψ を決める (I は伏角)。(equation 5 of Tsunomura 1999)

$$\nabla \cdot \left(\begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\phi} \\ \Sigma_{\phi\theta} & \Sigma_{\phi\phi} \end{bmatrix} \cdot \nabla \Psi \right) = -\sin I \cdot j_{\parallel}$$

- ・伝達関数 transfer function :

システムの出力と入力のラプラス変換の比で表される。デルタ関数のラプラス変換=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。

- ・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 $\mathbf{E} = -\nabla \Phi$ 。性質は irrotational, curl free ($\nabla \times \mathbf{E} = 0$)。電場は $\nabla \cdot \mathbf{E} = \sigma / \epsilon$ 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 irrotational 電場。性質は divergence free, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 。電場は、vector potential を A として、 $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ から求められる。

- ・Poynting flux :

電場と磁場のベクトル積 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 。Poynting 定理 $\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = -\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ を満たすとき、エネルギー流を表す。

・ Lorentz 力 :

磁場中を流れる電流が受ける力。 $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$

・ Biot-Savart 則 :

微小電流 $I d\mathbf{l}$ が周辺の空間に磁場, $\mathbf{H} = \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{4\pi r^3}$ をつくる (11.10 項)。

・ 凍結条件 (frozen-in condition) :

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

・ 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・電流は一定。分布定数回路では、電位・電流が導線上の場所に依存する。

・ 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。

・ 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。

・ 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 型の地球磁場が IMF とつながって宇宙空間に延びる。

13. 引用文献と参考図書

- 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, doi:10.1029/98GL01096.
- Alfven, 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, 373-384.
- Araki, T., J. H. Allen and Y. Araki (1985), Extension of a polar ionospheric current to the nightside equator, *Planet. Space Sci.*, 33, 11-16.
- 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.
- 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.
- Bolduc, L. (2002), GIC observations and studies in the Hydro-Québec power system, *J. Atmosph. Solar-Terrest. Phys.* 64 1793-1802.
- Brändlein, D., H. Lüher, 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, A11314, doi:10.1029/2012JA018008.
- Budden, K. G. (1961), *The wave-guide mode theory of wave propagation*, Academic Press Inc. London, 33-34.
- Cheng, D. K. (1959), *Analysis of linear systems*, Addison-Wesley world student series edition.

- 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, 601-609.
- Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47.
- 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, doi:10.1002/2014JA020065.
- 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, 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, A05304, doi:10.1029/2007JA012801.
- 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.
- Fukushima, N. (1969), Equivalence in ground geomagnetic effect of Chapman-Vestine's and Birkeland-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, RA; Ruohoniemi, JRM; Baker, KB; Bristow, WA; Sofko, GJ; Villain, JP; Lester, M; Slavin, J. (1999), Convective response to a transient increase in dayside reconnection, *J. Geophys. Res.*, 104, A5, 10,007-10,015.
- Greifinger, C. and P. S. Greifinger (1968), Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide, *J. Geophys. Res.*, 73(23), 7473-7490.
- 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, 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, doi: 10.1002/2017JA024329.
- 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, 1383-1389.
- 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, 5694-5701, doi:10.1002/2015GL064674.
- Hirono, M. (1952), A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region, *J. Geomag. Geoelectr. Kyoto*, 4, 7-21.

- Jacobs, J. A., and T. Watanabe (1963), The equatorial enhancement of sudden commencements of geomagnetic storms, *J. Atmos. Terrest. Phys.*, *25*, 267–279.
- Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa (1978), Transmission of polar electric fields to the Equator, *Nature*, *273*, 650–651.
- Kikuchi, T., and T. Araki (1979a), Transient response of uniform ionosphere and preliminary reverse impulse of geomagnetic storm sudden commencement, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, *41*, 917–925.
- Kikuchi, T., and T. Araki (1979b), Horizontal transmission of the polar electric field to the equator, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, *41*, 927–936.
- 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*, pp. 4389–4393.
- Kikuchi, T. (1986), Evidence of transmission of polar electric fields to the low latitude at times of geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, *91*, 3101–3105.
- 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*, 17161–17173.
- Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki (2001), Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, *106*, 15, 555–15, 565.
- Kikuchi T., and T. Araki (2002), Comment on “Propagation of the preliminary reverse impulse of sudden commencements to low latitudes” by P. J. Chi et al., *J. Geophys. Res.*, *107* (A12), 1473, doi:10.1029/2001JA009220.
- Kikuchi, T. (2005), Transmission line model for driving plasma convection in the inner magnetosphere, *The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling, AGU Geophysical Monograph Series Volume 155*, 173–179, edit. T. I. Pulkkinen, N. A. Tsyganenko, and R. H. W. Friedel.
- 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*, 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*, doi:10.1002/2015JA022166.
- Kikuchi, Takashi (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*, Edited by Chaosong Huang and Gang Lu. © 2021 American Geophysical Union. Published 2021 by John Wiley & Sons, Inc. DOI: doi:10.1002/9781119815617.ch14
- Kikuchi, Takashi, Jaroslav Chum, Ichiro Tomizawa, Kumiko K. Hashimoto, Keisuke Hosokawa, Yusuke Ebihara, Kornyanat Hozumi, Pornchai Supnithi (2021a), 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*, DOI: 10.1186/s40623-020-01350-8.
- Kikuchi T, Ebihara Y, Hashimoto KK, Kitamura K and Watari S-I (2021b) Reproducibility of the Geomagnetically Induced Currents at Middle Latitudes During Space Weather

- Disturbances. *Front. Astron. Space Sci.* 8:759431.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.759431>.
- Kikuchi, T., T. Araki, K. K. Hashimoto, Y. Ebihara, T. Tanaka, Y. Nishimura, G. Vichare, A. K. Sinha, J. Chum, K. Hosokawa, I. Tomizawa, Y. Tanaka, A. Kadokura (2022a), Instantaneous achievement of the Hall and Pedersen-Cowling current circuits in northern and southern hemispheres during the geomagnetic sudden commencement on 12 May 2021, *Front. Astron. Space Sci.* 9:879314. doi: 10.3389/fspas.2022.879314. <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fspas.2022.879314/full>
- Kikuchi, T.; Hashimoto, K.K.; Tanaka, T.; Nishimura, Y.; Nagatsuma (2022b), T. Middle Latitude Geomagnetic Disturbances Caused by Hall and Pedersen Current Circuits Driven by Prompt Penetration Electric Fields. *Atmosphere* 2022, 13, 580.
<https://doi.org/10.3390/atmos13040580>
- Kivelson, M. G., and D. J. Southwood (1988), Hydromagnetic waves and the ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 15(11), 1271-1274, doi:10.1029/GL015i011p01271
- 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.
- Matsushita, S. (1962), On geomagnetic sudden commencements, sudden impulses, and storm durations, *J. Geophys. Res.*, 67, 3753-3777.
- McLachlan, N. W. (1962), *Laplace transforms and their applications to differential equations*. Dover Publications, Inc., New York.
- Motoba, T., T. Kikuchi, H. Lühr, 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, 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, A06214 10.1029/2004JA010442.
- Nishida, A., and Jacobs, J. A. (1962), Equatorial enhancement of world-wide changes, *J. Geophys. Res.*, 67, 4937-4940.
- Nishida, A. (1964), Ionospheric Screening Effect and Storm Sudden Commencement, *J. Geophys. Res.*, 69, 1861-1874.
- Nishida, A. (1968a), Geomagnetic Dp2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena, *J. Geophys. Res.*, 73, 1795-1803.
- Nishida, A. (1968b), Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations, *J. Geophys. Res.*, 73, 5549-5559.
- Nishimura Y., T. Kikuchi, J. Wygant, A. Shinbori, T. Ono, A. Matsuoka, T. Nagatsuma, D. Brautigam (2009), Response of convection electric fields in the magnetosphere to IMF orientation change, *J. Geophys. Res.*, 114, 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*, A12212, doi:10.1029/2010JA015491.
- Nopper, R. W., and R. L. Carovillano (1978), Polar equatorial coupling during magnetically active periods, *Geophys. Res. Lett.*, *5*, 699.
- Ogawa T. (1958), Frequency Variations in Short-Wave Propagation. Proceedings of the IRE 46:1934-1939. <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1958.286813>.
- Pirjola, R. (1983), Induction in power transmission lines during geomagnetic disturbances, *Space Science Reviews* *35*, 185-193.
- 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.
- Rastogi, R. G., and Sastri, N. S., On the occurrence of SSC(-+) at geomagnetic observatories in India, *J. Geomag. Geoelectr.*, *26*, pp.529-537, 1974.
- Rastogi, R. G. (1977), Geomagnetic storms and electric fields in the equatorial ionosphere, *Nature*, *268*, 422-424.
- 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*, 1118, doi:10.1029/2002JA009758, A3.
- Rostoker, G. (1965), Propagation of Pi 2 micropulsations through the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *70*, 4388 -4390.
- Sato, T. and T. Iijima (1979), T. Primary sources of large-scale Birkeland currents. *Space Sci. Rev.* *24*, 347-366.
- Senior, C. and M. Blanc (1984), On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res.*, *89*, 261-284.
- 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.
- 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*, 3549-3552.
- Spitzer, L. Jr. (1962), Physics of fully ionized gases, *Dover Publications, Inc. Mineola, New York*, 39.
- Stratton, J. A. (1941), *Electromagnetic theory*, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York and London.
- 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*, 4849-4862, doi:10.1002/2015JA021309.
- Tamao, T. (1964a), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr.*, *48*, 89-114.
- Tamao, T. (1964b), 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*, 12057-12074.

- Tanaka, T. (2007), Magnetosphere - ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, 1, doi:10.1007/s11214-007-9168-4.
- Tanaka, T., Ebihara, Y., Watanabe, M., Den, M., Fujita, S., Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2020). Reproduction of ground magnetic variations during the SC and the substorm from the global simulation and Biot - Savart's law. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, e2019JA027172. [https:// doi.org/10.1029/2019JA027172](https://doi.org/10.1029/2019JA027172)
- Tepley, L., and Landshoff, R. K. (1966), Waveguide theory for ionospheric propagation of hydromagnetic emissions, *J. Geophys. Res.*, 71, pp.1499-1504.
- 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, A07318, doi:10.1029/2012JA017566.
- Tsunomura, S., and Araki, T. (1984), Numerical analysis of equatorial enhancement of geomagnetic sudden commencement, *Planet. Space Sci.*, 32, 599-604.
- Tsunomura, S. (1999), Numerical analysis of global ionospheric current system including the effect of equatorial enhancement, *Ann. Geophysicae*, 17, 692-706.
- Watanabe, T. (1962), Law of electric conduction for waves in the ionosphere, *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 24, 117-125.
- Watari, S., et al. (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, 7, S03002, doi:10.1029/2008SW000417.
- 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, 5901-5910.
- 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, 1205-1212.
- Woodman, R.F. (1970), Vertical Drift Velocities and East-West Electric Fields at the Magnetic Equator, *J. Geophys. Res.*, 75, 6249-6259.

著書:

1. 菊池崇 (2021)、磁気圏電離圏電流系と地磁気変動、太陽地球圏環境予測オープン・テキストブック2.3.3、名古屋大学、<https://doi.org/10.18999/pstep.2021.2.3.3>
2. 菊池崇 (2021)、磁気圏電離圏複合系のエネルギー伝送ー宇宙地球電磁気学入門ー、極地研電子ライブラリー「オーロラ物理学シリーズ③」2021年9月出版。 。

第5章 シミュレーションが明らかにした SC の物理過程

藤田茂

情報システム研究機構

データサイエンス共同利用基盤施設・統計数理研究所

5. 1	磁気圏電離圏シミュレーションで再現された SC	1
5. 2	Preliminary Impulse の発生機構.....	5
5. 2. 1	電磁流体波動理論に基づいた従来の PI の考え方	6
5. 2. 2	シミュレーションが明らかにした PI 電流系	8
5. 2. 3	PI 電流系生成機構	15
5. 2. 4	電離圏沿磁力線電流の分布と磁気圏電流の関係.....	18
5. 2. 5	PI 擾乱の水平伝搬	20
5. 3	Main Impulse の物理過程	21
5. 4	まとめ	24
5. 5	参考文献.....	26

5. 1 磁気圏電離圏シミュレーションで再現された SC

近年、SC のような磁気圏電離圏系の大規模現象を研究するための手法として、観測で得られたデータの解析研究と、物理原理を解析的に解く理論研究に加え、物理原理を数值的に解いて現実的な現象の振る舞いを求める磁気圏電離圏電磁流体シミュレーション[Tanaka, 1995]が利用できるようになった。観測と理論をもとにして行われてきた磁気圏電離圏研究の限界を、シミュレーション研究が打破した点としては次の2点があろう。第1点として、データの偏在性から来る観測研究の限界の打破である。すなわち、磁気圏電離圏現象を観測データでのみ研究しようとする、電離圏の観測データの空間分布が比較的密で正確な解析ができることに対して、磁気圏の衛星観測データの空間分布は、静止軌道に偏在し、他の領域は非常に疎であるため、磁気圏電離圏全域での現象の振る舞いを、観測から確実にとらえることは不可能と言ってよい。しかし、シミュレーション研究は、磁気圏においても空間的に密なデータを与えるため、磁気圏電離圏全域での現象の振る舞いを確実に理解することができる。2点目のメリットは、解析的な理論研究の限界の打破である。すなわち、従来の理論研究では現実的な磁気圏電離圏系の形状の中でのプラズマの振る舞いや複数の物理

