



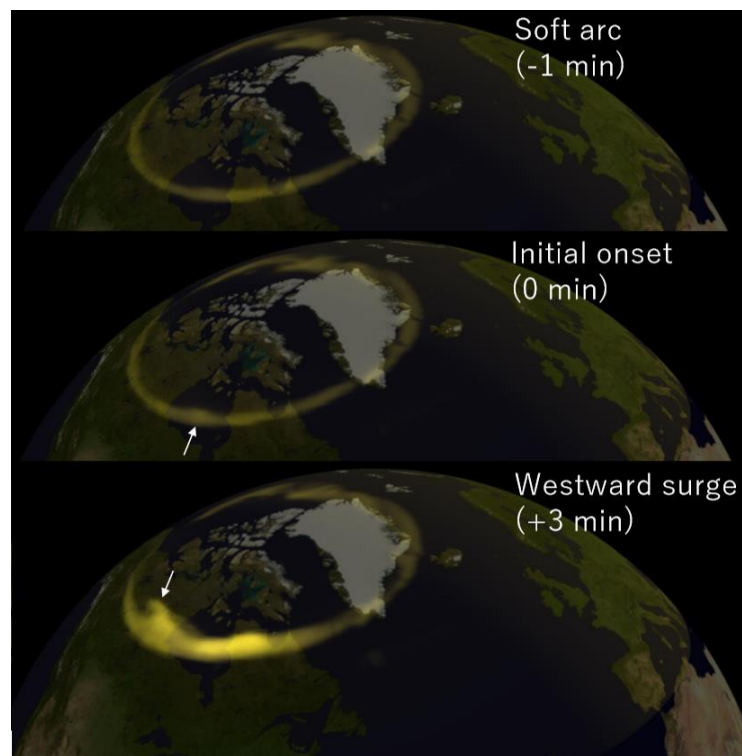
極地研電子ライブラリー

National Institute of Polar Research Electronic Library

オーロラ物理学シリーズ①

複合系磁気圏物理学

田中高史 著



大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構

国立極地研究所

シリーズ刊行に際して

オーロラは極域でみられる最も美しい自然現象の一つであるのみならず、極域科学の中でも超高層大気物理学を理解するうえで最も重要な研究対象の一つである。オーロラの全体像を理解することは、今も難問ともいえるだろう。

国立極地研究所の共同研究、より具体的には、スーパーコンピュータの共同利用や研究集会を通して、オーロラに関する先端的な研究が進められ、論文も数多く出版されてきた。しかし、論文では必ずしもフォローしきれない知恵の蓄積も多かったこともまた事実である。本シリーズ「オーロラ物理学」の目的は、そのようにして得られてきた近年の知恵の蓄積を、研究者の生の言葉として、超高層大気物理学の研究者を対象として、出版することである。

より具体的には、将来、研究者になるだろう国内の大学院生を読者として想定している。つまり、総合研究大学院大学・極域科学専攻の講義テキストとして使用されることも想定しているため、日本語での出版に踏み切った。想定した読者層は、このように限られてはいるが、非常に高度な内容を失わずに、より広く、国内外の大学生等にも読んでもらえることも期待している。電子出版として公開するのはこのためで、インターネット検索でもヒットすることになり、他言語への翻訳も自動化が進むことで、遠くない将来には、日本語のみで出版した問題も解消されているであろう。

オーロラのエネルギーの素は何であり、どう伝わるものか、ということを理解し、予測するためには、太陽風と磁気圏と電離圏の全体を複合系として捉える必要がある。これが、近年のグローバル磁気流体シミュレーションを中心に明らかになってきた新しい概念であり、本シリーズで一貫した思想となっている。本シリーズでは、サブストームや磁気嵐、オーロラの電流系といった、この分野のいわば古典的な主要テーマから、従来あまり論じられてこなかったダイナモ理論や磁場のトポロジーといった新しい理論も含むことで、シリーズ全体を通して統一的にオーロラ現象に関連した幅広い範囲の物理を取り扱っている。

国立極地研究所からの電子出版は初めてのことであり、本シリーズの出版過程は手探りでスタートとなった。極地研究所の編集委員会の議題として、電子出版過程のガイドラインを検討し、叢書出版分科会を立ち上げた。叢書出版分科会メンバーの中でも、専門の近い所内研究者が、内容に関して具体的な査読を担当することとした。原稿は、編集担当者と情報図書室が連携して、電子出版用に編集した。

編集担当者 片岡龍峰 2020年3月31日

目次

1	本シリーズの構成.....	5
1.1	磁気圏物理学の変遷.....	6
1.2	小口先生の著作.....	7
1.3	本シリーズのめざすもの.....	9
1.4	全体構造とグローバルシミュレーション	10
2	オーロラの座—複合系・FAC からの出発	14
2.1	FAC による対流の伝達	14
2.2	磁気圏の基本構造—閉じ込め・対流・FAC	18
2.3	磁気圏プラズマ領域とオーロラ	21
2.4	場の生成と粒子の落下	24
2.5	FAC の closure 問題(まとめ)	25
2.6	Region 2 FAC の closure.....	26
2.7	Region 1 FAC の closure.....	28
2.8	プロセス間の相互依存性	30
3	オーロラ・地上磁場変動.....	33
3.1	地磁気変動を与える要因	33

3.2	高緯度の地磁気変動	37
3.3	地磁気変動における福島 の定理	38
3.4	地磁気脈動	39
3.5	中緯度地磁気変動に含まれる FAC closure 効果	39
3.6	磁気圏電流の直接効果による中緯度地磁気変動.....	42
3.7	アークオーロラとディフューズオーロラ	44
3.8	IMF 北向きの時のオーロラ活動.....	45
4	ヌル・セパレーター・トポロジー	47
4.1	ヌルセパレーター構造とは何か	47
4.2	最も簡単なヌルセパレーター構造	48
4.3	磁気圏におけるヌルセパレーター構造	50
4.4	非定常現象におけるヌルセパレーター構造	54
5	プラズマシートの複合対流	55
5.1	プラズマシート形成の力学	55
5.2	プラズマシート運動の力学	57
5.3	サブストームプラズマシート変動.....	59
5.4	プラズマシートの投影.....	63
5.5	北向き IMF の時の対流とオーロラ	63
5.6	北向き IMF の時の対流と投影構造	66
6	サブストーム・オーロラ物理学上最大の課題.....	68
6.1	サブストーム進行の様相（電離圏）.....	68

6.2	サブストームオンセットのモデル.....	72
6.3	サブストームオンセットの別解	74
6.4	ポストローム電流	75
6.5	磁力線・電流線トレース	76
6.6	新しいオンセットモデル	78
6.7	対流変動としてのオンセットシーケンス	80
6.8	オンセットダイナミクスの光学観測	84
7	エネルギーフロー・エネルギー変換・ポインティングフラックス	88
7.1	エネルギーフローとしての対流.....	88
7.2	IMF 真北の時の対流に見られるエネルギーの流れ	91
7.3	サブストームのエネルギーフロー	92
7.4	Region 2 FAC に関連したエネルギーフロー	93
7.5	Region 1 FAC に関連したエネルギーフロー	94
8	マクロ構造とマイクロ構造の連携	96
8.1	リコネクションのマイクロ構造	96
8.2	磁気圏でのリコネクションの発生.....	97
8.3	トポロジー変動によるサブストームの理解.....	99
8.4	分岐領域と NENL の形成	100
8.5	NENL トリガー	103
8.6	サブストームのまとめ・爆発的な理由	105
9	トポロジーの応用:sun-aligned arc 場合	108

9.1	Sun-aligned arc の様相.....	108
9.2	Open-closed boundary と void.....	110
10	トポロジーの応用:テーターオーロラの場合	113
10.1	テーターオーロラの観測とシミュレーション.....	113
10.2	ヌルーセパレーター構造の遷移	115
11	まとめ	119
12	用語解説	122
12.1	セクション 1 の用語.....	122
12.2	セクション 2 の用語.....	124
12.3	セクション 3 の用語.....	126
12.4	セクション 4 の用語.....	127
12.5	セクション 5 の用語.....	128
12.6	セクション 6 の用語.....	129
12.7	セクション 7 の用語.....	130
12.8	セクション 8 の用語.....	130
12.9	セクション 9 の用語.....	131
12.10	セクション 10 の用語.....	131
13	記号・略号.....	132
14	参考文献	135
	著者略歴	147

1 本シリーズの構成

オーロラが光る直接的な原因は、粒子が落下してくるからである。落下する粒子が超高層大気の分子、原子と衝突し、それらを基底状態から励起し、元に戻る時に発光する。オーロラの研究は、このような発光過程の解明から始まったのは当然である。赤祖父先生がアメリカに渡ったころ、オーロラを光らせる原子・分子の構造について、膨大な研究がなされており、本が厚くて読むのも大変だったと話されていた。次に問題となるのは、オーロラを光らせる粒子は、どこからやってくるかであろう。これが本シリーズの課題でもある。赤祖父先生は、この問題を考え、新たな科学分野を切り開いた。それは磁気圏物理学への道であった。[太陽風](#) (solar wind) や [磁気圏](#) (magnetosphere) は、機器を使わずに直接見ることはできない。オーロラ(aurora)は間接的ではあるが、これらの構造が見えているケースであると考えられるわけである。このことは良く、“オーロラは宇宙への窓である”と表現される。

粒子の起源についての研究では、主役は量子力学から電磁力学に変わったということになる。しかし、これは古典力学への回帰ともとれ、学問が前進しているのかという疑念が生じる。これを乗り越えようとする一つの志向が、粒子の起源をプラズマ(plasma)科学、多体問題、統計力学と結びつける思考であろう。“宇宙は理想的なプラズマ実験室である”の様な標語がそれを端的に表している。これが宇宙開発と結びつき、新しい分野が開けているという高揚の時代もあった。もう一つの方が全体構造、領域間相互作用、対流、トポロジー(topology)を重視する複合系(compound system)の科学で、本シリーズのめざすところである。これは地球惑星科学の分野としての磁気圏物理学である。

粒子がどこから来るかが分かるには、太陽風—磁気圏—電離圏系全体の構造を知る必要があらう。特に粒子と場の関係を理解することが必要である。これらの構造について、地上からの観測で得られるのは、予測でしかない。ここで登場するのが衛星観測である。これによって系全体の構造が分かり、オーロラの原因は解明されると期待された。しかし衛星観測を進めても、多くの部分が未解決で残ってしまうのが一方の現状である。この原因は、全体系は複合された構造を示し、部分を理解しても全体はその足し合わせとならないことにある。

全体を研究する方法として有力なのが、グローバルシミュレーションである。これは磁気圏物理学だけではなく、気象学、地球内部科学、太陽物理学などでも同様に研究されている一般的な方法である。複合された系であっても、個々の過程は基礎法則に従うはずである。問題は複合性によって、

個々の過程が分離できなくなり、物理過程の検証が困難になることである。ここで観測が新たな役割を担うことになる。それは、観測（の様相）は系の全体構造を推定する出発点であると同時に、グローバルシミュレーションの検証データとなることである。このようなコンセプトに基づき、その出力が極域観測と一致するグローバルシミュレーションが、研究されるようになり、極域のオーロラ現象や地磁気変動と宇宙の構造が、直接関連づけられるようになってきた。

このような研究の結果として、オーロラサブストームが再現（表紙）されるようになったことを受け、本シリーズでオーロラとその原因としての磁気圏物理学について最近の研究動向を纏めることとした。本シリーズは、極域観測と磁気圏構造の対応について、これまでの理解を少しでも革新しようとする意欲をもって研究に挑戦している人を対象としている。そのため本シリーズの記述は、これまでに良く知られている範囲を超えている点があるかもしれない。どうしてそのような観点が出現するかを理解して頂き、それをその先に各人の独創を得るヒントにしていいただければ幸いである。

1.1 磁気圏物理学の変遷

オーロラの発生場所は、主に高度 100 km 辺りの[電離圏](#)(ionosphere)[E 領域](#)である。しかしその場所に原因と結果が揃っているわけではなく、原因は太陽風—磁気圏—電離圏複合系の全体に亘っていることが、良く知られている。本論に入る前に、このような理解に進んだ道筋を、3 段階に分けて振り返り、整理しておく。第 1 段階は、地上観測の時代である。オーロラと地磁気観測から、電流系、磁気圏、対流、[リコネクション](#)(reconnection, 磁力線の繋ぎ変わり)などの構造を推定していた時代である。今から振り返ってみると、このころに推定された磁気圏構造は、大局ではそれほど間違っていないことが分かる。第 2 段階は、衛星観測が加わった時代である。今まで推定でしかなかった磁気圏が、実際に観測されるようになり、その領域構造、変動構造、粒子分布、運動、[FAC](#)(field-aligned current, 沿磁力線電流)が分かるようになった。さらに宇宙からの撮像により、オーロラの全体像が分かるようになった。磁気圏が直接観測され、オーロラの機構は全て解明されるであろうと楽観したきらいもあった。しかし一方で、オーロラの原因は複層的な謎を秘めていることも分かるようになった。衛星観測で欠けてしまうものは、[ダイナモ](#)(dynamo)と[セパレーター](#)(separator)であろう。これらについてはすぐには理解できないであろうが、本巻の中で順次説明される。この 2 つを理解することが、本巻の目的でもある。ダイナモの探索は、FAC の原因を探ることであり、対流の駆動機構を明らかにするものである。セパレーターは磁場トポロジーの作用を決めるものである。トポロジーは磁場の全体構造を規定する要素であり、部分の観測では見えないものである。第 3 段階

は、複合系の科学の時代である。オーロラの原因は部分の繋ぎ合わせから、全体構造の自己無撞着的な理解に進化している。観測、シミュレーションを一体として研究し、全体構造に迫ろうとする時代であろう。

第3段階で適用される原理は、3層よりなると表現できる。第1層はカバランス、第2層はエネルギー保存、第3層はマルチセパレーター構造である。第1層は磁気圏閉じ込め、プラズマシート形成などで必須であり、第1段階の時代からこれを考慮しないモデルはあり得ない。第2層はFACの発生に働き、対流の構造にとって必須である。この点で第2層を考察することは自明のように見えるが、実際は第1層に比べ遥かに考察が遅れた。第3層はグローバル構造そのものであるが、いまだ模索の段階であろう。相対的に、層の順は観測から推定し易い順序でもある。本巻の目的は、これらの3層からなる複合システムとして、磁気圏物理学を理解することである。

1.2 小口先生の著作

オーロラの物理学がなぜ磁気圏物理学に繋がるのかは、小口先生の著作「[オーロラの物理学入門](#)」に、克明に書かれている。この著作は第1巻と第2巻からなり、主な記述内容は、

- (1) オーロラの概観と分類(形、動き、線状構造、極光帯、発光高度)
- (2) オーロラが発生する領域の説明(地球磁場、太陽風、電離圏、磁気圏の構造など)
- (3) オーロラを理解するために必要な基礎物理学(電磁場、[Hall・Pedersen 電流](#)、[MHD](#)、粒子の運動、プラズマ波動など)

(4) オーロラの観測

アークオーロラ(S-fractal オーロラと記述されている)

ディフューズオーロラ(Pulsating オーロラと記述されている)

オーロラの動態([サブストーム](#))

- (5) オーロラのグローバルメカニズム・未解決問題と将来の研究に対する指針、

となっている。本シリーズでは直接触れないが、オーロラ研究の歴史、オーロラを光らせる原子分子のエネルギーレベル、[地磁気永年変動](#)、[オゾン層](#)などについての記述も含まれている。オーロラの morphology について、これ以上の研究があるのかと思われるくらい、詳細な記述があるのに驚く。ほとんどは地上観測に基づく研究である。しかしもっと驚くことは、オーロラの背後にある磁気圏—電離圏系の電磁力学に対する深い洞察である。この系で働く電磁力学過程に対して、多くの考察がなされている。オーロラはその場に原因と結果が揃っているわけではない。見える部分は全体の

ほんの一部であり、その背後には太陽風—磁気圏—電離圏結合系で発生している、複雑な相互作用が隠されているということが良く認識されている。極言すれば、オーロラ観測で分かるのは電磁力学過程の結果であり、原因は見えないということになる。

小口先生の著作（以下、対応するサブセクション番号を参照する際に[小口本](#)と呼ぶ）においては、サブストームはオーロラ発生に関する最重現象として扱われている。このことは本巻でも同様である。しかし本巻では、サブストームの解明を重要課題として扱うというより、サブストームを磁気圏物理学理解のための教材として利用する。それはサブストームには、磁気圏物理学の要素がほとんど全て登場するからである。いくつかの章を読んで、自身で繋ぎ合わせ、サブストームの全体像を組み立てて頂きたい。

本シリーズでめざす発展とは、小口先生の著作の(5)を具体化することである。(5)の記述は、13~15 章にある。小口先生の著作では、“オーロラの発生の大局的原因は、磁気圏対流による磁気圏の電荷分離作用である”という思想が全編でみられる。しかし、磁気圏対流の電荷分離作用の具体的構造は示されていない。記述をたどると、電荷分離作用とは今日我々がダイナモと呼んでいる機構と一致することが予想される。小口先生の著作では、この問題に対する提案はいろいろ出されている。しかし電荷分離の基本は、電子とイオンの[ドリフト運動](#)（小口本 6.3）の違いと考えられている（小口本 15.1）。これに対してこの巻では、ダイナモはエネルギー変換過程と考えるとところがやや異なるかもしれない。これは単に、粒子描像と流体描像の違いなのかもしれないが、両者を mix して、使い分けると誤りの基になる。

この巻では、region1 FAC (FAC の主要成分で、朝方で流入、夕方流出する部分)の起源を明らかにすることが、解明の糸口であろうという指針に注目したい。本シリーズはこれらの指針に基づき、電荷分離作用と FAC の起源を具体化し、それは磁気圏物理学全般にどのように組み込まれているか、それがどのようにして複合系の概念に纏められるかを研究した結果である。忘れている人も多いと思うが、この指針については、小口先生から学会員にファックスが配信されたことがある。学会の研究指針として、“オーロラ発生機構の解明には[ダブルレイヤー](#)(double layer) (図 1-1)の研究が最重要“とする意見が示されたのに対し、その誤りを指摘したものである。ファックスには、“ダブルレイヤーは対流電場の 2 次的構造に過ぎない、region1 FAC の起源こそ最重要問題である“、とあった（小口本 15.1）。図 1-1 では、B は磁場、E は電場、J は電流、p はイオン、e は電子を表す。ダブルレイヤーの電位差は、10 kV に及ぶことがあるとされている。しかし、[CPCP](#) (cross polar cap potential、

極冠最大最小電位差)に比べれば小さい。余談ではあるが、ダブルレーヤーの発見で、オーロラ物理学は終了したと思った人もいたくらい、それは大きな発見であったようである。

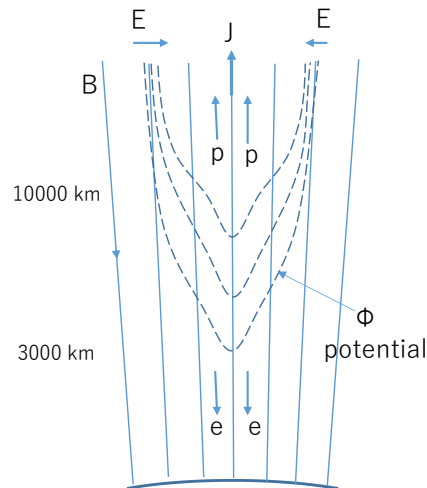


図 1-1 Double layer

1.3 本シリーズのめざすもの

本シリーズでは、小口先生の著作第 1 巻、第 2 巻について、そこで出ている用語・概要はある程度理解しているとして、記述を進める。オーロラ物理学を磁気圏物理学に繋げるためには、(3)の基礎物理学が必須である。これについては、小口先生の著作に正確な記述があり、また我々にはそれを上回る記述はできないので、そちらを参照して頂きたい。プラズマには粒子的描像と流体的描像があり、互いに重なる部分が多いが、完全に一致するものでもなく、その違いを熟知することはなかなか難しい(小口本 7.7)。本シリーズは、これらについて、ある程度の学習があるものとして、構成されているので、ご理解いただきたい。

この巻(第 1 巻)では、本シリーズで目標とする研究領域は何かを説明したい。本シリーズでは小口先生の著作で示されている、観測事実、解釈法、問題の提起、指針、を念頭に記述を進めたい。オーロラ発生の背後には膨大なシステムがあり、それは各要素が複雑に相互作用する複合系である、というのが本シリーズの趣旨である。複合系では基礎物理学の法則に加え、領域の形状、領域同士の相互作用が現象を支配している。複合系は本質的に3次元系であり、部分を取り出すと誤りに繋がる。最近、このような複合系の研究が、観測とシミュレーションの融合によって大いに進んだ。第 1 巻は、シリーズで細部を記述する第 1 歩として、まず全体の考え方の概要から始めるものであ

る。続く各セクションでは、記述の重複、交錯がある。それは各セクションでは同じことを違う側面から見ているからである。以下(セクション)はそのように見て頂きたい。個々の内容を更に詳しく研究した具体的な結果は、本シリーズのその後に続く巻で記述されるであろう。

1.4 全体構造とグローバルシミュレーション

本シリーズで、小口先生の著作にある描像を多少なりとも前進させる原動力は、グローバルシミュレーションによる全体構造の再現であろう。第 2 層エネルギー変換、と、それに整合するダイナモ、FAC、第 3 層ヌルーセパレーター構造の再現は、観測だけでは不可能であろう。これを補うため、グローバルシミュレーションが不可欠である。その効用、限界を良く知る必要がある。グローバルシミュレーションは、太陽風、磁気圏を MHD (Magnetohydrodynamics, 電磁流体) 方程式、電離圏を電流の連続条件でモデル化し、両者を結合させ、空間を離散化した格子上で数値解を求める方法である。MHD 方程式はプラズマを流体として記述するものであり、質量、運動量、エネルギーの保存則、誘導方程式からなる(式 1-1)。したがって方程式自体は基礎的な物理法則を記述したものである。この方程式に用いられている変数記号は、全て習慣的な用法に従っている。ただし磁場は $\mathbf{B}=\mathbf{B}_0+\mathbf{B}_1$ としてある[Tanaka, 1994]。ここで \mathbf{B}_0 は双極子(ポテンシャル)磁場である。この分解によって、FAC 計算の精度が上がり、この巻で示す各種の解を得ることが可能となる。グローバルシミュレーションの性能で重要なのは、何といても解像度であり、これはほとんど格子の数で決まる。基礎方程式の工夫に加え、格子密度を上げ、多量の計算を並列処理する効率を上げることが重要である。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\
\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P \mathbf{I} + \frac{B^2 - B_0^2}{2\mu_0} \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B} - \mathbf{B}_0 \mathbf{B}_0}{\mu_0} \right) &= \rho \mathbf{g} \\
\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= 0 \\
\frac{\partial U_1}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \cdot \left(U_1 + P + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) - \frac{\mathbf{B}_1 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_1)}{\mu_0} - \frac{\mathbf{B}_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_1)}{\mu_0} + \frac{\mathbf{v} (\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0)}{\mu_0} \right] &= \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \\
U_1 &= \frac{\rho v^2}{2} + \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{B_1^2}{2\mu_0}
\end{aligned}$$

式 1-1

電離圏モデルで一番重要なのは、電離圏電気伝導度の決定である。磁気圏モデルでは、通常 2.5~3.0 R_E 辺りが内部境界となる。この内部境界から双極子磁場 (\mathbf{B}_0) に沿って圧力 P、温度 T、FAC を電離圏まで投影する。電離圏電気伝導度は、太陽天頂角 ([EUV](#) による電離の成分)、投影された [FAC](#) (アークオーロラを模している)、圧力 P と温度 T に依存した関数 (ディフューズオーロラを模している) として決定される。Hall 電流と Pedersen 電流の比も、電離圏ダイナミクスを決める重要な要素である。太陽 EUV による部分は 1.8、その他の部分は 3.5 くらいになる。また磁場の[伏角](#) (小口本 4.1) がゼロに近い時は、[Cowling 効果](#) (小口本 8.5) を加える。

MHD の限界として、非等方圧力が扱えないことがある。このため地球近傍で、[ロスコーン](#) 分布を扱えない。このため、MHD では、[地磁気嵐](#)、[環電流](#) (ring current) の計算は困難である。

数値計算の過程で、離散化による誤差が発生する可能性がある。保存則については、離散化しても厳密に成り立っている。これは FVM (finite volume method、有限体積法) で離散化することによる。誤差では拡散効果、すなわち解がなまるという面が大きい。これは離散化による、一般的な効果であり、避けることはできない。得られた解は、なまっている可能性があるとして考察しなければならない。通常は、拡散がより少ない数値解法が正解を与えられている。しかし現実の磁気圏では波動があふれ、拡散がないのが正しいとも言えない。そのため、電流強度に比例し、磁場強度に反比例した、磁気拡散モデルを使用する。そこで重要になるのは電離圏観測である。ここでグロ

ーバル構造（オーロラの形態、グローバルな磁場変動の分布）を比較することが、正解に近いかどうかの決め手になる。

グローバルシミュレーションが観測に決定的に勝る点は、磁場、電流、流線のトレースであろう。加えて、カバランス、エネルギー変換、3次元形状（トポロジー）の評価であろう。蛇足であろうと思うが、MHD では電荷が発生しないというのは誤りである。 $E + V \times B = 0$ であり、[シア](#)は $\text{div} E \neq 0$ である。すなわち、電荷は陽に現れないだけである。MHD で発生しないもので、磁気圏構造に対して最も影響が大きいのは、非等方圧力であろう。

以下のこの巻の説明で座標系は、X 軸は太陽向き、Y 軸は地球の公転と逆方向、Z 軸は北に取る。この座標系は磁気圏物理学を記述する時の標準的な座標系である。第 1 巻では近似的に、地球の回転軸、磁気軸は、Z 方向であるとする。もっと精密な議論をするときは、それぞれの方向を区別する必要があるであろう。磁場は双極子磁場を与える。もっと正確な磁場を与えることもできるが、現在の達成レベルでは、正確にすることが必須であるような結果は得られていない。内部磁気圏まで解を延長することと関連する問題であり、将来の課題であろう。

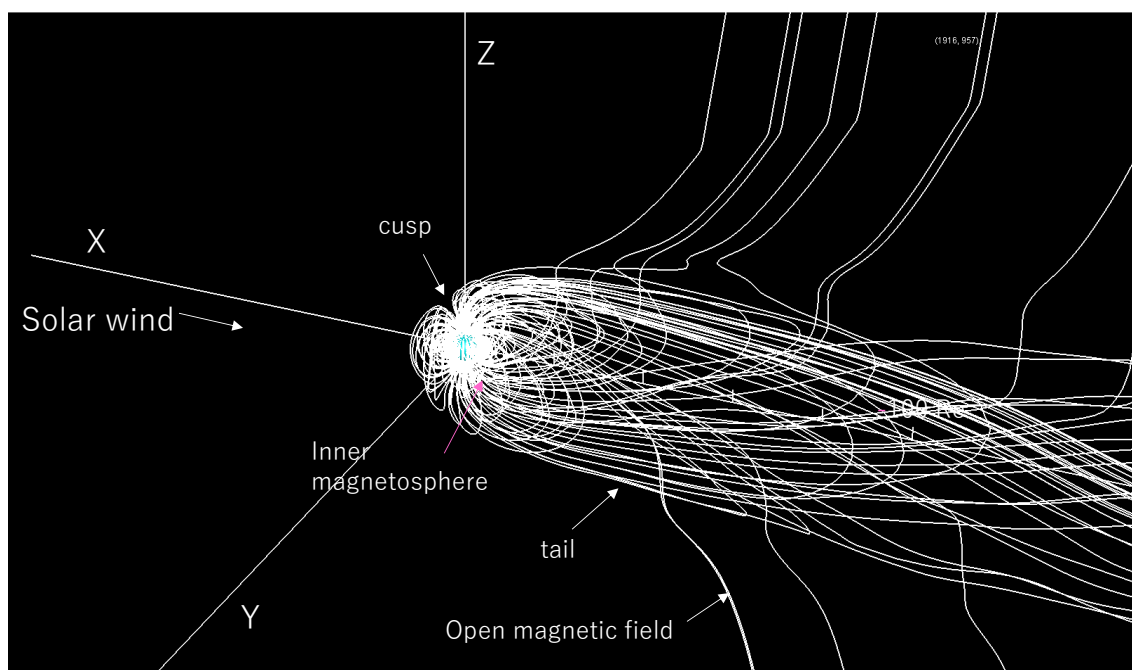


図 1-2 Magnetospheric magnetic field

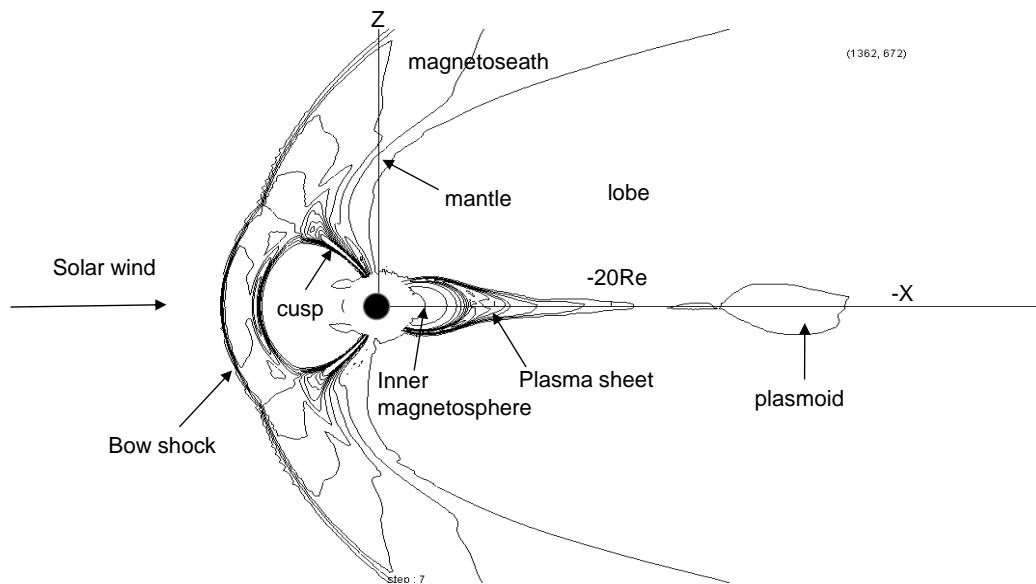


図 1-3 Magnetospheric plasma regimes

図 1-2 にこの座標系で表示した磁気圏磁場の様子を描く。これはグローバルシミュレーションで得られた解である。この図は、[IMF](#) (interplanetary magnetic field, 惑星間空間磁場) が北向きの時の様相である。太陽風の[動圧](#)のため、磁気圏の全面は押しつぶされた形状になり、後方には尾(テイル)のような構造ができるのが特徴である(5.5)。 $X = -10 R_E$ より地球に近い部分を内部磁気圏(inner magnetosphere)、 $X = -20 R_E$ の辺りを中尾部(mid tail)と呼ぶ。一部の磁場は IMF と繋がっている。これを open magnetosphere と表現する。北向き IMF の時のテイル磁場は、かなり遠方まで行っても構造の変化が続く。このためグローバルシミュレーションでは遠方まで計算領域が必要である。ここでは $X = -300 R_E$ までとなっている。図 1-2 は磁場を描いているが、それと表裏になって、図 1-3 (圧力分布) に示すような、プラズマ領域の構造もある(小口本 6.6)。こちらは IMF が南の場合を描いている。これらはいずれもある一瞬を捉えたものである。磁場、プラズマ領域の構造で特徴的な部分には、それぞれ呼称がある。両図には代表的な呼称を示してある。太陽風が最初に受ける変動が、[bow shock](#) での減速であり、bow shock で減速され高圧になった太陽風は、[マグネトシース](#) (magnetosheath) を満たす。図 1-3 はカートゥーンではない。プラズマ領域は、力学的な釣り合いを満たした上で存在していることを示している。まだ不完全であるが、このような self-consistent な解を、粒子描像で得ることもできない訳ではない。しかし、FAC の生成、トポロジーの再現まで考えると、MHD に優位がある。したがってこの巻では、流体描像で検討を進める。

2 オーロラの座—複合系・FAC からの出発

FAC の起源を考察すれば、オーロラの発生、地磁気変動の原因である電離層電流の駆動、磁気圏プラズマ領域の形成、ダイナモの励起、FAC の発生、磁気圏対流の生成は、同一の太陽風—磁気圏—電離圏相互作用過程の、別の側面であることが分かってくる。どれもが単独で存在することはない。したがってどれから考え始めても、同一の結論になるはずである。本巻では、FAC の考察から出発する。したがって、オーロラの発生とは、アークオーロラである。ここでは、磁気圏の電磁力学に関与するのは、あくまでもアークオーロラと考える。この巻では、ディフューズオーロラは、プラズマが内部磁気圏に詰まった（高圧になった）結果と見なされる。グローバルシミュレーションでは、ディフューズオーロラの電離圏電気伝導度に対する寄与は考慮されている。ディフューズオーロラに関与する電子は数 10 keV であり、これはマクロな電場のエネルギー範囲を超える。これらの電子生成には、波動粒子相互作用（小口本 15.2）が必要である。しかしこの場合、高いエネルギーを持つようになる粒子は、全体の一部である。ここがアークオーロラとの違いである。ディフューズオーロラのこれ以上の検討には、ミクロな過程の物理学が必要になるが、それはこの巻の範囲外である。

2.1 FAC による対流の伝達

我々の視点では、複合系の必要性は、FAC についての考察から始まった。Birkeland がオーロラを観察して図 2-1 のように FAC を考え付いたのは、1900 年代である[Birkeland, 1908]。ここで球面上の電流部分は、WEJ (westward electrojet、西向き電流ジェット) に相当する。これはオーロラ活動に伴って地磁気水平成分 H が減少する原因となる電流である。この電流系の考案は現代の磁気圏物理学の基本事項についての予見、すなわち地球磁場が太陽風によって有限領域に閉じ込められているという考察[Chapman and Ferraro, 1930]や、地球磁気圏プラズマは対流運動を行っているという考察[Dungey, 1961]が行われた時代より遥かに早い。磁気圏物理学の説明では、まず力のバランスに基づいて地球磁場の閉じ込めがどのように実現するか、すなわち Chapman-Ferraro 問題から始まるのが普通である。小口先生の著作でもそのように説明されているはずである(小口本 5.4, 5.5)。そして閉じ込められた磁場が、プラズマと一緒に対流運動を行うのが、オーロラを始めとする磁気圏—電離圏擾乱のフリーエネルギーの源である、というように説明が進む(小口本 6.6)。分かり易い理解の順序であらう。

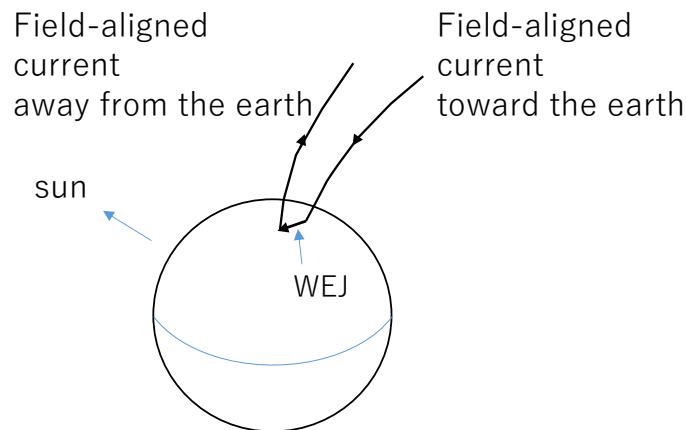


図 2-1 Birkeland current

ここで良く知られている Dungey 対流 (図 2-2) が出てくる。Dungey 対流では、リコネクションで生成される open 磁場の張力が、対流のドライバーである。図 2-2 では、黒線は磁場、IMF は南向き、白と緑の矢印は、流れとポインティングフラックスを示す。ポインティングフラックスの発生場所は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ (ダイナモ)、消費場所は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ である。Dungey 対流では、第 1 層 (カバランス) が主に考慮されており、第 2 層 (エネルギー保存) はそれ程厳密には考えられていない。張力は電離圏にまで及ぶと考える。これによって、電離圏では 2 セル対流 (小口本 8.6) が励起される (図 2-2 右)。しかしこれらを考察する前から、オーロラが光ることは知られており、図 2-1 (Birkeland current) のような予想が行われていた。したがって、図 2-1 はオーロラを光らせるための機構である。これは同時に磁場変動の機構であっても良い。

それから半世紀以上が過ぎて、飯島先生によって、FAC がグローバルに整然とした構造をなしていることが発見された [Iijima and Potemra, 1976]。図 2-3 は極域における上向きと下向きの FAC の分布を示す (小口本 8.7)。FAC は 2 重環状に分布し、極側を region 1、赤道側を region 2 と呼び、その方向は朝方夕方が変わり、図のようになる。これに加えて、カusp (cusp) 近辺に小規模ではあるが、別の種類の FAC がある (NBZ 電流など)。ある程度の擾乱がある時の統計的な分布である。図 2-3 は、図 2-1 (Birkeland current) の 2 次元化、精密化であると捉えることもできる。しかし図 2-3 にはそれ以上の意味があることを示すのが、本シリーズの要点である。それはこのグローバルに整然とした形状は、“FAC が磁気圏から電離圏に対流を伝える存在である”ことを示しているという見方である。このことを理解いただくのが、本巻での大きな目標である。