過程の競合問題などを扱うことは不可能であったが、シミュレーションではそれらに対する確実な解答を与えてくれる。本章では、このようなシミュレーションの特性を活かし、SCを太陽風インパルスに対する磁気圏電離圏応答現象として、磁気圏電離圏系での力学過程の詳細を論じてみる。なお、本章では磁気圏と電離圏が磁力線を介して結合している高緯度現象だけを論じる。すなわち、太陽風動圧変化に対応する磁気圏変化はまず高緯度の電離圏とつながる磁力線上に現れるからである。中低緯度の現象は他の章に譲り、ここでは扱わない。

シミュレーション結果を使ってSCの説明を始めるにあたり、まず、太陽風動圧変化に伴う磁気圏の変形の概略を動画で示そう。今回のシミュレーションでは、太陽風速度(V_x)を372km/sec、太陽風磁場を $B_x=0$, $B_y=-4.3$ nT, $B_z=4.3$ nTに固定し、太陽風動圧の矩形増加(以下太陽風インパルス)を印加させるため、密度を10/ccから25/ccに突発的に増加させた。この時の磁気圏外面を示す等圧力面の変化を[動画1](#)に示す。太陽風動圧が高まって昼間の磁気圏が圧縮され、磁気圏の変形が同心円的に磁気圏尾部に移動する様子が分かる。本論ではこの計算で得られたSCを解析する。参考として、[動画2](#)に太陽風密度を10/ccから4/ccに急に減少させた場合の等圧力面の変化を示す。[動画2](#)では、磁気圏膨張が昼から始まり、尾部に移動する。もし人間の目がプラズマ圧の境界を認識できたら、SC時には[動画1](#)で示された変化が見えるはずである。このような仮想現実を提供し、現象を直観的に把握できるようにすることも、シミュレーションの利点である。

シミュレーションの結果が観測を再現していなければ意味がない。そこで、シミュレーションの結果を用いて現象の物理過程を論じる前に、シミュレーションが観測された現象を再現できているかどうかを確認することが必要である。それにはどうしたらよいであろうか?シミュレーションは、磁気圏内のプラズマの運動を、物理原理に沿って、解いている。従って、太陽風から磁気圏を通り、下部境界(電離圏)に至る、全域にわたる格子点での解は、物理原理に従ったプラズマの振る舞いを与えている。一方、磁気圏のプラズマ変動は電離圏に投影され、地上磁場変動をもたらしている。これらのことから、電離圏もしくは地上磁場変動の計算結果が観測結果を再現するなら、磁気圏全体の解も現実的なものと結論づけられる。従って、SCの研究では精密な地上磁場変動の解析による情報が蓄積されている[Araki, 1994]ので、シミュレーションで得られた地上磁場変動を観測と比較して、両者がよく似ていることを証明すれば良い。

それでは、地上磁場の計算結果と観測結果を比較してみよう。実は、観測とシミュレーションによるSCに伴う地上磁場変動の比較に関しては、既にFujita et al. [2003a]が、球座標格子点を使った第1世代の磁気圏電離圏系シミュレーションコードを使い、両者の相似性を確かめている。しかし、現在、正12面体格子を用い、メッシュ間隔をより小さくして数

値拡散を抑えた新しいコード (REPPU コード) が出現したので、このコードを使って再計算し、観測と最新のシミュレーション結果の比較を試みよう。また、Fujita et al. [2003a]による観測とシミュレーション結果の比較には、以下に示す欠点がある。すなわち、彼らが地上磁場を計算する際、簡便のために、シミュレーションの各格子点上の電離圏電流が空間的に一様であることと、電離圏ペダーセン電流による磁場は沿磁力線電流が作る磁場と完全に相殺することを仮定している。しかし、水平一様電離圏の設定は非現実的な仮定である。また、ホール電流だけを使って地上磁場変動を求めた結果も、Kikuchi et al. [2001]が重要性を指摘した沿磁力線電流の効果を無視したことになり、検証が必要である。従って、Fujita et al. [2003a]が求めた方法より、正しい手順で地上磁場変動を計算するため、ここではシミュレーションで得た非一様な電離圏のホール電流とペダーセン電流による磁場と、沿磁力線電流が作る磁場の全てを Biot-Savart 則を使って計算した。(なお、ここでは極域の磁場変動を扱っていないので、magnetopause 電流からの DL 場は考えない。) こうして計算した 12 時 MLT、15 時 MLT、18 時 MLT における地上磁場変化の緯度分布を図 1 に示す。時刻 $t=0$ は、太陽風インパルスが地球から $25R_E$ 上流のところを通過した時刻である。(なお、Fujita et al. [2003a,b]では、時刻の原点を太陽風インパルスが bow shock を通過した時刻に設定しているので、本章の時刻の原点と差があることに注意。) 図 1 の 15 時 MLT の結果と Fujita et al. [2003a]が示した地上磁場変化緯度分布と比較すると、特に H 成分はほぼ一致していることが分かる。これは H 成分に対して、電離圏ペダーセン電流が作る磁場と沿磁力線電流が作る磁場がほぼ相殺していることを証明している [Tanaka et al., 2020]。一方、D 成分に関しては、Fujita et al. [2003a] の結果は、1 回目の正の変化と 2 回目の正の

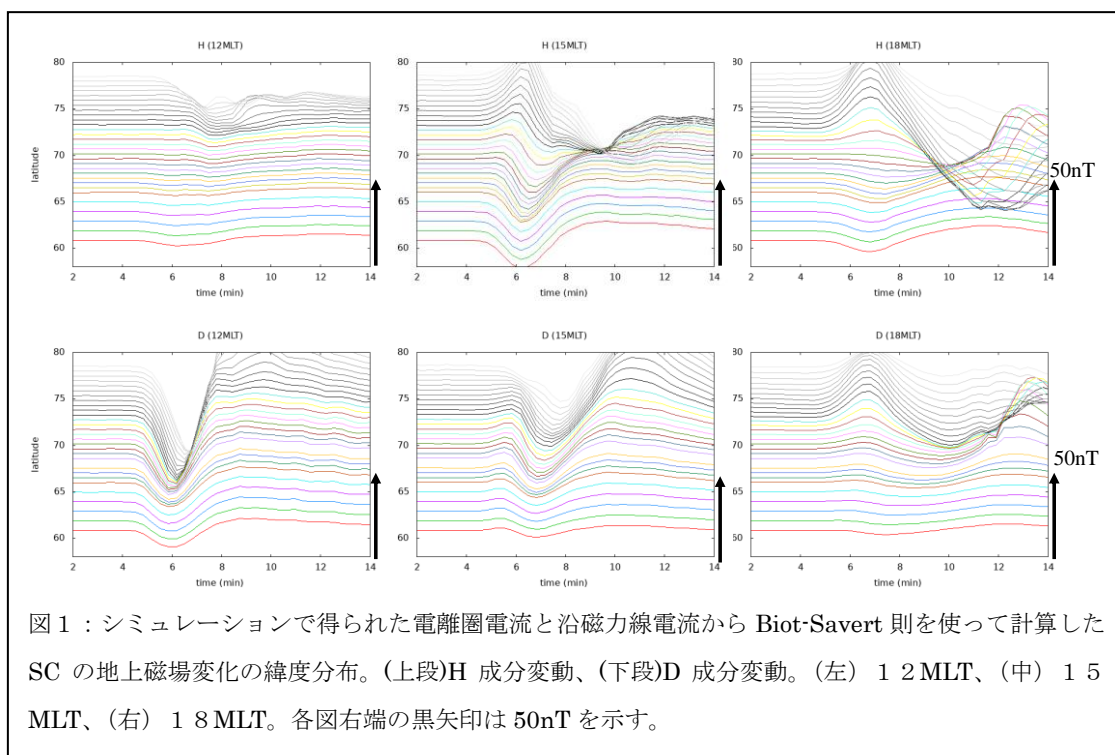
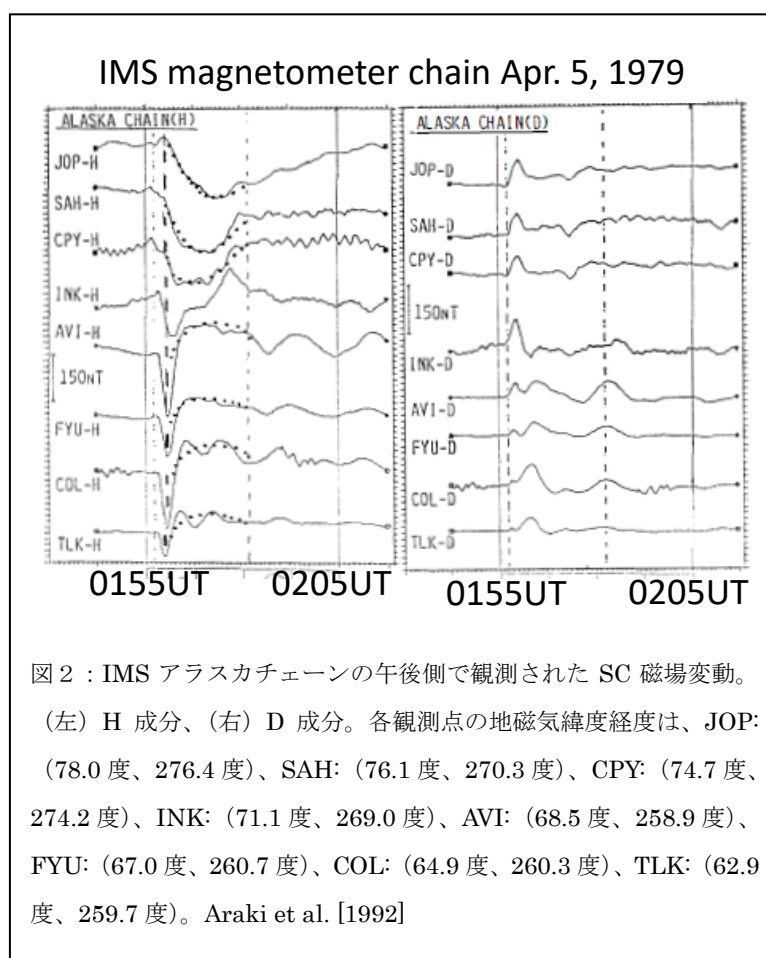


図 1 : シミュレーションで得られた電離圏電流と沿磁力線電流から Biot-Savart 則を使って計算した SC の地上磁場変化の緯度分布。(上段)H 成分変動、(下段)D 成分変動。(左) 12 MLT、(中) 15 MLT、(右) 18 MLT。各図右端の黒矢印は 50nT を示す。

変化がほぼ同じ大きさであるが、REPPU の計算では 2 回目の正の変化が大きいことが分かる。図 1 の D 成分磁場変動は、沿磁力線電流の効果も考慮していることから、Fujita et al. [2003a] が求めた D 成分変化の結果より、ここで求めたものの方が、物理的に正しい結果を与えていると考えられる。

次に、シミュレーションによる地上磁場計算結果を観測結果と比較する。高緯度の 15 時 MLT 付近の観測結果を図 2 [Araki et al., 1992] に示す。図 1 と図 2 を比較すると、以下の 2 点が指摘できる。

- 1) 15 時 MLT のシミュレーション結果と観測結果の両者とも H 成分は 70 度より低緯度側では、負の変動 (PI) が先行し、その後正の方向に変化 (MI) が現れている。高緯度になると、PI が正の変動になり、MI が負の変動になる。両者の振る舞いはかなり似ている。



- 2) 15 時 MLT の D 成分変化は、同時刻の H 成分変化に比べると、両者の相似性はやや劣る。しかし、シミュレーション結果でも、観測されている PI に相当する正の変化とそれに引き続く MI の負の変化は観測においても小さいながら確認できる。18 時 MLT では正の PI 変化の振幅は大きく負の MI 変化の振幅は小さいので、観測された磁場変化とより似たものにな

っている。

このように、現在のシミュレーションは SC の磁場変動を現実的に再現することが確認できる。このようなシミュレーション結果を解析することによって、SC の本当の物理機構を明

らかにすることが可能である。

最後に、シミュレーション (図 1) も観測 (図 2) も、15 時 MLT の H 成分変化の極大を示す時刻が低緯度より高緯度で遅くなることを示していることを強調しておく。同時に、PI 磁場擾乱の継続時間も高緯度ほど長くなっている。(18 時 MLT のシミュレーション結果も同様の振る舞いをしている。) Fujita et al. [2003a] による H 成分の緯度変化も同じ結果を示しているが、彼らはこのことを触れてはいない。先行する研究では扱われていなかったこの問題に導かれて、我々はこれまで気が付かれなかった新しい PI 像を得ることができた。

本論ではシミュレーション研究で明らかになった PI 期の磁気圏電離圏力学過程を 5. 2 でまとめ、5. 3 では MI 期の磁気圏電離圏過程を纏める。5. 4 では主な結果をまとめる。なお、本章の内容は、極地研究所電子ライブラリー「シミュレーションによる新しい SC 像」(2023)の第 3 章から、その一部を抜粋し編集したものである。

本章で扱う内容のうち、PI の部分は Fujita et al [2003a]の結果を改訂したものと言える。ここで、この PI 磁場変動研究をやり直すきっかけになったエピソードを紹介する。2019 年の SGEPPS 学会が行われたのは熊本である。学会の最終日、帰宅のため熊本空港に向かう時、時間があつたので、水前寺公園を訪れた。その時、偶然に荒木先生にお会いし、PI 変動の緯度変化の原因が分からないかと尋ねられたのである。これが PI の再考察のきっかけになった。(もう一つの質問は、たしか、極端に大きな SC の振る舞いについてであるが、これはまだ未着手の問題である。) 実は、筆者は、Fujita et al. [2003a]の論文で PI の本質は解明したと信じていた。その虚を突かれた感じで、これは急いで研究しなければと思ったものである。(しかし、不幸なことに、まもなくコロナ禍が始まり、オンライン講義対応で研究どころではなくなってしまったので、成果が出るのはやや遅れてしまった。) では、Fujita et al. [2003a]は、なぜ PI 磁場変動の緯度変化を無視していたのであろうか? その理由を今の時点で回顧してみよう。原因は、Tamao [1964a,b]や Araki [1994]がポンチ絵で示した磁気圏電離圏の PI 電流系と同じものが、シミュレーションで得られたことである。SC のシミュレーション研究を行う前、筆者は磁気圏での電磁流体波動伝搬を研究していたことから、Tamao [1964a,b]や Araki [1994]の PI 電流系は、納得のいくものとして受け入れていたし、計算結果もまさに同じものが出て来たため、このことに満足し、それ以上の考察をサボってしまった。今思うと、反省しきりである。ただし、当時のシミュレーションコードは、REPPU コードと比較して計算精度が十分でなく、計算結果をどこまで信用してよいか、やや心もとないという問題もあった。このことに関しては、5. 2. 2 章の末尾で説明する。

5. 2 Preliminary Impulse の発生機構

PI の磁場変動の空間分布から電離圏の等価電流系が北半球では午前側で時計回り、午後側で反時計周りの渦を作ることは Nagata and Abe [1955]によって明らかにされた。さらに、Wilson and Sugiura [1961]は、昼間の磁気圏が突発的に圧縮されることによって発生する電磁流体波動が、磁気圏界面から直接電離圏に流れる沿磁力線電流となって、PI 磁場変動を作る出すことを主張した。ただし、彼らの研究は直観的なもので、電磁流体波動の伝搬過程を物理則を使って数理的に扱ったわけではない。これらの観測データの解析から、PI 期の磁気圏電離圏電流は、磁気圏から電離圏の午前側で上向き、午後側で下向きの沿磁力線電流を持つことが明らかになった[Araki, 1994]。PI の発生機構を考えると、このような沿磁力線電流をもたらす磁気圏電離圏系の電流系の生成機構を考えることである。

PI 期の磁気圏プラズマ変動の振る舞いは、時間スケールが数分程度であるから、突発的な太陽風動圧上昇によって発生した電磁流体波動が磁気圏内を伝搬するという理論モデルで扱うことが可能である。実際、PI 期の磁気圏変動は、電磁流体線形波動論に基づいた解析的手法を用いて数学的に研究された [Tamao, 1964a,b]。5. 2. 1では、まず、電磁流体波動理論に基づいた従来のPI の考え方を纏め、その後の5. 2. 2以降では、シミュレーション結果を論じる。すなわち、シミュレーションで得られたPI 期の電流系の概要を5. 2. 2、PI 電流系のダイナモ生成とロード生成機構を5. 2. 3、PI 期の電離圏沿磁力線電流の分布と磁気圏電流の関係を5. 2. 4、最後に太陽風インパルスによって生じた磁気圏擾乱の経度方向伝搬を5. 2. 5にまとめた。

5. 2. 1 電磁流体波動理論に基づいた従来のPI の考え方

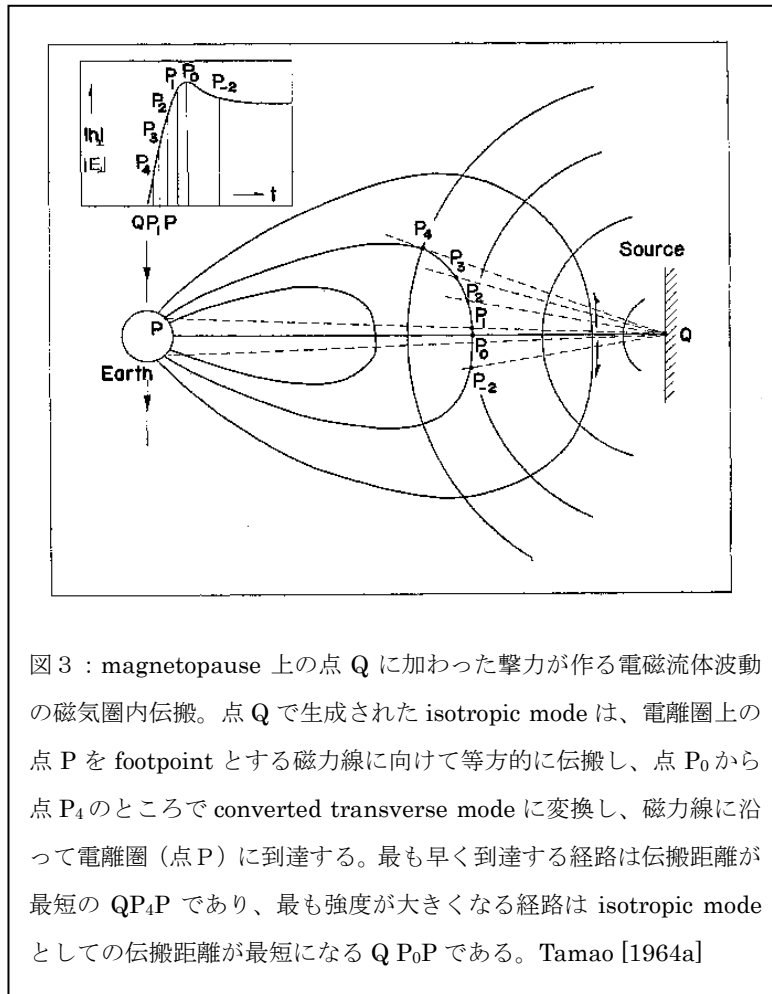


図 3 : magnetopause 上の点 Q に加わった撃力が作る電磁流体波動の磁気圏内伝搬。点 Q で生成された isotropic mode は、電離圏上の点 P を footpoint とする磁力線に向けて等方的に伝搬し、点 P₀ から点 P₄ のところで converted transverse mode に変換し、磁力線に沿って電離圏 (点 P) に到達する。最も早く到達する経路は伝搬距離が最短の QP₄P であり、最も強度が大きくなる経路は isotropic mode としての伝搬距離が最短になる QP₀P である。Tamao [1964a]

PI 期の電離圏沿磁力線電流の生成機構を物理的に厳密に扱ったのは Tamao [1964a,b] である。Tamao [1964a] は、線形化した電磁流体方程式を用い、昼間の磁気圏前面が急に圧縮された時に発生する電磁流体擾乱の振る舞いを定式化した。この理論の展開については、前章にて説明されているので、詳細は省く。ここでは、図 3 によって、Tamao [1964b] による、磁気赤道面にある点 Q に瞬間的な撃力を与えた時の電磁流体擾乱の伝搬を簡単に説明する。この図によると、電離圏の footpoint が P

点である磁力線が波動源 Q 点と磁力線とつながっていない場合、P 点で観測される擾乱の経路は、①Q 点から P 点を通る磁力線まで 3 次元方向に等方的にアルペン速度で伝搬する isotropic mode (磁気音波) で伝搬し、②P 点を通る磁力線において、①の経路を通った isotropic mode が、converted transverse mode として磁力線に沿って P 点に伝わってくることを説明した。①の経路では波動シグナルは等方的に伝搬するので、幾何的な減衰を伴うが、②の経路では減衰しない。よって、Q 点から P 点を通る磁力線までの距離が最短になる経路を通る場合が、PI 期の擾乱が最大になる。これは Q 点から赤道面を通る経路 (図 3 の QP₀) である。また、最速の経路は、Q 点から引いた磁力線の接線にそって伝搬した isotropic mode が接点 (P₄) で converted transverse mode に変換し磁力線に沿って P 点に至るものである。なお、isotropic mode が直接 Q 点から P 点に伝搬する場合は、幾何学的減衰のため検出可能なシグナルを発生しにくい。Tamao [1964b] は、このモデルを SC に応用し、magnetopause の圧縮は経度方向に有限の幅があることを考えて、Tamao [1964a] の理論を当てはめ、電離圏ホール電流が地上磁場を作るとして、PI 期の地上磁場の振る舞いを説明している。(図 3 は Tamao travel time [Chi and Russell, 2005] として知られている。)

さて、Tamao [1964b]のPI電流系の沿磁力線電流生成理論に戻る。Araki [1994]のPI電流系は、Tamao [1964b]の考えが反映されている。Tamao [1964b]では、一様プラズマを仮定し3次元構造をもつ磁気音波とアルベン波は結合していることから、最初に駆動された磁気音波が磁力線に沿ったアルベン波に変換し、電離圏への沿磁力線電流になることを示している。一方、プラズマ密度や磁場強度が磁力線に垂直な方向に一様ではない磁気圏では、場の空間構造が二つの波動結合機構に影響を与えている。実際、Tamao [1965]は、一様でないアルベン速度分布を持つ磁気圏を、磁気音波が伝搬する時、磁気音波の周波数と同じ振動周期を持つ磁力線振動（アルベン波）と共鳴的に結合することを論じている。この時に磁気音波からアルベン波へのモード変換はアルベン速度の空間非一様の程度に関係する。さらに、Fujita et al. [2002]は、plasma圧力の効果を無視したcold plasma近似のもとで線形波動伝搬の数値シミュレーションを行い、アルベン速度空間勾配が大きな場所でアルベン波と磁気音波の結合が強くなることを示した。これらの研究から、Fujita et al. [2003a]は、磁気圏前面を急に圧縮した際に作られる磁気音波が内部磁気圏においてアルベン速度が急に変化する場所でアルベン波に変換し沿磁力線電流になると推定した。実際、Fujita et al. [2003a]が使った第1世代のシミュレーションコードでは6~7 Reの領域でアルベン速度の空間勾配が大きくなっており、そこで波動の結合が強められている。ただし、アルベン速度の構造は人工的に表れたものであり、現実に存在する構造（プラズマ圏）を再現したわけではない。（地球付近でアルベン速度が急増すると、それに応じてシミュレーションの時間ステップを短くする必要がある。この不具合を解消するために人為的に地球近傍でアルベン速度が増大しないようにした。）しかし、REPPUではそのようなアルベン速度構造を持っていないので、同じ議論はできない。また、Fujita et al. [2003a]はシミュレーション結果を用いて垂直電流から沿磁力線電流への変換に関する詳細な解析はしていない。この問題については、詳しくはFujita [2022]にて論じる。

5. 2. 2 シミュレーションが明らかにしたPI電流系

Araki [1994]が提唱したPI電流系のモデルでは、昼のmagnetopauseの急激な圧縮によって磁気音波が生成され、昼から夜に伝搬するこの波動の波面に沿って沿磁力線電流が生成する。そうすると、PIオンセット（SCオンセット）の経度方向の速度は磁気圏内の磁気音波の速度に等しいことになる。実際に、衛星観測によって、磁気圏内でSCのオンセットは磁気音波速度で伝わる事が確かめられている [Takahashi et al., 2017]。一方で、PIのH成分地上磁場変動が最大を示す時刻は高緯度の方が遅れ、継続時間は低緯度から高緯度に向けて長くなる傾向があることが観測によって知られており（図2）、シミュレーションでも再現されている（図1）。この現象の生成機構は、高緯度でのPI変動に関する重要な未解明の問題である。Araki [1994]のPI電流系モデルはPI擾乱のフロントの位置の移動を

説明できるが、[図 1](#) で示すような極域での H 成分変動の振る舞いを説明するのは簡単ではない。ここでは、この地上磁場変動極値の経度方向移動速度問題をきっかけとして、シミュレーションを活用し、これまで知られなかった PI 電流系を明らかにしていく。なお、この章の内容の大部分は Fujita and Tanaka [2022] に掲載されたものの一部である。また、沿磁力線電流生成機構などの詳細な説明は Fujita [2022] を参照されたい。

地上磁場変動分布の変化を理解するには、まず電離圏沿磁力線電流分布とポテンシャル分布の変化を知ることが必要である。そこで、シミュレーションで得られた PI 期の沿磁力線電流分布とポテンシャル分布の時間変化を [図 4](#) に示す。（この図は Fujita et al. [2003a] の [図 1](#) に対応するものである。）PI 期の沿磁力線電流分布は、午前側で上向き電流、午後側で下向き電流の三日月型（電流分布の図の中で黒い矢印を付けたもの）である。この三日月型分布は先端部が朝方／夕方方向の低緯度側にあり、後端部は正午方向の高緯度側に現れる。さらに、5.5 分の PI 沿磁力線電流と 6.2 分の PI 沿磁力線電流を比較した時、沿磁力線電流型分布は先端の低緯度側が朝方／夕方側に延びるが、後端の高緯度においてはほとんど動かないことが分かる。電離圏ポテンシャルは、沿磁力線電流をソース項とするポアソン方程式から得られるため、電離圏ポテンシャル分布は、ほぼ PI 沿磁力線電流分布に相似である。このことにより電離圏ポテンシャル分布は沿磁力線電流分布より低緯度側と朝方／夕方側に延びた形をしている。沿磁力線電流の三日月型分布が時間とともに経度方向に移動するという事は、電離圏ポテンシャル分布が同様の形をもって変形していることを意味する。