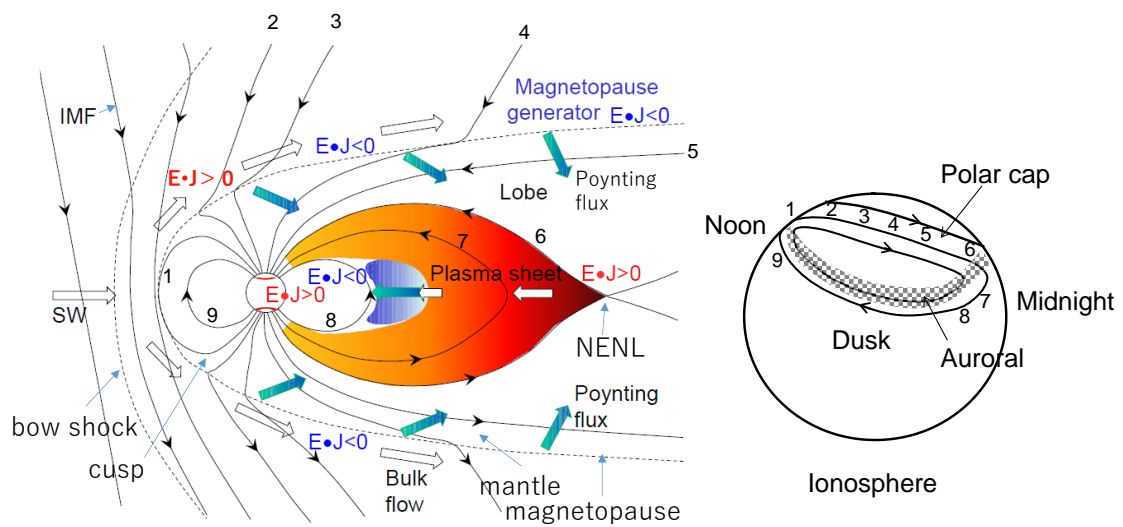


図 2-2 Dungey convection (after [Hamrin et al., 2012])

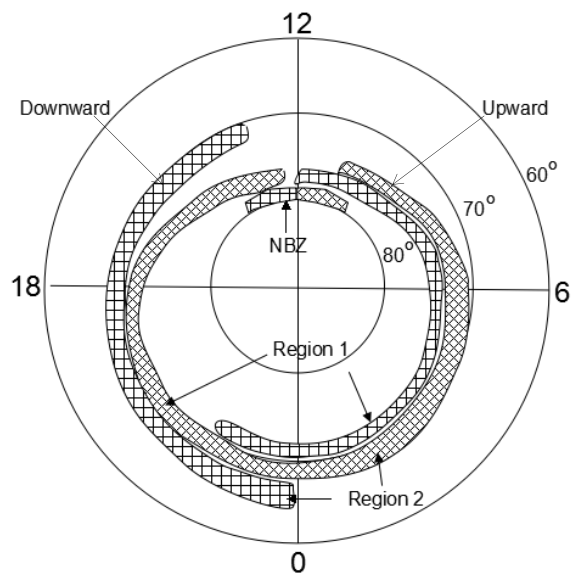


図 2-3 Iijima (FAC) current system (after [Iijima and Potemra, 1976])

図 2-4 (slub model of the FAC) は、“磁気圏から電離圏に対流を伝える”とは、どのような意味かを、最も簡単に可視化している。スラブで近似した磁気圏 (M) の一部が図のように動く (V)、凍結条件から磁場のシア (=FAC)、電場 ($\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}$) が発生する。これと共存する電離圏の電場に付随し、Pedersen 電流 \mathbf{J}_\perp が発生する。FAC、電離圏 (E, F) の \mathbf{J}_\perp 、磁気圏の \mathbf{J}_\perp は電流ループを形

成して閉じる必要がある。磁気圏の J_{\perp} はスラブを減速し、電離圏の J_{\perp} は電離圏を加速し、運動が磁気圏から電離圏に伝えられる。この状態を維持するには、磁気圏で減速を促す力 $J \times B$ に対抗する力が必要である。この状態が維持される時は、電離圏では J_{\perp} によってエネルギーは消費され続け、磁気圏にそれを供給するダイナモが無くてはならない。図 2-4 のモデルを図 2-2 に適用すれば、マグネトシース流の減速がダイナモになる。

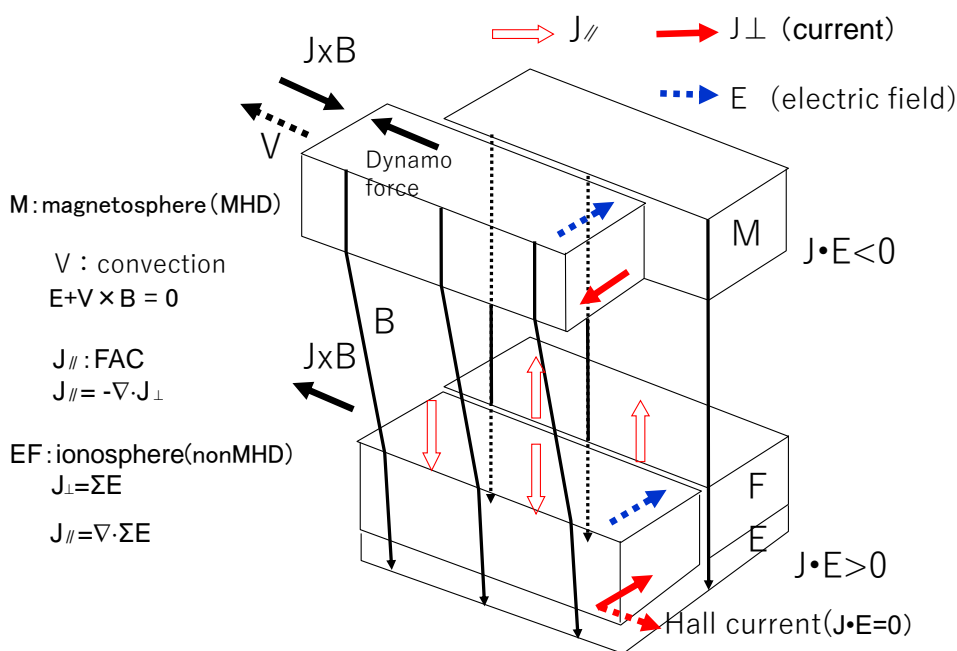


図 2-4 Slab model of the FAC

磁力線に沿った電流の実証という意味なら、飯島先生以前にもいくつかの研究が散見される [Cumming and Dessler, 1967]。飯島先生による発見は、FAC と対流の一体性に向け研究を方向づけたことに意義がある。飯島先生は FAC をストレスの伝達と表現していた [Iijima, 2000]。しかし我々は、この意味を理解するのに長い時間が掛かった。FAC が磁気圏—電離圏ダイナミクスの根幹であるということを認識せず、磁気圏に何か珍しいものが転がっているだけというような感覚であったのが、その原因である。飯島理論に従えば、図 2-2 (Dungey convection) のモデルから図 2-3 (Iijima current) が出てこなくてはならない。両者は同じ現象を表現しているはずである。

2.2 磁気圏の基本構造—閉じ込め・対流・FAC

太陽風—磁気圏相互作用とは、まず地球磁場の閉じ込めであり、同時にストレスの発生である [Iijima, 2000]。発生したストレスは、対流を通じて排出され、その一環で対流はダイナモを励起（エネルギーを与える）し、FAC が対流を磁気圏から電離圏に伝達する。これらの総てが、一体構造を成す必要がある。

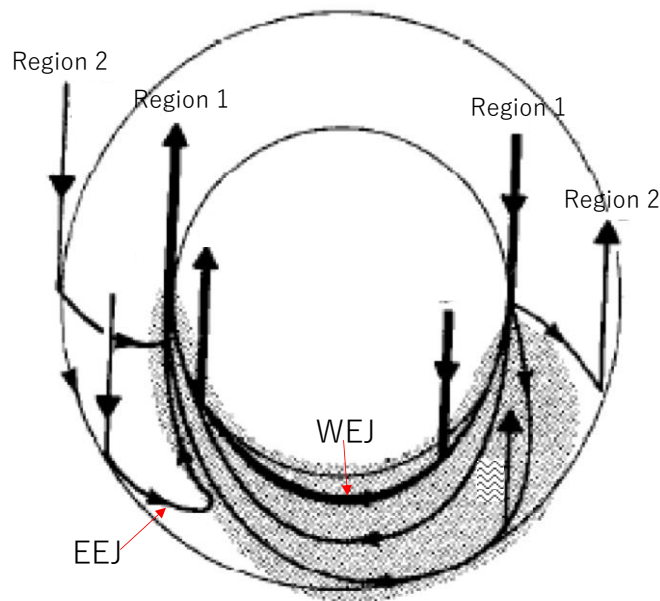


図 2-5 Ionospheric closure of the FAC (after [Kamide et al., 1976])

FAC には一方で電離圏 closure があり、他方で磁気圏 closure があるはずである。地磁気観測から予測される電離圏 closure を図 2-5 に示す。垂直に描かれているのは FAC で、これに接続されている電離圏電流は、Hall・Pedersen 電流である。朝方側の region 1 FAC が WEJ に直結する様子、夕方側の region 2 FAC が EEJ (eastward electrojet, 東向き電流ジェット) に繋がり、その後ターンして WEJ に合流する様子、一部の FAC は夕方同士、朝方同士で close する様子などは、最近のグローバルシミュレーションの結果でも同じように再現される。このような図は、第 1 段階（多少第 2 段階に入った時）における地磁気変動研究の頂点を成すものであろう。これに対して、磁気圏 closure の方は、第 1 段階では正確な描像が得られなかった。

沿磁力線電流の磁気圏 closure を理解するのは、電離圏 closure の場合よりさらに複雑になる。それは、磁気圏形成の過程、磁気圏対流の励起、FAC の生成の全体を、一体として考えなければな

らないからである。何よりも見えない。前述のように、磁気圏物理学の出発点は、まず磁場の閉じ込め (Chapman–Ferraro 問題) (小口本 5.4, 8.2) を考え、次いで Dungey 対流 (図 2-2) を考えるという順序であろう [Dungey, 1961]。太陽風と磁気圏の境界 (図 2-2 点線部分) にあって、両者の間の磁場不連続性を生み出し、同時に太陽風の圧力を支えている電流を、Chapman-Ferraro 電流と呼ぶ。これは、力のバランスを満たす条件で決まる。Dungey 対流の構造を生み出すのは、昼側と夜側の 2 つの反平行リコネクションである。このような磁力線のトポロジーは、図 2-2 (Dungey convection) に描かれているとおりである。ここでは、リコネクションによって生成された open 磁場の張力が、磁気圏プラズマに伝達され、対流が励起されるという様に解釈される。しかし、この伝達は電離圏まで及ばなくてはならないところは、やや無理も感じられる。リコネクションが作り出す磁気圏対流と、その電離圏への投影である 2 セル対流は、Dungey [1961] 以来広く参照されている (8.6)。電離圏対流があることはレーダー観測からも明白である [Ruohoniemi and Greenwald, 1996]。多くの研究は今でも Dungey 対流を出発点にしている。Dungey 対流の影響は、余りにも大きい。

閉じ込め、対流、ダイナモの関係 (一体性) を考察するため、図 2-6 (IMF 南の場合) に、Chapman-Ferraro 電流、Region I FAC、磁気圏尾部 テーター電流 を一緒に描いたものを示す。現在では、このような図が、グローバルシミュレーションの解として再現できる。これによって自己無撞着性を満たす電流構造が議論できるようになったことが、複合系磁気圏物理学の原動力になっている。赤線の一部が Chapman–Ferraro (閉じ込め) 電流を描いている。他の赤線は、磁気圏尾部テーター電流を描く。またカラーは黄色が $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ 、青が $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ (ダイナモ) を表す。ここで、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の電磁力学的な記述では、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ の力がする仕事という意味になる。ポインティングフラックスは、同じ電流系で結ばれた $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ の場所で発散し、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ の場所で収束するという定理が成り立つ。これは小口先生の著書 (15.6) にある。このような電磁力学の理解は本シリーズでは不可欠であるので、小口先生の著作で学習していただきたい。 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の分布で見ても、図 1-3 (magnetospheric plasma regimes) や図 2-2 (Dungey convection) と同様に bow shock、マグネトポーズ (magnetopause)、カスプ、マントル (mantle)、プラズマシート (plasma sheet) が識別できるのは、プラズマ領域とエネルギー変換が一体であるからであろう。黒線は Region I FAC であり、確かにダイナモ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) から FAC が発生している。

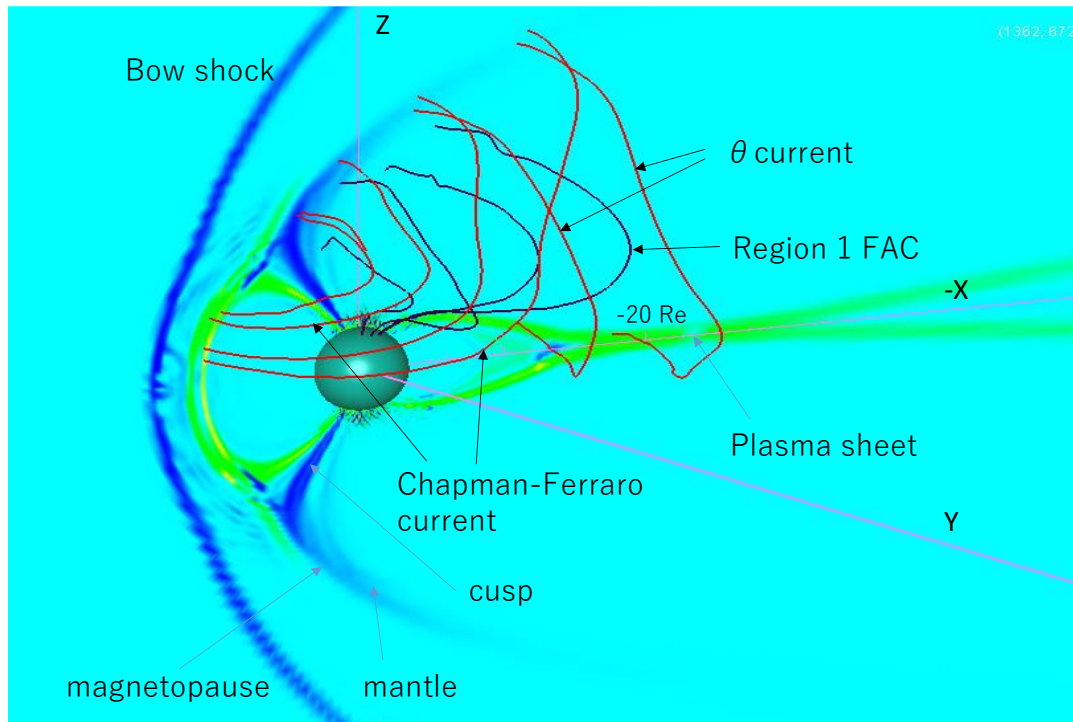


図 2-6 Current system generated by the cusp mantle dynamo

Chapman-Ferraro 電流は太陽風の動圧を支える電流であり、図 2-6 (currents system generated by the cusp-mantle dynamo) で最も外側にあることが分かる。直接太陽風と接する、閉じ込め電流と理解される。図 2-6 の構造では、Chapman-Ferraro 電流がマントル ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) から、昼側マグネトポーズ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) にエネルギーを伝送している構造になっている。この昼側マグネトポーズに送られたエネルギーが、次いでカスプーマントル内側に供給され、FAC の元のエネルギーになると推定される。このエネルギーフローについての詳細は後述するが、開いた磁気圏の力学的意味は、磁場形状よりも、このエネルギーフローにある[Tanaka, 2007]。すなわち開いた磁気圏では、Chapman-Ferraro 電流は、磁場閉じ込めと同時にエネルギーフローの一端を担うことにもなる。しかし一般には、Chapman-Ferraro 電流には磁気圏を閉じ込める電流以上の認識は無い。Dungey 対流の引っ張るイメージでは、正しいエネルギーフローが見えなくなるためである。このような磁気圏物理学の出発点にある概念ですら誤解が広がっており、かつそれを修復できない。ここに複合系の難しさが端的に見える。

Dungey 対流では、open 磁場を描くことと、閉じ込め状態の成立を関連させず、両者を独立に扱っている。しかしその形状から、open 磁場が Chapman-Ferraro 電流 (図 2-6) と無関係ということな

い。開いた磁場が対流を励起しながら、一方で Chapman–Ferraro 電流は閉じ込めの役割だけに限定すると、エネルギーの流れが捉えられなくなる。FAC の起源を明確にしようとする、対流とダイナモの励起が一体になる。電離圏では対流散逸が地磁気変動であり、オーロラとなる。複合系の重要性に気付く入り口が FAC であったのは、ごく自然なことである。エネルギーフローと FAC の磁気圏 closure (図 2-6) については、ひとまずここで終わりにして、続きは後のセクションでさらに詳しく述べる。

2.3 磁気圏プラズマ領域とオーロラ

閉じ込められた磁気圏内には、カスプ、マントル (IMF 南向きの時顕著)、[LLBL](#) (low-latitude boundary layer、低緯度境界層、IMF 北向きの時顕著)、プラズマシートというようなプラズマ領域が生成される (小口本 6.6) (図 1-2、図 1-3、図 2-2、図 2-6)。この巻の特徴は、プラズマ領域はプラズマが溜まっているのではなく、対流系の一部であり、エネルギー変換と共存するという見方である。これらの領域でき方は IMF の向きに依存する。

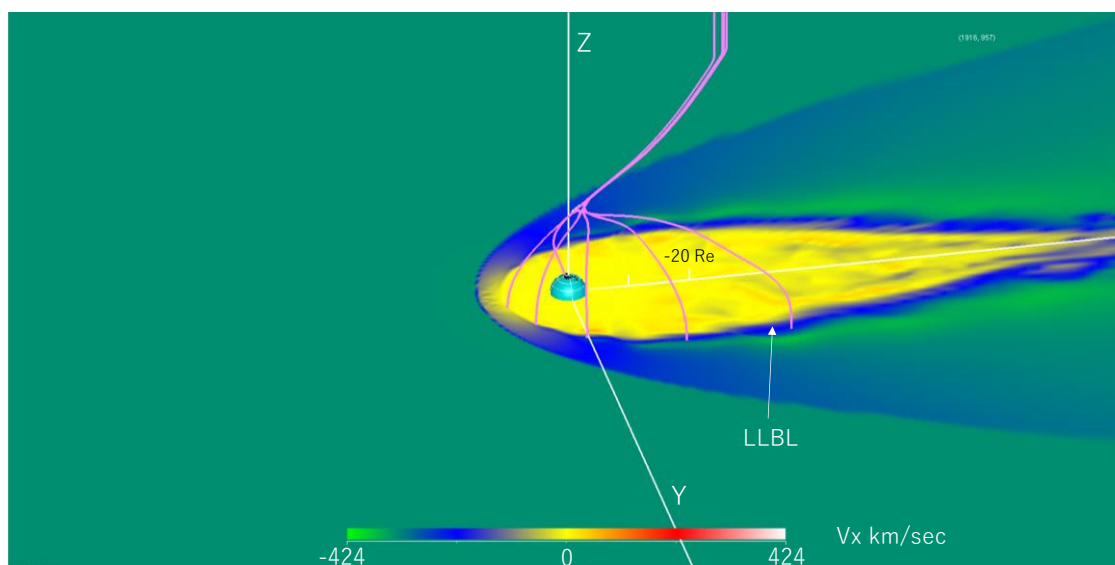


図 2-7 LLBL under the due northward IMF

これまでに示していない北向きの時を見るため、IMF が真北の場合を図 2-7 (LLBL) に示す。図 2-7 は、赤道面の速度 (V_x 成分) 分布をカラーで、磁気圏と太陽風の境界 (マグネットポーズ上) の磁場をピンクの線で描いている。太陽風速度 V_x は、 -375 km/sec である。ピンクの磁力線の内側は

プラズマシート、外側はマグネトシースである。高速の太陽風は bow shock で減速され、マグネトシースで再加速される。これに対して、プラズマシートでは流速は遅い。マグネトポーズすぐ内側にある、 $V_x = -132 \text{ km/sec}$ から -265 km/sec の領域（青い領域）が LLBL である。これは北向き IMF の時に顕著な領域である。ここでは、比較的高密度の、反太陽向きのプラズマ流がある。LLBL には [KH \(Kelvin-Helmholtz\) 不安定](#) が伴うのが見える。KH 不安定は、LLBL の内側、外側に 2 重渦列を生成する[Merkin et al., 2013]。

複合系では、プラズマ領域の生成も対流の一環である。プラズマシートは、プラズマが溜まっているというイメージでなくなる。このことについては順を追った説明を行うことが、この巻の重要なポイントでもある。オーロラの分布は、生成されたプラズマ領域の投影に依存する。全体を関連させるには、太陽風—磁気圏—電離圏結合系と拡張して考えることが必要である。

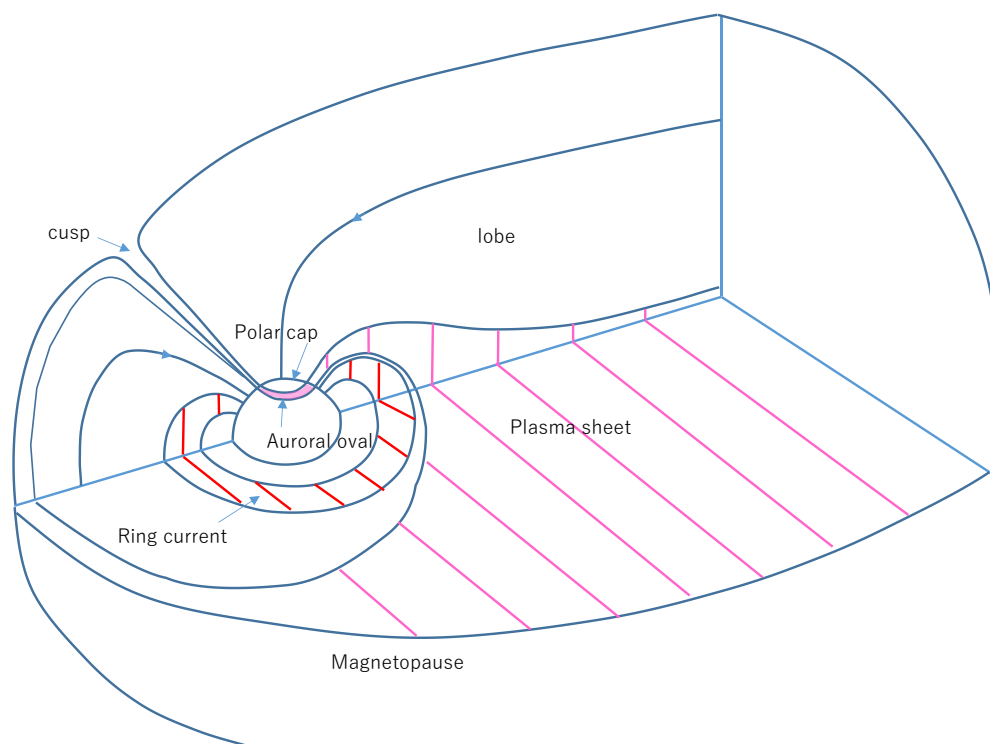


図 2-8 Three-dimensional magnetosphere

プラズマシートの 3 次元形状を連想し、これを電離圏に接続するのは多少想像力を要するが、図 2-8 のような形状が連想され、その電離圏投影は図 2-9 のようになるであろう(小口本 6.7)。図 2-8 では、粒子が3つの断熱不変量(6.4)を保存して運動する領域が、環電流と想定されている。図 2-9

はカスプとプラズマシートをつなげた投影であり、オーロラオーバルとして認識される(小口本 5.9, 6.7)。図 2-9 を見れば、地上観測で見えるのは、ごく一部分であり、これから全体を推定するのはいかに困難であるかが分かる。赤祖父先生の偉業が理解できるであろう。オーロラオーバルは、IMF が南向き時に、明るいオーロラが頻発する領域である。オーロラオーバルの極側はオーロラが少なく、極冠 (polar cap) と呼ばれる。極冠はローブの投影で、開いた磁場領域であるから、昼側ではカスプより高緯度側が極冠となる。オーロラオーバルは真夜中からカスプまで連続な構造かどうかは、見解が分かれるようである。繋がっているかどうか分からないカスプとプラズマシートが、電離圏では一体としてオーロラオーバルを形成するのは自明ではないかもしれない。磁場構造だけを考えれば連続であるが、対流まで考えるとそうともいえない。プラズマシートから昼側への還流は、カスプだけでなく、時として環電流領域(図 2-8)にも達するからである。通常極冠と思われる領域でも、主に IMF が北向きの時、暗いがユニークなオーロラが発生する。この時は、オーロラオーバルは収縮している。複合系では、カスプやプラズマシートも、対流の一環として生成される。このことは本巻で順次説明する。

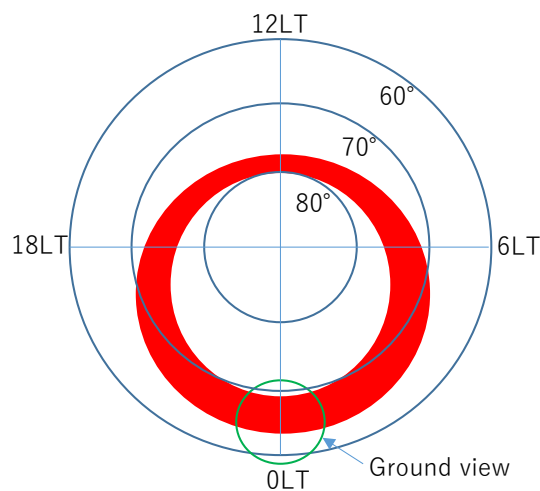


図 2-9 Auroral oval

図 2-8 は図 1-3 (plasma regimes)を 3 次元化し、加えて環電流を描いたものであるが、あくまでもカートゥーンである。この図では平均的な状況でのプラズマシートと、激しい擾乱時にできる環電流を同時に書いている。プラズマシートから環電流への繋がりは、そもそも擾乱時に起こる非定常現象

象であり、このようなカートゥーンで描けるかどうかは疑わしい。あくまでも図に示すような領域が、同時ではないが、ある瞬間には存在するという予想であろう。これらの電離圏への投影は、更に不確定な部分が多いであろう。データは多くの場合部分を見ている。その詳細を研究して、せつかく重要な変動を検出しながら、カートゥーンのイメージが邪魔をして正解に到達しそこなっている場合が多い。これらカートゥーンを可能な限りシミュレーションの解で置き換えるのが、本巻での研究手法である。

2.4 場の生成と粒子の落下

図 2-3 (Iijima current) の電流、オーロラオーバル、プラズマシートの対応を厳密に考察することは、本巻の重要なテーマである。それには、[convection reversal](#) も一緒に考える必要がある。それはローブとプラズマシートの境界のより正確な位置は、convection reversal であると思われるからである[Heelis et al, 1980]。オーロラオーバルを発光域で決めると、それは convection reversal より 1° 極側まで広がる。それはプラズマシートとオーロラオーバルの間には、ダブルレーヤー (図 1-1) があり、プラズマシートの粒子がそのまま落下してくるわけではないからである。region1 FAC とオーロラオーバルの極側は一致し、region1 FAC の高緯度部分は極冠にあることになる。ローブプラズマシート境界と FAC がどのように対応するかは、磁気圏中のエネルギー変換の分布 (region 1 FAC の起源) と関連しており、それを探ることは、重要な研究課題である。ここでは粒子が落下するのが FAC ではなく、FAC が要請されると粒子が落下すると考える。すなわち運動が励起されると、これを伝えようとして FAC が発生する。これは、粒子より場が優先するという意味であり、本巻で一貫した原理である。しかしその厳密な解釈これについては、順序を追って考えないといけない問題である。Dungey 対流とそれに基づいた観測の解釈では、この点は問題から抜け落ちてしまう。このような問題では、グローバルシミュレーションは大きな威力を発揮する。

Dungey 対流が FAC やダイナモを排除しているわけではないかもしれない。Dungey 対流では、これらの連鎖が必須事項として浮かび上がるイメージが低いということである。open 磁場が磁気圏プラズマを引っ張るイメージで、もっと簡便に対流を理解できるような錯覚を与える (図 2-2)。これは Dungey 対流のせいではなく、後に続いた人たちのせいであろう。

不思議なことに小口先生の著作には Dungey 対流が出てこない。リコネクションに疑問を持っていたせいかもしれない。エネルギー変換、FAC、ダイナモが無ければ、電離圏対流が発生せず、磁気圏も静止する。対流、FAC、エネルギー変換、ダイナモ、電離圏電流、は連鎖する。電離圏が散逸領

域であることがこれらの連鎖の主因であり、対流が他に例を見ない複合系になった理由である。小口先生は、必ずしもリコネクションでなくてもこの連鎖は実現できると考えたのかもしれない。

2.5 FAC の closure 問題（まとめ）

FAC の closure 問題は、電離圏観測（磁場、オーロラ）の直近の原因であり、第 1 義的には磁気圏—電離圏結合の問題である。しかしそれだけで閉じる問題ではなく、対流、エネルギー変換、太陽風—磁気圏相互作用、ヌル構造など、全てに連動している。この連動構造が本巻の主テーマであり、整理すると以下の様である。

電離圏 closure は、[図 2-1](#) (Birkelnd current)、[図 2-5](#) (ionospheric closure of the FAC) に示した。このような構造には、電離圏電流系、電離圏ポテンシャルの形成が不可欠であり、すなわちこれは電離圏対流の励起に等価となる。前述のように、この電離圏電流系は衝突のあるプラズマ中の Hall・Pedersen 電流（小口本 8.3）で構成され、電離圏対流は散逸である。Hall・Pedersen 電流については、小口先生の著作でも重要課題として、詳しい説明がある（小口本 8.3）。ここに、古典的なオーロラ、地磁気変動の世界が再現される。ここには磁気圏構造が何らかの形で、投影されている。したがって地磁気変動を注意深く見れば、あらゆる磁気圏変動が抽出できるという考えも、論理的には成立する。現実としてそれが可能かどうかの判断は、センスの問題であろう。

これまでに述べてきたように、反対側の磁気圏 closure では必然的にエネルギーを供給しなければならず、ダイナモ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) が登場してくる ([図 2-6](#))。この状況は小口先生の著作に示されている通りである（小口本 8.7, 15.1）。再掲になるが、ダイナモと closure の関係を理解する時の重要な定理は、“ポインティングフラックスは、同じ電流系で結ばれた $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ の場所で発散し、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ の場所で収束する”、である。これは場の生成である。ポインティングフラックスは電磁波ではなく、電流で結ばれた領域間で交換される。以前には、FAC は磁気圏内で閉じずに、太陽風中まで、延びているとするモデルもあった。Kikuchi[2014]に示されているように、FAC が変動する時、それは[アルフェン \(Alfven\) 波](#)として伝搬する。ところが、アルフェン波が電離圏に侵入した場合、そのほとんどは反射されてしまう。多数回のバウンスを経ないと、磁気圏—電離圏結合系として確立されない。これを実現するために、磁気圏内にダイナモ（反射機能）が必要である[Kikuchi, 2014]。

FAC は対流と表裏一体である。MHD の原理では、電場は対流と等価であるので ($\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 、凍結の原理と呼ばれる、 \mathbf{E} : 電場、 \mathbf{V} : 速度、 \mathbf{B} : 磁場)、静止した磁気圏では、ダイナモも FAC も無い。対流の主構造は力バランスではなく、エネルギー輸送であり、その過程にエネルギー変換を内包し、

この変換において、FAC、プラズマ領域の生成と結合している。さらに対流の大元のエネルギーの発生は、太陽風—磁気圏相互作用におけるヌル構造と連動する。

2.6 Region 2 FAC の closure

それでも region 2 FAC の磁気圏 closure については、比較的早くから描像が得られている。Region2 FAC は、磁場の活動度が高い時に顕著である[Iijim and Potemra, 1976]。このような時には、closure は Vasyliunas の関係式[Vasyliunas, 1970]を基にして構築できる(図 2-10)。Vasyliunas の関係式をもとに図 2-10 を描くと、赤い矢印のように、Region 2 FAC は部分環電流領域の高圧部分を取り巻くように close する。この closure はシミュレーションでも確かめられている。図 2-11 は、シミュレーションで再現された region 2 FAC の磁気圏 closure である。ここで、白線は region2 FAC の closure、カラーは $3 R_E$ での FAC、コンターラインは、子午面内の圧力分布を示す。確かに region2 FAC は、真夜中の高圧領域を取り巻くように閉じている。Vasyliunas の式は、力バランスの必要性和電流の連続性を表現しており、これから $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp$ が記述される。高圧領域の周囲では ∇P は大体一定であると考え、これにバランスする $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ も大体一定と推定する。すると \mathbf{J} は \mathbf{B} に反比例し、地球に接近すると減少する。この減少分が J_\parallel になるので、図の J_\parallel が得られる。

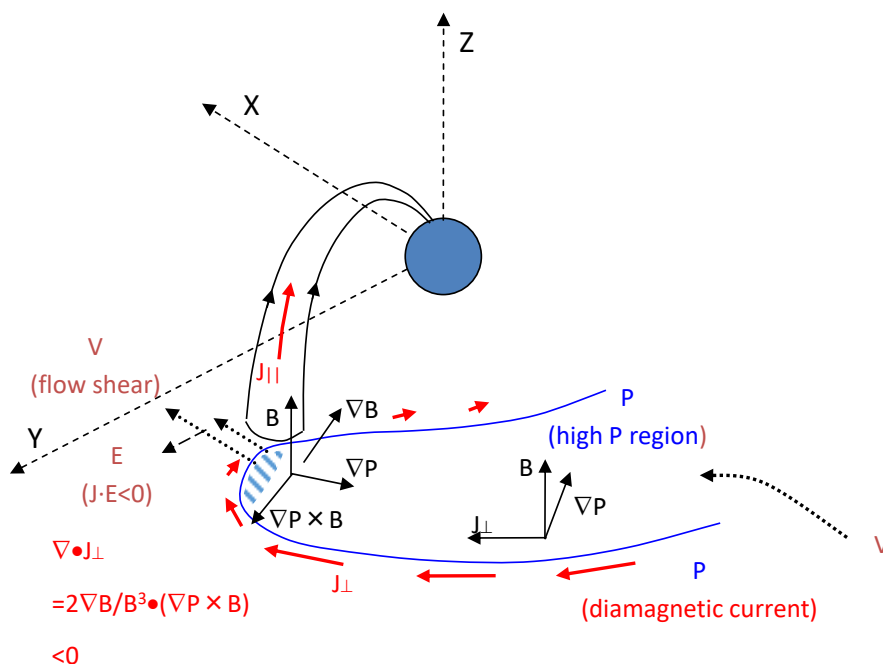


図 2-10 Vasyliunas's model in the convection system

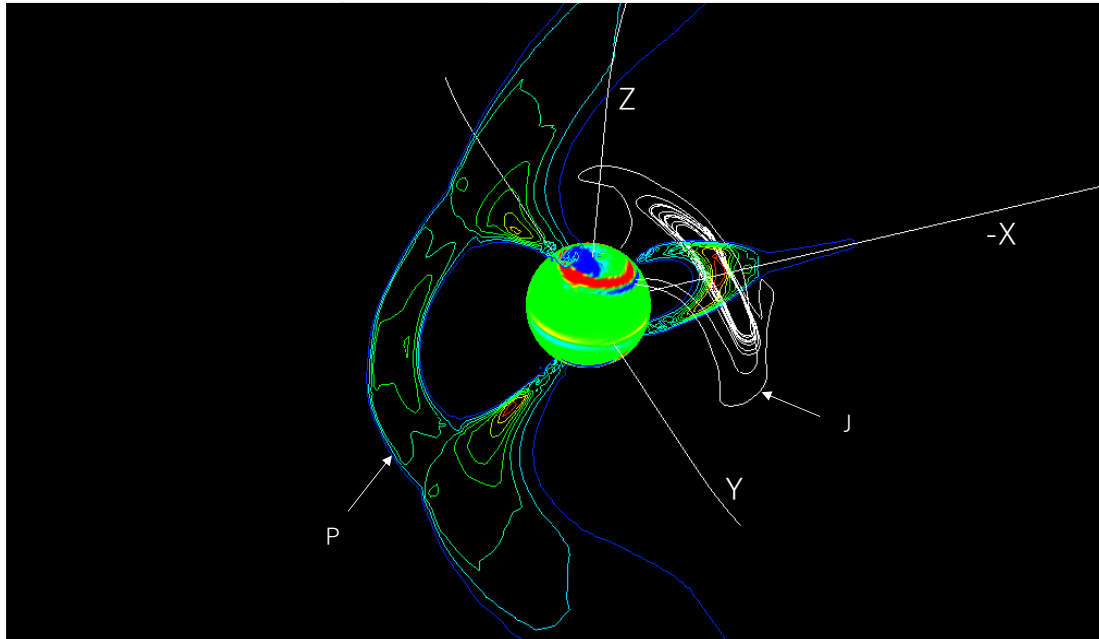


図 2-11 Pressure driven region 2 FAC

Vasyliunas の関係式では、ダイナモは記述されない。あくまでも圧力領域があればこうなっているという関係である。それでも圧力傾度をよぎる対流（黒い破線矢印）を加えれば、簡易的にダイナモは理解できる。斜線部分では、プラズマの対流に伴い圧力がする仕事が正 ($dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = -\nabla P \cdot \mathbf{V} dt > 0$) となる。これがポインティングフラックスを生み、ダイナモを構成する。図にあるように、FAC は対流層の地球側シアアに沿って、電離圏と繋がる。このように磁気圏 closure には、対流、カバランス、エネルギー変換、が不可欠なことが分かる。しかし、これはあくまでも簡易的理解であって、正式に電磁流体運動の構造として理解されたのは、つい最近である[Watanabe et al., 2019]。ここでいう正式理解とは、なぜ $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ になるかという理由を力学的に自己無同着に理解することである[Tanaka et al., 2016]。