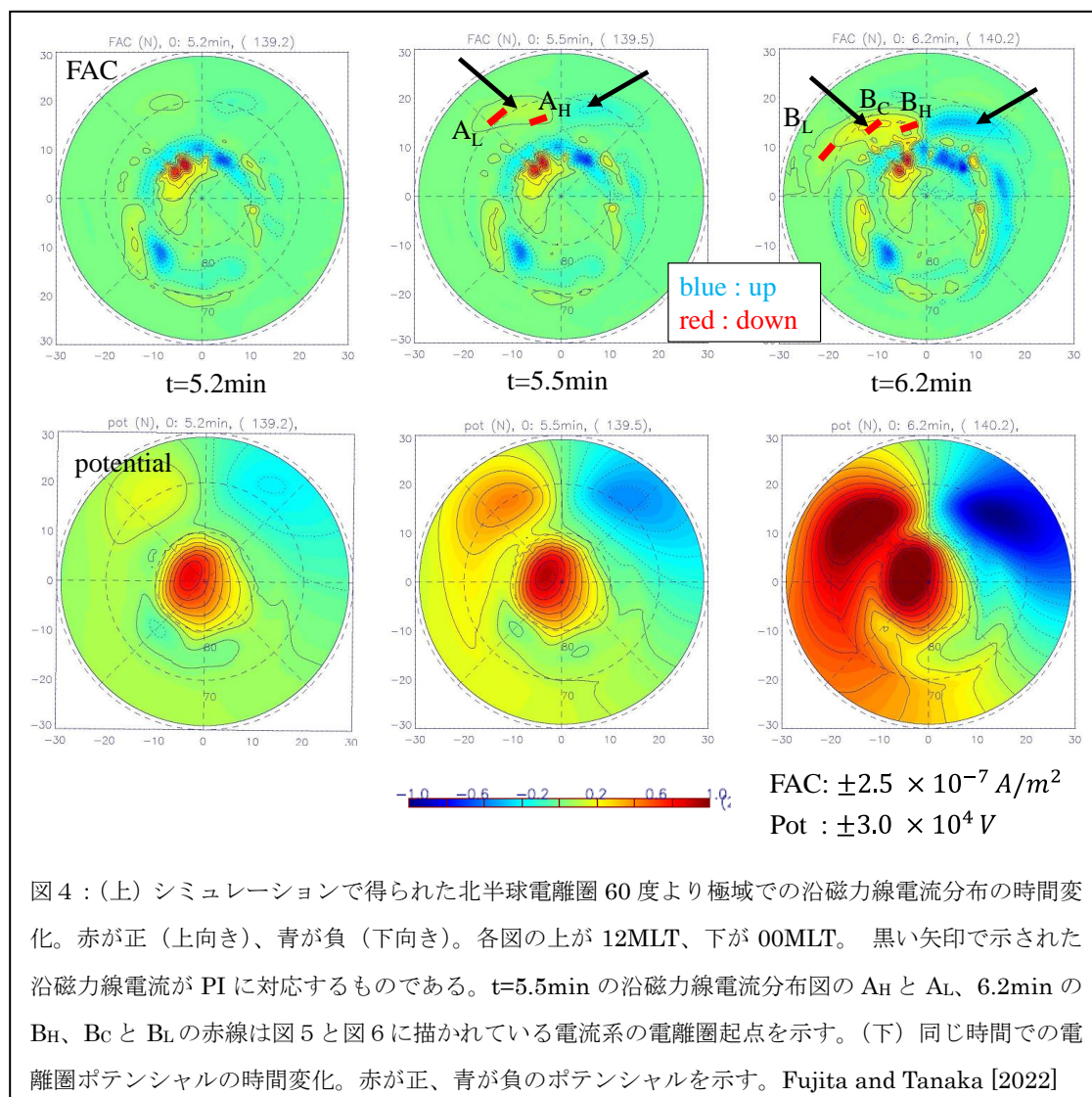


図4：(上) シミュレーションで得られた北半球電離圏 60 度より極域での沿磁力線電流分布の時間変化。赤が正（上向き）、青が負（下向き）。各図の上が 12MLT、下が 00MLT。黒い矢印で示された沿磁力線電流が PI に対応するものである。t=5.5min の沿磁力線電流分布図の A_H と A_L、6.2min の B_H、B_C と B_L の赤線は図 5 と図 6 に描かれている電流系の電離圏起点を示す。(下) 同じ時間での電離圏ポテンシャルの時間変化。赤が正、青が負のポテンシャルを示す。Fujita and Tanaka [2022]

このため、図 1 の 15MLT や 18MLT における H 成分変化で示されるように、低緯度側がより速く移動するように変形している電離圏電場を作る地上磁場変化は高緯度の方が遅れることになる。(地上磁場擾乱は電離圏電流と沿磁力線電流から作られるが、沿磁力線電流が作る地上磁場成分は図 1 の結果から、電離圏ペダーセン電流が作る磁場とほぼ相殺される。よって、図 4 の電離圏ポテンシャル分布からホール電流を考えてやれば地上磁場変化が推定できる。) さらに、PI 磁場変動の継続時間の緯度変化についても、沿磁力線電流分布は高緯度側の方が低緯度側より経度方向への移動速度が遅いため、これに対応する電離圏電場ポテンシャル分布が生成されるため、高緯度の方が PI 磁場変化の継続時間が長くなる事が分かる。よって、我々が解明すべきことは、PI 地上変動を作り出す沿磁力線電流の分布が、低緯度側の方が速く動く三日月型になる物理機構を調べることである。このために、電離圏を起点として磁気圏電流系を調べることにする。

電離圏 PI 沿磁力線電流分布の変形が緯度によって異なることを理解するためには、電離

圈 PI 電流系分布の中から、高緯度側と低緯度側を通る電流が磁気圏でどのような経路を通るかを調べればよい。まず、**図 4** の $t=5.5\text{min}$ における電離圏沿磁力線電流分布から高緯度の点として A_H (75.5deg., 12.6~13.1MLT)、低緯度側の点として A_L (69.1deg., 14.0~14.8MLT) の 2 点を選ぶ。計算した磁気圏の下部境界は $3R_e$ であるので、電離圏から磁力線に沿って下部境界に投影した点から電流線を引く。**図 5** に電離圏で選んだ 2 点に対応する点 A_H と A_L を始点とする磁気圏電離圏系の 3 次元電流線を示す。さらに、**図 4** の $t=6.2\text{min}$ における電離圏沿磁力線電流分布では、高緯度点 B_H (73.6deg., 12.6~13.1MLT) と低緯度点 B_L (65.9deg., 16.2~16.8MLT) に加え、中間の点 B_C (71.3deg., 13.8~15.0MLT) の 3 点を選び、この 3 点に対応する下部境界の点を始点とする磁気圏電離圏系 3 次元電流線を描く。その

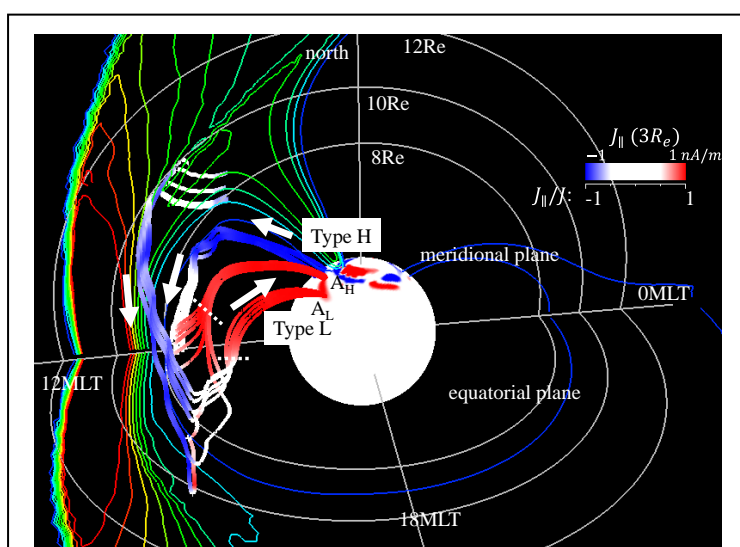


図 5 : $t=5.5\text{min}$ における 3 次元 PI 電流系を北半球午後方向から見下ろした図。図 4 の沿磁力線電流図の赤で示した A_H と A_L を起点とする電流線の解析結果。 $A_H = (75.5\text{deg.}, 12.6\sim 13.1\text{MLT})$; $A_L = (69.1\text{deg.}, 14.0\sim 14.8\text{MLT})$ である。シミュレーション下部境界 ($3R_e$) の色は J_{\parallel}/J を示し、赤/青系が下/上向き沿磁力線電流を示す。コンターは子午面と赤道面の圧力分布 ($0\sim 2\text{nPa}$) である。図中の白抜き矢印は電流の向きを示す。PI 電流系は磁気圏内を流れ高緯度電離圏 (A_H) につながる電流 (type H) と magnetosheath に繋がり低緯度電離圏 (A_L) につながる電流 (Type L) の 2 種類あることがわかる。電流線が青から白に変わる場所と、赤から白に変わる場所で垂直電流と沿磁力線電流の変換が起きている。 A_H に繋がる電流の一部は type L 電流系である。白点線は電流が双極子磁力線に沿って流れる領域の限界を示す。この線より内側を内部磁気圏、外側を外部磁気圏と呼ぶ。Fujita and Tanaka [2022]

結果を**図 6** に示す。各図で、電流線の色は J_{\parallel}/J を示し、青と赤は、それぞれ、 $J_{\parallel}/J = -1$ (電流は磁力線に反平行、北半球では上向き) と $J_{\parallel}/J = +1$ (電流は磁力線に平行、北半球では下向き) である。電流線の色が白から赤、もしくは白から青に変わる場所で垂直電流と沿磁力線電流の変換が起きている。下部境界で青と赤に描かれた図形は、沿磁力線電流の分布 (上向き : 暖色系 ~ 下向き : 寒色系) を示している。さらに、北半球子午面と午後側赤道面における圧力をコンターで示している。本論文では、電流系が双極子磁場に沿っているとみられる領域を内部磁気圏と呼び、外側を外部磁気圏と呼ぶことにする。**図 5** に内部磁気圏と外部磁気圏の境界を点線で示した。この図から高緯度電離圏起点と低緯度電離圏起点の PI 電流系が異なることが分かる。これら

の特徴を以下にまとめる。なお、PI 電流系は 2 種類の電流系からなることは、Fujita et al. [2003a]を始め、これまでの SC 研究では触れられていない。

最初に、時刻 5.5 分の磁気圏電離圏における 2 つの電流系の特徴を纏める (図 5)。まず、高緯度にある点 A_H に流れ込む電流系を見てみる。これを **type H** 電流系とする。この電流系を構成するものは、①磁気圏から電離圏に流れる午後側内部磁気圏の上向き沿磁力線電流 (赤)、②電離圏から磁気圏に流れる午前側内部磁気圏の下向き沿磁力線電流 (青)、③2 つの沿磁力線電流系①と②を結ぶ昼間磁気圏境界面前面の dawn-to-dusk 電流 (白) の 3 つで構成される。dawn-to-dusk 垂直電流が直接沿磁力線電流に変換していることが特徴である。変換領域は magnetopause から内側に入った領域 ($L \sim 8 R_e$) である。(下で説明する A_H を起点とする **type L** 電流系は除く。) ただし、電流が双極子磁場に完全に沿っているとみられる領域 (白い点線の内側、内部磁気圏) と dawn-to-dusk 電流の間では、電流は沿磁力線電流の成分が大きい

が、電流線は双極子磁力線からやや外れている。その外れ方は午後側の方が大きくなる。(Type H 電流系は Fujita et al. [2003a] が示した PI 電流系と似ている。両者の関連は 5. 2. 4 章で説明する。) 次に、 A_L に繋がる PI 電流系を考えてみる。まず、この電流系は、①北半球の magnetosheath を流れる電流、②magnetopause を横切っている垂直電流 (白)、③magnetopause から内部磁気圏に向かう垂直電流 (白)、④電離圏 A_L へ流れる内部磁気圏沿磁力線電流 (赤) の 4 つの要素で構成されている。この電流系を **type L** 電流系とする。この電流系はこれまでの研究では扱われてい