Vasyliunas の関係は、カバランスの書き換えである。これで FAC が理解できるとして、多くの研究が進められて来た。最近 region 2 FAC のダイナモでは、磁場の曲率が必要であること、 \mathbf{J}_\perp が FAC に接続するためにはダイナモが必要であることなどが判明した[Watanabe et al., 2019]。これらは、要素の研究では必要性が顕在化せず、複合系で初めて重要になるということである。これらの詳細については別の巻で示されるであろう。

2.7 Region 1 FAC の closure

初期には region 2 FAC に比べ、region 1 FAC ダイナモの理解は遅れていた。良く知られている Dungey 対流[Dungey, 1961]は、**図 2-2** に模式的に描いた。**図 2-2** の対流構造は、昼側と夜側の 2 か所の磁力線の繋ぎ変わり(リコネクション)によって作り出されている。open 磁場が磁気圏プラズマを引っ張るというイメージになるので、FAC が陽に登場しなくても、磁気圏—電離圏結合対流は一応理解できる[Gombosi, 1998]。それでも無理に region 1 FAC のダイナモを考えると、マグネトシース流(**図 2-2** で bow shock とマグネトポーズの間の領域の白抜き矢印)がカスプから先の領域で減速され、運動エネルギーが電磁エネルギーに変換され、ダイナモになると考える。今でも多くの論文でそう記述されている[Hamrin et al., 2012; Wilder et al., 2015]。**図 2-2** ではマグネトシース流は、昼側で加速、夜側で減速と描かれているが、これは磁場の張力と対応している。すなわち、昼側ではリコネクションで発生した open 磁場の張力でプラズマが加速され、夜側では逆にプラズマ流が磁場をマグネトポーズに押し付ける。この減速からポインティングフラックス(緑の矢印)が発散し、磁気圏内に侵入している。このダイナモの説明は分かり易いが、今日ではこれは誤りであることが分かっている[Tanaka et al., 2016]。これだと region 1 FAC は太陽風中に延びていることになってしまう[Stern, 1983]。

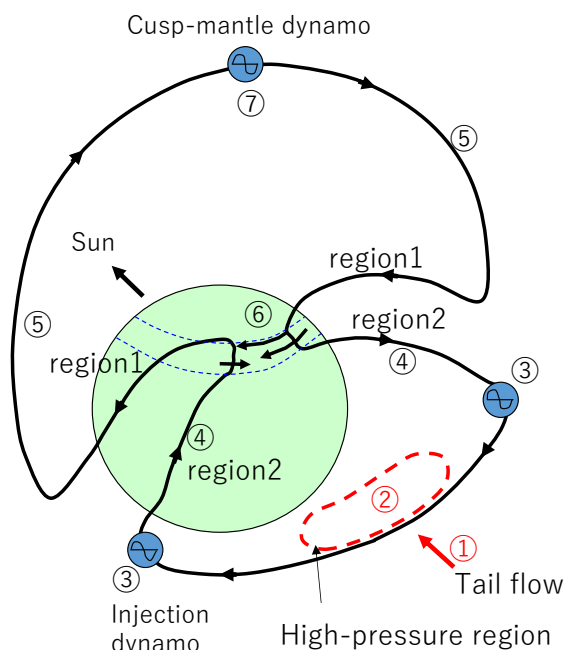


図 2-12 FAC system

Region 1 FAC の磁気圏 closure とダイナモの理解には電流トレースが不可欠である。シミュレーションでこの解が得られた時点が、region 1 FAC の理解にとって、一つのエポックであった[Tanaka, 1995]。図 2-6 と図 2-11 の計算結果を考察して、FAC の closure を模式的に書けば、図 2-12 のようになる。region 1 FAC⑤は、カスプーマントルで close する。電離圏 Closure は主に Pedersen 電流による(ただしここでは電離圏電気伝導度が一様と仮定している)。球面上の矢印は、EEJ、WEJ を模式的に描く。これらは Pedersen 電流に随伴する Hall 電流である。このモデルでは Region 1 FAC のダイナモ⑦は磁気圏内であり、region 1 FAC は太陽風中には延びていない。前述のように、Region 2 FAC④はプラズマシート②で閉じる。Region 2 FAC のダイナモ③は、図 2-10 (Vasyliunas model) の構造による。

カスプーマントルは衛星観測の初期から良く知られているプラズマ構造である(6.6)。シミュレーション(IMF 南の条件)で得られた、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の分布を描くと図 2-6 のカラーのようになる(青-、黄+)。Bow shock で $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ (青)なのは、運動エネルギーが電磁エネルギーに変換され、マグネトシースの磁場が圧縮されていることに対応する。カスプーマントルでも $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ (青)となっている。これが図 2-12 ⑦の実態である。図 2-6 でも region 1 FAC (黒線)がカスプーマントルで閉じるのが分かる。この理由は、プラズマの運動に伴い圧力がする仕事が正となることに対応する。すなわち高圧のカスプから低圧のローブに向かう対流中で、圧力が仕事をし、熱エネルギーから電磁エネルギーへの変換を促すことになる。 $-\nabla \mathbf{P} \cdot \mathbf{V}_\perp$ を描くと、図 2-6 のカラーと正負が逆の分布になることも確かめられている[Tanaka et al., 2016]。その結果を、図 2-13 に示す。ダイナモの駆動エネルギーは、図 2-2 (Dungey convection) の予想のような、運動エネルギーではないことになる。このように、region 1 FAC のダイナモは磁気圏内部にあり、駆動力はカスプに蓄積された熱エネルギーである。実は小口先生もこのような必要性を感じていた節がある。(小口本 15.6)に、そのことをうかがわせる記述がある。今日ではカスプーマントルでの $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ (青)の機構は、slow mode expansion というかなり明快な力学構造で表現されている[Tanaka et al., 2016]。

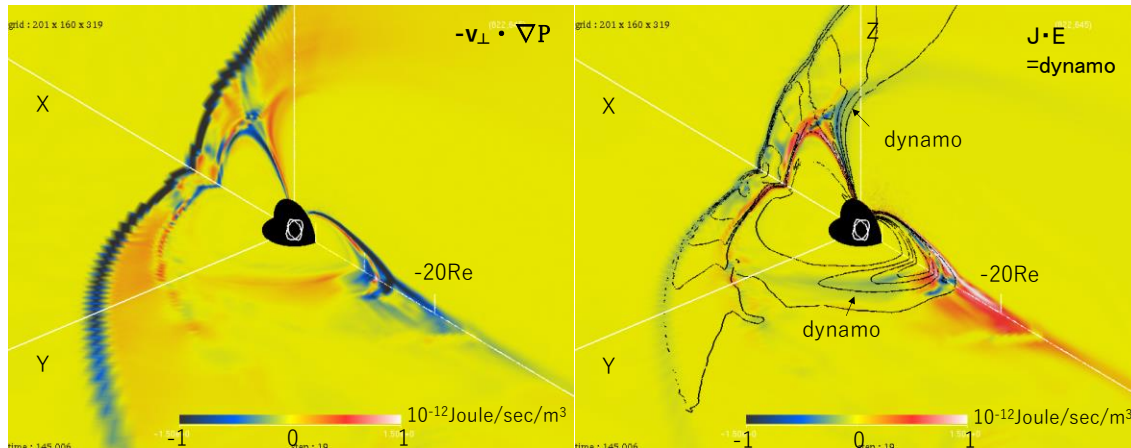


図 2-13 Energy conversion by the dynamo

よくあるカートゥーンで、region 1 FAC が画面の外まで延びているものや、途中で切れているものがあるが、これらは不適切である。これらのカートゥーンには、たいてい $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ が描かれていない。ストレス、運動、エネルギーを伝達するという FAC の役割を理解していない。FAC 生成の要点は、対流のエネルギーを補給する機構である。過去には（現在でも）粘性ドライブの region 1 FAC が検討されたこともある[Johnson and Wing, 2015]。LLBL 内に粘性力が浸透し、これと $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ を釣り合わせダイナモ領域とするものである。このモデルは粘性対流と対でなければならない。粘性対流は現在では顧みられていない。LLBL の形成原因とも関連する。LLBL の形成については図 2-7 に示したが、後ほど(セクション7)記述するように、LLBL の形成は粘性効果ではない。

シース流の減速による FAC 生成モデル(図 2-2)、LLBL の粘性効果による FAC 生成モデルとも、本巻で記述したカスプーマントルでの熱エネルギーから電磁エネルギーへのエネルギー変換による FAC 生成モデルと両立は無い。しかし 3 者の間に接点はないまま、それぞれは独自の進化をしている。このように FAC の生成理論は、全く相容れないモデルが並立し、互いに交流を断って独自進化するという不思議な世界を形成している。しかしこれは FAC だけの問題でないかもしれない。磁気圏物理学のいたるところで見られる、弱点かもしれない。複合系は、信じ込めばどのようにでも見えてしまう恐ろしさがある。

2.8 プロセス間の相互依存性

ダイナモはエネルギー変換である。ダイナモからさらに議論を発展させると、太陽風から電離圏に至るエネルギーの流れ全体を考察せざるを得ない。本シリーズでは、このプロセスが主要テーマで

ある。図 2-6 黄色 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) の昼側部分の意味は、昼側カuspで、電磁エネルギーを熱エネルギーに変換し ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$)、カusp—マントルダイナモに熱エネルギーを供給する過程ということである。すなわち、太陽風—磁気圏相互作用の結果として、高圧カuspが生成される。またプラズマシートでも $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ (黄) であり、地球向き流に伴いプラズマシート磁場の磁気張力が仕事し、熱エネルギーが生み出されていることを示す。これは赤線の一部で描いている θ 電流系が伝送してくるポイティングフラックスに対応している。結果が図 2-12 の赤い点線になる。なお残りの赤線は、Chapman—Ferraro 電流(5.4, 8.2)であり、磁気圏の閉じ込めを達成すると共に、昼側マグネトポーズ部分に電磁エネルギーを供給する電流系である。閉じ込め、高圧カusp生成のどちらの面から見ても、Chapman—Ferraro 電流が太陽風—磁気圏相互作用の最初を担う電流系である。以上に示した FAC の磁気圏 closure と、全体のエネルギーの流れをまとめると、図 2-14 のようになる。エネルギーの流れは、①から⑤となる。正確にはカuspには 2 種類があり得る。電流カuspは Chapman—Ferraro 電流の中心、プラズマカuspは圧力分布で認識するカuspである。正確には、電流カuspとプラズマカuspは、多少食い違っている。その理由は、Chapman—Ferraro 電流には、カuspの高圧を閉じ込める働きも必要だからである[Siscoe et al., 2000]。

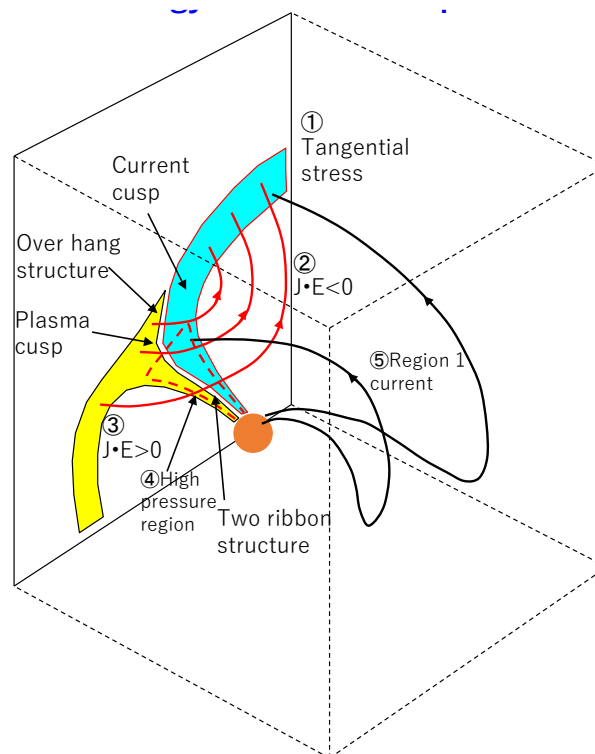


図 2-14 Energy conversion sequence

FAC、ダイナモ、エネルギー変換、対流は互いに他に依存していることがわかる。さらにFACは、電離圏電流と対流シアーに接続されなくてはならない。これらの要素は、どれかが独立に存在することは無い。これらは複合系として一体である。今の場合領域は、太陽風、磁気圏、電離圏である。結合が強いというより、互いが他に対して支配的ですからある。各領域は、共にトポロジーが複雑である。基礎物理の作用と、トポロジーの効果が見分けにくい。しかし系を分解すると意味がなくなる。このように複雑なままの系では、学問にすらならないかもしれない。しかし系の最終出力は、観測として認識される。原理の適用という面で、物理学とは一見似ているようで、複合性が加わる違った世界になる。我々の周りの自然は、むしろ複合系が普通である。原理が分からなくて、理解できないより、複合性のために理解できない場合が圧倒的に多いのではないか。

3 オーロラ・地上磁場変動

オーロラと地磁気変動は一体である。この巻で注目する地磁気変動は、FAC の電離圏 closure 成分である。これらは高緯度に卓越する成分であるが、中低緯度にも漏れてくる成分もある。もはや地磁気変動のような古典など学習しても意味は無いという意見もあるかもしれない。プラズマ物理が重要だという機運が高まった時代もある。今でもそうかもしれない。一方、磁気圏変動をプラズマ現象として研究すれば、原理は複雑化するが、原理と結果がストレートに対応する。このような事情で、地磁気変動から入った人と、プラズマ物理から入った人では思考に差異がある。優秀な人はたいいていプラズマ物理から入る。それは地磁気変動を考えるのに深い思考は必要ないと思うからであろう。しかし地磁気変動には、複合系の現実を目を向けさせるという効果がある。これを見ないと、磁気圏物理学に非現実性が混入しまうのは、実際は原理がストレートに作用するには、対象が複雑すぎるためである。

最近では地上磁場観測に新たな役割が生じている。それは、グローバルシミュレーションの検証である。以下で示す様に、最近のグローバルシミュレーションは地上磁場変動も再現できる。この検証がどのようにできるかを見るのが、このセクションの一方の目的である。

3.1 地磁気変動を与える要因

FAC の電離圏 closure は地磁気変動を発生させ（小口本 8.6、8.7、8.8）、上向き FAC はアークオーロラを発生させる。地磁気変動とオーロラは、磁気圏物理学の出発点といえよう。FAC は太陽風—磁気圏相互作用の結果であり、対流、カバランス、プラズマ領域、エネルギー変換、を反映している。したがって、FAC の closure による地磁気変動とオーロラは、磁気圏プラズマ過程（特に対流）の投影である。

しかし、地磁気変動には、磁気圏電流が直接見えているものや、静穏時日々変動 S_q のように電離圏と大気循環にエネルギー源があるものも含まれる（小口本 8.5）。この部分は、対流や FAC と直接対応しない。また時々ではあるが、[地磁気嵐](#)も発生する。これはもっと高度に複合された激しい擾乱であり、環電流（小口本 8.2）などの磁気圏電流が、直接見えることが実現する場合である。地磁気嵐は、IMF が強く南を向く（ B_z が -10 nT 以下）期間に発生する。地磁気嵐は時々起こる巨大擾乱であるが、顕著な太陽擾乱と連動していることが特徴である（小口本 5.3）。

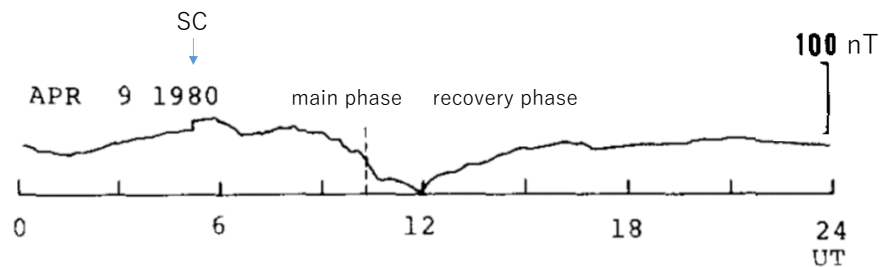


図 3-1 Magnetic storm (Observed)

図 3-1 は茨城県柿岡（気象庁）で観測した、地磁気水平（H）成分（小口本 4.1）の変動の例である。5 時 UT 頃の SC（sudden commencement、地磁気嵐急始）から擾乱が開始している。SC の主要部分は太陽風動圧の増加による Chapman-Ferraro 電流の変動、すなわち閉じ込め状態の変化を見ていると思われる。その後磁場が減少する期間が 10 時間程続き、これは地磁気嵐主相及び回復相に当たる。この中低緯度での磁場の減少は、環電流（小口本 8.2）が原因である（図 2-8）。地磁気嵐の指標である Dst は、このような観測の経度方向の平均である。地磁気嵐に対応する磁気圏構造は激しく変化しており、この巻で対象とする擾乱（孤立した小さなサブストームのレベル）の範囲では十分理解できないであろう。ただし、地磁気嵐の開始時に見られる SC は、この巻で議論する範囲でも扱える。

地磁気嵐や SC は、全球的に観測される地磁気変動である。地磁気変動の特徴は、原因の何れもかもが合成されてしまうことである。重ね合わされた変動の原因を分離する作業は、磁気圏物理学の歴史でもある[Kamide et al., 1996; Kikuchi et al., 2016]。地磁気嵐は、中低緯度で見ても地磁気変動として変動幅が大きく、顕著な擾乱である。この時は高緯度でも強い FAC が発生し、極域地磁気擾乱も激しくなるが、これはこの巻での主要テーマであるサブストーム（極磁気嵐、夜側を中心として 1 時間程度持続するオーロラ活動、詳細は後述する）が、強度が強くなっただけの現象ではないであろう。もっと内部の磁気圏まで擾乱が及ぶので、[低ベータ](#)の領域でのさらなる考察が必要である。ところで、小口先生の著作には地磁気嵐は余り登場しない。この辺が磁気圏物理学でなく、オーロラの物理学である所以であろう。

中緯度の地磁気嵐は、主に環電流（小口本 8.2）の発達による変動である。これは普段より更に多く、内部磁気圏にプラズマが詰まった状態に対応する。環電流は単一粒子の運動である程度は

理解できる。この場合は良く知られている、非一様で、曲率を持った磁場中の、粒子ドリフトの解が適用される(小口本 6.3)。しかしこれで全てを理解できる訳ではない。外から粒子がアクセスできない内部磁気圏のドリフト軌道に、どのように粒子が注入されるか(小口本 6.6)、環電流と電磁場の self-consistency (小口本 8.2)、環電流の電離圏 closure、電離圏粒子の影響などが問題になろう。この問題の詳しい理解は、この巻の範囲外である。実は地磁気嵐をグローバルシミュレーションで再現することは、まだ成功していない。このことがこの巻で地磁気嵐の自己無撞着的な構造を議論できない原因である。再現できない大きな原因は、内部磁気圏で P_{\perp} (垂直圧力) と P_{\parallel} (平行圧力) の分離が起きること、 $L=1\sim 4$ Re の領域で、アルフェン速度が大きくなりすぎるため、計算が困難になることである。

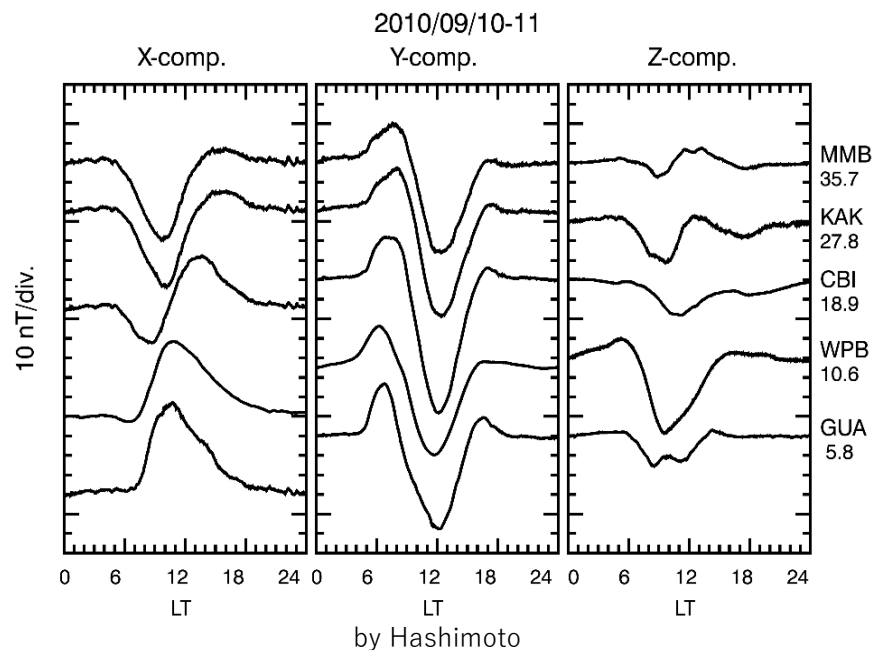


図 3-2 Sq (Observed)

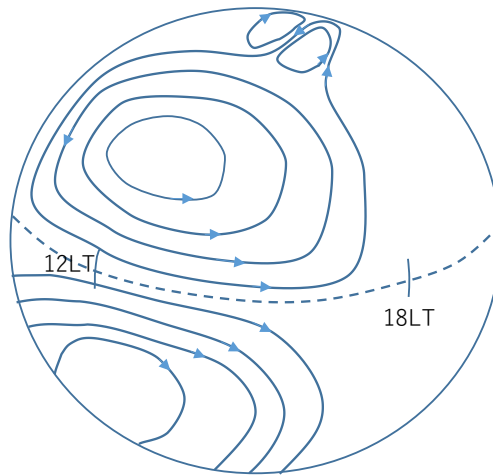


図 3-3 Sq current system

中低緯度でもっと定常的に存在する成分が、Sqである(小口本8.5)。図3-2は日本付近の経度、地磁気緯度 $5^{\circ}\sim 35^{\circ}$ の範囲で観測された、Sq変動である。Sqは電離圏電流の効果であり、そのダイナモは電離圏内の超高層大気の運動であることは良く知られている。その電流系は主に昼側電離圏内にあり、両半球でほぼ対称、北半球昼側で反時計回り、南半球昼側で時計回りの渦電流である(図3-3)。図3-2の場合は、図3-3の渦電流の中心緯度を 20° 付近とすれば、この電流系に見合う磁場変動となっている。加えて赤道付近にEEJ(equatorial electro jet、電流ジェット)がある。これはCowling電導度の作用である。Cowling電導度に関しては有名な逸話がある。広野先生がこれを考え付いたが、永田先生が認めなかったために、第1発見者の栄誉を逃したといわれている。このことは永田先生自身が講義の時に話されていた。Sqの再現については、Hall・Pedersen電流の応用、潮汐風に基づく解析的な解法が研究されている。Sqの変動は潮汐風からほぼ再現される。

Sqは、電波による電離圏の観測に先駆けて、電離圏の存在を予測していたと言える。この分野でも、最近画期的な進展がみられる。それは下層大気、中層大気、高層大気、電離大気を結合した全球シミュレーションの進展による[Fujita et al., 2018]。これによって、Sqの日々変動が再現されるという結果が得られている。このように複合系科学は、電離圏物理学の分野でも、正しい研究の方向を与えるようである。

3.2 高緯度の地磁気変動

高緯度では、 S_q より変動幅の大きな磁場変動が多く存在する。 S_q に類似した成分で、 S_q^p (静穏時極域日変動) が観測される (8.6)。図 3-3 で高緯度の電流系がゆがんでいるのは、 S_q^p を表している。 S_q^p は平均化された変動成分であるが、初めて認識された対流効果である。これは高緯度の 2 セル対流に対応する変動であり、したがって図 2-3 (Iijima current) の FAC の電離圏 closure 成分である。地磁気嵐でももちろん対流成分はあるはずであるが、その場合は変動が激しく、かつ電流はオーロラオーバルに集中しており、対流形状は定常現象としてではなく、地磁気嵐の進行に従って決まる。

高緯度では、もっとテンポラリーな変動も多くある。オーロラ帯に沿った地磁気 H 成分変動を重ね合わせ、それに包絡線処理を行った時、下包絡線を AL、上包絡線を AU と呼ぶ。これらは FAC の電離圏 closure の、汎世界的な様相を捉えた成分と見なされている。AU/AL 変動で認識される代表的な極域磁場変動が、サブストームである (小口本 13.1)。(小口本 13.1) には赤祖父先生によって描かれた、有名な動態図がある。これはサブストーム研究の原点である。サブストームは IMF が南向きになったとき ($B_z = -5\text{nT}$ 位の時) に起こるとされている。図 3-4 (左) にサブストームによる AU/AL 変動の例を示す。この現象での磁場変動で、始め 1 時間程度続く緩やかな AU/AL の変動は成長相と呼ばれ [McPherron, 1970]、それに続き起こる急激な AL の減少は、サブストームオンセットと呼ばれる。図 3-4 (左) はグローバルシミュレーションで再現したオーロラ帯地磁気 H 成分変動のスタックプロットであり、この包絡線が AU/AL である [Kitamura et al., 2008]。ここでは、 $T = 0\text{ min}$ は IMF が南向きに変わった時刻である。IMF の南向き成分の大きさは、 -5 nT 程度に設定してある。これが、 -10nT を下回ると (絶対値が 10nT より大きくなると) 地磁気嵐になる。サブストームの変動に対する対流、エネルギー変換、ダイナモ、FAC を明らかにすることは、この巻の最大の課題である。観測では AU/AL インデックスは、[極光帯](#) (地上で最も良くオーロラが現れる場所) の 12 観測所のデータから求められる。図 3-4 (左) はこれを良く再現している。観測で得られた AU/AL インデックスは、京都大学大学院理学研究科付属地磁気世界資料解析センターから発表されている。

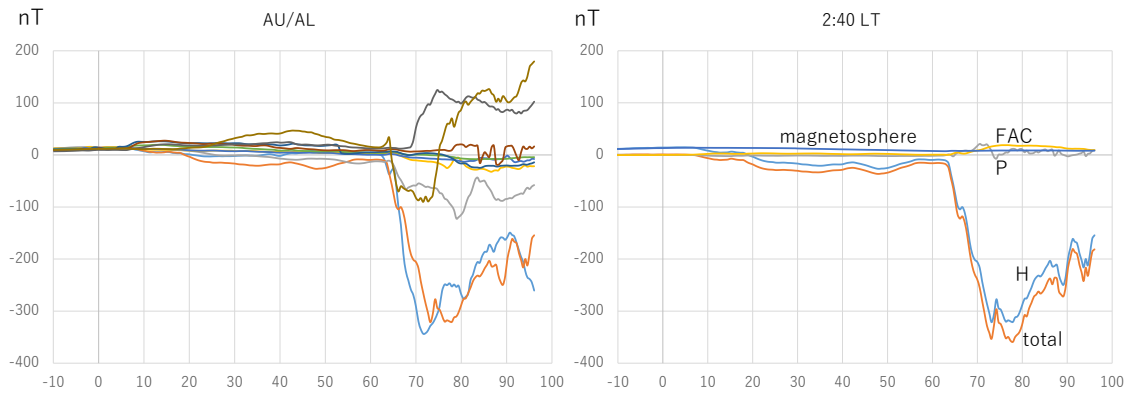


図 3-4 Substorm, H (Lat.69°)

3.3 地磁気変動における福島の定理

極域の地上観測では、FAC とそれに繋がる Pedersen 電流の効果は打ち消しあい、AU/AL 変動を担うのは、ほとんどが Hall 電流であると考えられている（小口本 8.8）。ただし磁場の伏角が 90° でない時、電離圏電気伝導度が一様でないときには、これは厳密には成り立たない。通称福島の定理と呼ばれているものである。福島先生から直接伺ったことであるが、この定理を発見したときは、“しめたこれで大学に残れる”と思われたそうである。この定理が成り立つとして、図 3-4（左）を図 2-12 (FAC system) に関連付ければ、FAC とそれを閉じさせる Pedersen 電流の効果は AU/AL には現れず、大体のところは、AU は EEJ に、AL は WEJ に相当することになる。サブストームに類似した磁場変動として、pseudo-breakup（擬オーロラ爆発）、SMC (steady magnetospheric convection) などがある。pseudo-breakup はサブストームに似ているが、オンセットが全体系に広がらず、途中で止まったように見える現象である。SMC はサブストームより弱い変動で、成長相が長期間続くように見える。これらについても、対流、エネルギー変換、ダイナモ、FAC が、サブストームとどう異なるかが、検討されなければならないであろう。

図 3-4（右）に、AL インデックスの最低値を与える post midnight の場所で、どのような電流が最も変動に寄与するかを描いている。この図では、全変動(total)を、Hall 電流、Pedersen 電流、Chapman-Ferraro 電流+テイル電流(=magnetosphere)、FAC の 4 つの成分に分けてある。AL を与えるのは、ほとんどが Hall 電流であることが分かる。福島の定理以前に、FAC に比べ Hall 電流そのものが大きいことが分かる。極域では Hall 電気伝導度と Pedersen 電気伝導度の比が大きい、電気伝導度の非一様性によって、狭いチャンネルで電離圏に分極電場が発生し、その電場による 2 次 Hall 電流が生じる、Hall 電流が狭いチャンネルに集中し、その直下では磁場変動が大きくなる、電

気伝導度の非一様性によって、FAC が Hall 電流と閉じ、Pedersen 電流そのものが弱くなる、などの効果が推定される。

3.4 地磁気脈動

地磁気変動の一種として、地磁気脈動がある(小口本 9.9)。周波数によって、いくつかの種類に分類されている (Pc 1~Pc 5)。一番周期の短い長い Pc 1 は周期 0.2~5 秒であり、一番周期の長い Pc5 は周期 2.5~10 分である。[Pc5](#) は、SC よりむしろゆっくりした変動になる。時には人工波動ではないかと思われるくらい、きれいな振動になることもある。地磁気脈動は、昼側、オーロラオーバル、[プラズマポーズ](#)を中心に表れる現象である。地磁気脈動は不連続構造にトラップされたアルフェン波の定在波として解釈される。波動のソースは、太陽風のポンピング、磁気圏構造の急激な変動、内部磁気圏に注入された粒子のエネルギーである。地磁気脈動も地磁気変動であることには変わりはないが、FAC の電離圏 closure という見方はなされていない。あくまでも、波動と解釈されることが多い。地磁気脈動の問題では、ダイナモ、FAC、電離圏電流の連鎖は考えられていない。しかし、地磁気変動であることは、他の場合と同じであろう。分類の違いによる、取り扱いの違いが大きい。この違いに意味があるかどうか、検討の必要があろう。最近では、電離圏 closure の成分があるという報告もなされている。

夜側では(振幅は小さいが昼側でも)、減衰振幅型波動である [Pi 2](#) が卓越する。これは、サブストームを起こす急激な電流変化によって励起されるとされている[Uozumi et al., 2009]。

3.5 中緯度地磁気変動に含まれる FAC closure 効果

図 2-5 では、FAC の closure に伴う電離圏電流は、オーロラオーバルに閉じ込められているが、実際には低緯度に漏れてくる成分もある。これは region 1 FAC と region 2 FAC の相対的強度に依存する[Hashimoto et al., 2011]。一般には region 1 FAC が強いので、昼側赤道で東向き電流になるような漏れ方をする。サブストームの成長相では、このような成分が卓越する。しかし時としてこれが逆になることもあり、これは over shielding と呼ばれる現象となる。サブストームの最中に IMF が急に北向きになり、region 1 FAC が region 2 FAC より早く減衰した場合などである。このような電離圏電流の漏れによる磁場変動成分では、赤道で enhance があるのが特徴である。これは Cowling 電導度のためである。

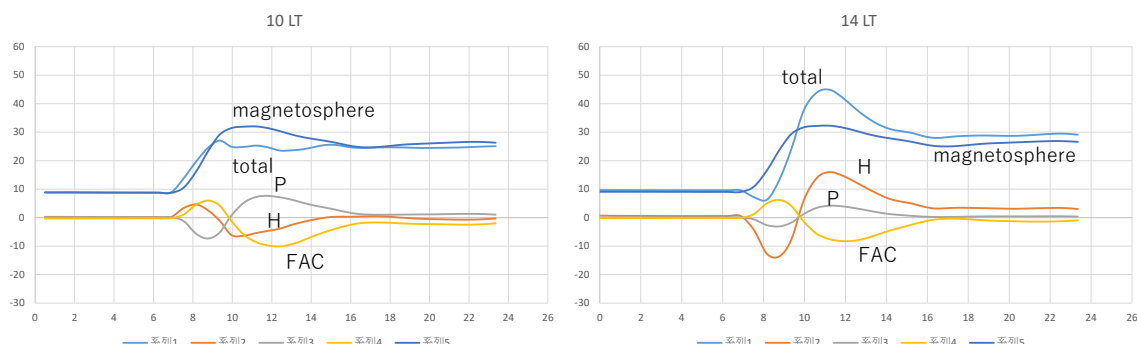


図 3-5 H (Lat.45°)

良く検討すれば、SC にも FAC の電離圏 closure 成分が含まれていることが分かる[Fujita et al., 2003]。図 3-5 に動圧を約 4 倍にして、シミュレーションで発生させた SC を示す。緯度 45°の午前側(左)と午後側(右)における SC 磁場変動(total)と、それに寄与する成分を更に詳細化した結果を示している。この図では、全変動(total)を、Hall 電流、Pedersen 電流、Chapman-Ferraro 電流+テイル電流(=magnetosphere)、FAC の 4 つの成分に分けてある。Magnetosphere 電流は午前、午後とも単調増加しており、動圧の増加によって、これとバランスする Chapman-Ferraro 電流が増えたことを示している。全変動がこれと異なる部分は、FAC とその電離圏 closure による成分である。SC からは Chapman-Ferraro 電流の変動に以外にも、FAC の電離圏 closure 過程が見えることが分かる。Hall 電流、Pedersen 電流、FAC の寄与は、最初の 2 分とその後で符号が逆転している。最初の 2 分は PI (preliminary impulse)、その後は MI (main impulse)と呼ばれている。

昼側の SC では、福島定理 (Pedersen 電流成分と FAC の寄与成分がキャンセルする) は、完全ではないが、かなり成立している。電気伝導度の一様性、磁場の垂直性が必ずしも保証されないもので、完全に成立しないのは当然ではある。福島定理の結果、total を構成する主要成分は、磁気圏電流と Hall 電流となる。午後側の PI 期間では、Hall 電流が負の変動を与え、total も負になる期間がある。これは PRI (preliminary reverse impulse)と呼ばれる。PI は 2 分であるが、PRI は磁気圏電流と Hall 電流の競合の結果、1 分になる。午前側では Hall 電流の成分はそれと逆符号になる。午前側では PI 期間の Hall 電流の正の変動となり、PPI (preliminary positive impulse)となり得る。緯度 45°では PPI はそれほど顕著でないが、より高緯度もしくは動圧増加が大きい場合は、PPI は顕著なピークを作る。

図 3-6 に PI を引き起こす FAC の生成過程を示す。この電流系の色は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ である。マグネトポーズ上にある Chapman-Ferraro 電流の増加分は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ であり、ダイナモの構造を示している。それから繋がっている $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ の部分は、磁気圏内を伝搬する圧縮波の波頭の電流である。さらに FAC ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = 0$) が接続され、全体の電流ループを構成している。Chapman-Ferraro 電流の増加分がダイナモ電流となるのは、太陽風が磁気圏を圧縮する過程で仕事をし、ダイナモとなって電流系にエネルギーを与えているからである。このように FAC は、磁気圏変動を電離圏に伝える一般的な機構で、変動は対流に限っているわけではない。

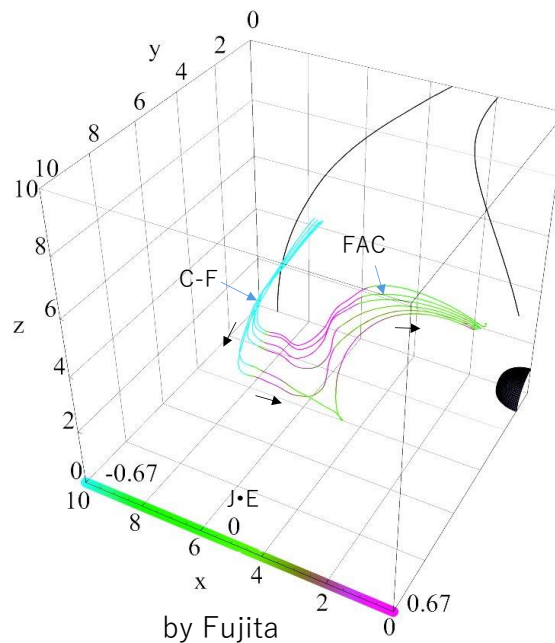


図 3-6 Simulated PI current

MI の期間では、Hall 電流、Pedersen 電流、FAC 共、PI 期間と逆の符号になる。Hall 電流によって、午後側で total 成分のピークができる。これに対して、午後側では dip が形成されるが 45° ではそれほど明確ではない。MI の原因は対流の一時的な増加である。これは磁気圏の圧縮による unbalance を補正する過程である。ダイナモは region 1 FAC と同じように、カスプーマントルに形成される。

SC の例を示したが、この現象では変動のタイミングが明確であり、磁場変動メカニズムを調べる時のマーカーとしての役割を果たす。これを用いて、FAC の電離圏 closure 成分が、高緯度から赤道に至るまで、広範囲に広がっていることが確認されている[Kikuchi et al., 2016]。FAC の電離圏

closure 成分は、電離圏—地表間の導波管を伝わって、瞬時に赤道まで広がっている。FAC の電離圏 closure 成分は、赤道近辺で増大するという特徴を持つ。これは Cowling 電導度の作用である。一方高緯度では、SC の振幅は大きくなり、波形も複雑になる。FAC の closure の真下であること、電気伝導度が非一様で、大きいことが複雑化する原因である。

3.6 磁気圏電流の直接効果による中緯度地磁気変動

地磁気変動は現象論としては良く研究されている。しかしその原因については、推定と思ひ込みの部分も多い。FAC を通して磁気圏変動の影響を見ているといっても、実際感知するのは電離圏 (Hall) 電流の部分が主体で、そのソースである磁気圏電流はほとんど見えない。またサブストームのレベルでは、電離圏 (Hall) 電流と、わずかだが混入してくる磁気圏電流 (FAC、環電流、[プラズマシート電流](#)、Chapman-Ferraro 電流など) の影響の分離は難しい。[Positive bay](#) (図 3-7) の研究は、このわずかに混入する磁気圏電流をとらえたという点で注目されるのであろう [Hashimoto et al., 2011]。図 3-7 の観測例では、16 時 UT から始まる X 成分の増加が positive bay である。黒い三角は、各観測所での真夜中を示す。明け方に行くほど、positive bay の開始が遅くなり、期間が長くなるとされている。ただし図 3-7 の positive bay のピークはサブストームの回復相の開始によるものである。Positive bay の変動は、サブストームオンセットに伴う、FAC の影響を見ている。オンセットで増加する FAC は極域電離圏に接続されるが、中緯度では電気伝導度が低くなり、FAC に繋がる Pedersen 電流は真上まで流れてこない。そのため FAC の効果だけ見える。図 3-8 にシミュレーションで再現した positive bay を示す。これは図 3-4 の AU/AL 変動に対応する、夜間中緯度の H 成分変動である。positive bay は真夜中過ぎで顕著であること、positive bay 変動を与える主要電流は FAC であることが分かる。positive bay の朝方夕方の非対称性は、FAC の非対称性に起因する。

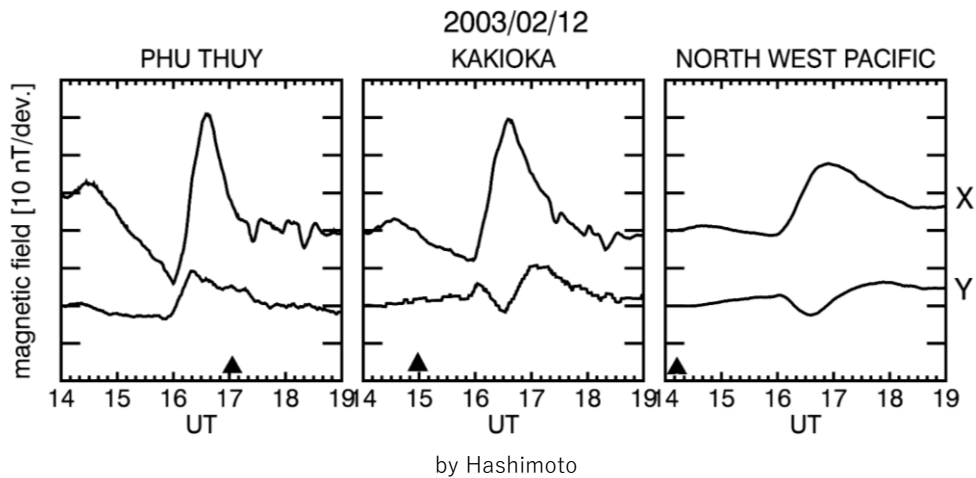


図 3-7 Positive bay H (observed)

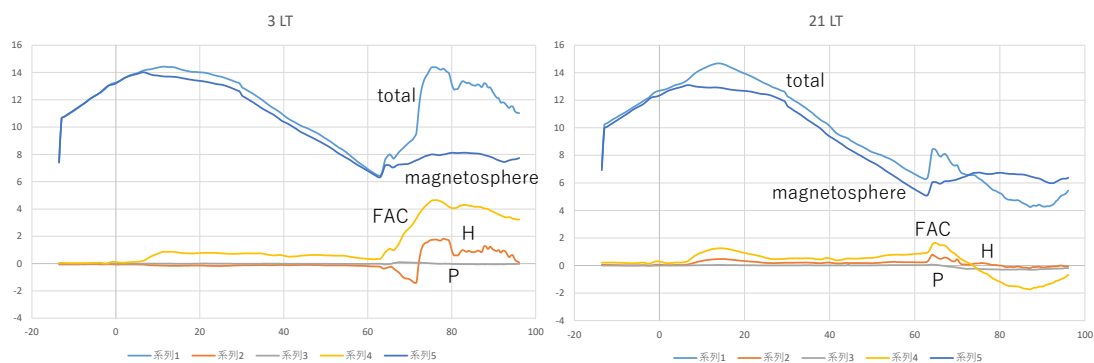


図 3-8 Positive bay H (Lat.45°)

多くの地磁気変動は、結果は分かるが、ソースは明確に見えないという状況に至る。これは磁気圏物理学全体の問題点でもある。衛星観測の動機もここにある。上空のプラズマを直接見れば、問題は解決すると考えられた。しかしその後の長い経験から見て、衛星観測でもすべてが見えるのではなく、重要な部分が残ってしまうような印象がある。衛星観測で見えないものは、磁力線のトレース、電流線のトレース、流線、電離圏—磁気圏間の投影、エネルギー流、エネルギー変換、カバランスなどであろう。これらは、まさしく FAC の磁気圏 closure に相当する部分である。これらの解析においては、粒子は扱わないのに、シミュレーションに優位があるようである。それは、粒子より場が本質であることを意味している。発電所でスイッチを入れたら家庭で電気が点く。しかし発電所の電子が家庭まで飛んできた訳でなく、場が飛んで来たということであろう。

3.7 アークオーロラとディフューズオーロラ

小口先生の著作での主要部分を占めている記述で分かるように、オーロラにはアーク(S-fractal manifoldと呼ばれている、小口本 11.1)とディフューズ(pulsatingと呼ばれている、小口本 12.1)がある。地上で観察していて、肉眼で時間的に一番よく見えるオーロラは、quiet arc (サブストームオンセットの前からある薄く長細いオーロラ) である。これは人間が活動しやすい、夕方側で良く見えるせいもある。しかし、それを差し引いても discrete arc (オンセットアーク、サブストームオンセットと共に現れ、極向き、西向きに拡大する明るいカーテン状オーロラ、小口本 13.1) に比べたら圧倒的に長く見える。すなわち quiet arc は準定常的な現象である。これに対して、discrete arc は過渡現象であるという印象が強い。このような印象は決して軽いものでない。その発生原因に結び付いている。しかし印象は、画像でデータを見るだけでは失われてしまうかもしれない。ディフューズオーロラの見えるのは激しいオーロラ活動が始まった後である。discrete arc が消えゆくときに、なんとなくどこからともなく広がってくる印象である。全体として discrete arc のインパクトは余りにも強い。異常プラズマ過程の始動だと感じるのは至極当然である。

このような時間的な印象は、空間的構造とも対応しているようである。最近の宇宙ステーションからの撮像を見ると、この関係がうなずける。オーロラベルトの大部分はディフューズオーロラで占められている。discrete arc はその極側に張り付いているように分布している。さらに discrete arc は、ダブルレイヤー (図 1-1) の下で見ていることを考慮する必要がある。激しさはダブルレイヤーが生み出している部分もある。それに対して、グローバルシミュレーションは等価的に、ダブルレイヤー無しで見ているのに近いといえる。この差を念頭に観測や計算結果を見ることが必要である。グローバルシミュレーションではこれらを差し引いて考える必要がある。これらにおいて、オーロラは 2 次元構造である点が重要である。2 次元構造を再現することは、たとえ印象であっても、一点での時系列の再現とは比較にならない制約と信憑性を与える。

アークオーロラは、上向き FAC のトレーサーである。これは対流—FAC—アークオーロラという連鎖を考察する必要性を示す。したがってアークオーロラから運動の伝達がどのように開始し、磁気圏対流がどのように発達するかを見て取らなければならない。quiet arc は準定常的であり、その FAC を維持するダイナモとシア運動がなければならない。一方、discrete arc は拡大相の開始を特徴づけるもので、これは電流 (磁場変動) で見たときのサブストームと持続期間が異なる (短い) ように見える。カスプーマントルダイナモと結びつくのは、電流の方であろう。すると discrete arc は何と結びつくのか。

SC や地磁気脈動は、その開始時間や周期がはっきりしているのも、他の現象との対応が撮り易い。オーロラの発光にも、SC や地磁気脈動と連動する成分が多く見られる(小口本 12.6)。このような研究は、実に多く行われているが、形態学的な域を出ていない。これらの変動においても、対流—エネルギー変換—ダイナモ—FAC—電離圏電気伝導度の結合から理解する必要があるであろう。

一方ディフューズオーロラは、[波動粒子相互作用](#)—粒子散乱—ディフューズオーロラという連鎖を呼ぶ(小口本 15.2)。これは近年、プラズマ波動—[粒子加速](#)—[放射線帯](#)の研究として大発展を遂げている。すなわちオーロラは、現代の研究の 2 大潮流に繋がっている。小口先生の著作は、まるでこのことを予見しているように見える。一見すると小口先生の著作では、アークオーロラやディフューズオーロラの詳細構造だけに焦点があるように見える。未完ではあるが、その先にある複合系の構造に思いが馳せられている点を見逃してはいけない。

余り厳密な記述ではないが、結局アークオーロラは磁気圏の運動、ディフューズオーロラは磁気圏圧力を反映する。アークオーロラが見えるということは、磁気圏で構造を変化させる必要性が生じ、運動が発生しているということである。ディフューズオーロラが見えるということは、変動の結果そこにプラズマが詰まった状態が実現されたことを示す。

3.8 IMF 北向きの時のオーロラ活動

明るいオーロラが発生するのは、IMF が南向きの時が圧倒的に多い。しかし IMF が北向きの時も、輝度は低いが、ユニークなオーロラが多数発生する(小口本 13.2)。それらは、オーロラオーバルだけでなく、カस्प付近、極冠中(または通常極冠と思われる領域)に多く出現する。これらの例として、カस्पオーロラ(ディフューズオーロラに近い)、Sun-aligned arc [Lassen and Danielsen, 1978; Hones et al., 1989]、fan-shaped arc [Reiff et al., 1978]、テーターオーロラ [Frank et al., 1986]などがある。カस्पオーロラは、500 eV 以下の電子で、6300 Å が発光しており、太陽風粒子の直接アクセスであろうと予測されている。直接アクセスといっても、マグネトシース粒子が全くそのまま落下するのではなく、弱い加速はあると見られる。一方、Sun-aligned arc では、1 keV 程度の粒子の落下がみられ、明らかに加速を受けているようである。テーターオーロラは、さらに大規模な構造であり、オーロラが極点(緯度 90°)にも達する不思議な現象である。詳しくは後述する(セクション 10)。これらのオーロラは、オーロラオーバルのオーロラに比べ、暗い。プラズマシートを経て加速された粒子はエネルギーが高く明るいオーロラを発生させるのに対し、カस्पから侵入し直接落下したか、それに近い粒子は、エネルギーが低く、暗いオーロラになると考えられている。

北向きの IMF の時でも、(アーク)オーロラは FAC の発生の反映となっているか。それとも単に昼側に粒子侵入があることを示すだけか。北向きの IMF の時は、磁気圏や対流の構造が、南向き IMF の時とは異なる。この差と、オーロラの違いとを結び付けることは、できるか。これは、対流と FAC の生成過程が、IMF にどのように依存するかを明らかにすることでもある。このような IMF、対流、FAC の相互対応は、まだはっきり理解されているわけではない。これを結び付けるのが、この巻の一つの目標である。したがって、これらに関しては後のセクションで詳述する。

4 ヌル・セパレーター・トポロジー

オーロラの起源は、最終的には磁気圏の全体構造に行き着く。これまで、全体構造の研究はダイナミクス（プラズマがどのように運動し、磁場がどのように振じられるか）の研究であった。しかし最近、トポロジー（磁場はどのように繋がっているか）も研究しなければならないという潮流がある。複数の異なった種類の磁場があれば、それらの間には境界面（セパトリックス）があるはずで、それぞれの種類は境界面の中に納まるように描く必要があるであろう。磁場は $\text{div}\mathbf{B} = 0$ であり、微分可能ベクトル場である。そこには、構造上の制約がある。この制約のため、トポロジーが出現する。トポロジーではセパレーター（セパトリックスの交線）が発生し、その両端にはヌル（磁場ゼロの特異点）がある。異なった磁場領域同士の相互作用は、セパレーター上で起こり、トポロジーの変更はヌルの発生・消滅を伴って起こる。これらはヌルセパレーター構造上で発生する、非 MHD 過程である。ダイナミクスだけでは、トポロジーの変更による電磁力発生が正確に評価できない。ダイナミクスとトポロジーは表裏の関係にある。FAC とセパレーターが前の両輪とすれば、ダイナモとヌルが後ろの両輪であろう。

4.1 ヌルセパレーター構造とは何か

小口先生の著作では、ヌルセパレーター構造には触れられていない。この時代では当然のことであろう。ただし特異点という言葉は出てくる(小口本 5.4)。有限空間に閉じ込められた磁場構造には、何らかの特異点が必要であろうことは認識されている。ヌルセパレーター構造は、特異点を扱う幾何学的な概念で、磁場構造の一面を記述することができるが、古くから知られている。核融合の分野などでは盛んに応用も行われている。

これまで磁気圏磁場のトポロジーについては、特異点は X ポイントと O ポイント、すなわち 2 次元ヌルを主役として考察されてきた。図 2-2 (Dungey convection) では、テイルの NENL (Near-earth neutral line、近尾部中性線) はそのように描かれている。この場合、IMF が真南を向いている。もっと一般的な方向を向く IMF を想定した場合、異なった種類の 3 次元磁場 (IMF と双極子磁場) の接触では、トポロジーは 3 次元ヌルセパレーター構造で理解される必要がある。磁気圏の例で考えると、IMF の方向が一定なら、4 種類の磁場があり得る。それらは、closed 磁場、北極冠に繋がる open 磁場、南極冠に繋がる open 磁場、IMF である。トポロジーは、まずこれら 4 種の磁場が、空間

をどのように住み分けているかという問題として発生する。トポロジーはリコネクションの場所を決め、磁気張力の解放を通じてダイナミクスとカップルする。

一般に磁気圏物理学では、ヌルーセパレーター構造はなじみが薄いように見受けられるが、実はそうでもない。1990 年代には、一様 IMF と双極子磁場によるヌルーセパレーター構造は知られていた[Lau and Finn, 1990]。2000 年代以降には、有名な Dorelli et al. [2007]を始め、多くの論文が発表されている。なじみが薄いというより、実際の観測には結び付けられていないというのが正確である。それでも最近では、磁気圏でのヌルーセパレーター構造の研究は増加しつつある [Ouellette et al., 2010; Parnell et al., 2010; Gloer et al., 2016]。また実際に観測される現象に適用した例も現れている[Tanaka, Obara, et al., 2017, 2018, 2019]。磁気圏変動を研究している人達の間でなじみが薄いというのは、磁気圏研究で大勢の人が従事している、サブストーム研究の分野などに広まっていないという方が適切であろう。サブストームを研究する人達は多いが、高価な衛星を使う手前、簡単に自説を変えられず、かえって遅れてしまうという面もある。

4.2 最も簡単なヌルーセパレーター構造

ヌルーセパレーター構造は、[真空場](#)の重ね合わせでも、実現される[Lau and Finn, 1990; Siscoe et al., 2001]。例として、一様な IMF と双極子の場合を示す(図 4-1)。まず前述の 4 種類の磁場が確認され、それらの間にはそれぞれ境界面ができる。これは、当然のことである。この境界面をセパトリックスと呼ぶ。図 4-1 で、ドーナツ状の面 ($\alpha \beta$) は、closed 磁場と(北と南の) open 磁場の境界で、円柱状の面 ($\gamma \delta$) は、IMF と(北と南の) open 磁場の境界である。驚くことに、セパトリックス上の全ての磁場は、一点に集まる。この点 (N と M) はヌル点と呼ばれる。セパトリックス同士の交線 I1 と I2 をセパレーターと呼ぶ。セパレーターはヌル同士を結ぶようになる。セパレーター上では 4 種類の磁場が接触する。I2 の場合では、IMF (s4-I2-s3)、北 open 磁場 (s4-I2-s1)、南 open 磁場 (s2-I2-s1)、closed 磁場 (s2-I2-s1) である。この構造はリコネクションの発生を可能にし、それをセパレーターリコネクションと呼ぶ。I2 では 4 種の磁場は平行に走る。この間で互いに混同を起こし、リコネクションに至るので、平行リコネクションとも呼ばれる。これは global identity が失われるとも表現される。

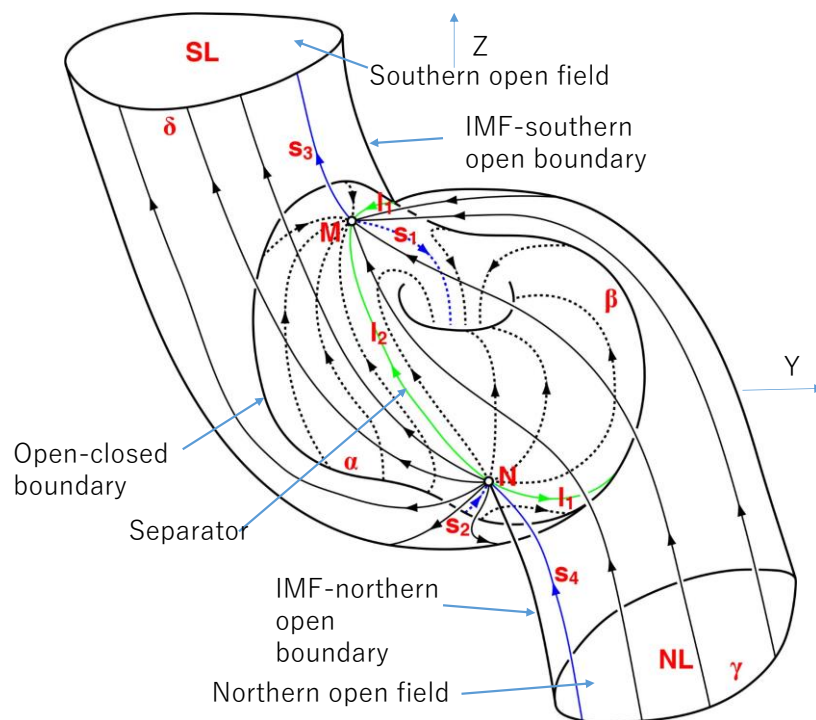


図 4-1 Magnetic topology generated from the superposition of dipole field and uniform IMF

図 4-1 (vacuum superposition model)で、 s_1 と s_2 はヌルと電離圏を結ぶ磁力線となる。これらは stem line と呼ばれている。図 4-1 はヌルが 2 つ、セパレーターが二つであるので、2 ヌル 2 セパレーター構造と呼ばれている。このように簡単に構成された構造でも、トポロジーを特徴づける代表的構造が現れるのは、不思議である。ヌルセパレーター構造は特別な構造ではなく、ごくありふれた構造であることを示しているのであろう。我々は微分方程式(解析学)しか知らないようで、幾何学的概念にはなじみがないので、不思議なだけであろう。

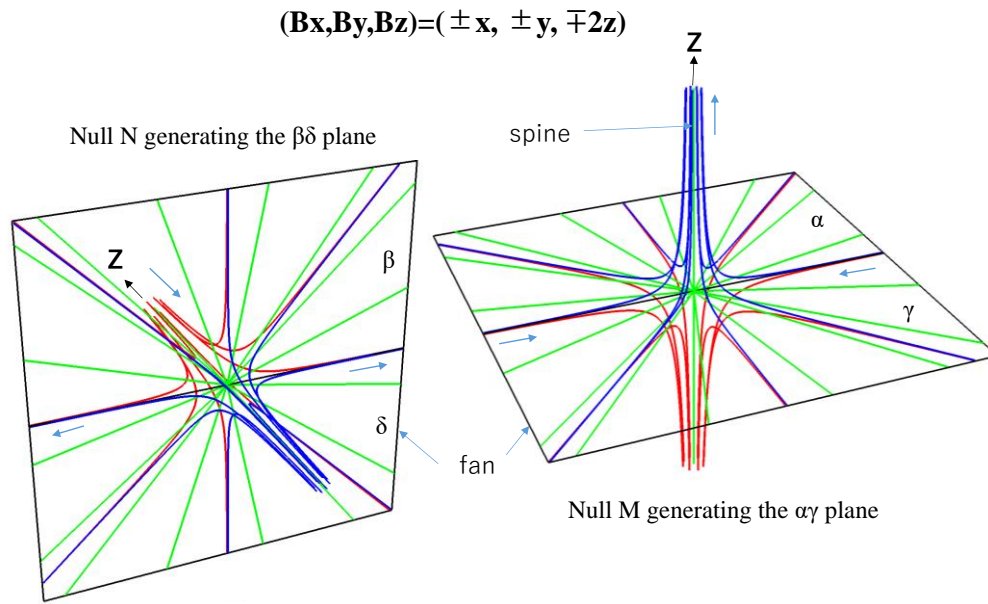


図 4-2 Connection of two 1st order 3D nulls

図 4-2 に、 $(B_x, B_y, B_z) = (\pm x, \pm y, \mp 2z)$ で生成される 1 次ヌルのモデルを描く。左が上サイン、右が下サインに相当する。緑の磁力線が乗った面は Fan と呼ばれ、セパトリックスに相当する。Fan と垂直に繋がる磁力線は、spine と呼ばれる。2 つのモデルを図の位置に置いて滑らかにつなげば、セパレーターが形成される。このように極めて簡単な式からヌルとセパレーターが形成できることが分かる。これも全く意外なことである。ヌルセパレーター構造はダイナミクスとは別の構造として幾何学的に形成できる。この構造はダイナミクスと相互作用する。磁力線の形状はダイナミクスで変形するが、凍結の原理によって、つながり方すなわちトポロジーは、ダイナミクスでは（厳密な MHD 解では）変わらない。つながり方が変わるには MHD に含まれていない過程が必要である。これは、何らかの磁気拡散過程である。磁気拡散が有効になる（必要になる）場所はトポロジーによって決まる。次いで、磁気拡散の効率を決める要素が必要になる（セクション 8 参照）。

4.3 磁気圏におけるヌルセパレーター構造

MHD シミュレーションでも、真空場の重ね合わせと同じトポロジーを作ることができる[Dorelli et al., 2007]。図 4-3 は、IMF $B_z + B_y$ の時の磁気圏を、シミュレーションで再現したものである。この図で、マゼンタと青の磁力線は、last closed field line を、緑の磁力線は、昼側と夜側の 2 つのセパレーターを描く。緑の磁力線の内、ヌルから電離圏の間は、stem line である。これらの磁力線が乗る面は、図 4-1(vacuum superposition model)で α 面 β 面に相当する。マゼンタは夕方の last closed field

line、青は朝方の last closed field line であり、それぞれ南側と北側のヌルに収斂し、北側と南側の open closed boundary (ほぼオーロラオーバルと極冠の境)を形成する。マゼンタ線は南半球の stem line、青線は北半球の stem line を含み、この部分は緑の線と重なる。このような構造は全て図 4-1 を再現している。このように、ヌルやセパレーターを MHD 計算の解とグラフィックスで描くこともできるようになった。描かれた構造は、真空場と驚くべき一致を示す。これによって磁気圏変動の別の側面が見えてくる。すなわち、MHD はダイナミクスを追跡可能であるので、ダイナミクスとトポロジーの結合が実現できることになる。図 4-4 はヌルーセパレーター構造を斜めから見たものである。ここではヌル点と白い磁力線が加えてある。白い磁力線はプラズマシート中心の磁力線で、 $-X$ 軸を通過する。プラズマシートは大きく傾いており、プラズマシートの磁力線は Y 成分が卓越している。

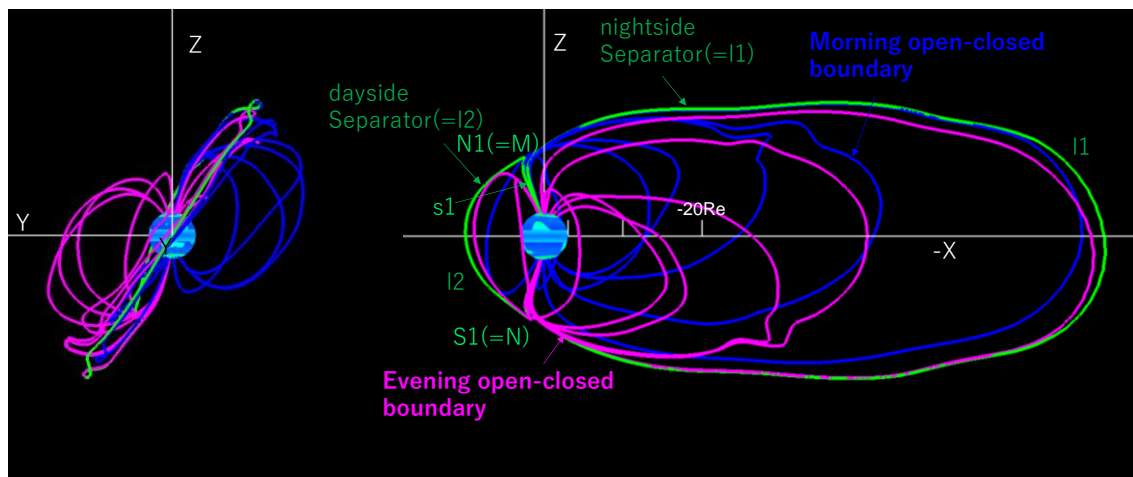


図 4-3 Last-closed field lines under the northward IMF reproduced from the global simulation:
Lobe-plasma sheet boundary for IMF B_y -

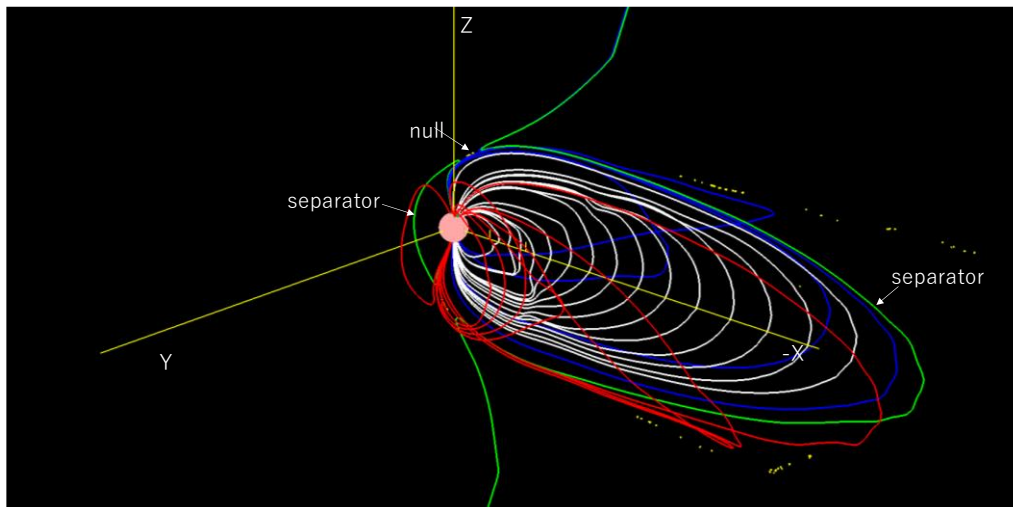


図 4-4 2 null 2 separator configuration under the northward IMF
(green: separator, red and blue: last closed, white: plasma sheet center)

リコネクションを反平行リコネクションだけで考えると、北向き IMF の時は、良く知られている[カスプリコネクション](#)になる。この構造でも、太陽風—磁気圏相互作用は弱いことは理解される。近年では、セパレーターリコネクションでより良く理解できることが示されている。図 4-5 に MHD で再現されたセパレーターリコネクションの様相を示す。この時の IMF は斜め北向きである。また白い点はヌルで、セパレーターの両端にある。ヌルは 1 点でなく、集団で直線状に分布している。磁力線の描画を見ると、確かにセパレーター上で 4 種類の磁力線が共存することにより、左の構造 (IMF と closed 磁場) が、右の構造 (2 つの open 磁場) に移行するのが可能となるのが分かる。厳密には、図 4-5 だけでは、セパレーター上のどこがリコネクションに寄与するかは分からない。これを知るためには、磁力線に平行な電場 E_{\parallel} を調べればよい[Siscoe et al., 2001]。図 4-6 には、IMF 南の場合を示す。やはり左の構造 (IMF と closed 磁場) が、右の構造 (2 つの open 磁場) に移行するのが可能となる。IMF 南の場合は、ヌルの発生は複雑である。ヌルはセパレーターの上には存在せず、その両端にある。ヌルは昼側セパレーターの両端よりさらに後方に向け、[磁気圏フランク](#)に沿って直線状に連なる。IMF 南と北の、リコネクションの状況を統一的に理解するには、ヌルーセパレーター構造の概念がやはり都合よい。IMF の向きによって太陽風—磁気圏相互作用が大きく変化することは、良く知られている。図 4-5 と図 4-6 が、その理由を示している。IMF の角度がなぜ太陽風—磁気圏相互作用の効率に繋がるかについて、これまでは定性的に理解されていただけである。正式なアプローチは、セパレーター構造の違いに基づく必要がある。

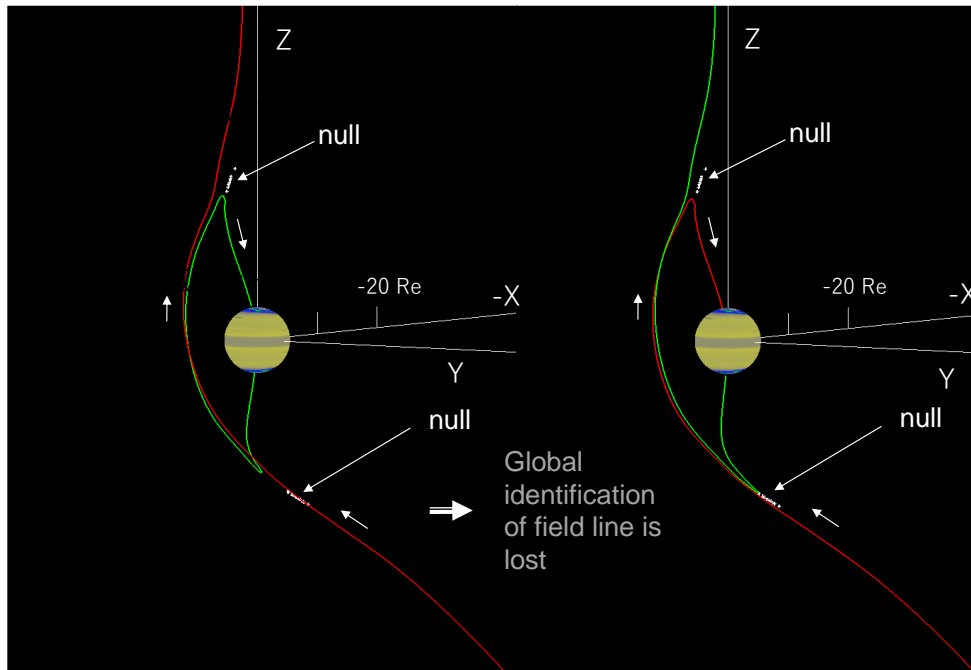


図 4-5 Dayside 3D separator reconnection (northward IMF)

Solar wind – magnetosphere interaction

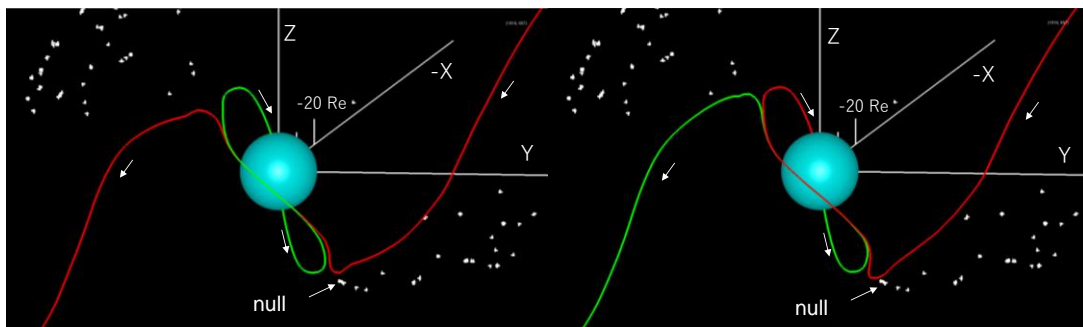


図 4-6 Dayside 3D separator reconnection (southward IMF)

Solar wind – magnetosphere interaction

図 4-3、図 4-5、図 4-6 から予想されるように、Chapman-Ferraro 問題は、ヌルセパレーター構造を求める問題でもある。しかし、IMF が真南の時は、赤道面にヌルラインが形成され、構造の縮退 (セパレーターと null line の一致) が起こるので、セパレーターを意識する必要は発生しない。大抵の場合、Chapman-Ferraro 問題や Dungey 対流では、このような配位だけが示されている。

実際の MHD シミュレーションの解では、ヌルは図 4-1 (vacuum superposition model) のような点になるとは限らない。MHD シミュレーションでの拡散に依存するようである。拡散が大きい時は図 4-1 のような孤立ヌルが得られる。しかし拡散の少ないモデルでは、ヌルが集団で現れる[Glocer et al.,

2016]。この状況は、図 4-4(2 null 2 separator structure)、図 4-5(separator reconnection)、図 4-6 で見られるとおりである。直線状に並ぶ複数のヌルや、セパレーターより夜側にライン状に連なるヌルは、floating null と呼ばれる。この構造はまだ良く理解されていないようである。

4.4 非定常現象におけるヌルセパレーター構造

サブストームでもヌルセパレーター構造は重要であろう。一般に、成長相はもっぱら反平行磁場配位の実現期間と意味づけられているが、ヌルセパレーター構造下での磁場変形という視点では研究は進んでいない[Tanaka et al., 2010]。NENL は新たなヌル発生の問題でもある。しかしヌルの発生・消滅の過程は、数学でも簡単なモデルでしか検討されていない。磁気圏のような複雑な形で、ヌルの発生にヌルセパレーター構造上のどのような磁場が関与しているという研究はほとんどない。この場合は、図 4-5(separator reconnection)や図 4-6 のようなセパレーターリコネクションより、もっと複雑なリコネクション(高次のヌル)が発生すると予想される。この問題は後の部分(セクション 8)で再度説明したい。

IMF が切り替わっているときは、新旧の IMF に対応して2つずつ計4つのヌルがある可能性が高い。この IMF 切り替えに対応したヌルセパレーター構造は、まだそれほど研究が進んでいないが、サブストームの成長相やテーターオーロラでは、このような考察が有効なことが示されている[Tanaka et al., 2018; Tanaka, Ebihara, et al., 2019]。Sun-aligned arc でも、ヌルセパレーター構造が元になって全体構造が生成されている[Tanaka, Obara, et al., 2017]。これらについても、別のセクション(9, 10)で詳細を示す。そもそもあらゆる磁気圏変動に対して、ダイナミクスの側面だけで理解するのは十分ではない。トポロジーの側面も必ず結合している。しかし磁気圏物理学では、ダイナミクスとトポロジーの結合は、まだ広まっていないようである。この巻では、両者の結合についても、できるだけ紹介したい。

ヌルセパレーター構造の応用が進まない大きな原因は、我々が位相幾何学に不慣れなせいである。我々の研究はもっぱら解析学(微分方程式)に頼っているのみである。たとえば、オイラーのインデックス定理、オイラー標数 $\chi(X)$ 、位相不変量、位相空間 X のホモロジー群 $H_i(X)$ 、ベッチ数などと言われても余りピンと来ない。これではヌルセパレーター構造の深い理解はおぼつかない。すなわちこれらは我々がすぐに理解できない。次世代の方々が、若いうちから位相幾何学のような進んだ数学も身に着け、より深い研究に進んでくれることを願うのみである。

5 プラズマシートの複合対流

プラズマシートの形状(図 2-8)、変動(図 1-2)、ダイナモ作用(第 2-10、図 2-11)などで既に見たように、プラズマシートは活動的で、オーロラの発生に最も影響を与えるプラズマ領域であると認識されている(小口本 13.7)。盛んに衛星観測が行われ、良く研究されている領域でもある[Runov et al., 2009; Mende et al., 2011; McPherron, 2016]。サブストームを含め、多くの問題が、プラズマシート観測で解決するであろうと予想されている。しかし実際のプラズマシートでは、カバランス、エネルギー変換、電流のトレース、電離圏への投影問題などに関して、不明な点も多い。これらの不明点を意識せず、予断に基づいた研究も多いので、注意を要する領域でもある。このセクションでは、プラズマシートの形成、変動を検討すると共に、サブストームの理解に備え、プラズマシートのサブストーム変動を纏める。衛星によるプラズマシート観測は、サブストーム研究が主目的で行われているようであるが、サブストームはプラズマシートだけの現象と考えること自体がすでに思考の枠を縮めてしまっている可能性も高い。

5.1 プラズマシート形成の力学

プラズマシートは、プラズマが溜まっている領域とイメージされ、一般に対流との直接的因果関係は考えられていない。すなわち、プラズマシート形成は複合系としての輪に入らないと思われる。しかし核融合炉では、プラズマ閉じ込めに大変な苦勞をしていることを考えると、プラズマシートもこれと同じことが起こっているわけで、ただ溜まっているだけであるはずがない。プラズマシートがなぜ出来るか、すなわちどのように閉じ込めが実現されているかという疑問を持たなければならない。まず 1 次元のプラズマシートから考察される。1 次元の場合は、ローブの[磁気圧](#)とプラズマシートのプラズマ圧のバランスを考える。これは図 5-1 に示されるような、Z 方向の釣り合い構造になる。X、Y 方向に無限の構造であればこれで済むが、実際にはまず地球側は双極子磁場によってブロックされる。これに対処する 2 次元のプラズマシートでは、X 方向に磁気張力とプラズマ圧のバランスがとられ、XZ 面内の 2 次元構造となる(図 5-2)。地球側には、逆環電流が形成され、カバランスがとられる。この構造では、テイル全体に B_z 成分が広く分布することになる。