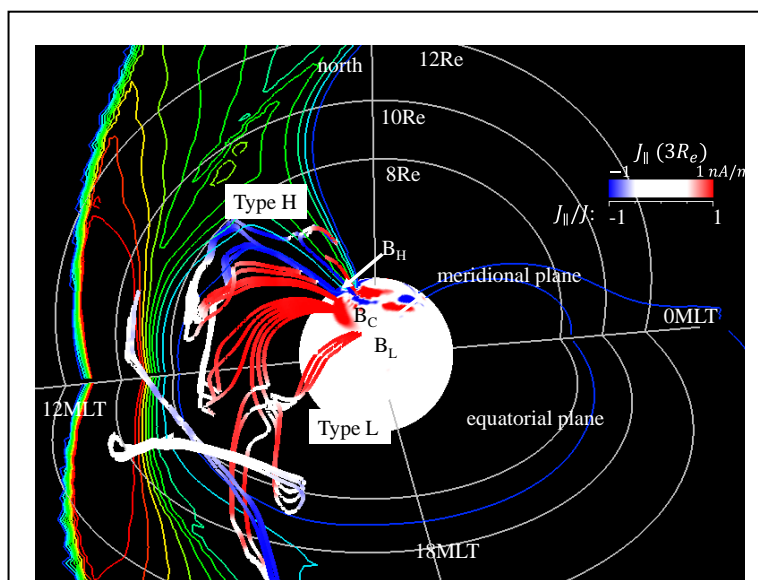


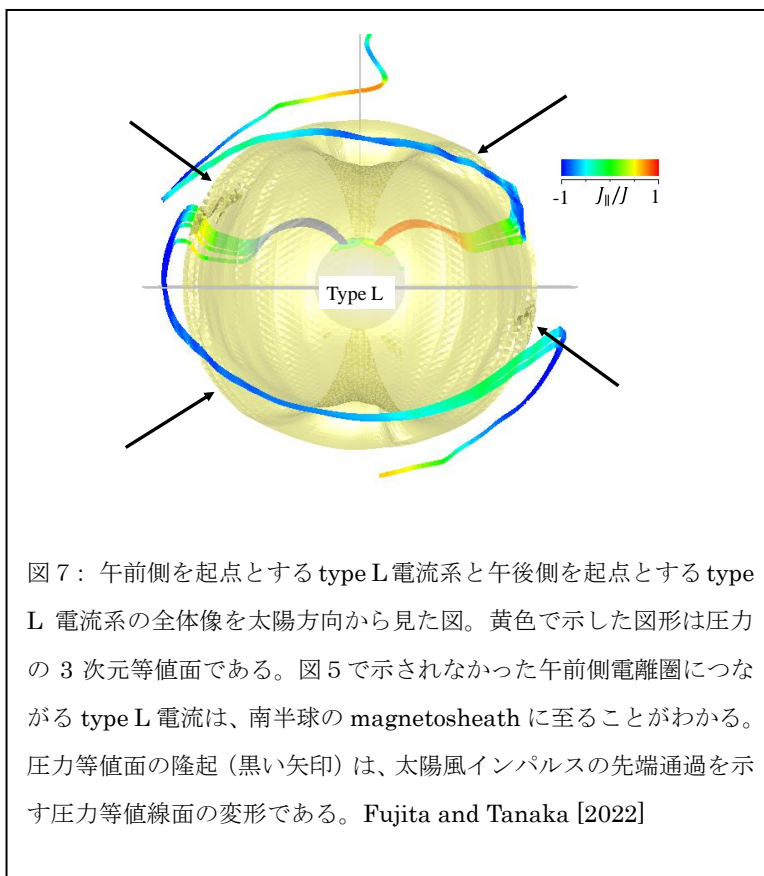
図 6 : $t=6.2\text{min}$ における 3 次元 PI 電流系を北半球午後方向から見下ろした図。図 4 の B_H 、 B_C 、 B_L を磁気圏下部境界に磁力線に沿って投影した点を起点とする電流線の解析結果。 $B_H = (73.6\text{deg.}, 12.6\sim 13.1\text{MLT})$ 、 $B_C = (71.3\text{deg.}, 13.8\sim 15.0\text{MLT})$ 、 $B_L = (65.9\text{deg.}, 16.2\sim 16.8\text{MLT})$ である。シミュレーション下部境界 ($3R_e$) の色は J_{\parallel}/J を示し、赤/青系が下/上向き沿磁力線電流を示す。コンターは子午面と赤道面の圧力分布 ($0\sim 2\text{nPa}$) である。電離圏 PI 沿磁力線電流系の正午側末端につながる電流系は **type H** 電流系であり、午後側先端につながるものは **Type L** 電流系である。2 つの中間領域で **type H** と **type L** が入れ替わる。Fujita and Tanaka [2022]

なかった新しいものである。なお、**図 5**の A_H に入る電流系のうち、 A_H の正午側を通る電流は type H 電流系であるが、午後側を通る電流は magnetosheath に繋がる type L 電流系になっている。このことは、 A_H の場所が type H 電流系と type L 電流系の境界になっていることを示している。

次に、**図 6**に次の時刻（6.2 分）の電流系を示す。その電流系を描く起点の位置は**図 4**に示されている B_H 、 B_C 、 B_L の 3 点である。各点を電離圏から磁気圏下部境界に投影した点を**図 6**に示す。この 3 点を起点として電流系を描く。まず、 B_H に繋がる電流系はすべて type H 電流系である。さらに、この電流系の dawn-to-dusk 電流は**図 5**の 5.5 分における A_H 起点の電流系の dawn-to-dusk 電流より高緯度に移っている。次に、 B_L を起点にする電流系は、すべて電離圏と magnetosheath を結ぶ type L 電流系であることが分かる。この type L 電流系が magnetopause を横切る経度は、**図 5**の type L 電流系が magnetopause を横切る経度より夕方側に進んでいる。最後に、途中の B_C を起点とする電流系は、一部が type H 電流系で、他は type L 電流系になる。以上のことから、5.5 分（**図 5**）では type H 電流系と type L 電流系の境界は A_H であるが、6.2 分（**図 6**）では B_C まで進行したことがわかる。結局 type H 電流系は type L 電流系の後を追いかける形で経度方向に伝搬している。また、6.2 分における B_H の位置は 5.5 分における A_H とほとんど変わらない。このため、PI 電流

系分布の時間変化は、低緯度の先端部分は速い速度で経度方向に進み、高緯度の昼側ではほとんど動かない。よって、PI 地上磁場変動が、高緯度ほど継続時間が長く、ピークの位置が遅れることが理解できる。

図 5では、午後側の電離圏沿磁力線電流につながる type L 電流系だけを示した。しかし、午前側の沿磁力線電流につながる type L 電流系の行方はこの図からはわからない。そこで、午前側と午後側の電離圏沿磁力線電流につながる 2 つの type L 電流系



の全体を図7に描く。図7では magnetopause の位置の概略を示す3次元の等圧力面も書き加える。図7から、午前側の type L 電流系は南半球の magnetosheath 電流に繋がっていることが分かる。さらに、magnetopause を横切って magnetosheath に出た電流は、magnetopause 付近では太陽風インパルスの波面に沿って流れ、magnetosheath の磁力線方向電流に繋がっていることもわかる。その後は、2つの type L 電流系は夜側に延びて太陽風につながっているように見える。なお、図には示さないが、南半球電離圏の沿磁力線電流につながる type L 電流系は、午後側は北半球の magnetosheath に延び、午前側は南半球の magnetosheath に延びる。また、IMFBy が正の場合は、北半球午後側の type L 電流系は南半球の magnetosheath 電流に繋がり、午前側の type L 電流系は北半球のそれにつながる。

ここで、図で示した PI 期の電流系を考える上で注意すべきことを記す。PI 期の現象は短い時間スケールで変化する。このことは、ある時刻において磁気圏電離圏での電流線を描いた時、始点における電流はその電流線に沿って終点まで流れているわけではないことを示している。例えば、type L 電流系が magnetopause を横切ることを考えてみよう。電流線上の magnetopause の外側に隣接する点では、そこを通る電流に相当する磁場の変動は、その内側の点の磁場変動と連続し、プラズマの動きは magnetopause の前後で同じになる。こうして電流自体は電流系全体に亘って流れるわけではなく、電流線上の隣接する点間でやり取りをするだけであるが、そのベクトルを結べば流線が定義できる。Region1 電流系のような定常電流（現象の時間スケール≫アルベン速度で磁力線を往復する時間スケール）は、電流源から電離圏に電流が流れている電流回路として捉えることができるが、PI 期の電流系はこのようなものではない。PI 期の電流系は、ある時刻における磁場構造を電流系で表現したもので、瞬間的な電流のスナップショットである。

5. 1章の末尾に載せたエピソードの続きである。Fujita et al. [2003a]が示した電離圏での沿磁力線電流分布とポテンシャル分布は、図4に載せたものと、ほぼ同じである。従って、その当時も、注意深く磁気圏電離圏電流系を解析すれば、2つの PI 電流系を得られた可能性がある。しかしながら、5. 1章の末尾の弁解にあるように、当時のシミュレーション結果は、やや信頼性に欠けるきらいがあった。特に電流は、シミュレーションで直接計算した磁場を微分して得たものなので、より信頼性が落ちる。当時のシミュレーション結果を解析する際、解の信頼性が高いチャンピオンデータを用いるという暗黙のガイドラインがあった。そのガイドラインに則ると、当時の PI 電流系の理論に従わない magnetosheath に至る電流系は、既存の理論に合わないことから、数値的な問題がある嘘の電流系と考えるしまった可能性がある。

5. 2. 3 PI 電流系生成機構

5. 2. 2章で、PI 期の地上磁場変動の特徴を説明することができた。後半はシミュレーション研究にとって最も大切な PI 期の磁気圏電離圏電流系の生成問題を考えてみよう。

磁気圏プラズマ中の電流のうち、磁力線に垂直な電流は運動量のバランス式

$$\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right) = \mathbf{J}_\perp \times \mathbf{B} - \nabla P, \quad (1)$$

に現れるため、プラズマの力学過程と直接関連している。(ρ はプラズマ密度、 \mathbf{v} はプラズマ速度ベクトル、 \mathbf{J} は電流ベクトル、 \mathbf{B} は磁場ベクトル、 P はプラズマ圧力である。) そこで、この章では、[図 5](#) に示す 5.5 分のシミュレーション結果を用いて、5. 2. 2 で論じた 2 種類の PI 電流系の垂直電流が作られる力学過程を考える。一方、沿磁力線電流は電磁流体過程における電流非発散性の関係

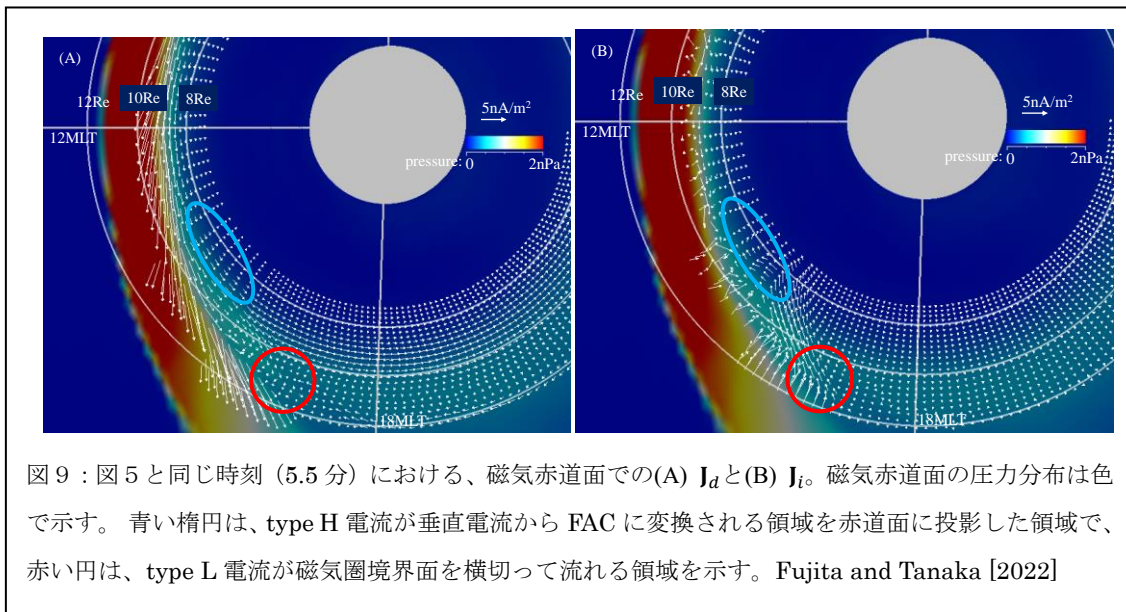
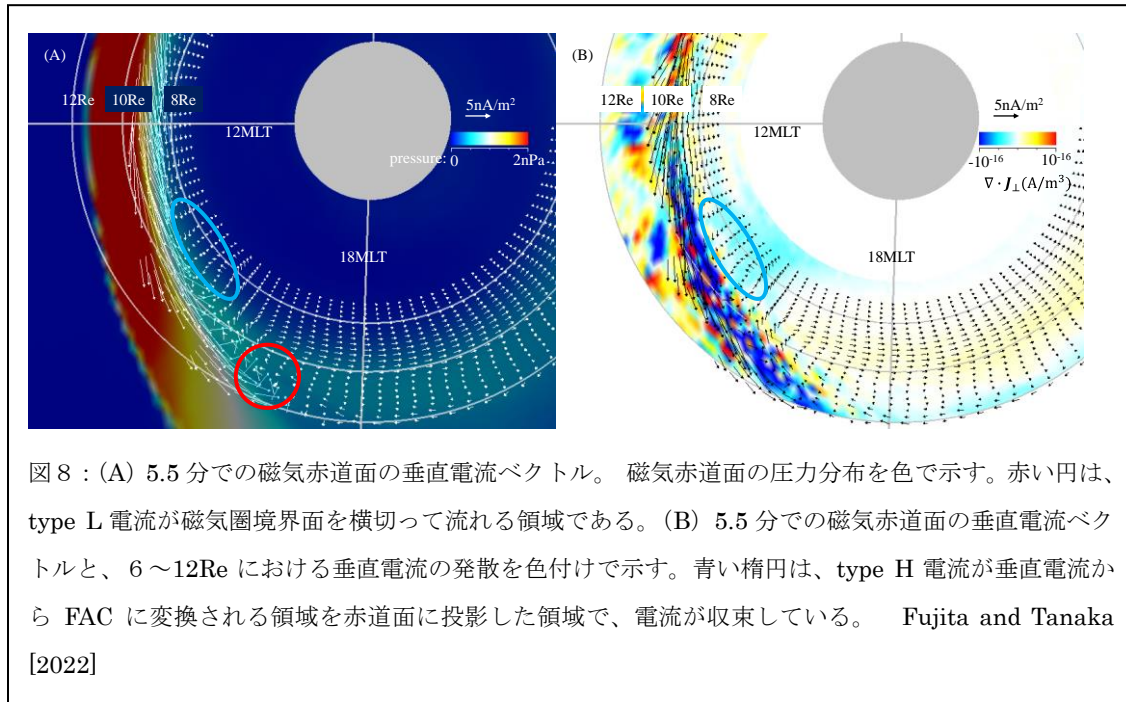
$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot (\hat{e}_\parallel + \mathbf{J}_\perp) = 0, \quad (2)$$

を使って、垂直電流から求められる。従って、力学過程との関連は間接的である。ここで、 \hat{e} は磁力方向の単位ベクトル (\mathbf{B}/B) である。沿磁力線電流生成機構は Fujita [2022] で論じている。