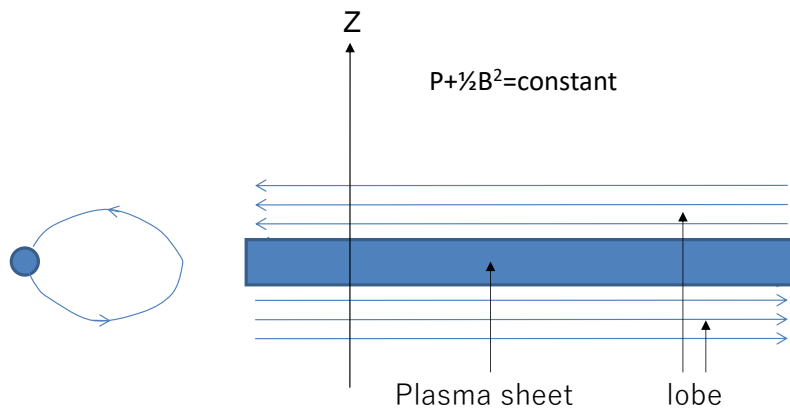


图 5-1 dimensional plasma sheet

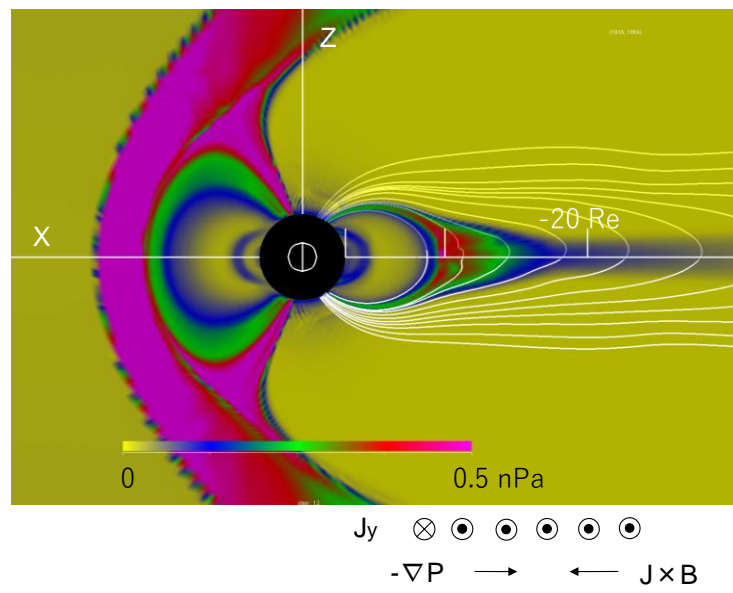


图 5-2 Two dimensional plasma sheet

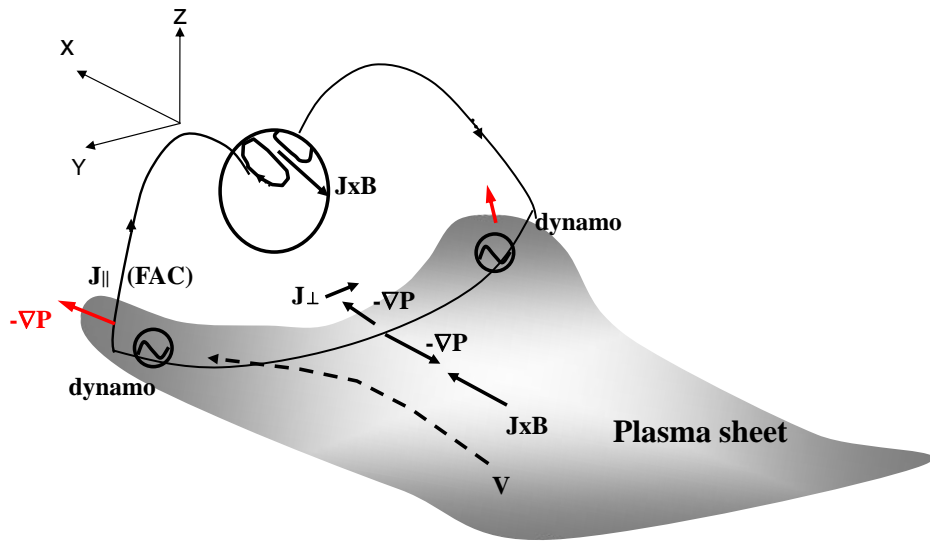


図 5-3 Three dimensional plasma sheet

磁気圏は更に Y 方向にも有限である。これに対応する 3 次元のプラズマシートはどのようになれば良いのか。これを描いたのが図 5-3 である。地球の近くなると、双極子磁場が優越し、圧力分布は Y 方向に一様な状態から、経度方向に一様になる必要がある。このような状況で、図 5-3 で赤い矢印の方向に $-\nabla P$ ができてしまう。この矢印方向のプラズマ圧を支えるためには、図 2-10 (Vasyliunas model) の構造が組み込まれる必要が発生する。すなわち、region 2 FAC システムがないと、プラズマシートはできないことになる。図 5-3 は図 2-10 の構造を含むことによって、赤い矢印で示した $-\nabla P$ に対して、バランスする力が生じる。カバランスに FAC が必要ということは、対流が必要ということである。対流は同時に仕事して高圧領域 (図 2-12 の赤い点線) を生成し、region 2 FAC のダイナモを生じる。対流、高圧領域、ダイナモ、FAC、電離圏対流は、セット構造になる。このように、プラズマシート形成も、複合系連鎖の一環として起こることになってしまう。

5.2 プラズマシート運動の力学

このようにプラズマシートは止まっていられない、という結論になる。ではプラズマシートの対流とどのような仕組みか。前述のように対流は FAC によって、電離圏に伝えられ、FAC 系が確立されて定常になる。ローブと内部磁気圏ではこれが成立する。ところがこの FAC によって磁気圏—電離

圏対流が成立するメカニズムは、プラズマシートにおいては限界がある。この原因は形状の差である。

プラズマシートの対流でも他の部分と同様に、磁場のテンション $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ は圧力傾度力 $-\nabla P$ とほぼバランスするのが基本である。同時に $(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{V}$ によって仕事が行われ、電磁エネルギーから熱エネルギーへの変換が発生する。このような運動があれば、図 2-12 (FAC system) 赤い点線の高圧部分が生成される。対流 \mathbf{V} はほぼ一定になる。プラズマシート内端では逆に $-\nabla P \cdot \mathbf{V}$ が仕事をし、region2 FAC を生成する (図 2-10)。この FAC は region 1 FAC と合わせて電離圏対流を励起し、電離圏でも \mathbf{V} を実現する。両者の \mathbf{V} が一致するのが磁気圏—電離圏対流の基本構造である。しかし、対流が速くなると、この関係がプラズマシートから崩れる [Tanaka et al., 2010]。成長相では、内部磁気圏対流によってプラズマシートから排出する流れが増加する。しかしこれを補うだけのプラズマシート対流は追従しない。すなわち流出が流入を上回り、thinning (地球近傍のプラズマシートが薄くなる) になる (図 5-4)。この図は圧力の分布を示すが、 $X = -10 \text{ Re} \sim -20 \text{ Re}$ で、プラズマシートが薄くなっていくのが見える ($T=0 \text{ min}$ はオンセット)。さらに、thinning が進むか、流れがある程度の高速になると、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ と $-\nabla P$ のバランスが大きく崩れ、電離圏対流とプラズマシート対流は分離してしまう (速度が一致しない) [Tanaka et al., 2010]。テイルで X 方向に移動しても、電離圏上の投影点はほとんど動かないのが原因である。この場合は、磁場テンションはもはや圧力傾度とバランスできず、プラズマシート対流は $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ と加速度とのバランスが働く流れになり、BBF (bursty bulk flow, 突発慣性流) となる。これによって、電離圏対流に対する遅れを取り戻そうとする。これはサブストームオンセットの力学の背景を成す。ただし、これは NENL との協同過程であるので、対流の状態は、NENL を含めた全体の進行によって決定される。

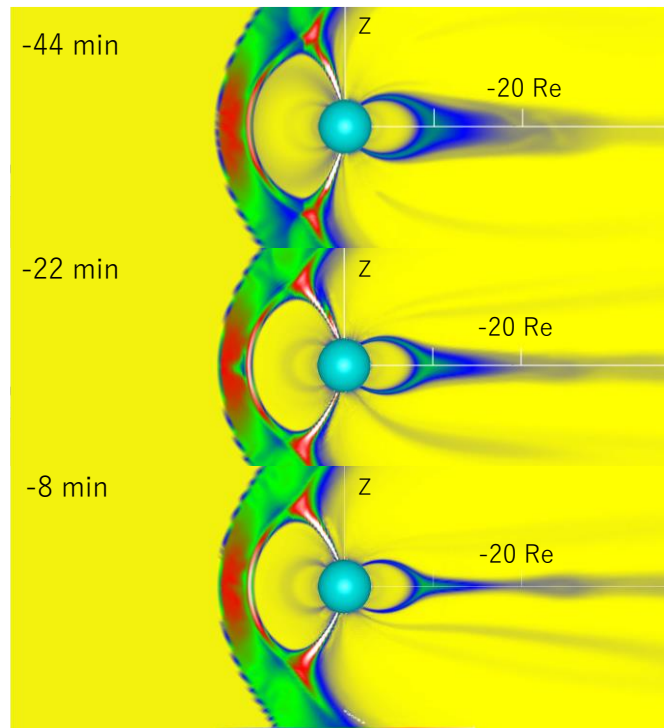


図 5-4 Plasma sheet thinning during the growth phase

5.3 サブストームプラズマシート変動

プラズマシートはサブストームで重要な役割を果たす。サブストームは後にさらに詳しく記述するが、ここではサブストームに伴うプラズマシートの動態について紹介する。それらの原因についても、後ほど詳しく述べる。サブストーム(図 3-4)に際しては、キーとなる変動現象の多くがプラズマシートで発生する(小口本 13.7)。成長相では, thinning が見られる。ここで, thinning は地球近くのプラズマシートが薄くなることである。図 5-4 に、シミュレーションで得られた thinning の様相を示した。T=-8 min では**プラズモイド**(plasmoid)の種も見える(T=0 min はオンセット)。Thinning をローブの磁気圧による圧縮と捉えるのが一般である。これは図 5-1 (1D plasma sheet)の延長的思考であろう。これは正しくなく, thinning 原因は、磁気フラックスの運び出しであろう[Tanaka et al., 2010]。これを理解するには、成長相の対流を理解する必要がある。この問題については後述する。

オンセットもしくはその直前でのプラズマシートでは、BBF、NENL、**DF**(dipolarization front、伝搬性双極子化)、CW(current wedge、テイル電流の切断、13.3)、双極子化(dipolarization、thinning の逆に B_z が増加する)、D-偏向(D-deflection、静止軌道で磁場 D 成分が振れる)、**インジェクション**(injection、静止軌道付近へのプラズマ注入、小口本 13.5)が見られる。これらはいずれもサブスト

ームを特徴づけるプラズマシートの動態である。BBF はプラズマシート中の短時間続く速い流れ(図 2-2)、NENL は近尾部で発生する磁気中性線(図 2-2)、DF は近尾部を地球向きに伝搬する B_z の増加[Runov et al., 2009]、CW はプラズマシート中の電流の経路変化で電離圏に電流を短絡するような変動(図 5-5 左)、双極子化は延ばされていたプラズマシート磁場が双極子に戻るように見える変動、インジェクションは内部磁気圏へのプラズマ注入である。なお CW や図 5-5 右地球近傍ダイナモについては後で再び詳しく説明する。これらはサブストームの核心をなす重要な変動である。また図 5-6 に、双極子化、D-偏向の計算例と観測例を示す。これは真夜中付近の例であり、XYZ は磁気圏座標の方向の磁場成分を示す。

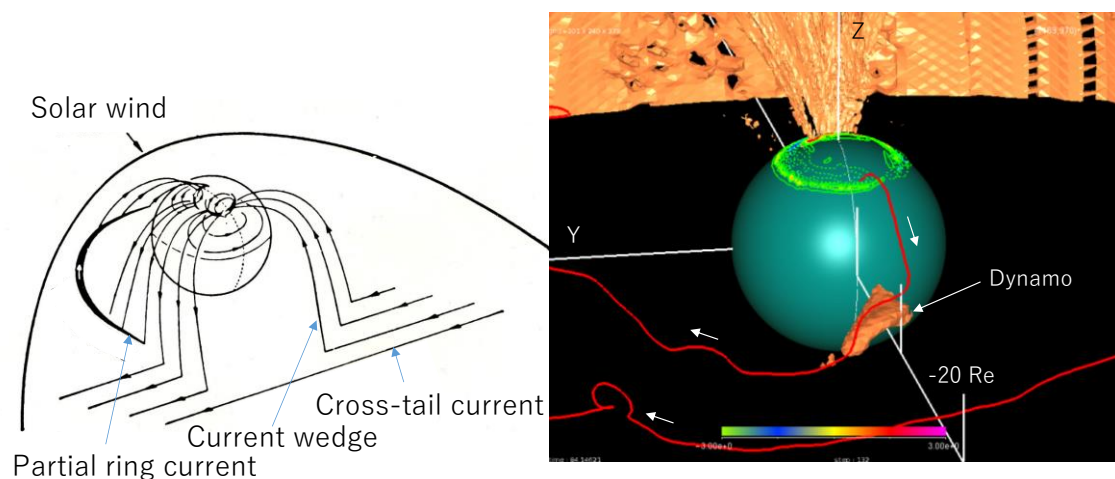


図 5-5 Current wedge (left) and near-earth dynamo (right)
(Generation of the onset FAC)

双極子化は文字どおり取れば、双極子すなわちポテンシャル磁場への復帰であり、磁気張力の減少である。シミュレーションの解では、反対に磁気張力の増加である。これはインジェクションで生成される内部磁気圏の圧力増加とのバランスでもある。オンセット直後は、真夜中に高圧領域が生成され、まだ東西に広がっていない。この段階では、高圧部分の東西の境界の磁場が外にたわみ、真夜中から朝方と夕方に向かう圧力傾度力にバランスする。これが D-偏向である。このようなバランスが観測できないところが、衛星の弱点であろう。

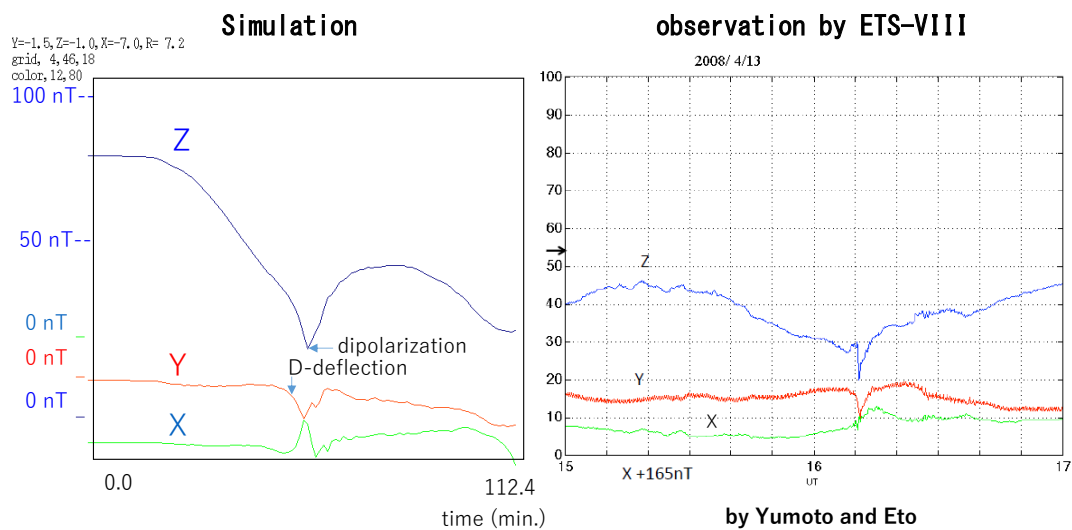


図 5-6 Dipolarization and D-deflection at the geosynchronous orbit

拡大相では、プラズモイドが見られる(小口本 13.7)。遠方のテイルでは、プラズモイド通過に当たって、バイポーラー (bipolar) 構造が見られる。これは始め B_z が正に触れ、続いて負に触れるという変動である[Hones, 1976]。図 5-7 には、 $X=-40$ Re におけるプラズモイド通過の様相を再現したものを示す。図 1-3 (magnetospheric plasma regimes)のようなプラズモイドが通過する時の様相として自然である。しかし同時に core B_y と呼ばれる B_y 成分の増加も見られ、プラズモイド形成は、それほど単純でないことを伺わせる。この core B_y は IMF B_y の何らかの反映であろうことは、古くから予想されている[Hughes and Sibeck, 1987]。しかし両者を結び付けるにはトポロジー (セクション4) の考察が必要である。このようなトポロジーを適用する研究が具体的にになってきたのは最近のことである。

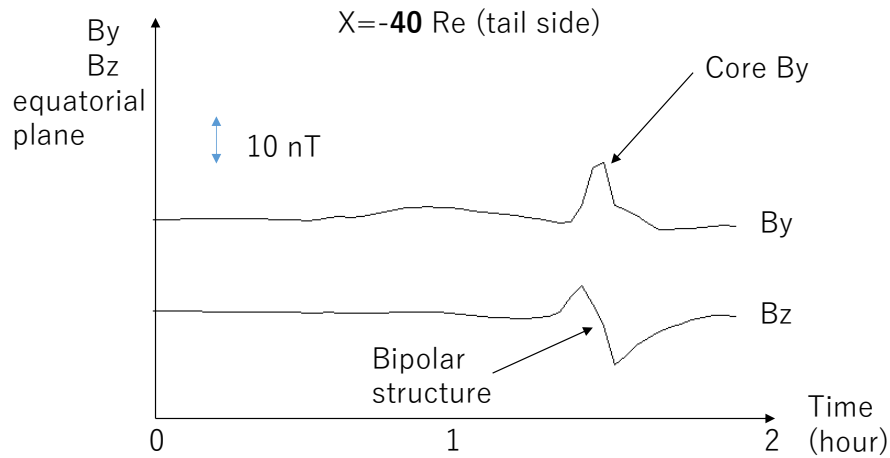


図 5-7 Simulated plasmoid in the distant tail

以上のような形態の呼称は、長年に亘る衛星観測によって得られた結果の要約である。このように、プラズマシートはサブストームで大きな変動を見せる。

サブストームでは、quiet arc (オンセットの前からある薄く長細いオーロラ)、電離圏オンセット(オンセットアークが真夜中付近の電離圏で突然光り出す)の投影がプラズマシートもしくはその近辺のどこになるかが焦点であろう[Tanaka, 2015]。すなわち、電流線のトレースが観測できないことが、サブストーム物理の最大のネックである。図 5-5 左のような電流構造は観測できない。観測では、電流線どころか、磁力線さえもトレースできない。投影問題は最大の困難である。投影には、FAC がシアーに沿って投影される、FAC の先にダイナモが存在する、というような原理が満たされる形状が必要である。もう一つの大きな問題は、カバランスである。テンションに駆動される流れが、対流の全体構造とどうマッチングするかである[Tanaka et al., 2010]。これも観測には掛からない。このような本質的な力学が観測にかからず、推定されているだけなのが現実である。しかし、多くの場合このような問題は深刻には考えられていない。これだと、BBF、DF、双極子化、インジェクションを適切に理解できない(多くの場合適切に理解していると思い込んでいる)のは当たり前であろう。この点は続く部分(セクション)で、さらに探究されるであろう。

5.4 プラズマシートの投影

図 2-9 (auroral oval)では、プラズマシートの投影がオーロラオーバルであった。これはプラズマ分布の投影であったが、速度（垂直電場）の投影はどうなっているであろうか。流れ場から見て、磁気圏対流（小口本 6.6）と電離圏対流（小口本 8.6）は 1 対 1 に対応するかを検討すると、もっと多くの問題が関連してくる。両者はプラズマシート（小口本 6.6）を除けばほぼ対応するであろう。広大なプラズマシートは、電離圏に投影すると、ほんのわずかな領域になってしまう。特に thinning（図 5-4）が進んだサブストーム成長相で、このことが著しい。このトポロジカルな差が存在するため、プラズマシートの運動は、電離圏と必ずしも連動しない。すなわち、FAC が磁気圏から電離圏に対流を伝える存在であるという命題が、プラズマシートでは崩れることもあり得る。

良く FAC のソースをテイル奥にまで延ばしているモデルがある。磁気圏でのエネルギー密度はテイルに行けば急速に減少する。FAC をテイル奥まで延ばすことは、FAC をエネルギー密度の低いところにつなぐことであり、FAC 生成における、エネルギー変換やダイナモの必要性を理解していないことを示している。エネルギー変換やダイナモは観測では見えないので、どうしても形状でつなげてしまうことが多いようである。

このようなモデルは、プラズマシート対流も電離圏に普通に投影されるという、先入感に繋がる。Mende et al. [2011]では、成長相のプラズマシートダイナミクスが電離圏に投影されるような磁力線が描かれているが、このように磁力線を不自然に曲げるのではなく、対流構造を考え直す方が良い。このことは、後述するサブストームの理解にとって、かなりの影響がある。対流システムがこの差（電離圏対流とプラズマシート対流のミスマッチ）を克服する過程が、サブストームオンセットであるともいえるからである[Tanaka et al., 2010, Tanaka, Ebihara, et al., 2017]。サブストームオンセットで、投影問題が最大の課題になる遠因が、そもそもここにある。これらのことはすぐには分かりにくいであろうが、後続のセクションでだんだんと分かってくるものと思う。逆にこれらのことを理解することが、本書の目的でもある。

5.5 北向き IMF の時の対流とオーロラ

対流は IMF の向きに依存して変化する。一般に、IMF が北向きは静穏な磁気圏と理解されている。この時もプラズマシートは形成されている。プラズマシートは、短い、厚い、冷たいという特徴を持つ。このようなプラズマシートの成因については、多くの研究がある。IMF が真北というのは滅多にないので、通常斜め北向き IMF の時の対流が考察される[Tanaka, 1999; Watanabe and Sofko,

2008; Watanabe et al., 2018]。北向き IMF では、電離圏変動は緩やかであり、したがって磁気圏構造も単純であるようなイメージがある。この対流を反平行リコネクションの拡張概念である、カスプリコネクションによって理解するのは簡便理解であるが、これだと北向き IMF の時の複雑構造を十分解析できないであろう。活発なオーロラに結び付かないせいか、小口先生の著作にも北向き IMF の時の対流は、余り書かれていない。しかしこれらの予想に反し、北向き IMF の時は、磁気圏構造は極めて複雑になる。

図 4-5 には IMF 北向きの時のセパレーターリコネクションが示されている。このようなリコネクションに伴って駆動される対流が電離圏に投影されると、IMF が南向きの時の 2 セル対流 (図 2-2) に代わって、[round セル](#)、[crescent セル](#)、[ローブセル](#)が登場する[Tanaka, 1999; Watanabe et al., 2018]。図 5-8 に、 $0 < B_z \sim B_y$ の時のこれらのセルの様相を示す。図 5-8 のセルでは、まだ極中央近くに、反太陽向き流が存在する。セルの組み合わせは、IMF の角度によって変化していく[Watanabe et al., 2018]。さらに IMF が真北に近くなるにつれ、[exchange セル](#)、[リバースセル](#)が発生する (セクション 7 参照)。リバースセルでは、極中央は太陽向き流になり、反太陽向き流は低緯度側に移動する。したがってセルの回転方向は、2 セルと逆になる。磁気圏では open 磁場領域が極めて狭くなり、Dungey 対流に変わって、[interchange cycle](#)が登場する (図 5-9)。近似的にカスプリコネクションを用いて説明すると、図 5-9 の構造は以下ようになる。IMFa は open 磁場 11 とリコネクションを起こし、open 磁場 b になる。open 磁場 b は次いで closed 磁場 8 とコネクションを起こし、closed 磁場 c として取り込まれる。この closed 磁場は 1~8 まで対流で運ばれる。closed 磁場 8 は open 磁場 b とリコネクションを起こし、open 磁場 9 を生成する。9 は 11 まで、対流で運ばれる。サイクルは、2 つの[インターチェンジリコネクション](#)で構成される。この IMF と open 磁場のリコネクションはカスプリコネクションに近く、それほど効率的ではない。これらの構造は複雑化したトポロジーの反映であり、詳細は、後続の巻で記述されるであろう。

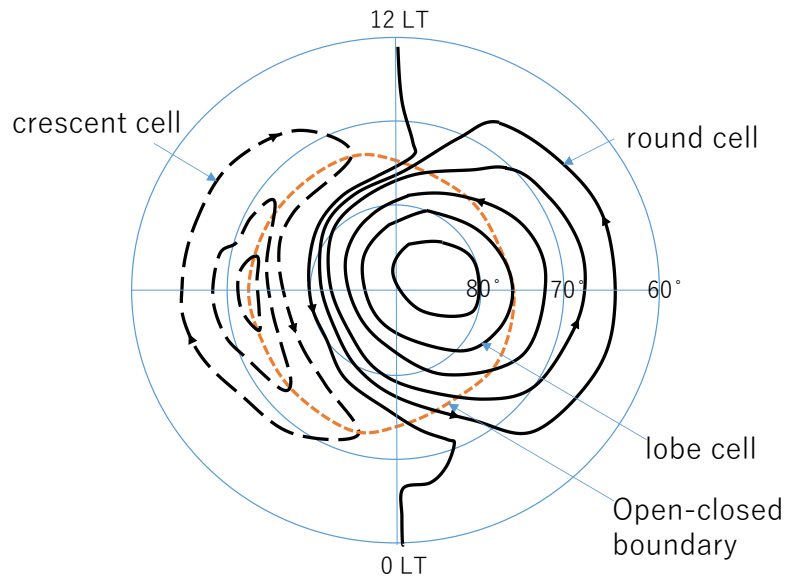


図 5-8 Ionospheric cell structure under the northward IMF

電離圏ではオーロラオーバル(図 2-9)は活発ではなく、高緯度側に収縮している。夜側のオーロラは全般的に活発ではない。やや活発なオーロラは、昼側寄りで多く観測され、カस्पを中心にして 75°から 80°付近に発生する(カस्पオーロラ)。北向き IMF の時はその他にも、sun-aligned arc [Hones et al., 1989]、fan-shaped arc [Reiff et al, 1978]、east-west aligned multiple arc [Sandholt et al., 1998]、テーターオーロラ[Frank, 1986]などの種類がある(小口本 13.2)。これらのオーロラについて詳細は、セクション7、9、10で述べる。小口先生の著作では、これらのオーロラはアークオーロラとして描かれているが(小口本 13.2)、IMF が北向きということは余り問題視されていない。グローバルシミュレーションの登場以前は、北向き IMF の時の磁気圏構造がユニークであるということは、余り認識されていなかったようである。

オーロラオーバルとカस्पでは、ディフューズオーロラが卓越する。アークオーロラの中で、fan-shaped arc、east-west aligned multiple arc はどちらかといえば、IMF 真北に近い時に出現する。このタイプではカस्पから放射状に分布する傾向がある。これに対して sun-aligned arc は、IMF 斜め北向きの時が多く、夜間でも発生する。このタイプ(sun-aligned arc)では、arc の方向は 0 時—12 時の子午面に平行になる。それと共に極冠中央に、オーロラが無い void と呼ばれる空間が残存する。これについてはセクション9でさらに詳述する。

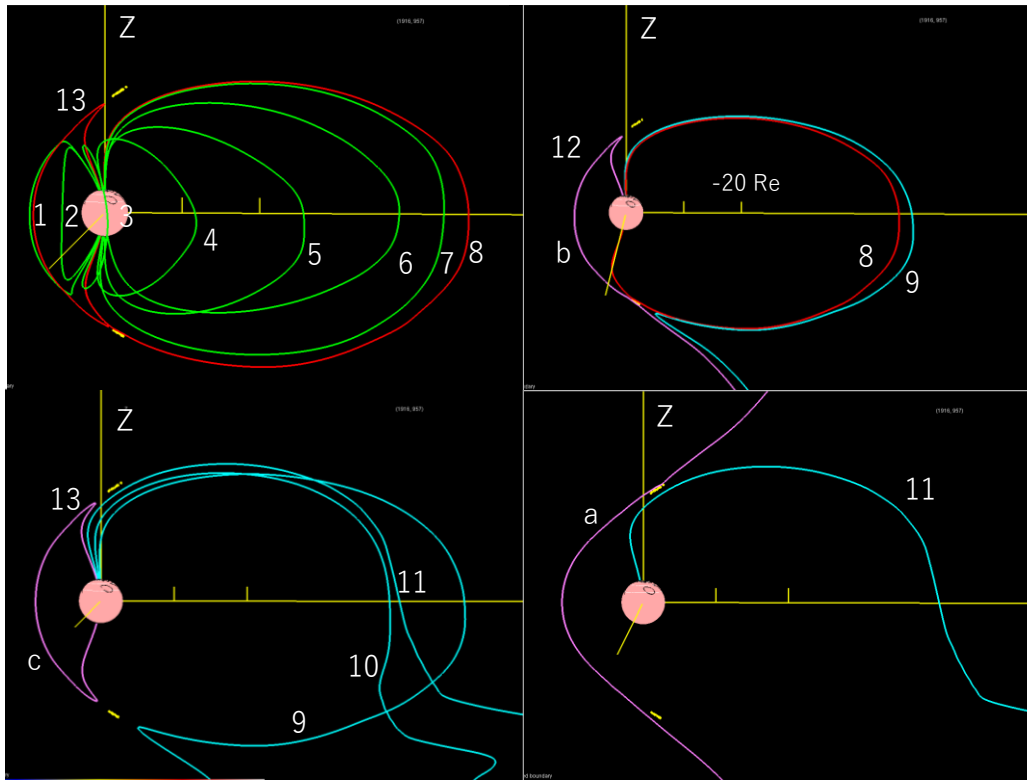


図 5-9 Interchange cycle

5.6 北向き IMF の時の対流と投影構造

最近 sun-aligned arc が、図 4-3、図 4-4 (last closed field line) の構造の電離圏投影として理解できることが示されている[Tanaka, Obara, et al., 2017]。図 4-3、図 4-4 はトポロジーを表したものである。これが投影されると sun-aligned arc が再現されるということは、sun-aligned arc はローカルな構造ではないということになる。またテーターオーロラは、IMF B_y のスイッチに伴う、トポロジーの切り替わりの過程が投影されたものであることが示されている[Tanaka et al., 2018]。これについてはセクション10でさらに詳述する。これもまた、テーターオーロラは、グローバルなトポロジーの反映であることを示している。このようにいくつかの例で、ダイナミクスとトポロジーの結合が明らかにされてきている。

北向き IMF に伴う対流の複雑さは、磁場のトポジカルな構造に由来する。磁気圏はダイナミクスとトポロジーの両面から理解されなくてはならない。また北向き IMF の時は、磁気圏が全体として静穏なので、サブストームの考察にとっては重要でないと思われやすいが、それも正しくない。北向き IMF の時の磁気圏は、サブストームの初期条件として重要な意味を持つ。後述のように、サブスト

ーム成長相は、グローバルな磁場構造の遷移でもある。遷移中のトポロジーが初期条件で大きく変わる。初期条件が誤っていれば、全体が誤ってしまう。これに対して、成長相のトポロジーはこれまでのサブストームでは問題にされてこなかった。それは成長相を、反平行条件の実現期間以上に評価していないからであろう。この点を簡単にしてしまうと、サブストームオンセットを反平行リコネクションだけでローカルに理解しようとするような結果しか出てこない。

6 サブストーム・オーロラ物理学上最大の課題

オーロラと地磁気変動があぶり出した最重要磁気圏現象は、まぎれもなくサブストーム（小口本 13.1）である[Akasofu, 1964]。小口先生の著作も、本来はサブストーム機構を考えるためのオーロラ研究ではないかと推測される（小口本 13.1）。この巻では、サブストームについて本セクション以外にも、3-2（高緯度の磁場変動）、5-3（サブストームプラズマシート変動）、7-3（サブストームエネルギーフロー）、8-3（トポロジー変動によるサブストームの理解）、8-4（[分岐](#)領域と NENL の生成）、8-5（NENL トリガー）に記述があるので、それらを通読するとサブストームの全体が見えるようになっている。サブストームはまさにオーロラ発生の主役である（小口本 11.2）。サブストームは、磁気圏—電離圏結合系の本質が現れたダイナミックな現象であるとの印象も与える。サブストームの AU/AL 変動は、[図 3-4](#) に示した。サブストーム研究はこのような地上観測から始まった（小口本 13.1）。この段階で強く印象づけられたのは、サブストームは何らかの不安定の結果であろうという予想である（小口本 13.3）。地上観測に見られる変動は、プラズマシートにその起源があるはずであり、衛星観測によってサブストームが解決できると予想された。衛星観測からは、前述のようなプラズマシート変動の要素が多く演繹された。なかでも thinning（地球近傍のプラズマシートが薄くなる）、プラズモイドの発生、dipolarization は大きな発見であった（小口本 13.7）。

このような中で、サブストームでキーとなっている変動は、NENL と CW の2つであろう。ここで、NENL は[図 2-2](#) (Dungey convection) に、CW は[図 5-5 左](#)に描かれている構造である（小口本 13.3）。このセクションではオンセット電流、電離圏での見え方、その起源に重点を置いて記述する。合わせて、グローバルシミュレーションで再現したサブストームを基に、電流系と対流構造の関係を検討したい。NENL 形成はトポロジー変更が重要となるので、後の[セクション 8](#) で再度検討を行う。

6.1 サブストーム進行の様相（電離圏）

これまでに記述したが、見かけ上、サブストームのシーケンスは、成長相、オンセット、拡大相、回復相に区分される（[図 3-4](#)）。成長相（小口本 13.1）は IMF 南転後 1 時間程度続き、地上の quiet arc（オンセットの前からある薄く長細いオーロラ）、プラズマシートの thinning で特徴づけられる（[図 5-4](#)）。“成長相は、太陽風からエネルギーが流入し、テイル磁場のエネルギーが蓄積する段階である”という説明が多くの論文で見受けられる。エネルギーの流れとして見れば、サブストームで電離圏に

供給されるエネルギーの量は、磁気圏に流入・流出しているエネルギーの 10 分の 1 以下である。したがって、蓄積されたエネルギーから電離圏に供給されるエネルギーは、全体から見れば少ない [Ebihara et al., 2019]。これらについては、後(セクション 7)でまた詳しく述べる。不思議なことに小口先生の著作では quiet arc の成因について余り触れられていない。

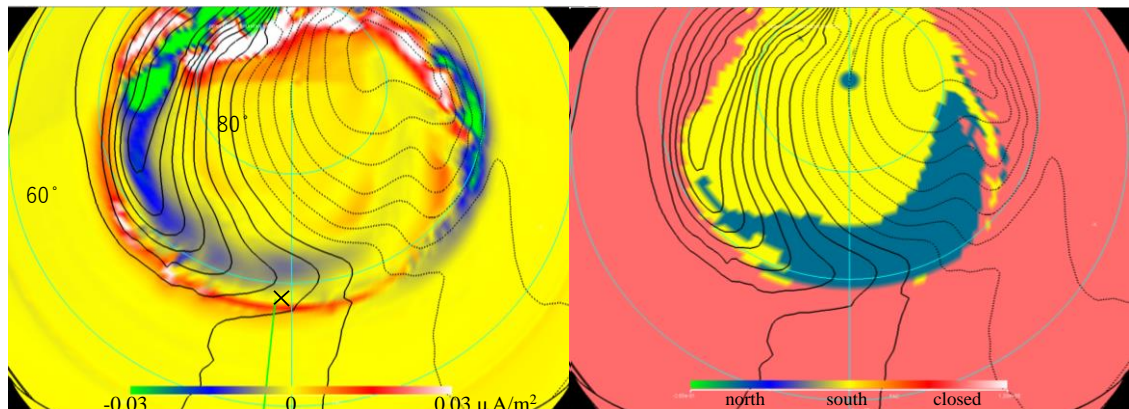


図 6-1 Simulated growth phase convection

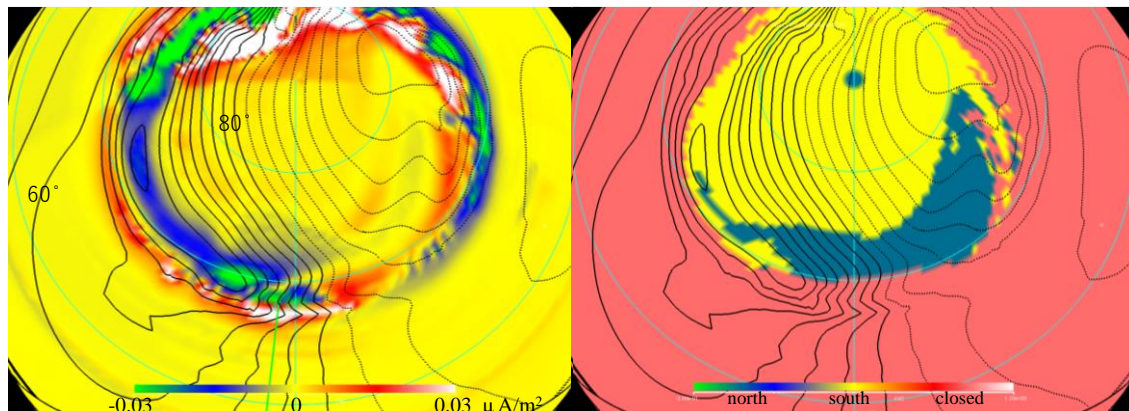


図 6-2 Simulated initial brightening

図 6-1 に、成長相(地上オンセットの4分前)の電離圏対流、FAC、open-closed boundary、図 6-2 に、地上のオンセット(initial brightening) 時の、電離圏対流、FAC、open-closed boundary を示す。これに対応する観測は、小口先生の著書(13.1)にある。黒線は対流の流線(=等ポテンシャル線、実線は+ポテンシャル、破線は-ポテンシャル)、左図のカラーは FAC、右図のカラーは open-closed boundary、(北向き IMF に繋がる open 領域は緑、南向き IMF に繋がる open 領域は黄、closed 領域

域はピンク)を示す。シミュレーションでは、オーロラに加えて、open-closed boundary が分かる。図 6-1 では、夕方の convection reversal は open 磁場領域中に位置し、そこで流線が鋭く東向きから西向きに曲がって、HD (Harang 不連続) の様な構造を形成する。上向き FAC は convection reversal に沿って、主にその極側に分布する。したがって、上向き FAC の主要部は open 磁場領域にある。この FAC が quiet arc に対応するものと思われる。×は来るべき initial brightening の開始点である。この位置は、quiet arc の低緯度側、HD の赤道側で、西向きドリフトの領域から、オンセットが開始することを示している。これらの電離圏対流の形状、オンセット位置については、観測でもそのようになっている[Bristow et al., 2003; Bristow and Jensen, 2007; Bristow, 2009]。

本論文の計算は IMF By が-の場合であり、HD は北半球で際立ち、南半球ではさほど顕著ではないが、これも観測と一致している[Grocott et al., 2010]。ただし、open-closed boundary の位置については、観測からの予測と一致していない。観測からの予想では、quiet arc の極端である。この予想に反し、図 6-1 では quiet arc の大部分と、convection reversal は open 磁場中にある。

オンセット(13.1)は突然光るアークオーロラ (initial brightening)、WEJ による急な磁場水平成分 H の減少(図 3-4)、positive bay の発生(図 3-8)、Pi2 の開始(小口本 9.9)、地球近傍プラズマシートでの双極子化(dipolarization、thinning の逆に Bz が増加する)の開始(図 5-6)などで特徴づけられる。図 6-2 から分かるように、initial brightening は、観測と同じく、真夜中付近の closed 磁場領域から開始している。この開始緯度は region 2 FAC の存在する緯度とほぼ同じである。Region 2 FAC も同時に増加している。この様相は観測でもそうになっている[Coxon et al., 2017]。オンセット(図 6-2)では HD の解消が発生し、convection reversal を過ぎても、流線は緯度方向に向かうようになる。これは Bristow and Jensen [2007]の観測を再現している。シミュレーションからは、オンセット点の極側には、北向き IMF に繋がる open 磁場がまだ多量に残っていることが分かる。南向き IMF はオンセットの環境を整えるが、直接オンセットに関わる訳ではない。

オンセットと Pi2 の関係については、多くの研究にも関わらず、因果関係は不明な点が多い。ソースはCWのような急激な電流変動とされている(13.4)。どこかに共鳴体があり波動をトラップするが、しかし捕捉エネルギーはすぐに漏れて、減衰振動になると推定されている。Pi2 においても他の地磁気脈動と同様、MHD 波動の伝搬と解釈されている。Pi2 については、グローバルシミュレーションでの再現が成功していないので、確定的な結論はまだ先であろう。ただし、地球近傍の高圧域(図 2-12②)の生成は急激であり、これに伴う FAC の過渡的振動は、シミュレーションでも観察されている。

拡大相は WTS (westward traveling surge、西方伝搬サージ) と呼ばれる移動する明るいアークオーロラ(11.2)、広範囲に亘るディフューズオーロラの発生、磁気圏のプラズモイド(図 5-7) (小口本 13.7) で特徴づけられる。図 6-2(initial brightening)に続いて、WTS が発生することは、Ebihara and Tanaka [2015b]で再現されている。図 6-3 に、図 6-2 から 2 分後の、電離圏の様相を示す。ここで、オレンジの線は電離圏電気伝導度のコンター、矢印は電離圏電流を示す。電離圏電流は、WEJ の発生を示している。WEJ は朝方で下向き FAC から接続し、真夜中を経て、22 LT くらいまで達している。この主要部分は Hall 電流である。真夜中前の領域で、WEJ の尖端で電流が収斂しているのは、ここに上向き FAC が接続されているからである。まさに図 2-1 (Birkeland)、図 2-5 (Kamide)が再現されている。ただし、Hall 電流が FACclosure において大きな役割を担うという点に関して、図 2-1 とやや異なる。Hall 電流が電気伝導度の高いチャンネルに沿って東西に流れ、電離圏電気伝導度が非一様なところで FAC と接続される[Tanaka, 2001]。上向き FAC との接続に対しては、夕方からやってくる EEJ も、反時計周りに回転した後、合流している。この点は図 2-5 (Kamide)と良く似ているが、図 2-1 (Birkeland)とはやや異なる。Hall 電流収斂域では、オレンジ色の線は、S 字型に変形されているのが分かる。この構造は WTS の特徴を示している。WTS の再現のためには、電離圏電気伝導度が FAC に依存するという設定が不可欠である。このような 2 次元パターンの再現は、シミュレーションの信憑性を確保する上で、決定的である。これらの詳しい観測の様相は、小口先生の著作に全て揃っている(小口本 11.2)。

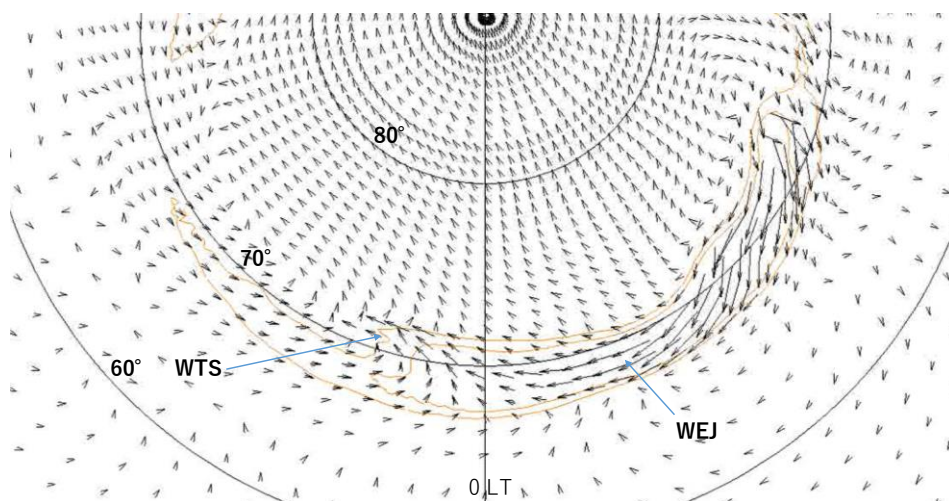


図 6-3 Simulated WEJ and WTS

サブストームの問題は、これらの電離圏変動に対応する磁気圏変動は何かという点である。これはサブストーム FAC の起源を明らかにすることである。サブストームオンセットは何か特別な現象として、磁気圏物理学のシンボリックに扱われてきた。オンセットの印象（オンセットアーク、カーテン状オーロラ）があまりに強烈であるためであろう。この現象の見かけの異常性（時間的な不連続性、突発性、激しい運動）ゆえ、対応する磁気圏変動を MHD の破れと理解する思考もうなずける。その典型が、NENL（小口本 13.7）、CW（小口本 13.3）の解釈に現れている。一般的には、NENL は非 MHD 過程により磁力線が繋ぎ変わり、突然の異常抵抗発生で磁力線が繋ぎ変わり、高速流が出現する現象、CW の形成は、プラズマ中の不安定のためテイル電流が切断され、電離圏に短絡する現象と考えられている[McPherron, 1979; Baker et al., 1996; Lui, 1996]。これらは、不安定に突発性の原因を求めようという。

6.2 サブストームオンセットのモデル

衛星観測の結果として、NENL → BBF → CW のオンセットシーケンス（この間 5 分）がこれまでのサブストーム研究のたどり着いた結論になっている[Sergeev et al., 2012]。これらのプラズマシート変動の主要部を成す要素については、既にセクション 5 で紹介した。これは、NENL で解放された磁気張力がプラズマを加速し、BBF が発生する。BBF が内部磁気圏に達すると、尾部電流を切断、CW を生成するというプロセスである。この間は 5 分程度と思われる。これらの過程は全てプラズマシート内で起こり、quiet arc も全てプラズマシート内に投影されるとしている。ここで BBF は図 2-2(Dungey convection)に見える赤道面の白抜き矢線である。赤道面にある緑の矢印は、BBF の減速でポインティングフラックスが発生していることを描いている。NENL の形成される位置は $X = -20 R_E$ 、CW すなわち電離圏オンセットが投影される位置は $X = -9 R_E$ であり、その間を結ぶ存在として BBF がある。これらのサブストーム理解は、衛星観測による総集であろう。BBF の磁気張力による加速は、前のセクションで説明した[Tanaka et al., 2010]。BBF が CW を生成する機構としては、フローブレーキング (flow braking, BBF が減速される)、mass loading による不安定、交換型 (interchange) 不安定などが適用されている。しかしサブストームオンセットが CW であるとする思考そのものは、長い間変化していない。それでも電流線を観測し、これをトレースして CW を確かめた人はいない。 $\mathbf{J} = \text{rot}\mathbf{B}$ の関係から、CW を仮定するとどのような $\Delta\mathbf{B}$ になるかを予測し、この $\Delta\mathbf{B}$ が現実的に観測されるかを調べることはできる[Lu et al., 1999]。結果では、D-偏向について、余り良い一致は得られないようである。

別の onset FAC のモデルとして、BBF は Y 方向に狭く ($3 R_E$ 程度)、その東西の壁からの FAC が発生するというモデルがある [Lu et al., 2015]。これはフローチャンネルのシア構造と電流構造に着目したオンセット FAC であろう。シミュレーションではこのような電流系は主力電流系として再現されない。ダイナモは常にプラズマ圧力と $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ のバランスが基本であり、熱エネルギーを電磁エネルギーに変換する。

いづれにしても NENL は確かに発生する。こちらの問題は、NENL はどのような条件で発生するかであろう。これを NENL トリガー問題という。McPherron [2016] は、NENL は反平行リコネクションで生成され、プラズマシートの薄さが条件であるとしている。一方で、テイルは B_x (反平行磁場を B_x とする) のみの構造ではなく、ノーマル成分 (B_z) や ガイド磁場 (B_y) があり、理想的な反平行磁場配位にはならないのではないかという考察もある。 B_z の存在は NENL の発生を強く抑制する。図 5-2 (2D plasma sheet) で示したようにプラズマシートでは B_z が広く分布している。このため B_z を減少させる不安定がいくつか考えられている。図 6-4 にその一例を示す。プラズマシートが引き延ばされると、その部分で磁気張力は減り、また圧力がフラットになるので、圧力傾度力も減る (図 6-4)。本来なら両者はバランスしながら変動するはずである。ここで張力がより大きく減れば、余った圧力傾度力がよりテイルを引き伸ばし、不安定になり得る [Siscoe et al., 2009]。これは B_z を減少させ、NENL 発生を促す機構の一例であり、この機構は axial tail instability と呼ばれる。

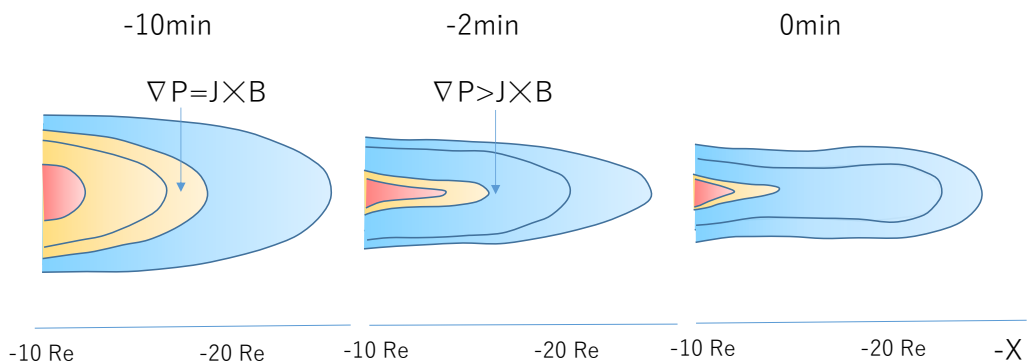


図 6-4 Axial tail instability

B_z の減少については、成長相の対流による B_z の運搬や、成長相のヌル配置に起因する、磁場トポロジーの複雑な変形が関与する可能性もある。これらの影響によって発散流 ($\text{div} \mathbf{V}_x$) が発生すれば、同様に B_z は減少する [Lin and Swift, 2002]。図 5-2 のようなテイル方向に向けて単調に B_z 分

布が減少する構造が、成長相の間ずっと続くことはない。NENL オンセットに関わる不安定については、また後に詳述する（セクション 8）。以下このセクションでは、NENL 形成の後の変動について、記述する。

オンセットに繋がるプラズマシート変動、すなわち NENL→BBF の過程が、地上で観測されるかどうかは大きな問題とされる。プラズマシート変動が、quiet arc の極側に映っており、プラズマシートの奥から、オンセットを促す変動がやってくるのが電離圏で見えるという観測もある[Mende et al., 2011]。小口先生の著作では、このような電離圏変動とオンセットの関係は、contact breap と書かれている(13.1)。この解釈の問題点は、thinning のある時の投影であろう。Ebihara and Tanaka [2016]では、このように見える変動は、実は極冠中の現象であると結論されている。この状況は図 5-4 (plasma sheet thinning)でも分かる。-8 min のプラズマシートは極めて狭い範囲で、電離圏に投影されている。とてもプラズマシートの中の変動が電離圏に映る構造ではない。さらに南側のローブに薄い圧力構造が見える。このような構造は、シミュレーションで頻繁に見られ、電離圏ではプラズマシートの奥からやってくる擾乱に見えてしまうかもしれない。

6.3 サブストームオンセットの別解

NENL→BBF→CW のオンセットシーケンスに対抗するものとして、inside-out モデルというものがある[Lui 1996; Lui et al., 2008]。このモデルのオンセットシーケンスは、CW→rarefaction wave→NENL である。ここでは CW は自己励起型のプラズマ不安定である。その影響が伝わり、NENL が開始すると考える。このモデルの動機は、電離圏オンセットは、quiet arc（オンセットの前からある薄く長細いオーロラ）の低緯度側から開始するという、オンセットの様相にある（図 6-2）。オンセット前に遠方の NENL から BBF がやってくるなら、まず quiet arc の高緯度側に何らかの変動があるはずだが、これがないので inside-out と考える。

このモデルの問題は、投影にある。Quiet arc からの磁力線、電流線とも、内部磁気圏 ($X = -10R_E$ より地球側)に投影され则认为している。FAC と共存するはずのシアー流、FAC の先にあるはずのダイナモ、エネルギー変換、電流線と磁力線のずれなどを自己無撞着的に考えない投影は、自由にできてしまう。シミュレーションでは、投影はこのようにならない。電離圏の様相を電流線でなく磁力線に沿って投影したこと、磁力線の引き延ばされ方の考察が不十分なことは間違いの可能性はある。このような thinning の磁場形状、カバランス、エネルギー変換を正確に考慮しないモデルでは、なかなか正解には至らないであろう。

6.4 ポストローム電流

NENL→BBF→CW のシーケンスと対抗するもう一つのモデルが、ポストローム電流系である(図 6-5) [Akasofu, 2003]。この電流系は、同じ子午面内の region 1 FAC ($J/R1$) と region 2 FAC ($J/R2$) を赤道面で繋ぎ、ダイナモ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) は赤道面に想定する。赤道面ではチャンネル流 (\mathbf{V}) を想定し、この流れの減速でダイナモを駆動する。すなわちプラズマシートから内部磁気圏に流入したフローがエネルギー源である。このチャンネル内、特にチャンネルの端では、 $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$ はゼロでない。したがって $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ は注入された圧力と釣り合うことは無い。この力バランスから考えても、減速とダイナモを結び付けざるを得ない。シミュレーションの解では、内部磁気圏で、流れの運動エネルギーが卓越することは無い。ポストローム電流系も予測であり、これがシミュレーションで再現されたことは無い。減速は圧力上昇を生むという点が見過ごされているのが、シミュレーションで再現されない原因である。

この電流系は、想像によるカートゥーンかもしれないが、赤祖父先生がそれを持ち出す理由は何か。電流を駆動するには、MHD 運動によるダイナモが必要であるという思考であろう(この点はご本人から聞いたことがある)。この点に関しては評価すべきかもしれない。確かに CW はダイナモなのかという疑問はある。

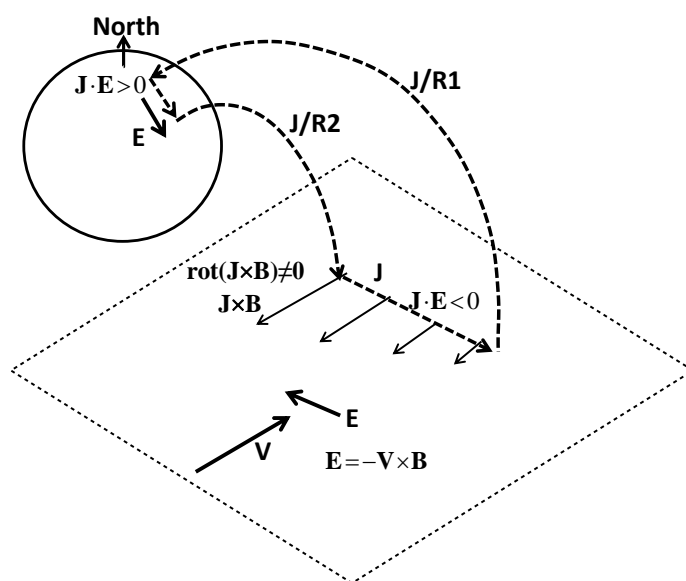


図 6-5 Bostrom's type 2 current system

6.5 磁力線・電流線トレース

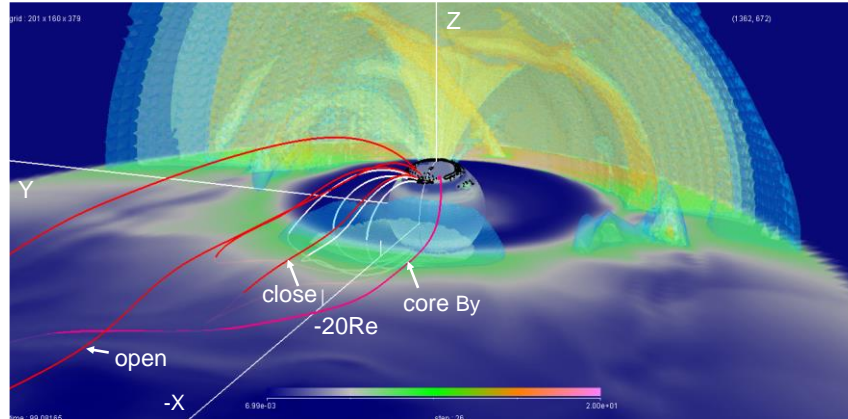


図 6-6 Tracing of magnetic field line from the quiet arc
(shading: P, red lines: from region 1, white lines: from region 2)

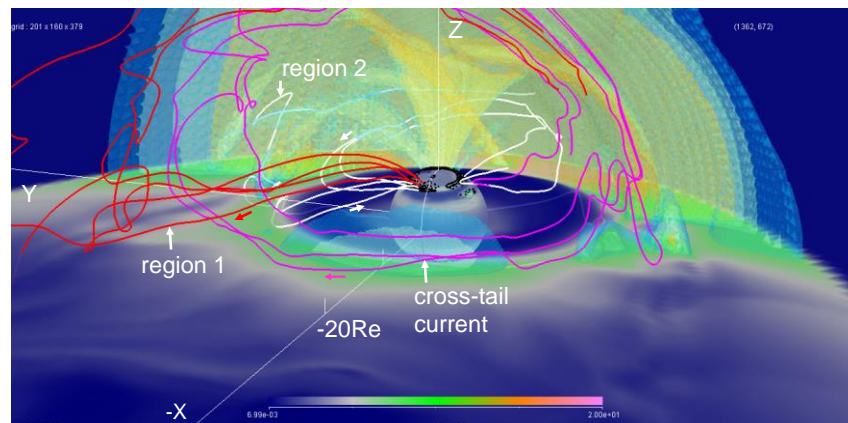


図 6-7 Tracing of current line from the quiet arc
(shading: P, red lines: from region 1, white lines: from region 2)

シミュレーションによって、3次元解が得られているということは、磁場、流線、電流線の総てがトレースできるということになる。観測における最大の不確定が、取り除けるということである。以下に、トレースの結果を基にしたモデルは、これまでのモデルと大きく異なってくることを示す。図 6-6 は、成長相の時（オンセット 8 分前）に、region 1 FAC 領域（ \approx quiet arc）から（赤線）、および region 2 FAC 領域から（白線）、磁場をトレースした結果を示す。図 6-7 は同じく電流のトレースである。両図共、region 1 FAC 領域と region 2 FAC 領域のそれぞれで、2つの経度の高緯度側および低緯度側の 4 か所からトレースしている。カラーレンダリングは圧力の分布、図 6-7 のマゼンタ線は cross tail current である。カラーレンダリングから bow shock、カスプの立体構造、プラズマシート内端の高圧領域が

良く見える。Region 2 FAC 領域からの磁場(図 6-6、白線)と電流(図 6-7、白線)は、確かに内部磁気圏にあるが、両者は大きくずれている。Region1 FAC 領域(\approx quiet arc)からの磁場は、プラズマシートに達するが、中尾部の高圧部分(close)から、ローブプラズマシート境界、その外(open)に至る広範囲にマップされる。このような投影は図 6-1 で、上向き FAC の主要部が open 領域にあることと一致している。また電流はプラズマシート領域に差し掛かると磁場とずれ、その結果、quiet arc からの電流は、全てローブプラズマシート境界を通り、マントルに達する。このように、グローバルシミュレーションからは、これまでのサブストームモデルを支持するような電流トレースは得られない。図 6-7 では、プラズマシート内の変動は、全て quiet arc に繋がる電流の赤道側になり、NENL \rightarrow BBF \rightarrow CW のシーケンスでも、オンセットは quiet arc の赤道側から始まる。オンセット位置の問題は始めから起こらない。

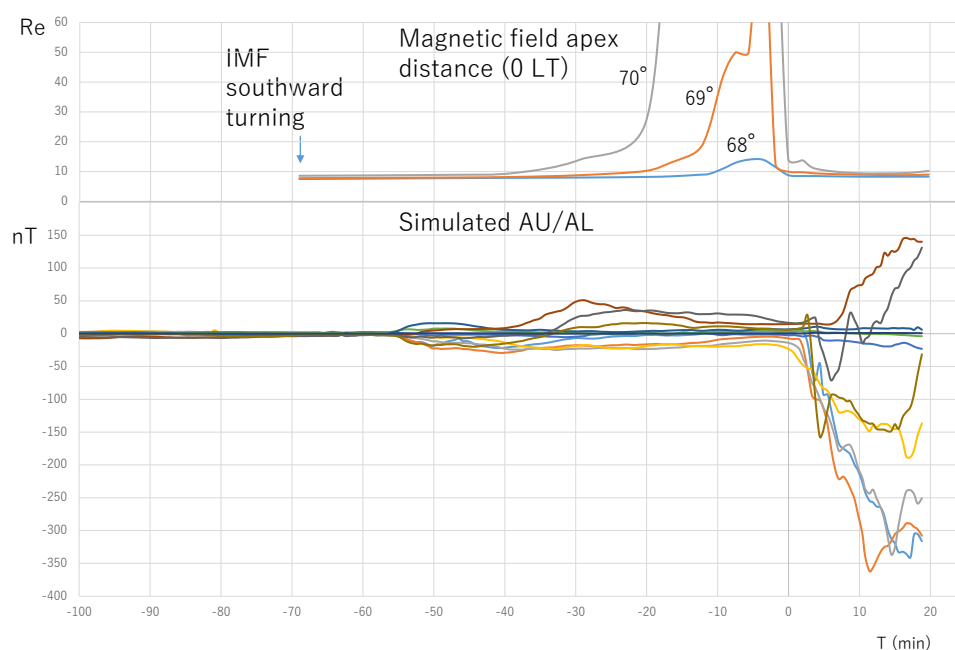


図 6-8 Tail stretching

図 6-8 に、成長相で如何にテイル磁場が急激に延ばされ、オンセットで如何に急激に戻るかを示す。図の下部は AU/AL インデックスである。これは図 3-4 とほぼ同じものであるが、ここでは地上のオンセットを $T = 0$ としてある。図の上部に、0 LT の子午面にある緯度 68~70°の磁力線が、テイルのどこまで延びているかを示してある。成長相の開始時点では、68~70°の磁力線は、同じように $X = -10 R_E$ 程度までに延びている。しかし成長相の間に、オンセットが発生する 68°より極側ではほとんど

open になってしまう。オンセット 20 分前では、70°の場所は既に open で、プラズマシートには繋がっていない。すなわち、成長相の間に、投影が大きく変わってしまう。逆にオンセット直前の時点では、元に戻ってしまい、WTS はプラズマシートに接続されていても良い。inside-out モデルは、このような急激な変動を想定していないように見える。

6.6 新しいオンセットモデル

グローバルシミュレーションの解像度を上げると磁気圏のサブストームの様相 (BBF、DF、双極子化、D-偏向) と、一連のオーロラ変動 (quiet arc、initial brightening、WTS) が、観測と同じ様に再現されるという結果を見た (図 5-6、図 5-7、図 6-1、図 6-2、図 6-3、図 6-7)。ここでは、磁場、電流のトレースができることも分かった。これらの結果を反映したモデルはどのようになるであろうか。結果を総体的に表現すれば、quiet arc はローブープラズマシート境界の対流シアアに対応しており [Tanaka, 2015; Ebihara and Tanaka, 2016]、オンセット FAC は、CW でなく地球近傍ダイナモで励起される (図 5-5 右) [Ebihara and Tanaka, 2015a; Tanaka, Ebihara, et al., 2017]。このモデルでは、NENL を想定するのは、NENL→BBF→CW と同じであるが、NENL 以降が異なる。

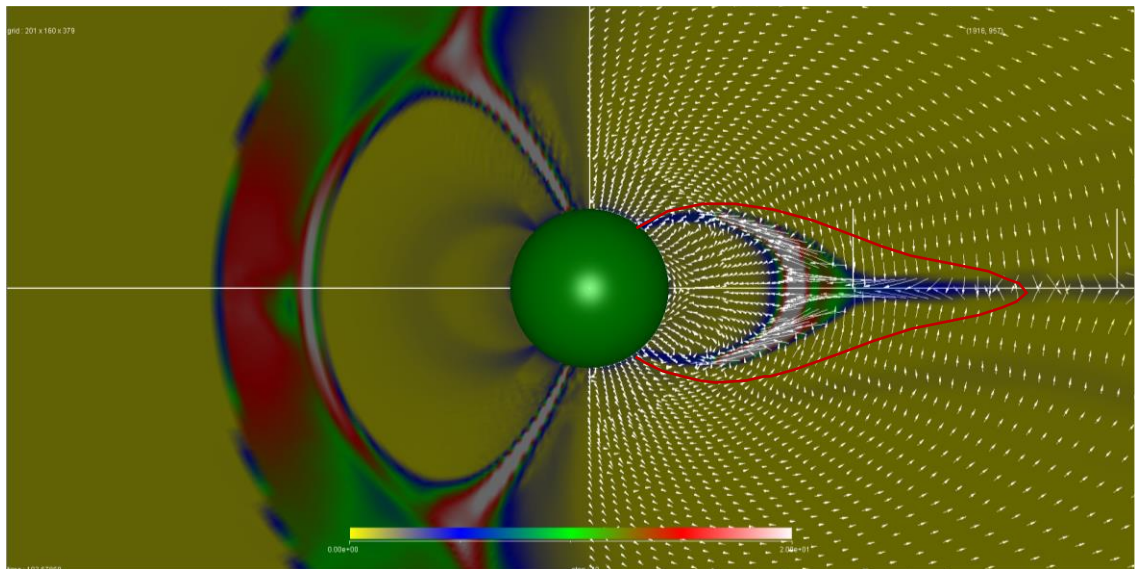


図 6-9 Direct penetration flow at the onset

地球近傍ダイナモでは、インジェクションでプラズマシートのプラズマが内部磁気圏に注入される時、まず磁力線に沿ってプラズマが地球近くに到達し ([squeezing](#), [Haerendel, 2011])、コンパクトに

高圧部分がでる。さらに真夜中近くの子午面内には、NENL に繋がった磁力線に沿って、磁力線に垂直方向に赤道向き flow (V_z) が発生する[Yao et al., 2015; Ebihara and Tanaka, 2015a]。この flow は NENL から電離圏近くまで広範囲に亘って発生する、直接侵入流である。図 6-9 に、地球近傍ダイナモができた瞬間の、0 LT 子午面での流れ(矢印)、圧力分布(カラー)、last closed field (赤線)を示す。赤線に沿って流れが侵入しており、侵入流は侵入後に BPS(boundary plasma sheet)内の反太陽向きから、CPS (central plasma sheet) 内の太陽向きに変化している。この flow と高圧部分がダイナモとして働き、電流の接続形状を変え、オンセット FAC を生成するというモデルである。図 6-10 に、地球近傍ダイナモの形成の機構を模式的に示す。これは非定常過程である。赤道面の flow braking (V_x 減速) は、オンセットの 1~2 分後に内部磁気圏に発生する。Flow braking も、運動エネルギーから熱エネルギーへの変換であり、運動エネルギーから電磁エネルギーへの変換ではない。

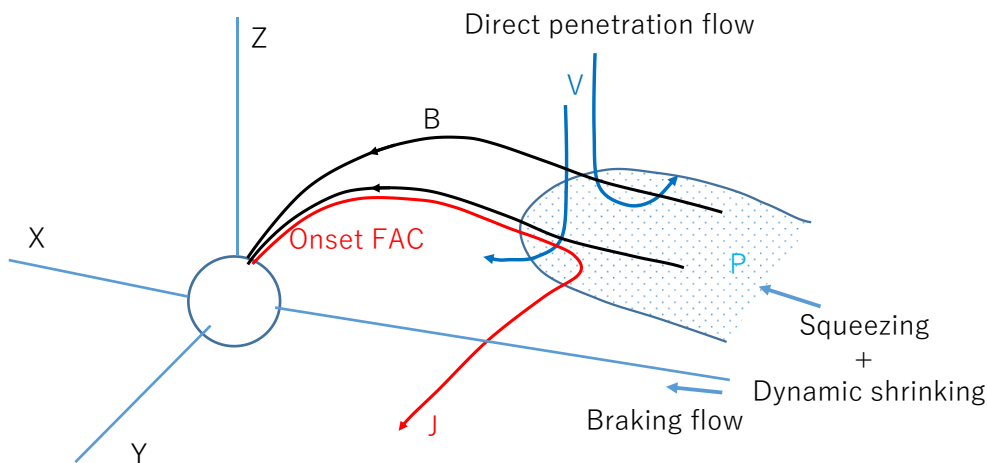


図 6-10 Near-earth dynamo and shear motion

図 5-5 (右) は、まさに地球近傍ダイナモの発生する瞬間である。この図で、球面上 ($3 R_E$) の等高線が FAC (点線は上向き、実線は下向き)、赤線がオンセット電流と cross tail 電流、橙色の等値面がダイナモを表している。ダイナモは地球近傍ダイナモの他にも、カスプ、bow shock にも存在するのが見える。地球近傍ダイナモの表面をこのようにして、cross tail 電流と FAC が接続されている。この接続が発生しているのは、赤道面でなく、双極子磁場に沿って赤道面から離れ、地球に近づいた領域であり、環電流領域の北側界面である。最近、 J_{\perp} と FAC の接続場所には、ダイナモが存在する必

要があるという予想が得られているが[Watanabe et al., 2019]、まさにそのようになっている。地球近傍ダイナモの生成については、さらにインジェクションとは何かという疑問が連鎖する(小口本 13.5)。小口先生の著作では、原因を誘導電場としている。シミュレーションの結果では、プラズマシート対流の駆動における、カバランスの変更(磁気張力と加速度との釣り合い)である。これには、磁場垂直直流だけでなく、磁場平行流が連動している。これについては、前の部分(セクション)で詳述されている。

サブストームに必須のもう一つ重要要素が、拡大相の WTS である[Ebihara and Tanaka, 2015b]。WTS は対流の内部磁気圏への侵入に伴い、東西に拡大する部分環電流の先端にあるダイナモが、FAC 生成に結び付いた構造である。すでに図 6-3 に示したように、WTS の一つの特徴は、電離圏の電気伝導度の非一様性により、Hall 電流が分極電場を生成していることである。この機構を特徴づけるものは、Hall 電流先端(Hall 電流と FAC の接続点)で、 $\text{div}E$ が正となることである。この機構は、Ebihara and Tanaka [2015b]のシミュレーションで確認されている。ここでは電離圏から磁気圏への運動の逆伝達働いている。この非定常構造を通じて、WTS 独特の S 字パターンが生成される(小口本 11.2)。その後サブストーム region 1 FAC は地球近傍ダイナモからカスプーマントルダイナモに切り替わる。この間、電離圏では Hall 電流の収斂が FAC を接続する。

6.7 対流変動としてのオンセットシーケンス

成長相にある quiet arc とは何か(小口本 13.1)。これがサブストーム理解のための核心として最後の課題であろう。オンセットは quiet arc によって、既に予言されているのである。この問題を解明しなければ、サブストーム理論は終結できない。これに必要な要素は、サブストームと対流のグローバルな結合である。従来の研究では、この点は看過されている。サブストーム電流系がどのように対流シアと結合するか、対流シアはグローバル対流のどの部分を見ているのか、結合構造はどのように電離圏投影されているのかを考察する必要がある。

伝統的な考察では、quiet arc は thinning を受けた大曲率磁場中での粒子(高エネルギー電子)の捕捉—散乱境界の投影であり、落下粒子とそれによる電離圏電気伝導度の変調との連動で発生する。また、thinning はローブ磁気圧によるプラズマシートの圧縮(図 5-1 の原理)と捉えた[Sergeev et al., 2012]。このモデルでは quiet arc は、ダイナモ、FAC、流れのシア構造、対流などとは連動していない。quiet アークはプラズマシート内の現象である。

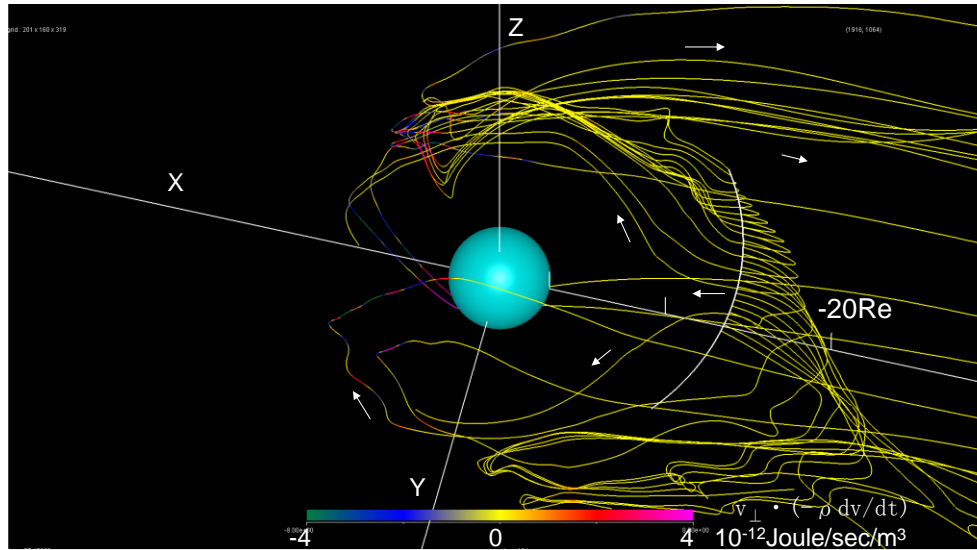


図 6-11 Growth phase stream line
flow line, color deceleration

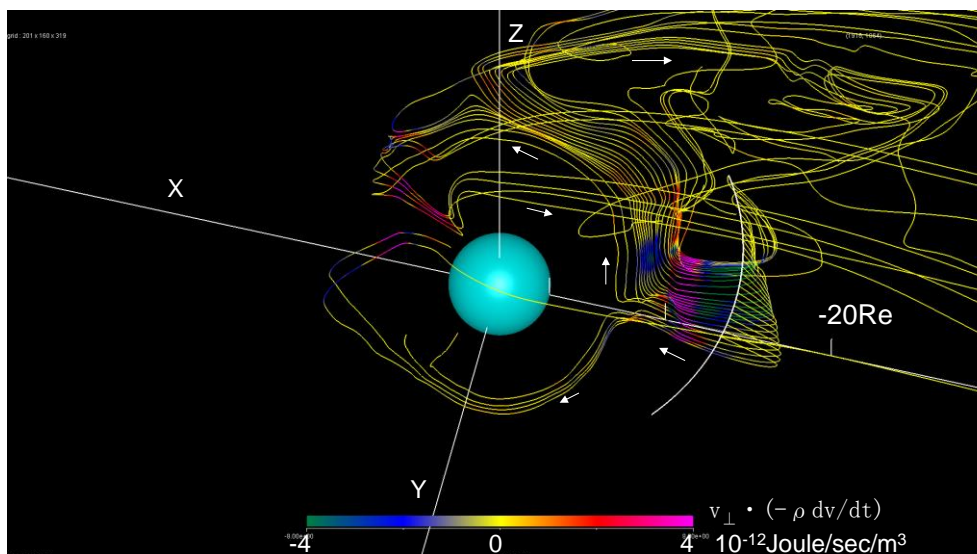


図 6-12 Expansion phase stream line
flow line, color deceleration

Quiet arc を FAC と結びつける考察もある。FAC を Vasyliunas の関係式に基づき、プラズマシート内の圧力勾配の分布と結びつける[Coroniti and Pritchett, 2014]。プラズマシート内に、dawn—dusk 方向および radial 方向に、共に非一様な圧力分布を仮定すれば、FAC として quiet アークが再現できる。したがってこの理論では、quiet アークと平行電場は上向き FAC の 2 次構造となる。このモデルでも、quiet アークは完全にプラズマシート内の現象である。