まず、[図 8 \(A\)](#) に、[図 5](#) と同じ時刻 ($t=5.5\text{min}$) の、磁気圏-magnetosheath 赤道面における垂直電流ベクトルの分布を示す。この図から magnetopause に平行に dawn-to-dusk 方向に流れる電流と、magnetosheath における太陽風インパルス先端部分で電流が乱れた流れ方をしていることが目立つ。さらに、赤円で示した領域において電流が magnetopause を横切っていることに気が付く。加えて、青い楕円においては、magnetopause を横切る電流が流れている赤円領域の下流側の磁気圏内領域で、正午方向に向かう垂直電流が発生していることが分かる。この電流は、[図 8 \(B\)](#) に示したように、この領域で、収束 ($\nabla_\perp \cdot \mathbf{J}_\perp < 0$) している。この青い楕円領域は、[図 5](#) で示した type H 電流系に沿って、垂直電流から沿磁力線電流への変換が起こる場所を赤道面に投影した領域である。

PI 電流系を理解するために、[図 8 \(A\)](#) で示された magnetopause に沿った dawn-to-dusk 電流、magnetopause を横切る垂直電流、その下流側で正午方向に流れる磁気圏垂直電流の 3 つの電流が現れる物理機構を調べる。電磁流体では磁気圏垂直電流 (\mathbf{J}_\perp) は反磁性電流 (\mathbf{J}_d) と慣性電流 (\mathbf{J}_i) の和である。なお、 \mathbf{J}_d と \mathbf{J}_i は

$$\mathbf{J}_d = \frac{\hat{e}}{B} \times \nabla_\perp P, \quad (3)$$



$$J_i = \frac{\hat{e}}{B} \times \rho \left(\frac{Dv}{Dt} \right)_{\perp}, \quad (4)$$

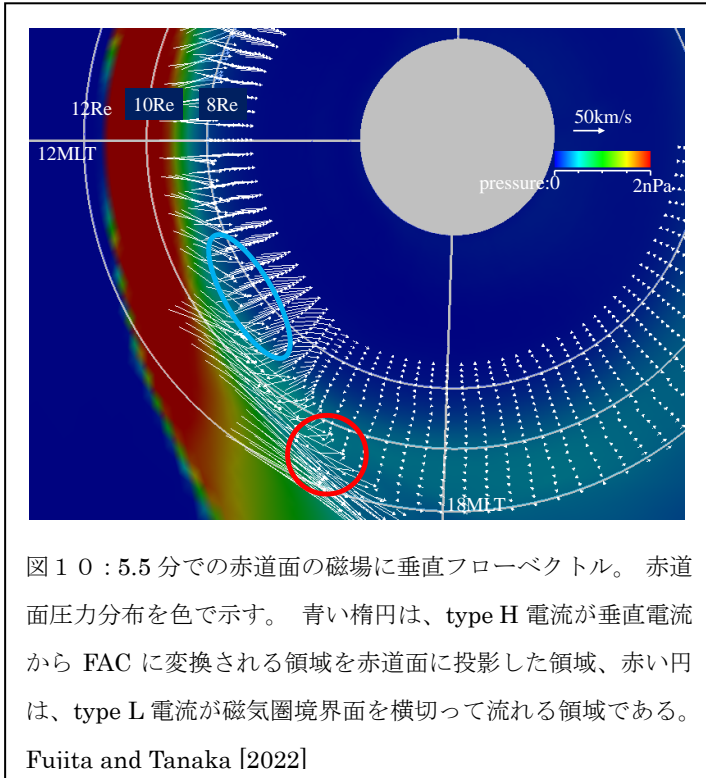
である。まず、この二つの電流を別々に調べてみる。図 9 (A) と図 9 (B) にそれぞれ磁気赤道面での J_d と J_i の分布を矢印で示す。まず、図 8 (A) の magnetopause に沿って dawn-to-dusk 方向に流れる電流ベクトルは、図 9 (A) に示されている J_d と完全には一致しない。すなわち、図 8 (A) と図 9 (A) を比較すると、この電流は J_d と J_i の合成であることが分かる。また、図 9 (A) と図 9 (B) から、 J_d は青い楕円領域では顕著な収束・発散は見ら

れないが、 J_i は収束しているように見える。(このことについては5. 2. 4で扱う。)次に、**図8 (A)**と**図9 (B)**を比較すると、赤丸で示した magnetopause を横切る電流と、その上流側に太陽方向に流れる電流は J_i であることが分かる。さらに、青い楕円領域においては J_i が収束している。

図8 (A)と**図9 (B)**から、magnetopause を横切るPI電流系の垂直電流として、 J_i が主要な役割を果たしていることが分かる。(Fujita et al. [2003a]もPI期の昼間の磁気圏では慣性電流が優勢であることを述べている。)よって、 J_i の振る舞いを考える。このためには、磁気赤道面における磁力線に垂直な慣性力を調べるのが重要である。そのため、**図10**に赤道面における磁力線に垂直なフローベクトル (v_{\perp}) の分布を示す。**図10**から、magnetopause を横切る電流が流れている赤円の場所は、太陽風インパルスが magnetosheath を通過している先端領域であることが分かる。ここでは慣性力は magnetosheath に沿って夕方側を向いており、主磁場がz方向であることから、慣性電流の向きは magnetopause を横切って magnetosheath から magnetosphere に入り込む方向になる。こうして、magnetosheath における太陽風インパルスの先端部分でプラズマが加速を受けていることによって、**図9 (B)**の magnetopause を横切る電流が生成されることが分かる。一方、赤円領域から下流側の磁気圏領域では、 v_{\perp} の方向が夕方方向から徐々に磁気圏の内部方向に向いている。これは、以下のように説明できる。すなわち、インパルスの先端部分では magnetosheath に沿ってプラズマが動いているため magnetopause を磁気圏方向に押す力は現れず、磁気圏内部のプラズマには影響を与えない。しかし、下流側では magnetosheath での高まったプラズマ圧が磁気圏を内側に押すため、磁気圏のプラズマが内側に動き始める。このため、**図10**のような磁気圏内部方向に向かう v_{\perp} を引き起こしている。このようなプラズマ流の振る舞いを反映して、慣性電流は磁気圏の内部に向かう方向から正午の方向に逆流するようになる。

電流生成機構を調べるため、エネルギー変換について触れる。**図5**で示した2つの電流系がどこで生成されるかを調べるため、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp}$ で色付けした電流線を**図11**に示す。電流線に沿ったエネルギー変換を纏める。

- 1) type H 電流系は magnetopause 付近の dawn-to-dusk 電流のところが $J_{\perp} \cdot E_{\perp} < 0$ (ダイナモ)を示している。これは、太陽風動圧が magnetopause を圧縮するため、電磁エネルギーが増大していることを示しており、magnetosheath から magnetosphere への圧力減少領域を滑り降りるプラズマフローによる熱エネルギーの放出と、プラズマが原則されるための運動エネルギーの放出が電磁エネルギー増大をもたらしている。このことは、Fujita et al. [2003a]のPI電流系のダイナモと同じである。また、電流が磁力線に完全に沿い始める領域で、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp} > 0$ (ロード)が現れる。これは昼間の magnetopause が太陽風インパルスによって急激に圧縮されたことに伴って発生した

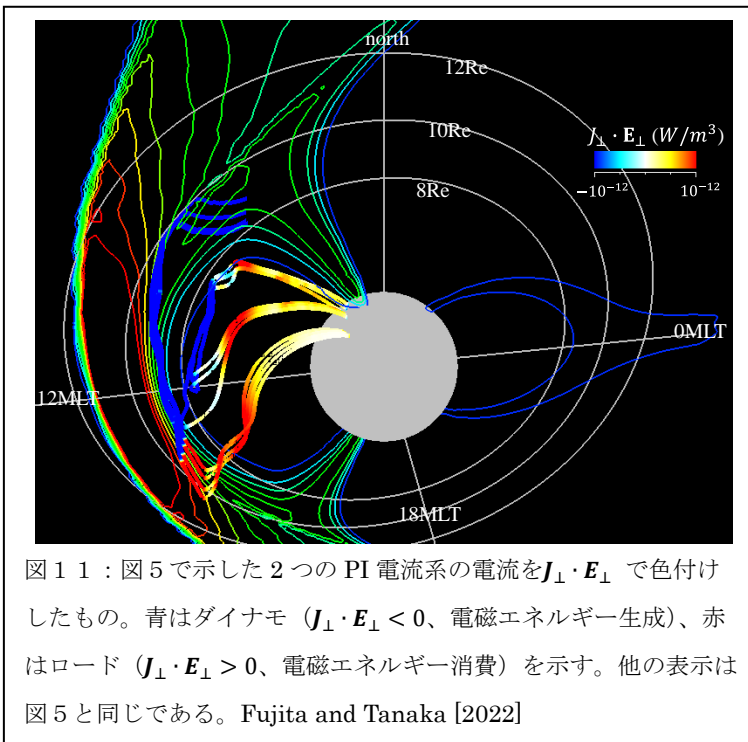


磁気音波が磁気圏内を伝搬する時の波面である。ここでは波動の電磁エネルギーが波動の運動エネルギーに変換する。このことも Fujita et al [2003a]で明らかにされている。

2) type L 電流系のダイナモは magnetosheath 内に発生している。このダイナモ生成の原因は、type H 電流系の磁気圏内ダイナモ生成と同じように、太陽風インパルスが magnetosheath を急に圧縮するためである。すなわち、プラズマ圧は magnetosheath の中間部分の圧力が最大になり、magnetopause 方向に減少する。

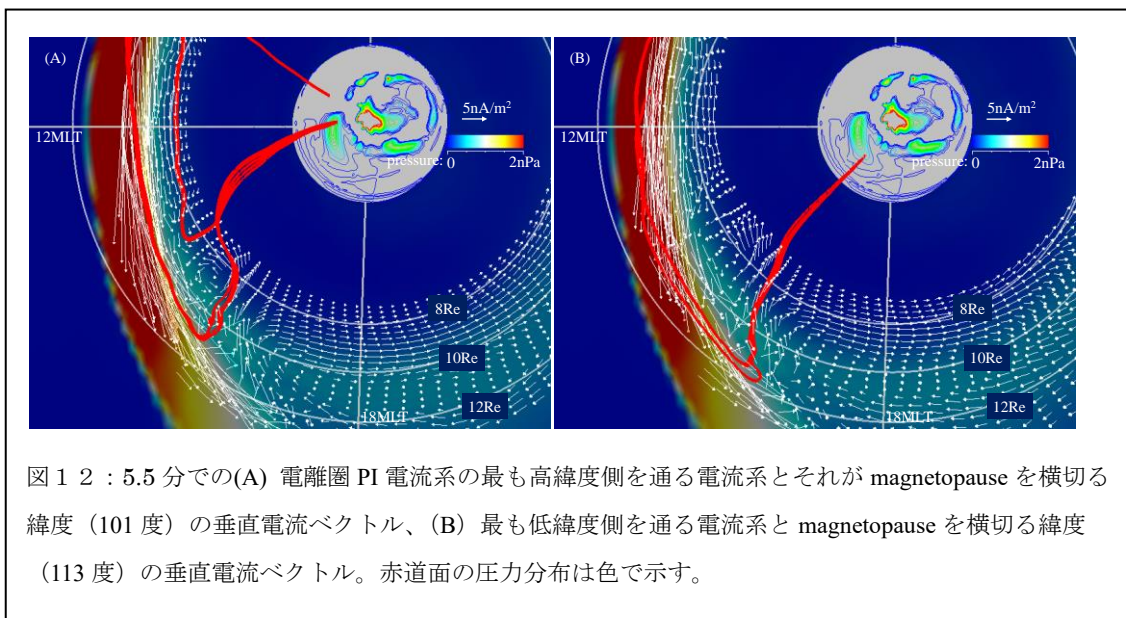
昼間ではフローは magnetosheath から magnetopause の方向に流れるので、熱エネルギーが解放される。さらに、magnetosheath では太陽風フローが減速をするので、運動エネルギーも解放される。両者からエネルギーを受けて電磁エネルギーが増大する。

この物理過程によってダイナモが生成する。一方、昼間で圧縮された magnetosheath のプラズマが午後側と午前側にあふれ出し、流れの先端部分のプラズマを押し（加速する）。この加速に抵抗するために電磁エネルギーが使われる。結局、type L 電流系が magnetosheath から magnetopause を横切って磁気圏に入る経路では、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp} > 0$ (ロード)が現れる。



5. 2. 4 電離圏沿磁力線

電流の分布と磁気圏電流の関係



PI 期の電離圏沿磁力線電流分布は三日月型分布をしている。この形が形成される物理過程を考えてみよう。図 1 2 (A) と (B) に、それぞれ、PI 期の沿磁力線電流分布の午後側先端部に流れ込む電流系と正午付近の後端部に流れ込む電流系の図を示す。先端部は type L 電流系のみであり、後端部は type L 電流系と type H 電流系が混在している。ここでは type L 電流系に注目する。図 1 2 (A) と (B) では、type L 電流系が magnetopause を横切る緯度における垂直電流ベクトルの分布も示す。ベクトルを描いた緯度は、先端部の場合 113 度、後端部では 101 度である。従って、後端部の方が低緯度で magnetopause を横切ることが分かる。この図から、先端部の電流系が magnetopause を横切る領域では、電流はほぼ同じ経度に沿って電離圏までつながる。このことから、先端部の経度は magnetosheath での太陽風インパルスの移動と同じ速度で経度方向に動くことが分かる。一方、後端部の type L 電流系は magnetopause 付近の磁気圏内における電流渦に沿って正午方向に流れてから、磁気圏内部方向に向きを変え、電離圏に流れ込む。このことから、後端部の経度は magnetosheath での太陽風インパルス先端部の位置より後ろ側 (正午側) に位置することになる。なお、先端部も後端部も magnetopause を横切る緯度はほとんど同じである。以上のことから、沿磁力線電流分布が先端部で低緯度側、後端部で高緯度側にあることが理解できる。さらに、図示はしていないが、時間が経つにつれ、(A) 図に現れる電流渦が大きくなり、正午側に流れる電流の長さが長くなる。このことにより、後端部の方が経度方向への移動速度が遅くなる。