シミュレーションの結果からは、磁場、電流、流れのトレースが可能であり、これによって quiet arc は成長相対流のシアーと結び着く。図 6-11 と図 6-12 は、対流の主ルートがオンセット前と後で変わるという結果を示す[Tanaka, Ebihara, et al., 2017]。これらの図は流線の 3 次元構造であり、流線は白い円弧の上からトレースしている。線上のカラーは一加速度である。成長相の間は、図 4-3 の構造はまだプラズマシートに残存している。オンセット前は図 4-3 の夜間セパレーターラインによって還流が生成され、ローブプラズマシート境界をかすめて、プラズマシートに深く侵入せず昼側に至る(図 6-11)。この段階ではプラズマシート付近で、流れに働くテンションは弱く、電離圏対流と磁気圏対流が、協調している。ただしカスプ内では、加速度がやや強い場所がある。これはダイナモに関連している。NENL オンセット後は、NENL で還流が生成され、プラズマシート中心を通過し、内部磁気圏を經由して昼側に至る(図 6-12)。プラズマシート流では、テンションによる加速、内部磁気圏でのフローブレーキング(運動エネルギーから熱エネルギーへの変換)が顕著である。オンセット後のプラズマシート流は、力のバランスが変更されている[Tanaka et al., 2010]。オンセット前は、X 方向で $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ は $-\nabla P$ にバランスするが、オンセット後は 加速度にバランスする。これは磁気圏—電離圏結合が弱いプラズマシートで、X 方向に速い流れ(BBF)を実現しなければならないからである。

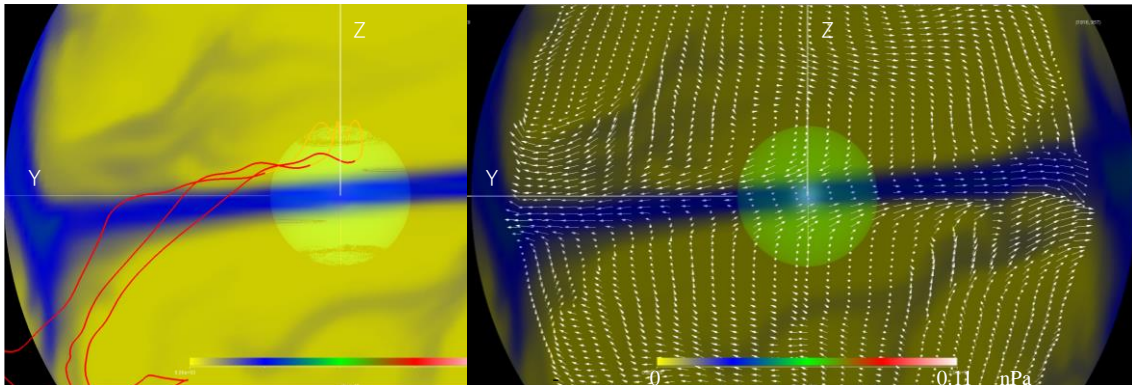


図 6-13 Convection shear at the lobe-plasma sheet boundary
(shading; P, arrows; V_y-V_z at $X = -18 \text{ Re}$)

オンセット前の成長相で、ローブプラズマシート境界にシアーが形成される様子を図 6-13 (オンセットの 5.5 分前)に示す。この図では図 6-11 の流線を、YZ 面内でベクトル表示し(白い矢印)、quiet arc からの磁力線をトレースしている(赤線)。この赤線は、図 6-6 に描かれていたものと同類である。背景のシェーディングは圧力を示す。ローブプラズマシート境界のシアーが良く見える。赤線がシアーの高緯度側を通過するのが分かる。このシアー構造が図 6-7 (current lines) の赤線で表

示された電流を導き、quiet arc を誘導する。これが図 6-1 (growth phase convection)で、上向き FAC が open 領域にある理由である。シアアの投影が図 6-1 の HD である。Jiang et al. [2015]では、電離圏に投影されたシアア（図 6-13 の投影）を、直接観測している。図 6-13 から推定される HD は当然南北非対称であろう。これは観測でもそのようになっている[Grocott et al., 2010]。図 6-14 に成長相対流の南北対称性について、観測（左）とシミュレーション（右）を比較する。HD の南北非対称性は明白であり、シミュレーションの信憑性が明らかである。従来の全ての HD の研究では、HD の原因を、プラズマシート中で地球向き対流が東西に曲がることに求めている[Erickson et al., 1991; Ohtani et al., 2016]。これだと HD は南北で対称になるはずであり、図 6-13、図 6-14 から、このような説明は正しくないと結論せざるを得ない。

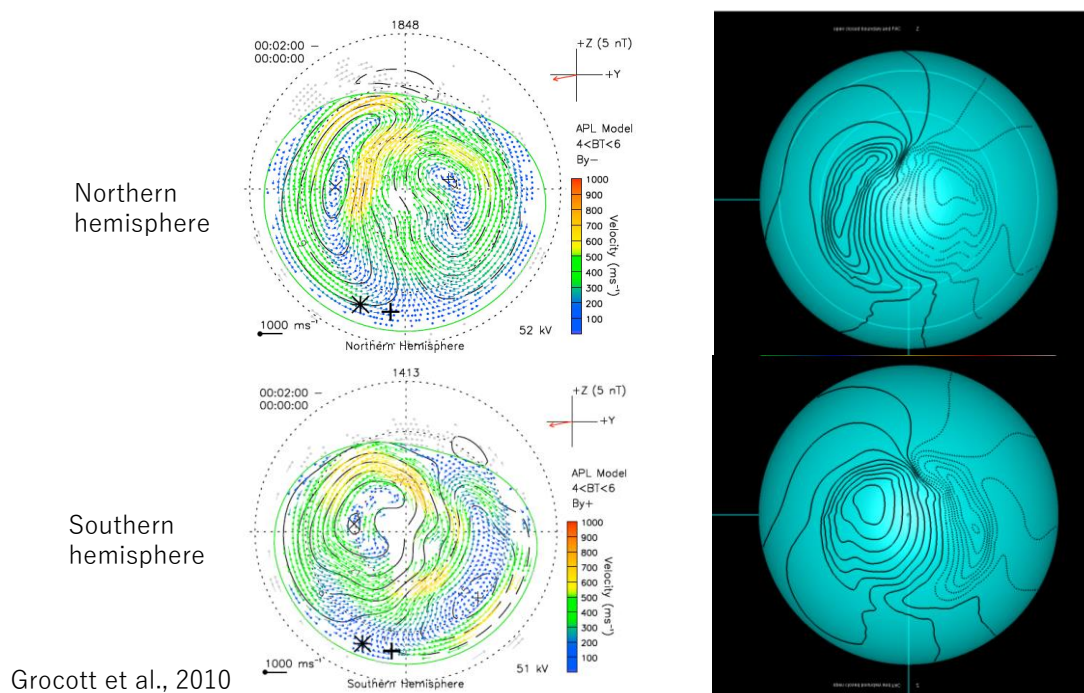


図 6-14 Growth phase convection (after [Grocott et al., 2010])

NENL オンセット後、昼側に向かう還流がプラズマシートに侵入し、拡大相（図 6-12）に移行する時の、過渡的な流れが DF である[Tanaka, Ebihara, et al., 2017]。対流の遷移は NENL 形成と表裏の関係にあり、電離圏では HD の解消となる。DF に伴うフローブレーキングは拡大相を進行させるが、地球近傍ダイナモ（図 5-5 右）の形成は、それよりさらに 2 分くらい早い。DF に先立ち、磁場の双極子化による squeezing が、磁場平行流として到達するためである。観測でも、DF の到達は、地上でのオンセットの後である[Lyons et al., 2012]。

オンセット前の、quiet arc のダイナモはカスプーマントルである。地球近傍ダイナモもカスプーマントルダイナモと共存している。Region 1 FAC は、成長相ではローブープラズマシート境界の対流シアー、オンセットでは直接侵入流による対流シアー、拡大相では環電流域とローブの間の対流シアー（または CPS と BPS 間のシアー）というように、その時に利用できる対流シアーを拠って、電離圏に至る。成長相の最後に quiet arc は暗くなるという観測がある（小口本 13.1）。そもそも quiet arc の成因、その FAC の経路が不明で、この問題を考えても、単なる推測で終わってしまう。ローブープラズマシート間の対流シアーは、対流経路の変更に伴って、変動するであろう。このような構造を基に検討すれば、観測されるような quiet arc の変動は起こり得るであろう。

衛星のサブストーム観測では、部分を見て、全体を推定する傾向がある。地上観測の方がまだ全体が見えているかもしれない。衛星観測の中心は、何と言ってもプラズマシートの変動である。プラズマシートの中のオンセットシーケンスは電離圏にも映るかのような解釈が多い[Mende et al., 2011]。これに反し、シミュレーションの結果では、多分映らないであろうと結論される[Tanaka, Ebihara, et al., 2017]。Thinning のために磁力線が引き伸ばされ、電離圏上のプラズマシートの投影領域が、極めて狭くなるためである（図 6-8）。シミュレーションでは、サブストームの基底構造は対流構造の遷移である。それを無理に素過程に結び付けてしまったきらいがある。その原因は部分から全体を推定するという手法にある。

6.8 オンセットダイナミクスの光学観測

オーロラ発光は2次元観測が可能であり、プラズマシート—電離圏結合の形状が間接的に見える可能性を持っている。中小規模で孤立した典型的なサブストームの成長相では、緯度 $67^{\circ}\sim 72^{\circ}$ で 6300 \AA の発光があり、ここはプラズマシートの投影であり、オーロラオーバルと重なると推定されている[Friedrich et al., 2001; Lessard et al., 2007; Jiang et al., 2012]。この発光ラインはプラズマシートからの低エネルギー電子 (20 keV 以下) の落下に対応すると考えられている。オンセットアークは、この領域の赤道側端にある。それよりさらに赤道側が、プロトンオーロラ (4861 \AA , H_{β} , 10.10) の発光域で、ここは region 2 FAC と重なっている。光学観測の理解では、これらの領域を磁気圏に投影すると、まず 6300 \AA (小口本 10.7) の発光層の極側端が、open-closed boundary であると想定する。するとこれから 5° 赤道側の、オンセットアークがある位置は、 $X=-10\text{ Re}$ より地球に近い内部磁気圏になるになってしまう。プロトンオーロラの領域はさらに地球に近く、放射線帯まで近づく。この投影から

は、オンセットは内部磁気圏であることとなり、inside-out モデルに対し、強い動機を与えている [Donovan et al., 2008]。

これに対し、図 6-6 (growth phase magnetic field) の結果では磁場形状から見て、プロトンオーロラ (region 2 FAC 領域) はプラズマシート内端の高圧域 ($-8 \sim -10 R_E$) に投影され、 6300 \AA の発光域 (region 1 FAC 領域) は、 $X=-10 R_E$ から open-closed boundary の外までの範囲に広く投影される。この遠方への投影には、成長相で磁場 stretch があることが影響している (図 6-8)。さらに電流線で投影すれば、図 6-7 (growth phase current) のように 6300 \AA の発光領域は全て open-closed boundary 付近からその外に投影される。したがってプラズマシートで発生する NENL や地球近傍ダイナモは、始めから quiet arc の赤道側にしか投影されない [Tanaka, 2015]。また図 6-2 (simulated initial brightening) では、region 1 FAC は、open-closed boundary の極側まで広がり、 6300 \AA の発光域も open 磁場領域に 2° 程入り込んでいることになる。これらから、必ずしも 6300 \AA (10.7) の発光層の極側端が、open-closed boundary とは言えない [Heelis et al, 1980]。反太陽向き流で、電子落下のある領域を、LLBL と考える向きもある。これは LLBL の成因と共に考える必要があろう (これはセクション 7 で記述する)。一方シアア、上向き FAC、磁場平行電場、粒子加速というシーケンスで考えれば、 6300 \AA の発光はローブ中でも可能である。すなわち磁気圏構造は場を決め、電流を決めるものであり、その電流の 2 次構造としてできる平行電場 (図 1-1) によって粒子が決まるとすれば、 6300 \AA 発光は、ローブ中でも起きうる。粒子を見て、磁気圏構造を推定するのは、逆手順となる。

図 6-15 に光学観測による成長相からオンセットに至るプラズマシート—電離圏の変動構造を模式的に描く。成長相は t_0 で開始する。オンセットは t_1 で 6300 \AA の発光域の赤道側から始まる。オンセットは、 5577 \AA の発光で良く観測され、 6300 \AA で見えるオーロラオーバルの内側深くで (低緯度領域で) 始まる。 5577 \AA の発光領域はオーロラオーバルの中を拡大する。しかし、 5577 \AA の発光領域がその場所に達するまで、元からある 6300 \AA の発光は反応しない [Friedrich et al., 2001]。 5577 \AA の発光域は、 t_2 で 6300 \AA の極端に達する。inside-out モデル (右パネル) では、これが NENL トリガーに対応する。オンセット点が赤道面にあり、電流線と磁力線が同じで、平行電場による粒子加速も磁場の stretch もないとすれば、このような光学観測の形態は、オンセットは内部磁気圏の CW から始まるとする inside-out モデル (右パネル) によってのみ説明可能であろう。しかしながらグローバルシミュレーションの解では、FAC は open 磁場領域にも広がり、磁力線と電流線は一致せず、磁場トレースを用いた場合ですら、磁場の stretch によってオンセット (の予定点) は内部磁気圏より遠方に投影されてしまう。さらにオンセットは、CW でなく地球近傍ダイナモであり、オンセット点も赤道面で

は無い。その結果、6300Å と 5577Å のオーロラ発展の様子を、inside-out モデルで説明する必然性はなくなる。

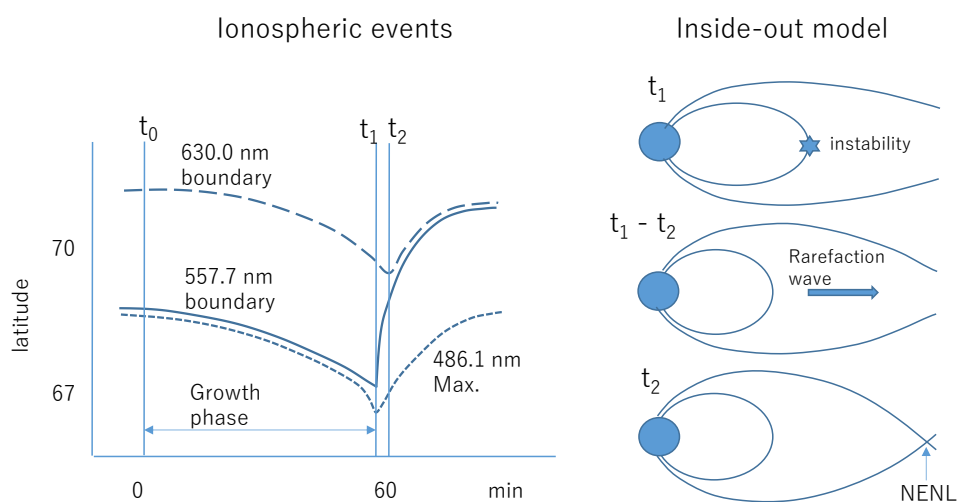
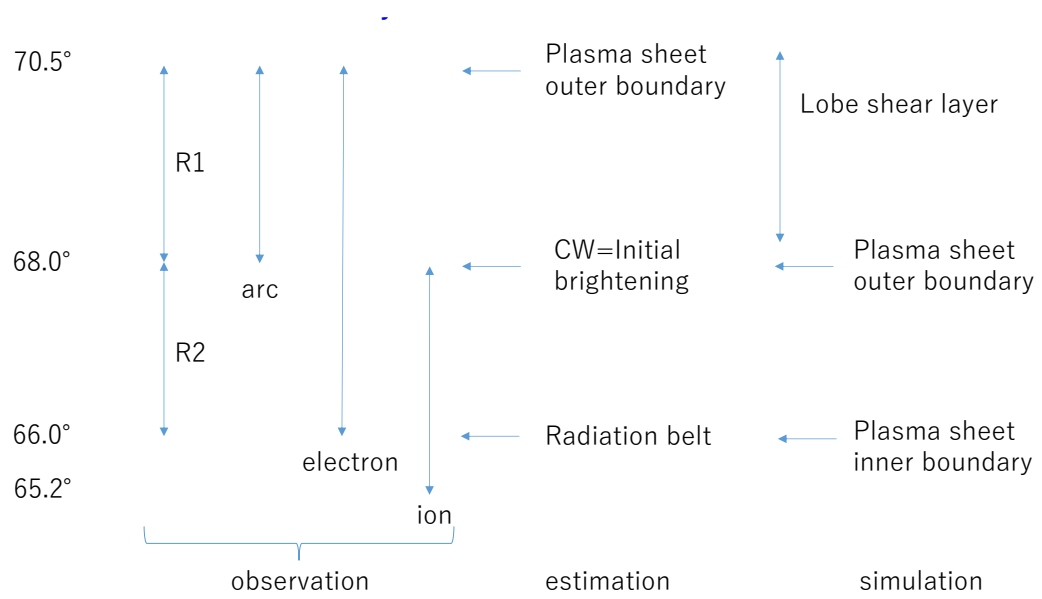


図 6-15 Sequence of optical events of the substorm

オーロラ観測、伝統的な推定、シミュレーションの結果について、電離圏現象と磁気圏構造の対応をまとめたものを、図 6-16 に示す。これは孤立して起こる小規模なサブストームの例であり、本巻で想定したようなサブストームの場合である。観測からの推定では、NENL は 70.5°にオンセットは 68°に投影され、この間はプラズマシートが分布するとした。シミュレーションの結果では、thinning 下のプラズマシートでは、NENL、地球近傍ダイナモ、BBF などほとんど 68°近辺に投影されてしまうことになる。シミュレーションの結果では、arc 層はプラズマシートのすぐ外のシア層に対応する。



☒ **6-16 Projection of the substorm**

7 エネルギーフロー・エネルギー変換・ポインティングフラックス

これまでの記述で、オーロラの大元のエネルギーを供給するのは対流であることが分かってきたと思う。この対流の一般的な本質は、エネルギーの排出であろう。これは磁気圏だけでなく、他の場合でも広く成り立つ。マントル対流の場合では、地球内部の放射性物質崩壊で放出される熱を、地表に排出する運動である。大気大循環は、赤道の熱エネルギーが極に運搬される過程である。運搬の形態はさまざまである。[マントル対流](#) (図 7-1) では、粘性が大きいことを反映して、[レーリー対流](#)のような形態になると予想されるが、[プリューム](#)の存在はそれだけではないことを示す。大気の場合であれば、[傾圧不安定](#)波が大きくエネルギー輸送に作用する。磁気圏対流もこれらと同じように、エネルギー排出として捉えることができる。これによって IMF の違いに拠らず、対流が理解できる。

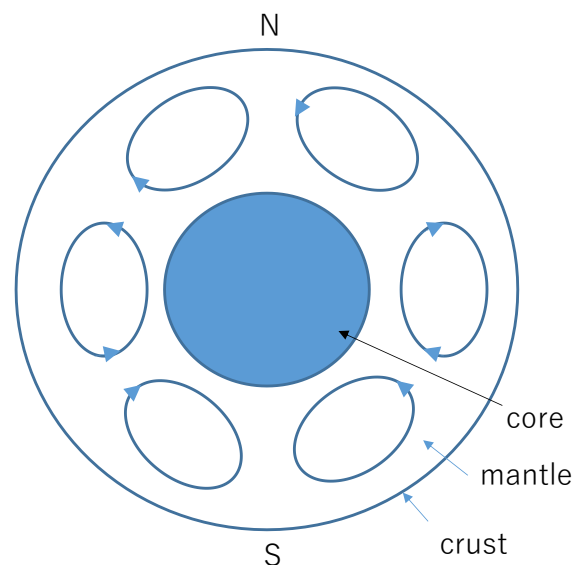


図 7-1 Mantle convection

7.1 エネルギーフローとしての対流

太陽風—磁気圏相互作用の結果、何らかの種類のリコネクションが発生すれば、これは対流に結び付くことは、これまでに述べたとおりである。一般的な理解では、IMF が真南の場合は、反平行リコネクションが起こり、できた open 磁場の磁気張力が磁気圏プラズマに伝達するのが対流となる (図 2-2)。これは正確な理解ではなく、本巻では、磁気張力にバランスする圧力領域が形成

され、これがダイナモを励起し、対流が駆動されると理解した(図 2-14)。open 磁場の生成は、太陽風—磁気圏相互作用であり、即座に電磁エネルギーから熱エネルギーへの変換、カスプ圧力領域の生成が追従する。対流をストレスの解消過程と捉えた場合、ストレスにバランスする圧力領域を解消すれば、それでも等価的にストレスの解消である。圧力領域解消は、プラズマの直接排出、ダイナモ形成による電磁エネルギーとしての排出の二通りがあり得る。対流の形状は、IMF に依存する。どう依存するかが対流研究の大きなテーマである。IMF によって形状が変化し、それにつれて対流の駆動機構も変わってくるような印象さえある。しかしながらエネルギーの排出と捉えれば、IMF による統一的な描像が見えてくる。図 7-2 はこの様子を描いたもので、赤い領域は熱エネルギー、矢印付き線は対流(右)もしくは磁力線(左)、その中で緑と赤い矢印は対流で、赤は同時にエネルギーの排出経路を示す。

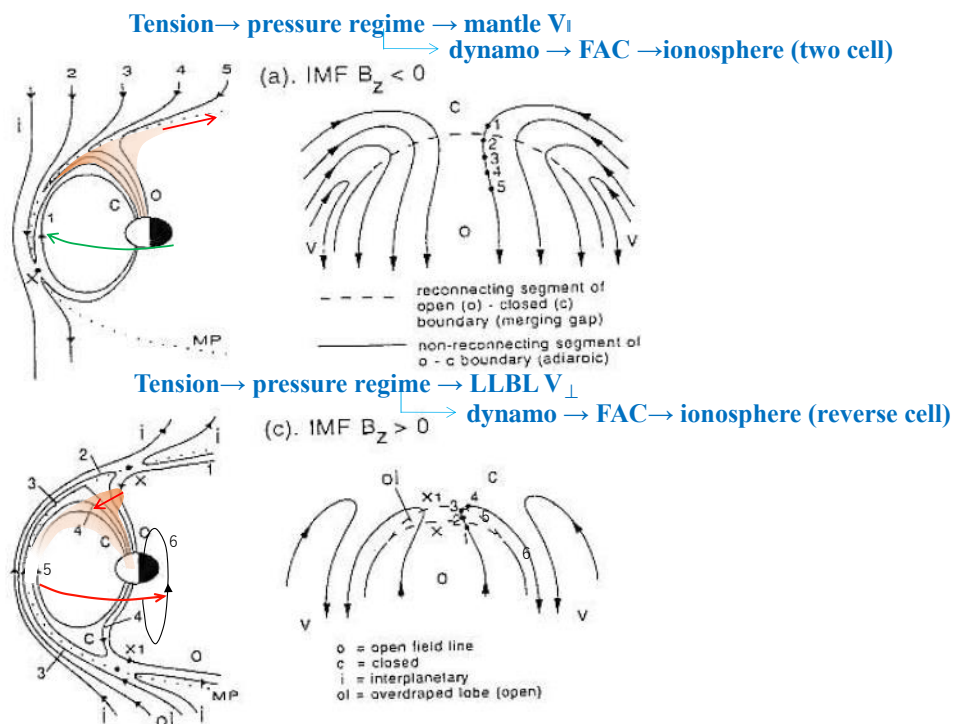


図 7-2 Convection = Discharge of stress generated from solar wind-magnetosphere interaction

IMF が南向きの時の対流(図 7-2 上、1-5 の番号)では、マントルが高圧プラズマの主要排出経路である(図 7-2 上左、5 の番号、矢印)。この排出に伴い、slow mode expansion によって、カスプー

マントルダイナモが駆動される。ダイナモの形成では、熱エネルギーから電磁エネルギーへの変換、ポインティングフラックスの発散、FAC の発生が同時に起こる (図 2-13)。これによって、FAC によるストレスの電離圏への伝達[Iijima, 2000]、電離圏対流の励起(図 7-2 上右 1-5 の番号)、電離圏散逸によるストレスの拡散・解消が起こる。磁気圏対流と電離圏対流は結合し、磁場・プラズマの運搬を行い、磁場の循環、プラズマの排出が促進される。このように磁気圏でも、対流をストレスの排出過程と理解することができる。電磁エネルギーに変換されるエネルギーは、マントルから排出されるエネルギーの 10 分の 1 程度である。したがって熱機関としてのダイナモ駆動の効率は、それほど高いものではない。

北向き IMF の場合は、対流は弱くなるが、その形態は逆により多様になる。斜め北向きの場合は、昼側では反平行リコネクションの類似形態として高緯度の cusp リコネクションを想定するか[Dungey 1963]、もしくはセパレーターリコネクションを考える[Dorelli, 2007; Gloer et al., 2016] (図 4-5)。IMF が真北に近ければ、どちらでも大きな差はない。電離圏セルとしては、crescent セル、round セルが発生する[Tanaka et al., 1999]。これらの対流では 2 セル対流の場合と同じように、循環は closed 磁場区間とオープン磁場区間を含む。真北にそれほど近くなければ、エネルギーフローも IMF 南の時と大きく変わることは無いと予想される[Watanabe et al., 2018]。斜め北向き IMF の場合はさらに、IMF とオープン磁場の間でローブリコネクションが発生し、一部でオープン磁場だけの循環が起こり得る[Russell, 1972] (図 5-8)。

IMF が真北ということは、現実にはごくまれであらうと思われるが、起こり得ないわけではない。IMF が真北では(図 5-9、図 7-2 下)、あらゆる面で特異性が強く表れる。この場合太陽風磁場が、昼側磁気圏の closed 磁場として取り込まれる(図 5-9、a→b→c) (図 7-2 下左、1→2 の番号) [Sandholt et al., 2000]。取り込まれた磁場は縮み、高圧カスプを生成する(図 7-2 下左、3、4 の番号)。しかし結果として生成されるのは、高圧プラズマを抱えた closed 磁場であり、南向き IMF の場合と異なり、open 磁場がプラズマを引っ張るというイメージは湧かない。この高圧カスププラズマは、closed 磁場と共に、LLBL を通じて排出される(図 7-2 下左、5→6 の番号)。LLBL は圧力差(高圧カスプと低圧テイル)で駆動され、高速になる。これが、図 2-7 の LLBL の成因である。排出と同時にダイナモを形成し、NBZ 電流とリバースセルを生成する。図 7-2 下右では、電離圏対流が描かれているが、極側がリバースセル、赤道側が粘性セルである。ただし実際に粘性セルがあるかどうかは確実でない。LLBL はリバースセルの低緯度側に投影される。テイルから還流した closed 磁場(図 7-2 下左 1 の番号)は、IMF との南北同時リコネクションによって先の方が detach され、根元の

方は図 7-2 下左 2 の番号となる。この場合、オープン磁場を生成せず、ほぼ closed 磁場だけで循環が起こることになる。実際にはオープン磁場も生成され、図 7-2 下左を精密化したのが図 5-9 である。

7.2 IMF 真北の時の対流に見られるエネルギーの流れ

図 7-2 下は、カートゥーンによる説明であったが、この様子はグローバルシミュレーションでも同じように再現することができる(図 7-3)。この結果から、IMF が真北の時を考察すると、特異性のためかえって各要素が顕在化し、対流のエネルギー構造が良く分かる[Tanaka, Obara, et al., 2019]。図 7-3 は、カラーで 12 時と 0 時の子午面、赤道面、3Re 球面における圧力分布、ピンクと青の線で磁場、オレンジの線で赤道面の LLBL、白い点でヌルを描いている。この計算では太陽風の速度は 375 km/sec で、LLBL は 132~265 km/sec に相当する。この LLBL の構造は、図 2-7 で示した。また磁力線は図 5-9 (主に緑の部分) で示したものである。12 時の子午面にある、ヌルの近傍を通る青の磁力線を見れば、解放されたテンションで高压カスプが生成される様子が良く分かる。カスプから薄い殻状の高压領域が低緯度方向へ延び、LLBL に接続されている。ピンクの磁力線はリバースセルの低緯度側、青の磁力線はリバースセルの高緯度側の磁力線であるが、共に LLBL に繋がっているのが分かる。LLBL より内側の赤道面に延びる高压部分はプラズマシートである。IMF が北向きの場合なので、プラズマシートは短く、夜間ではオーバルに繋がるのが分かる。

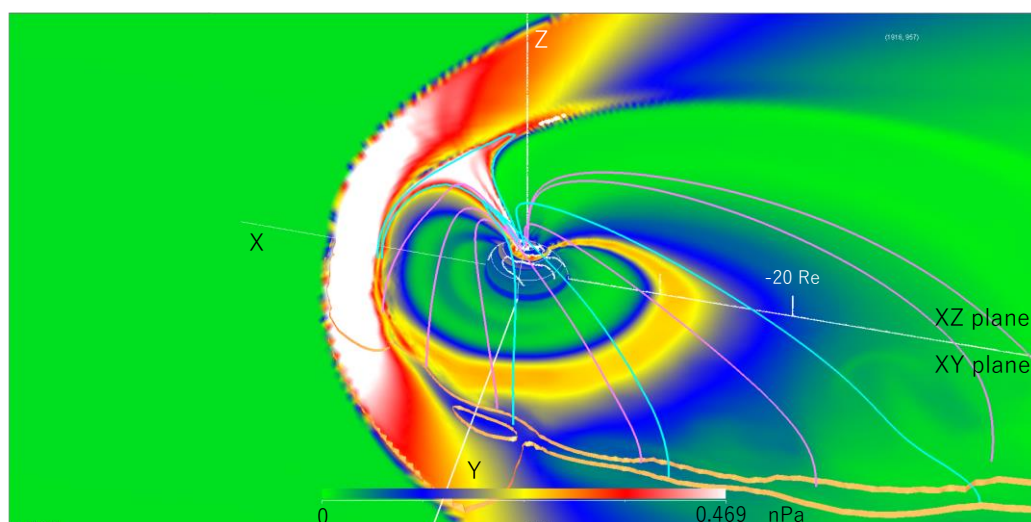


図 7-3 Convection under the due northward IMF

LLBL とプラズマシートの関係はどのようなものであろうか。両者共プラズマがカスプから供給される。LLBL は超音速であり、プラズマシートは亜音速である。太陽風加速と同じで、一旦超音速になった LLBL では、流れが減速せずに反太陽方向に噴出する。

LLBL の成因として、粘性相互作用を考えるモデルもある。その形状から、自然に納得できるような感覚はある。これだと LLBL の役割が、エネルギーの排出と全く逆の、エネルギーの流入となる。**セクション 2** でも示したように、このようなエネルギー流の構造として、粘性相互作用による region 1 FAC の励起というモデルがある[Johnson and Wing, 2015]。LLBL 中で、粘性力が $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ と釣り合い、ダイナモとなる。このモデルで、**図 2-3** (Iijima current) が再現できるかといえ、たぶんできないであろう。グローバルに考えれば、Dungey 対流と同時期に考えられた粘性相互作用モデルに戻る思考である。粘性相互作用のモデルは全て概念モデルであり、実際に **図 2-3** を再現した結果は無い。**図 6-2**(initial brightening)に至ってはもっと無理であろう。このように電離圏での比較こそが、モデルの検証を可能にする。

7.3 サブストームのエネルギーフロー

サブストームでは、電離圏で消費されるエネルギーはどのような経路で供給されるかということが、サブストーム研究の当初よりの問題であった。[Loading-unloading, directly driven](#) などという言葉が流行っていた時代もあった。まさに見えないソースの状況を、磁場変動から推測するという初期の研究手法を、地で行った思考であった。元のエネルギーは太陽風の運動エネルギーであることは明確である。したがってエネルギー変換が必ずある。エネルギー変換の最後は FAC (ポインティングフラックス) にたどり着かなくてはならない。また FAC の起源を考える時、エネルギー変換は不可欠である。オンセット FAC の起源・これに至るエネルギー変換が明らかでなければ、エネルギーフローの解明とはならない。

エネルギー変換には、太陽風—磁気圏相互作用における段階、Region 1 FAC の段階、region 2 FAC の段階がある。これらの一般的情况は部分的に前述したので、ここではサブストームの場合について詳細を考えたい[Ebihara and Tanaka, 2017]。多くの支持を受けたモデルとして、サブストームオンセット以降では、NENL によってローブ磁場エネルギーが運動エネルギーに変換され、これがサブストームの主エネルギーとして電離圏に供給されるとする説がある。いわゆる loading-unloading である。リコネクションの論文では、このこと(エネルギー変換)がリコネクションの重要性を示す例として、枕詞のように述べられている。ここでは、リコネクションによるエネルギー変換の普遍性が強調

されている。しかし図 7-2 で描かれている排出エネルギーを 1 とすると、サブストームの電離圏での消費エネルギーは 10 パーセント以下であり[Ebihara and Tanaka, 2017]、この構造で loading-unloading を考えても、誤差で埋もれてしまうであろう。この 10 パーセントは、Region 1 FAC の段階と考えて良い。

7.4 Region 2 FAC に関連したエネルギーフロー

NENL で解放されるエネルギーという概念は、ローブ、プラズマシート、region 2 FAC を経由し電離圏に至るルートを示している。このルートでは、ローブ磁場エネルギー→プラズマシート運動エネルギー→プラズマシート熱エネルギー→region 2 FAC (ルート 1) というエネルギー変換過程が予想される。ローブ磁場エネルギー→プラズマシート運動エネルギーの部分をリコネクションジェット、プラズマシート運動エネルギー→プラズマシート熱エネルギーの部分を flow braking と呼んでいる。図 2-2 で白い矢印が緑に代わる点があるが、これはフローブレーキングを描いている。しかし、運動エネルギーは経由しなくても region 2 FAC へのエネルギー変換は可能である（別解）。この場合、解放されたプラズマシート磁場のテンションが仕事をし、電磁エネルギーから熱エネルギーに、圧縮でエネルギー変換が起こる（ルート 2）。この機構では、NENL が運動エネルギーを生み出さなくても、対流システムとしてエネルギー変換を促している。図 2-13 では、ルート 2 が主要であることを示している。しかしルート 1 であってもルート 2 であっても、電離圏消費エネルギーの一部は供給するが、多数ではあり得ない。少なくとも region 2 FAC のエネルギー以上ではない。

Region 2 FAC の元々のソースは、形式的に 2 種ある。MHD 方程式の一部を書き直せば、電磁エネルギーの変換を表す式

$$(7-1)$$

が得られ、 $\partial/\partial t (B^2)/2\mu_0$ の部分はローブの磁場が減る分であり、まさしく loading-unloading であろう（ソース 1）。B は見かけが一様であっても、対流で流入・流出が一様している部分（マントルからのポインティングフラックス、左辺第 2 項）があり得る（ソース 2）。どちらもプラズマシート内端に熱エネルギーをためる元としては同じで、NENL が関与する。これは磁気圏尾部テーター電流系がポインティングフラックス発散、収斂を担うと解釈できる。ソース 1 とルート 1 だけを強調するのが、古典的サブストームとなる。

エネルギー流をポインティングフラックス伝送で見れば、それは同じ電流ループの一端で発散、別の場所で収斂でなくてはならない（小口本 15.6）。ソース 2 であればルートは問わず、ポインティング

フラックスの電離層までの伝送を促す電流ループは、カスプーマントルでポインティングフラックスの発散、プラズマシートで収斂を担う第 1 電流ループ(図 2-6、テイル側の赤線の一部で示す θ 電流系が担う)、プラズマシートで発散、電離圏で収斂を担う第 2 電流ループ(図 2-12 の③-④の電流系が担う)の 2 ループからなる。ソース I であれば、ローブで発散、プラズマシートで収斂を担う第 1 電流ループ、プラズマシートで発散、電離圏で収斂を担う第 2 電流ループの 2 ループからなる。1' と 2 の電流ループによる輸送が、loading-unloading の正確な定義となる。図 7-4 にオンセットの瞬間のエネルギー変換を示す。右は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の分布であり、図 2-6、図 2-13 と同様、カスプーマントルダイナモが見える。左は(7-1)式の $\partial/\partial t(B^2/2\mu_0)$ であり、NENL 近辺にのみ、unloading が発生している。(7-1)式からこの unloading は同時に $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 正か、ポインティングフラックス発散かを引き起こす。どちらも結果的にプラズマシート内端の圧力を高め、region 2 FAC のダイナモを駆動する。図 7-4、図 2-13 共、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 正の効果が見える。このように確かに unloading 成分はある。