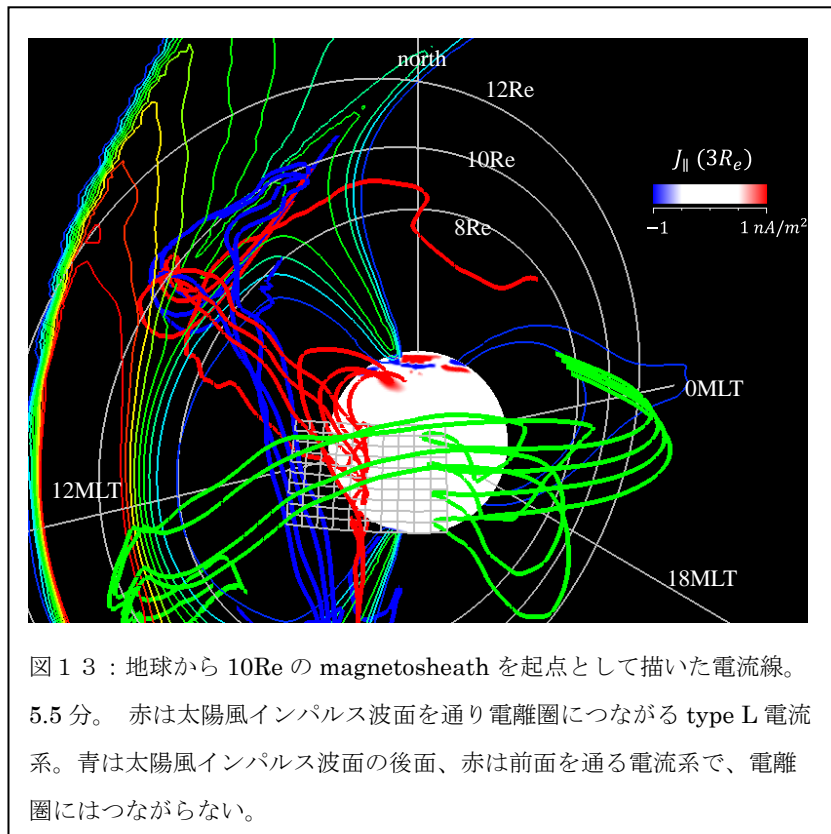


図 1 3 : 地球から 10Re の magnetosheath を起点として描いた電流線。
5.5 分。赤は太陽風インパルス波面を通り電離圏につながる type L 電流系。青は太陽風インパルス波面の後面、赤は前面を通る電流系で、電離圏にはつながらない。

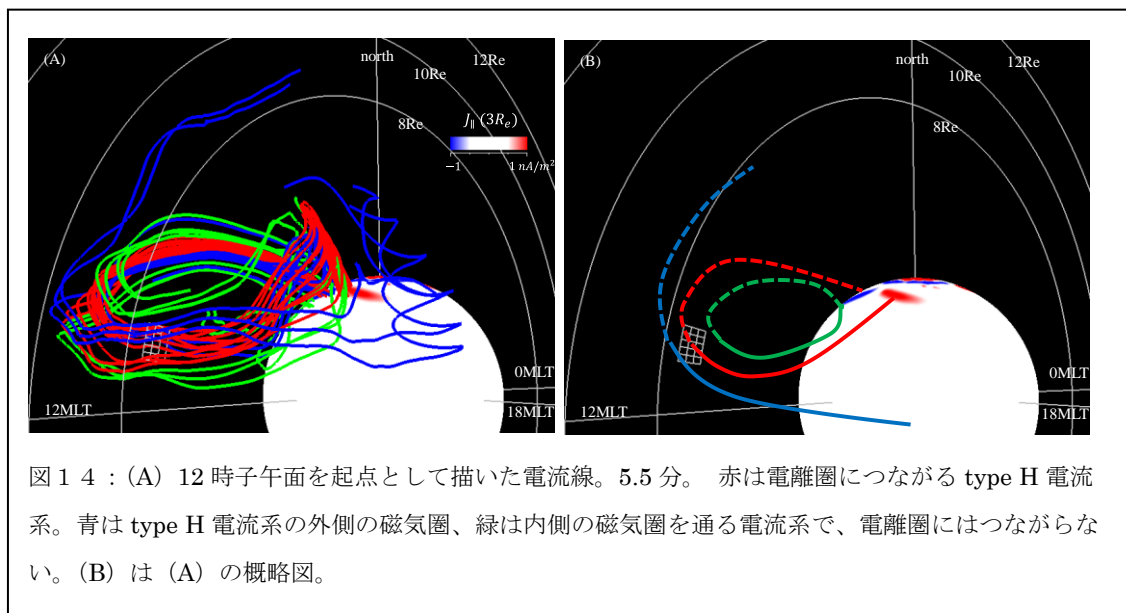
磁気圏のどの領域を流れる電流が沿磁力線電流として電離圏に到達するかを調べてみる。まず、type L 電流系を扱う。太陽風インパルスの先端から下流側、先端部、上流側の 3 つの領域を選び、電流線を描く。その結果は、[図 1 3](#)である。この図は、5.5 分 ([図 5](#)) の時の、地球から 10Re の magnetosheath を起点とする電流線

である。下流部（青）と上流部（緑）は電離圏に到達せず、先端部だけが type L 電流系として電離圏に到達できる。ここでは、ごく限られた領域を通る電流だけが電離圏に到達することに注意していただきたい。また、赤道面に近い領域を通る type L 電流は後端の電離圏高緯度の沿磁力線電流に繋がり、赤道面から離れた領域を通る type L 電流は、先端部の低緯度電離圏の沿磁力線電流につながっている。このことは、[図 1 2](#)の結果と一致する。type H 電流系についても、同様に磁気圏の決められた領域を起点とし電流線を描いて、電離圏に至る領域を調べてみる。その結果を[図 1 4](#)に示す。[図 1 4 \(A\)](#)は計算結果から得た電流線、[図 1 4 \(B\)](#)はその概略図である。12 時子午面に描いた格子を通る電流だけが type H 電流系として電離圏に到達できる。Type L 電流系同様、ごく限られた領域を通る電流だけが電離圏まで到達できる。

5. 2. 5 PI 擾乱の水平伝搬

[図 1 2](#)で、先端部の速度（経度方向の角速度）は magnetosheath での太陽風インパルスの速度で決まることを説明した。一方、磁気圏内での SC 擾乱の波面は磁気圏のアルベン速度で昼から夜に伝搬しているという観測事実がある[Takahashi et al., 2017]。シミュレーション結果から、この二つを説明する図を作成することができるので、[図 1 5](#)に示す。この図では、4.0 分に現れた SC に伴うプラズマ擾乱が磁気圏内と magnetosheath で異なった伝

搬を示すことが分かる。約 $5 R_e$ の磁気圏赤道面では 6.2 分に真夜中の磁気圏まで SC の擾乱が到達してことから、SC に伴う擾乱の波面速度はおよそ 1000 km/sec になる。これは磁気圏内のアルベン速度に相当する。一方、magnetosheath では、磁気圏内の伝搬より遅く、

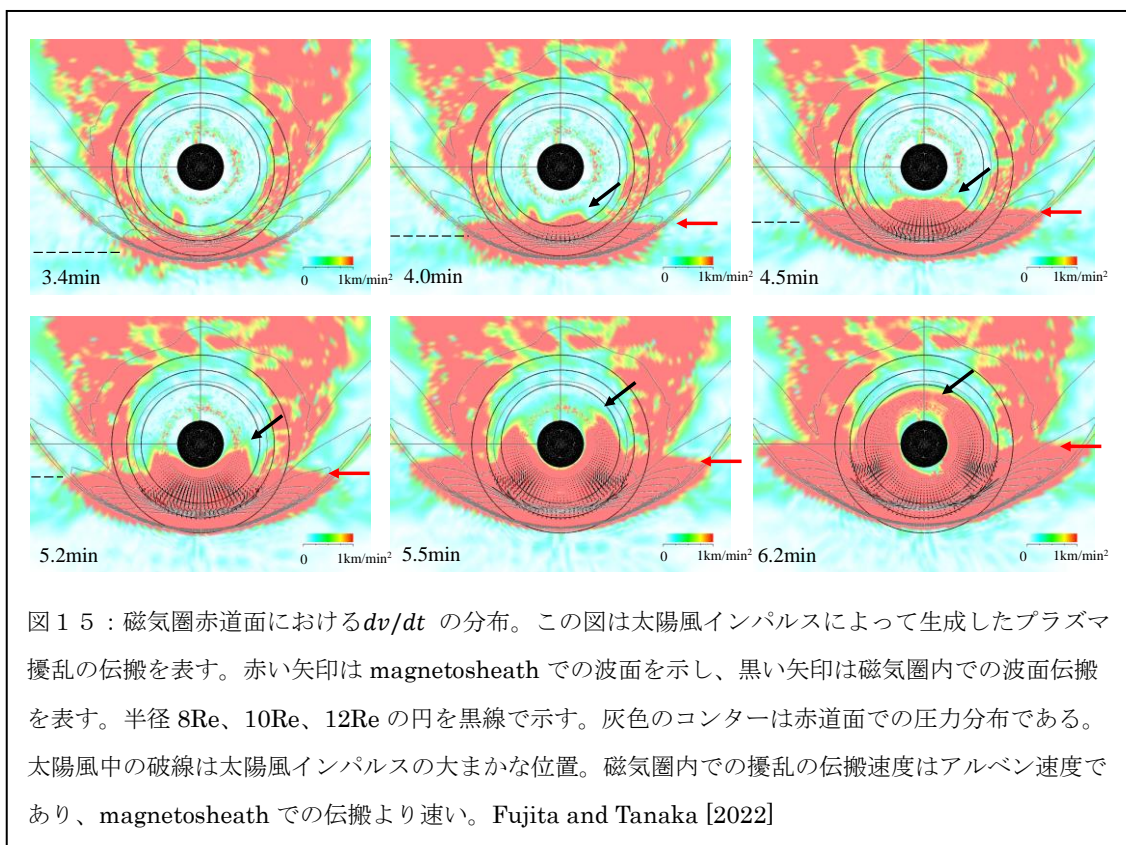


6.2 分では 06 時-18 時の経度までしか到達しない。この速度はほぼ太陽風の速度である。

最後に、太陽風インパルスによって磁気圏電離圏系に印加された擾乱の空間的な伝搬特性についてまとめてみる。伝搬を論じる時、SC のオンセット時刻に注目するか、磁場変動の極大値の移動を考えるかの 2 つの立場がある。オンセット時刻を決める立場では、地上で観測される磁場変動は、地球-電離圏が作る導波管中の TM_0 モード伝搬で決められるとされる [Kikuchi et al., 1978]。シミュレーションでは導波管モード伝搬を正しく扱ってはいないが、電離圏に沿って磁力線電流が入射した時、電離圏ポテンシャルをポテンシャル方程式から導く過程に、暗黙のうちに TM_0 モード伝搬を取り入れている。その結果、図 4 でポテンシャル分布が沿磁力線電流分布に先行して夜側に広がっている。一方、磁気圏内は図 1 5 で示したように磁気音波がアルベン速度で伝搬する。オンセットの時刻を決めるものは、伝搬する波動である。一方、PI 地上磁場の極値を決める電離圏沿磁力線電流分布の極値の位置を決める物理機構は波動ではない。Type H 電流系と type L 電流系の位置を決めるものは magnetosheath での太陽風インパルスの伝搬が作る磁気圏境界の構造変化である。

5. 3 Main Impulse の物理過程

電磁流体波動の生成と伝搬が主なテーマであった PI 擾乱と異なり、MI 擾乱は磁気圏の形が変形することが本質であるので、現象は非線形である [Fujita et al., 2003b]。よって、PI 擾乱の研究において行なわれた電磁流体力学方程式を線形化して扱う数学的手法は、MI 擾乱では応用できず、磁気圏電離圏での MI の物理過程を解析的な手法で理論的に研究することは極めて困難である。しかし、現象の本質を厳密に理解しようとするなら、解析的な理論研究は重要な手段である。そこで、解析的な研究に代わるものが必要である。それは、物理方程式をできるだけ厳密に解くシミュレーションを利用することである。本稿では、MI



の時の基本的な磁気圏電離圏での物理過程の理論研究として、太陽風動圧のインパルス変化を理想化し、動圧変化が階段関数の形を持つとして与えて、シミュレーションを実施し、その結果である磁気圏電離圏変動の解析研究を行う。この理想化した太陽風条件においては、MI 期の擾乱とは、一つの定常な磁気圏電離圏系から、太陽風インパルスによって変形され、もう一つの新しいインパルス上流側の太陽風条件に対応した定常系に漸近する過程である。この章では、太陽風インパルスによって乱された磁気圏電離圏対流の新しい定常状態への漸近の様子を論じる。

電離圏対流と磁気圏対流は定常状態では対応することになるが、SC時には過渡的に特殊な対流が磁気圏に発生する [Fujita et al., 2003b]。それを見てみよう

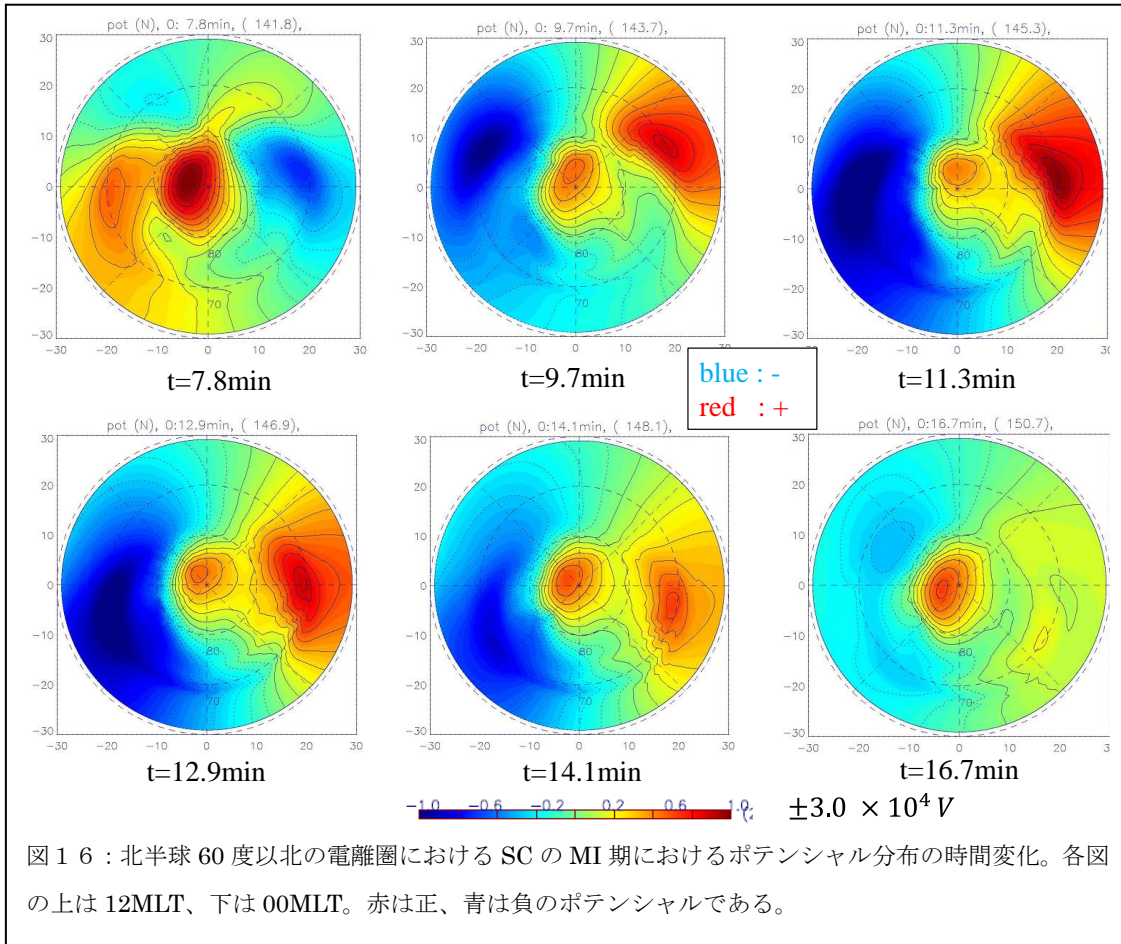
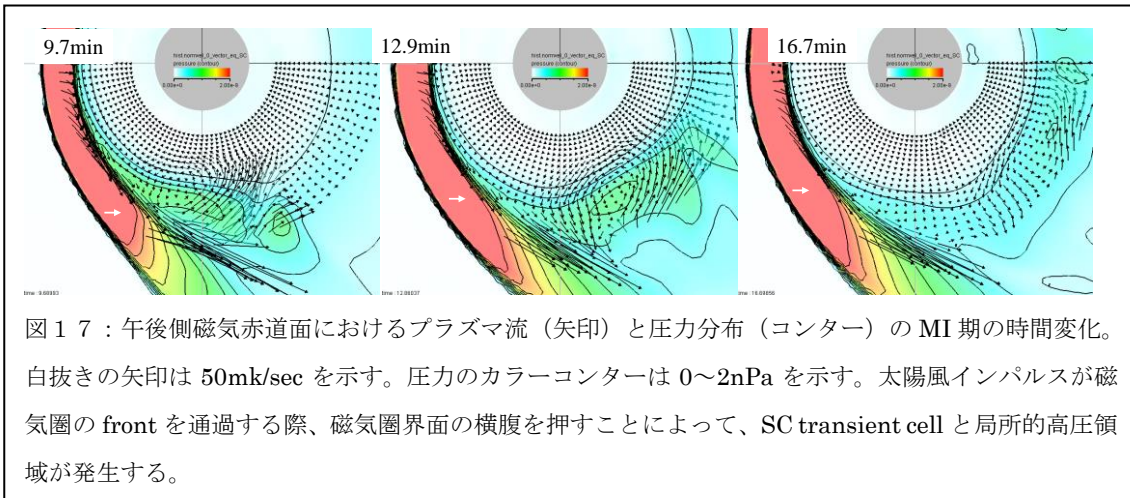


図 1 6 : 北半球 60 度以北の電離圏における SC の MI 期におけるポテンシャル分布の時間変化。各図の上は 12MLT、下は 00MLT。赤は正、青は負のポテンシャルである。

まず図 1 6 に電離圏のポテンシャル分布を示す。ポテンシャル分布の等値線に沿ってプラズマが動くことから、図 1 6 から電離圏対流の変遷が分かる。この図から、電離圏対流は MI 期において一端強まり、最終的に一定の値に落ち着くことがわかる。すなわち、電離圏では MI 期に過渡的な対流が発生する。これに対して、磁気圏側はどうであろうか。図 1 7 に図 1 6 と同じ時刻の磁気圏赤道面对流と圧力分布の変化を示す。図 1 7 から、電離圏の過渡的な対流渦に対応するプラズマの渦とそれに伴うプラズマ圧の局所的な高まりが現れ、夜側に移動していることが分かる。これを示したのは Fujita et al. [2003b] である。この渦と高圧プラズマは、SC をもたらした太陽風ショックのフロントが磁気圏界面の腹を押すことで生成する。Fujita et al. [2003b] は、この渦を SC transient cell と呼んでいる。

MI 期は磁気圏電離圏系が太陽風ショックの前の状態から後の状態への遷移期と捉えることが出来る。この遷移を特徴付けるものは、磁気圏対流よりは小規模で、過渡的なプラズマの渦 (SC transient cell) である。太陽風ショック前後の磁気圏対流の入れ替わりをこの渦が橋渡ししている。



5. 4 まとめ

太陽風変動の中で動圧インパルスは最も単純な変動であるため、SC は磁気圏電離圏システムを理解する道具として、古くから様々な研究がされてきている。中緯度低緯度の昼間においては、磁気圏前面が押されたことによって magnetopause に沿って dawn-to-dusk に流れる電流が増大した結果、水平成分 (H 成分) の急激な増大が発生する。一方、高緯度では正負の双極変動が顕著で、先行する変動が PI (preliminary impulse)、PI の磁場変動と逆向きに変化する変動を MI (main impulse) と呼ぶ。よって、SC 時の地上磁場変化の振る舞いは、低緯度はさほど問題なく単純に解釈できるが、高緯度では、複雑な物理過程が介在しているように見える。高緯度 SC に関して、磁気圏電離圏現象を現実的に再現できる計算機シミュレーションが現れる前は、観測と理論から得られる PI と MI の定性的な模式図ベースの研究しか出来なかった。このような磁気圏電離圏物理過程を厳密に理解するには、この全領域における格子点における時系列データが必須である。ここでは太陽風インパルスに対する磁気圏電離圏応答過程として SC の物理過程を紹介した。高緯度の SC 磁場変動を引き起こす磁気圏電離圏物理過程は以下の通りである。

1. PI は、太陽風動圧変動に対する磁気圏電離圏系の線形応答である。PI 期に現れる電離圏沿磁力線電流の磁気圏電離圏 3 次元電流系は 2 つに分けられる。

- ① PI 電流系の一つは Tamao[1964b]や Araki [1994]が提示したもので、午前側の上向き沿磁力線電流と午後側の下向き沿磁力線電流が昼間の磁気圏の dawn-to-dusk の垂直電流でつながっているものである。この電流系は電離圏において高緯度に現れる (type H 電流系)。この電流の駆動源は磁気圏の dawn-to-dusk 電流が流れるところにある。その原因は太陽風インパルスが磁気圏前面を急に圧縮して、磁気圏のプラズマフローが地球方向に流れることによって、熱エネルギーと運動エネルギー

が電磁エネルギーに変換されるためである。磁気音波の垂直電流からアルベン波の沿磁力線電流への変換はアルベン速度の空間的非一様性が効いている。

- ② もう一つの PI 電流系は、電離圏沿磁力線と magnetosheath 電流が magnetopause を横切る電流でつながっているものである。この電流系はこれまでの研究では認識されていない。この電流が magnetopause を横切る場所は太陽風インパルスの magnetosheath における先端部分である。ここでは、昼間の magnetosheath が圧縮を受けるため、プラズマが午前側と午後側に絞り出されている。これにより、先端部のプラズマは加速を受けているため、これに抵抗する電磁力を発生させるために、午後側では magnetosheath から磁気圏側に流れる電流となる。

2. MI は、太陽風インパルスによって変形した磁気圏電離圏系が新しい定常状態に移行する過程である。従って、磁気圏電離圏全体の変形を伴う非線形過程である。

- ① MI 期の電離圏ポテンシャルは、dawn と dusk にプラズマ渦中心がある過渡的な 2-cell 型になる。一方、磁気圏側では、太陽風インパルスが frank の磁気圏を横から押すことになり、地球方向のフローが発生する。このフローは磁気圏の中で太陽方向に向かう流れに変化し、午後側で反時計回りの渦を作る。この渦は太陽風インパルスが frank を通過する時だけに発生する過渡的なものである。この渦と電離圏対流渦は対応して生成・減衰する。

本稿では、高緯度電離圏で観測される太陽風インパルス応答 (SC) の基礎的な物理過程のみを論じた。しかし、SC は中低緯度でも複雑なふるまいを示しており、それらを本当に理解するには、シミュレーションによって現象を再現した上で、計算結果を解析することが必要である。中低緯度の問題は本論では扱わなかったが、現在のシミュレーションによってそれらの問題のかなりの部分は研究可能と考えられる。さらに SC に付随する重要な現象が多数観測され、それらをシミュレーションで研究することも磁気圏電離圏物理学の重要な問題である。例えば、SC によって発生する MHD 波動は Lee and Hudson [2001]等によって電磁流体波動シミュレーションによって研究されたが本格的な非線形シミュレーションの研究はまだである。さらに、SC が誘起するオーロラ現象、SC とサブストームの関連などはまだ十分な研究がない。最近では SC に伴って発生する磁気圏擾乱を通して中性大気への影響も観測事実が知られているが、これも将来シミュレーションによって研究すべき課題である。

最後に、シミュレーションを使った研究は、たとえ電磁流体力学が適応可能な現象に対しても、簡単に解答を与えてくれるというわけではないことを記しておく。シミュレーション研究は、膨大なデータが生産されることから、従来の考え方に過度に引きずられないで、重要な物理過程を適切に引き出すセンスが求められる。一方で、計算精度を考慮した上で、計算結果がもたらす物理過程をどのように評価するかという問題があることも事実である。

SCの研究から、筆者はこのことを実感している。今後、筆者の反省を糧にして、若い方のシミュレーションを用いた磁気圏電離圏現象研究への参加を期待する。

5. 5 参考文献

- Araki, T., H. Shimazu, T. Kamei, and H. Hanado, Scandinavian IMS magnetometer array data and their use for studies of geomagnetic rapid variations. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys*, **5**, 10-20, 1992.
- Araki, T. (1994), A physical model of the geomagnetic sudden commencement, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, ed. by M. J. Engebretson, K. Takahashi, and M. Scholer, 183-200, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Chi, P. J., and C. T. Russell (2005), Travel-time magnetoseismology: Magnetospheric sounding by timing the tremors in space, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18108, doi: 10.1029/2005GL023441.
- Fujita, S., H. Nakata, M. Itonaga, A. Yoshikawa, and T. Mizuta (2002), A numerical simulation of the Pi2 pulsations associated with the substorm current wedge, *J. Geophys. Res.*, **107** (A3), 1027, doi:10.1029/2001JA000137.
- 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, and 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.
- Fujita, S. and T. Tanaka, Two Current Systems in the Preliminary Phase of Sudden Commencements in the Magnetosphere, *Earth Planets Space*, (2022) 74:66, <https://doi.org/10.1186/s40623-022-01624-3>
- Fujita S. (2023), シミュレーションによる新しいSC像、極地研究所電子ライブラリーオーロラ物理学シリーズ②
- Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa (1978), Transmission of polar electric fields to the equator. *Nature*, **273**, 650.
- Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki, Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements. *J. Geophys. Res.*, **106**, 15555-15565, 2001.

- Lee, D.-H. and M. K. Hudson, Numerical studies on the propagation of sudden impulses in the dipole magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **106**, 8435-8445, 2001.
- Nagata, T. and S. Abe, Notes on the distribution of SC* in high latitudes. *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **9**, 39-42, 1955.
- Takahashi, N., Y. Kasaba, Y. Nishimura, A. Shinbori, T. Kikuchi, T. Hori, Y. Ebihara, and N. Nishitani (2017), Propagation and evolution of electric fields associated with solar wind pressure pulses based on spacecraft and ground-based observations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **122**, 8446-8461, doi:10.1002/2017JA023990.
- Tamao, T. (1964a), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr.*, **16**, 89-114.
- Tamao, T. (1964b), A hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC*, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **18**, 16-31.
- Tamao, T. (1965), Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere, *Sci. Rep. Tohoku Univ., Series 5, Geophysics*, **17**, 43-72.
- 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.
- Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2020), Reproduction of ground magnetic variations during the SC and the substorm from the global simulation and Biot-Savart's law, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **125**, e2019JA027172. <https://doi.org/10.1029/2019JA027172>
- Wilson, C. R., and M. Sugiura, Hydromagnetic interpretation of sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **66**, 4097-4111, 1961.