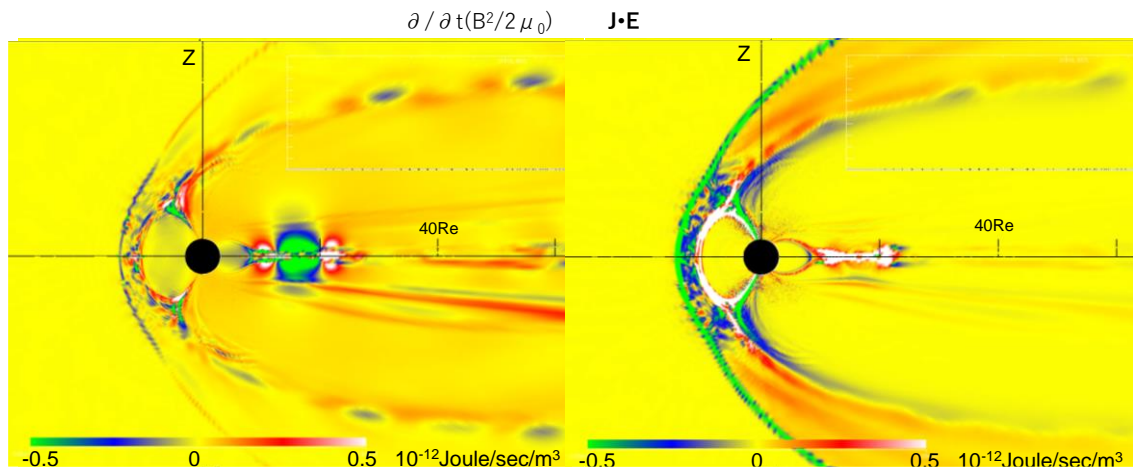


図 7-4 Onset energy conversion

7.5 Region 1 FAC に関連したエネルギーフロー

一方 region 1 FAC はカスプーマントルにダイナモがある。Region 1 電流系がカスプーマントルダイナモから電離圏に至るポインティングフラックスを担うと解釈できる(ルート 3)。したがってほぼ directly driven である。このダイナモは定電圧性であり、オンセット後は電気伝導度の上昇によって、region 1 FAC の伝送エネルギーは増加可能である。これは前述のカスプーマントルダイナモの機構による。カスプに蓄えられた熱エネルギーが流れと共にマントルに移動するときに、slow mode expansion によって発電する。この時、熱エネルギーのほとんどは平行流と共に排出され、region 1

FAC になる効率は 10 パーセント以下である。したがってダイナモは電離圏の負荷の増加に余り影響されず、これが定電圧源に見える理由である。

Region 1 FAC のエネルギー輸送は、ポインティングフラックスの伝送として見れば、それを担う電流系は、図 2-12 の⑤、図 2-6 黒線で描かれ電流である。これらの電流は、ポインティングフラックスがカスプーマントルで発散、電離圏で収斂を促す電流となっている。電流がエネルギーを運ぶというより、2 本の電流に挟まれた空間をエネルギーが伝わると解釈するのが正当である[Kikuchi, 2014]。

8 マクロ構造とミクロ構造の連携

エネルギーまたはプラズマ侵入を伴う太陽風—磁気圏相互作用、磁気圏尾部構造のトポロジー変更などは、厳密な数学解としては、MHD 方程式には含まれない。MHD 方程式の厳密解では、同一磁力線上の近接した 2 点は、どこまで行っても近接しているはずである。グローバルシミュレーションの場合は数値拡散があるので、そうでない過程も発生する。またグローバルシミュレーションでは、拡散モデルが含まれていて、これで観測と合うようにある程度は調整されている。ただし、数値拡散の程度によっては不必要に鈍った解となることもあり得る。このような場合、磁気拡散の妥当性を、物理モデルから推定することが必要になる。

トポロジー変更の例として最も重要なのが、NENL の発生（サブストームオンセットの5分程度前）であろう。磁気圏での NENL の問題は 2 段階に分けられる。まず第 1 段階は NENL 開始に至るまでの機構で、これはトリガー問題と呼ばれる。一般的には、不安定の発生問題と考えられている。次に、第 2 段階は発生した NENL が非線形段階でどこまで速くなるかであり、これは NENL の効率問題である。

NENL の発生では、トポロジーも変わるので、新たなヌルの発生問題となる。ヌルの発生・消滅の問題では 2 次のヌルを考える必要があり、これはかなり難度の高い問題となり、この巻で正確な記述はできない。以下の記述は、ヌル発生・消滅については、概略と考えて頂きたい。

8.1 リコネクションのミクロ構造

理想 MHD だけで考えれば、同じ磁力線上で近接した 2 点は、永遠に近接しなければならず、相互作用は起こらない。実際は、セパレーターがあり、そこでわずかでも MHD の破れがあれば、見かけは定常状態であっても、近接した 2 点が、近接しなくなるような相互作用が起こる。昼側リコネクションは、そのように解釈される。対流は磁場構造を変形するが、同一トポロジーの下では、磁場変形は制約される。このため、ダイナミクスによる磁場変形は行き詰まる。すなわち凍結条件下での変形限界に至る場合もある。どこかで MHD は破れ、異なるトポロジーに移行することがあり得る。NENL はそのように解釈される。この場合は新たなヌルの発生が起こることになる。新たなヌルの発生は多くの場合不安定であり、線形段階で不安定になる条件は何か、それは境界条件にどう作用されるか、非線形段階に至った時、観測されるような速いリコネクションになる機構は何か、これらの

速いリコネクションに必要な散逸、異常抵抗を生み出す不安定はなにかを考察することが必要になる。

非衝突プラズマでどのように早い散逸が実現されるかは、リコネクションの基本的問題である[Krauss-Varban and Karimabadi, 2003; Lapenta et al., 2016]。この問題は、反平行磁場配位の下で検討されている。散逸が大きくなることは、異常抵抗の発生とも記述される。散逸はミクロな領域の運動によってもたらされると考えられている。反平行 2 次元の場合（磁場は $\pm B_x$ とし、XZ 面で考える）では、電流シートのスケールが粒子の旋回半径と同じになると、粒子のメアンダリング運動、ホール効果の顕在化によって、電子とイオンの運動に差が出る。これらは散逸の発生に繋がる。3 次元では、ガイド磁場方向(Y 方向)にも多様な不安定（低域混成ドリフト不安定性、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性、ドリフト・キンク不安定性など）が働き、異常抵抗の発生による速いリコネクションが進行する[Huba et al., 1977; Horiuchi and Sato, 1999]。リコネクションの速度は、太陽風—磁気圏相互作用、サブストーム拡大相の進行にとって、大きな影響があるであろう。

ノーマル成分(B_z)が分布している構造(図 5-2)でリコネクションが開始するには、ノーマル成分によるティアリング安定化に対抗する、不安定条件が必要である[Sitnov, 2002]。この場合、ノーマル成分の減少、ノーマル成分の不均一分布（マルチスケールシート構造と呼ばれる）などによって、リコネクション開始が可能になる[Sitnov et al., 2002, 2013]。このようなマクロな構造についての条件は第 1 段階の問題であり、NENL トリガー問題と呼ばれる。

第 2 段階の問題では、異常抵抗以外にも、多様な機構が関与する。3次元ではリコネクションが一旦発生すると電流シートの 2 次元性が破れ、ミクロ不安定の急速な進行が発生する場合がある。また時間的定常性が破れて、プラズモイドの発生・放出の繰り返しによるリコネクションの高速化も起こり得る。これらは反平行磁場配位でも解明できるかもしれない。しかし、ミクロな過程の影響でマクロな構造がさらなる変形を起こし、両者の結合を通じて速いリコネクションに繋がる場合には、始めのマクロな構造自体がどのように設定されるかが本質になる。初期構造に依存した拡大相の発生は、反平行磁場配位の中でプラズマ過程（不安定、非 MHD 過程）を追及しても再現されない。

8.2 磁気圏でのリコネクションの発生

磁気圏では理想的形状での反平行リコネクションでなく、他の要素が加わった中でリコネクションが発生している。小口先生の著作では、元々実現しない反平行形状を与えてリコネクションを考えるのは、無意味と書かれている（小口本 8.2）。磁気圏でのリコネクションは、自発的であるとは限ら

ず、多くのドリブンリコネクションの可能性もある。この場合は、領域へのインフローは、太陽風、磁気圏対流によってもたらされる[Sitnov and Swisdak, 2011]。実際の磁気圏リコネクションが起こる 3 次元トポロジーは様々であり、これに対応するのは一種類のリコネクションではなく、マクロな構造に依存して様々なタイプが必要であろう。

ヌルの分布とリコネクションの発生には、関連がある。セパレーターラインが形成されれば、セパレーターリコネクション、平行リコネクション、コンポーネントリコネクションが可能であろう。セパレーターリコネクションでは、リコネクションに対応する E がホットスポット状に広範囲に分布する場合 [Stevenson and Parnell, 2015]、ある場所に集中する場合がある。

NENL については、反平行リコネクション、ガイド磁場 (B_y) リコネクション、ノーマル磁場 (B_z) リコネクションなどがあり得るであろう。また NENL で B_y 成分 (ガイド磁場) が存在することは、プラスモイドに core B_y があることから予想される。このようなガイド磁場によって、リコネクションの形状が変形し、効率も変化する[Pritchett and Coroniti, 2004]。このように NENL は理想化された形状での反平行リコネクションではない。

NENL では、磁気圏尾部で発生する独自の形状を考慮する必要がある。磁気圏尾部では、対流が磁気圏尾を引きのばされた構造に変形している。そのため、NENL は変形された磁場同士の接触である。引き伸ばされた磁場構造に伴ってノーマル成分 (B_z) が分布する。 B_z 成分は、リコネクションに対して安定化に働く。磁気圏尾での不安定を誘発するマクロな構造変動としては、 B_z の減少がまず必要であろう。このようなマクロ構造の変形がトリガー問題の中心となる。グローバルな磁場変形によって、引き延ばされ方が一様でない場合は、部分的な力バランスの破れを生じる。axial tail instability はそのような変形が、さらにローカルな力のアンバランスを加速し、ノーマル成分の減少を促すマクロなフィードバック不安定に至るケースである[Siscoe et al., 2009]。強く引き伸ばされた場所がノーマル成分 (B_z) の減少を起こすと、リコネクションの条件を作り出すこと可能になる[Hu et al., 2011; Zhu et al, 2013]。これによって、抵抗性ティアリング不安定や、不安定なマルチスケールシート構造を誘発する。初期のリコネクションの進行に伴い、元々の構造がバルーニング不安定のような巨視的な不安定性を連動することもある。さらに元々の構造がポテンシャル場から変形していると、リコネクションはマクロなスケールとミクロなスケールの結合で大きく進展する。

8.3 トポロジー変動によるサブストームの理解

図 1-3 に描かれているプラズモイドの放出を、テイルのプラズマシート領域で観測すると、当然図 5-7 のような bipolar structure が検出される。問題は core By の方である。なぜこれができるかは、長い間の謎である。これを理解するための要点は、プラズマシートのトポロジーが、成長相から NENL 形成に至る過程で、どのように変形し遷移（新たなヌルの発生）を引き起こすかである。ここでは、非 MHD 過程、分岐構造、トポロジー、マクロ構造、NENL トリガーが連結して変動する。成長相の対流は、反平行テイル磁場の生成以上のトポロジー変化をもたらす。現実には、Bz 南転前後の磁場の値はまちまちであるので、以下で示すのは、平均的な値の場合についてとする。

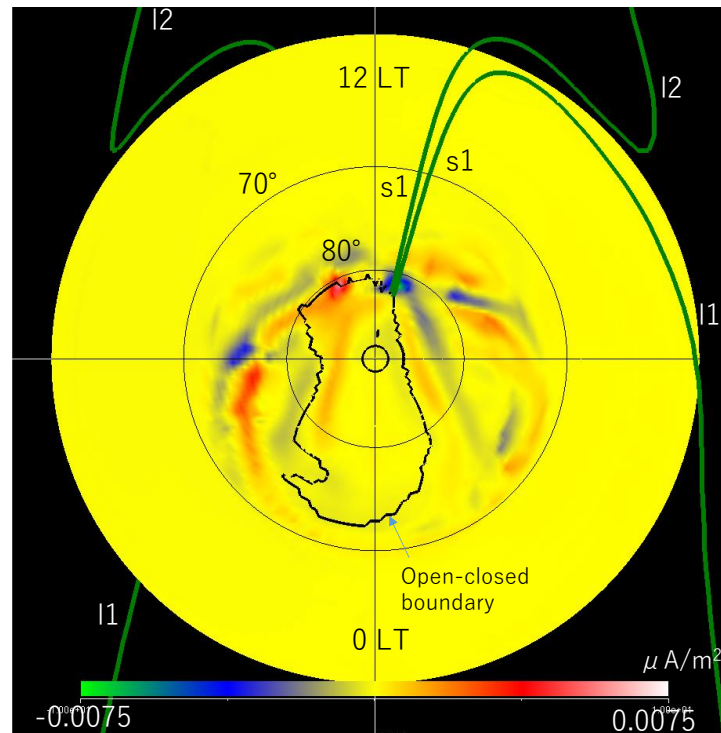


図 8-1 Projection of 2-null 2-separator structure

成長相の初期条件（磁場構造）は、図 4-3、図 4-4 の 2-null 2-separator structure である。この時の極冠磁場は全て北向き IMF に繋がっているはずである。図 8-1 に、この時の極冠磁場が、open か closed かの分布を示す。この場合は、open は一種類である。この図で、黒い線が 3Re での open-closed boundary (=図 4-3 のマゼンタ線+緑線の足元) で、カラーが FAC である。この FAC の分布は、sun-aligned arc と呼ばれる構造になっているが、それについては後で再び解説する。s1 は、stem

line である。I1 と I2 はセパレーターであり、これらの記号は図 4-3 に同じである。本来ならば、stem line は 1 本であるべきだが、ヌルの真上を通る磁力線は書けないので、2 本になっている。これは MHD 計算と描画の精度の限界を表している。電離圏で図 8-1 (sun-aligned arc)が、図 6-1(growth phase)を経て、図 6-2(initial brightening)に変わっていく間、磁気圏で図 4-3 (last closed field lines) がどのように変わっていくかを解析する必要がある。

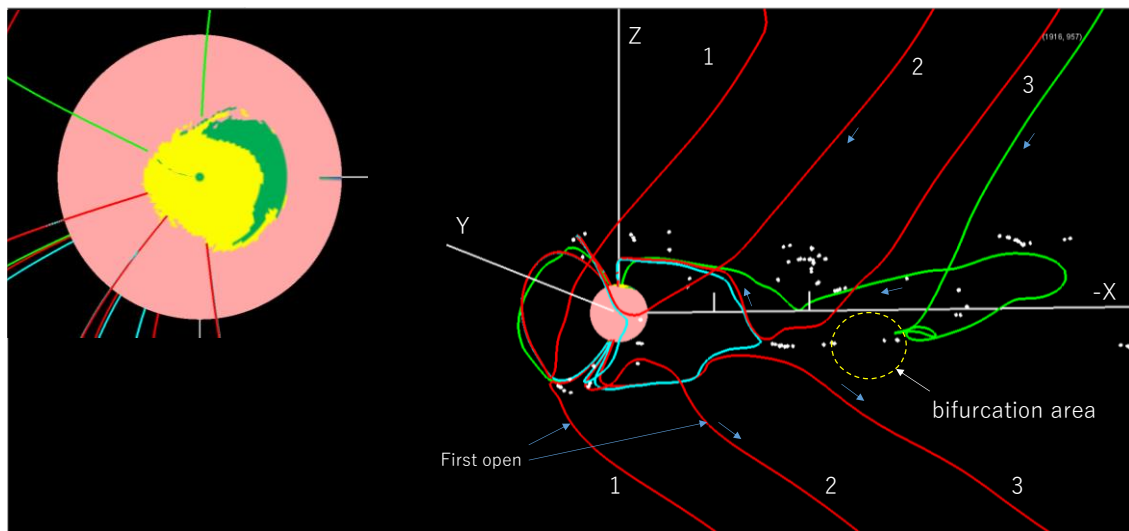


図 8-2 Evening null line just before the onset

8.4 分岐領域と NENL の形成

サブストームの進行は、図 4-5 (separator reconnection) の昼側セパレーターリコネクションで、南向き IMF に繋がる open 磁場が生成されることから始まる。この open 磁場が磁気圏内をどのように占めていくかを、図 8-2 に示す。この図は電離圏オンセット(図 6-2)より 4 分前の磁気圏構造であり、左側の挿入では、図 6-1 (simulated growth phase)と図 6-2 (simulated initial brightening) にカラーで分割して示した3領域を、同じカラーで描いている。それぞれを、ピンク(closed)、黄(南向き IMF)、緑(北向き IMF)で示す。赤線と青線は、電離圏で黄(南向き IMF に繋がる open 磁場) — ピンク(closed 磁場)間のセパトリックスにある磁力線を描く。これらは南向き IMF に対する first open(赤)、last closed(青) field line である。赤線 2 本青線 1 本の3つで1セットになっている。これが、南向き IMF に対する open-close boundary である。白い点は、ヌルである。番号は同じヌル(の近く)を通る open field の対を示す。これらの構造から、フランクにヌルラインが形成されていることが分かる。昼側の緑線は、図 4-5 で示された、南向き IMF に対するセパレーターである。ここはヌルのな

い部分となる(ヌルは両端にある)。図 8-2 も同じようになっており、昼側にセパレーターがあり、その両端にヌルがあり、そこから後方にヌルラインが続き、フランクを通して、後方に繋がるという構造が見られる。

図 6-1、図 6-2、図 8-2 を見れば、朝方と夕方の電離圏で、南向き IMF に繋がった open 領域、北向き IMF に繋がった open 領域、closed 磁場領域の 3 領域に対して、triple point が必ずできであろうことが分かる。triple point の上空には、閉じた磁場、北向き IMF に繋がる open 磁場、南向き IMF に繋がる open 磁場の総てが存在する。すなわちこの triple point の上空には、分岐構造(bifurcation)がなくてはならない(黄色い破線で描かれた円)。赤い磁力線3と夜間の緑の磁力線は、マグネトシースでは近接している。これが夕方フランクで分岐し、別々の方向に繋がる。緑の線は最終的に朝方の triple point 付近に到達している。結果として、夜間の緑線と分岐領域の太陽側は、南向き IMF によって支配される。分岐領域は図 4-3 (last closed field lines)、図 4-4 のヌルが後退して出来た構造であり、新たにできた南向き IMF に対するヌルと、ヌルラインによって結ばれている。

図 8-3 は、電離圏の緑とピンクの境界近くの、closed 磁場領域からトレースした磁力線(北半球マゼンタ、南半球青)と、それよりさらに内側であって、-X 軸の近くを通るプラズマシート磁力線(緑)を描いたものである。図 8-3 の緑の磁力線に見られるように、この時が NENL のオンセットである。図 6-2 (simulated initial brightening) で見るように、電離圏オンセットは closed 磁場中で開始し、しかもこの時でも極冠には、北向き IMF に繋がる open が多量に残っている。図 8-3 から、これに対応する NENL のオンセットも、やはり closed 磁場中で発生することが分かる。

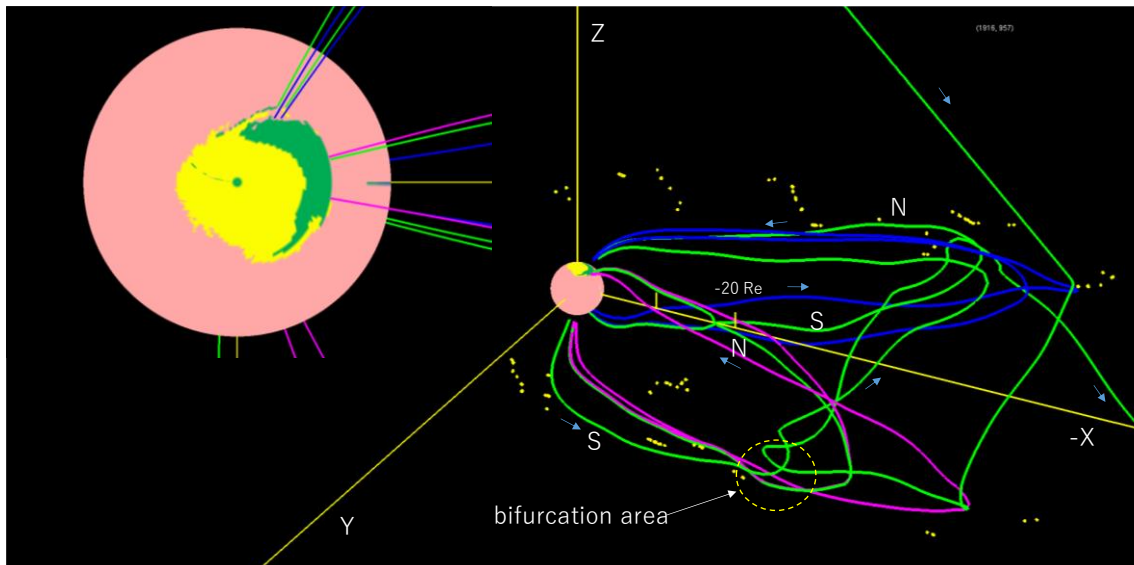


図 8-3 Formations of the NENL and the core By just before the onset

図 8-3 のマゼンタと青の磁力線は、図 4-3 (last closed field lines) と同じ構造をしている。すなわち図 4-3 の IMF 北向き定常時の open-closed 間のセパトリックスの構造は、図 8-3 の薄くなったプラズマシート領域に閉じ込められて、まだ残存している。NENL はさらにその内部の、同じようなトポロジーを持った 2 本の緑の磁力線上で発生している。分岐領域が出来ると、それより地球側の磁気圏フランクは、全て南向き IMF に繋がる open 磁場に占められていることになるので、図 8-3 のマゼンタや青の磁力線は、この領域（分岐領域と電離圏の間）を通る時はマグネトポーズより内側を通り、そこでは stem line になっている。

NENL を発生する緑の磁力線は、プラズマシート中心近く (-X 軸上) を通る closed 磁場である。図 2-2(Dungey)や図 6-4 (axial tail inst.) では、同じ磁力線の北半球側と南半球側がリコネクションで繋がるように書かれているが、図 8-3 では元々異なった磁力線同士が繋がる。緑の磁力線に添えられた N と S は、その部分が北半球を通るか、南半球を通るかを示す。NENL の北(南)側にある緑の磁力線は、マゼンタ(青)の磁力線と似た形状であり、夕(朝)方側のフランクを通る。夕(朝)方のフランクの部分と南(北)半球の電離圏の間では、この緑の磁力線は南(北)半球側を通る。NENL の発生によって、これらの緑の磁力線のトポロジーは変更され、地球に直接つながる双極子型の磁力線と、両方のフランクを経由する W 型の磁力線に変わる。W に沿って、プラズマシートの北部分(N)と南部分(S)の接続の状況を考えれば、W 型の磁力線は 2 巻きのコイルのような形状になることが分かる。これがプラズモイドである。

緑の磁力線には NENL 以外にも多様な構造が見られる。これらは、ほぼ閉じた磁場であるが、少しの開いた磁力線も含まれる。しかもこれらの開いた磁力線は、磁気圏フランクで分岐領域の近くを通過する。NENL の場所、core By の芯になる磁力線、2 巻き磁力線の原型などは、全て緑の磁力線上にある。分岐領域の形成は、成長相が反平行磁場形状の達成よりも、もっと複雑な磁場配位を作り出すことに繋がる。

8.5 NENL トリガー

分岐領域の生成は、北向き IMF 下のトポロジー（図 4-3、図 4-4）を保存し、変形した磁場形状の構造である。成長相で、IMF 北向きの時のヌルは消滅するわけではなく、後退して残存する（図 8-4）。すなわち4ヌルになる。北向き IMF の時のヌル同士、南向き IMF に対するヌル同士はセパレーターで結ばれる。一方、北向き IMF のヌルと南向き IMF のヌルはヌルラインで結ばれる。図 8-4 は、NENL オンセットよりさらに 20 分前の磁気圏磁場である。北向き IMF 下のヌルは後退し、 $X = -50 R_E$ の辺りに、磁場の交差域を作り出している。図 4-3 では、 $-X$ 軸上で遠方にある磁力線は、外側にある。ところが図 8-4 では、交差のため、この順序が狂っている。この交差構造はやがて分岐領域となって行く。このように成長の磁場構造は、サブストーム開始に向けて変形して行く。しかし成長相の間は、磁場形状は大きく変形して行くものの、ヌル構造は不変である。

交差構造や分岐領域の形成から、次に始動する変動は、図 8-3 の緑の closed 磁場上で NENL が始まる機構であろう。ここではリコネクションは open 磁場に達しておらず、まだプラズマシートリコネクション、しかも異なった closed 磁場同士のリコネクションの状態である。また By（ガイド磁場）成分が残存しており、ガイド磁場リコネクションでもある。グローバルシミュレーションでは、反平行磁場配位ができて、その上で不安定が発生するようなオンセット機構は実現しない。そもそも反平行磁場配位そのものが実現しない（小口本 8.2）。それよりも B_z （ノーマル成分）の減少機構が働き、オンセット点で By や B_z の消滅と共に不安定となるというようなモデルが現実に近い。このような機構の一つの例として、図 6-4 で、axial tail instability について示した。

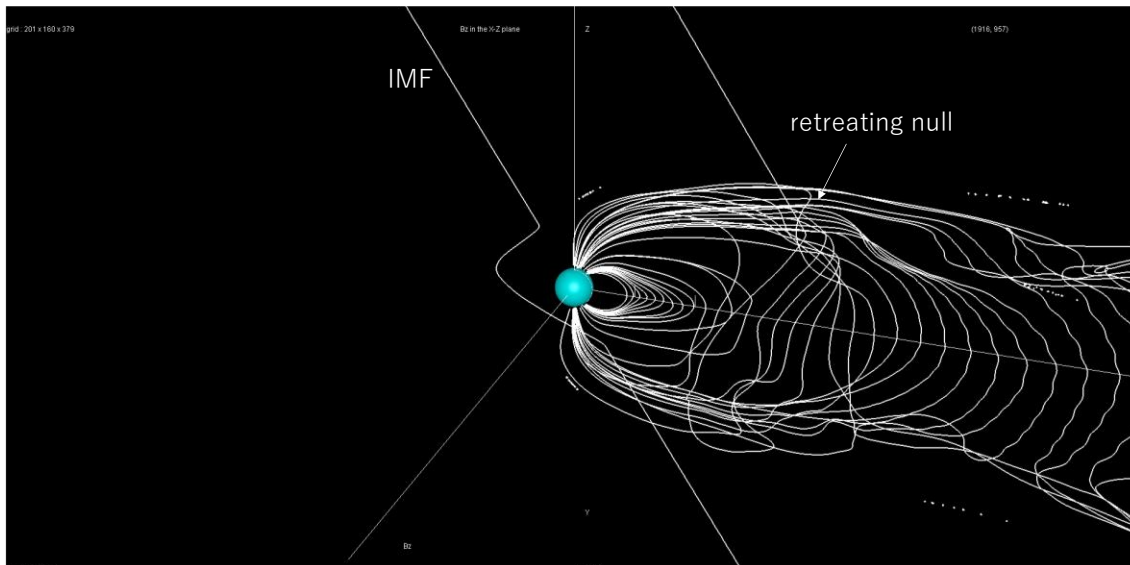


図 8-4 Retreating nulls during the growth phase

シミュレーションの結果では、もっと大きなトポロジーに対する依存性が示される。図 6-4 では NENL 発生にとって B_z の減少が必要とされたが、異なった磁場同士 (図 8-3 のマゼンタと青) のガイド磁場リコネクションでは、 B_z の減少よりもむしろ B_y の減少が不可欠である。図 4-4 (last closed field line) の赤、白、青の磁力線の構造から、図 8-3 (NENL and the core B_y) を類推すれば、図 8-3 のマゼンタと青の磁力線の間には、やはり白い磁力線が残っているものと思われる。この磁力線は X 軸に垂直に交差するので、交差点での成分は、 B_y および B_z である。このうち B_y が主成分であり、 B_y はマゼンタ線と緑線に挟まった形状となる。 B_y は必ずしも消滅しなくても良いが、 Z 方向に一様になることが必要であろう。すなわち図 8-3 のマゼンタ、緑、青の磁力線で、 B_y が共通の値になることが必要であろう。

図 8-3 のリコネクションをトリガーするのは、 $\text{div} V_x$ による B_y 、 B_z の減少機構である。これはマクロな NENL トリガー機構である。この機構の様相を図 8-5 に示す。この図では、カラーは赤道面の V_x の分布、緑線は NENL トリガーの起きる磁力線、白線は NENL より後方のプラズマシート磁力線を示す。NENL トリガーの起きる磁力線 (緑) は、図 4-3 のトポロジーの残存を示す閉磁力線同士であり、それらは後方で磁気圏フランクの分岐領域近くを通っている。分岐領域では磁力線の交差によって様々な磁場構造が発生し、図 8-5 の白の磁力線もその一つである。この磁力線は、プラズマシートで逆曲率を持っている。

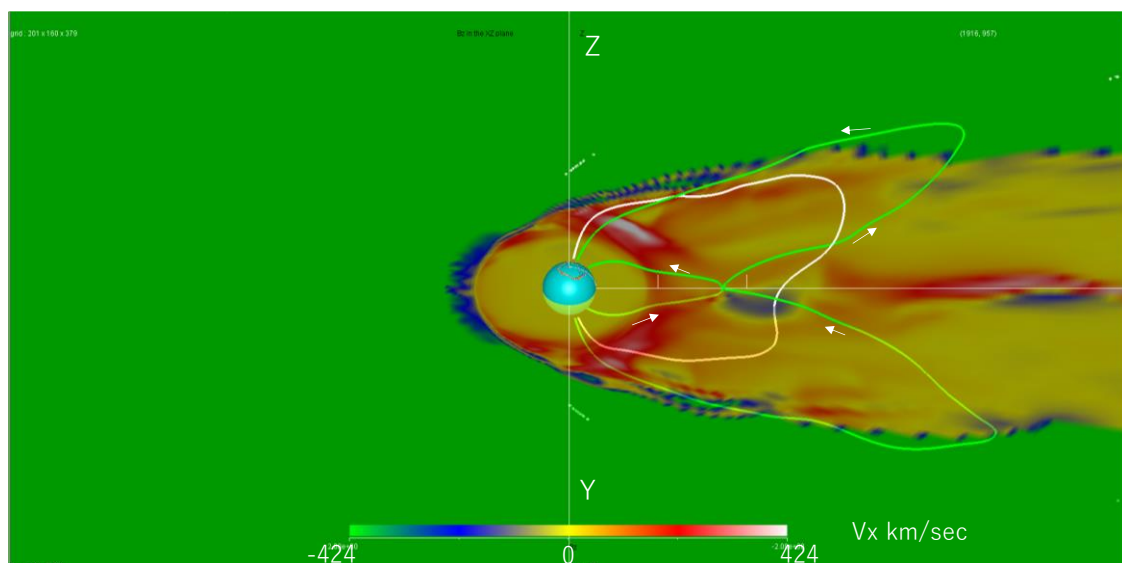


図 8-5 Reduction of Bx by div Vx

これによってテイル向きの力が働き、赤道面でテイル向き流が発生しているのが良く分かる。この効果によるテイル向き流と、地球近くの双極子が延ばされた形の磁力線に伴う地球向き流は、両者の境界で $\text{div} V_x$ を発生させ、その場所で NENL が発生している。緑の磁力線と白の磁力線の交差を見れば、朝方側の緑の磁力線は白い磁力線の下、夕方側の緑の磁力線は白い磁力線の上を通っており、プラズマシートの白い磁力線に対して、緑の磁力線は-X 軸上でガイド磁場リコネクションの対象となるような南北の位置にある。この場合 NENL 発生のマクロ構造は、自発的不安定というより外部駆動である。

図 8-3 で分かるように、図 8-5 の緑の磁力線（図 8-3 でも緑）は 2 巻きのコイルとなる。その中心に core By を巻き込み、プラズモイドとなる。core By の両端は IMF に繋がる。これが図 5-7 (simulated bipolar Bz and core By) の発生機構である。

8.6 サブストームのまとめ・爆発的な理由

図 8-6 に、サブストームのまとめとして、電離圏オンセットの瞬間のグローバル電流の構造を示す。3 R_E の球面上のカラーは、FAC である。プラズモイド（コンターで示した 0-12 時子午面の圧力分布に見られる）が発生した直後で、地球近傍ダイナモ（緑）が形成されている。青の線は quiet arc から、マゼンタの線は initial brightening から、ピンクの線は 3 R_E 上の region 2 FAC からトレースした電流線である。このケースでは、地球近傍ダイナモによって、initial brightening に対応する region 1 FAC

と共に、region 2 FAC も同時に生成されている。これは観測でもそのようになっている[Coxon et al., 2017]。

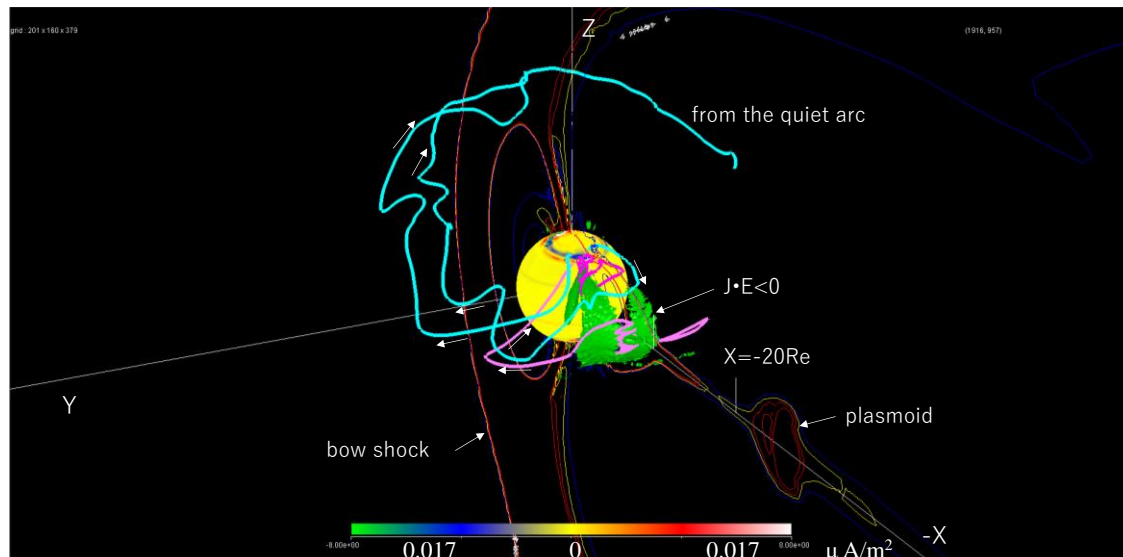


図 8-6 Onset current system

成長相では、ローブプラズマシート境界にシアア流(第 6-7、図 6-13)が形成され、境界上からその外側にかけて region1 FAC が通過し、quiet arc に繋がる。これが青線の電流である。これは既に図 6-7(growth phase current)に示した電流系である。この電流系のダイナモ(エネルギーソース)は図 2-12、図 2-14 のようなカスプーマントルダイナモとなっており、電流は図 6-13 (convection shear)のシアアでガイドされ、電離圏と繋がる。シアアはローブプラズマシート境界のすぐ外側にあり、したがって region 1 FAC は、電離圏では open 磁場—closed 磁場境界の極側にも分布する。

成長相のトポロジー変動では、北向き IMF の時にできたヌルが後退する。これに伴い、フランクに交差構造と分岐領域が発生し、その結果できる逆曲率を持ったプラズマシート磁場によって、プラズマシート中に発散流が形成される。これによってプラズマシート中心で-X 軸に直角の磁場成分が減少し、そのすぐ北側とすぐ南側の磁力線から、NENL が開始する。

NENL は、quiet arc の赤道端近く、および region 1 FAC と region 2 FAC の境界近くに繋がる closed 磁場中で開始する。それと並行してできる地球向き流は、プラズマシート内部を通り、DF を先頭にして内部磁気圏まで達し、昼側に還流する流れに繋がる。これはテンションと加速度がバランスした流れて、電離圏には投影されない。図 2-4 は成り立っていない。双極子化はテンションの増加で

あり、これに伴う squeezing により平行流も発生し、それは DF より先に地球近くに達する。平行流により発生する地球近傍ダイナモの作用で、マゼンタ線の電流が発生し、電離圏オンセットに至る。これは、図 5-5 右の電流系と同じである。Thinning 下では、NENL、BBF、地球近傍ダイナモは、全て region 1 FAC と region 2 FAC の境界辺りに投影される。

プラズマシート内端には高圧域が形成され、region 1 FAC より低緯度側の closed 磁場中に、プロトンオーロラと region 2 FAC を発生させる。これがピンクの電流線である。これは、図 2-10、図 2-11 に示した電流系である。

以上がサブストームオンセットに至る概要である。図 8-6 はこれまでに解説した電流系をまとめたものとなっており、オンセット電流系が拡大し、quiet arc の電流系と入れ替わる途中である。この入れ替わりは、双極子化と一体である。このように現実の磁場構造や電流系は複雑である。多くの推定モデルでは、これを正確に捉えてない。

最後にサブストームはなぜ爆発的かという始めの疑問を考えることにする。図 8-2 (evening null line) は、爆発的なリコネクションでない。これと反対に図 8-3 (NENL and the core By) は爆発的なリコネクションになる。両者の違いは何か。図 8-2 では、元々ポテンシャル磁場に近い同士のリコネクションである。両者を隔てる電流層以外主要な電流系は無い。それに対して図 8-3 は、元々広く電流層を抱え込んだ磁力線同士のリコネクションである。両者を隔てる $X = -18 R_E$ にある電流層以外にも、分岐領域に至るまで、電流系が存在する。これらに加えて図 8-3 では、新たなヌルの発生による、ヌルトポロジーの変化がある。同じヌルトポロジーの元、形状変形が進むのが成長相であり、ヌルトポロジー自体が変わるのがオンセットとなっている。

2 ターン磁場とプラズモイドは非ポテンシャル磁場同士のリコネクションの結果であろう。ポテンシャル(またはそれに近い)磁場同士の接触では、爆発には至らないのではないか。NENL は、“ミクロな過程(リコネクション)の結果、マクロな構造がさらなる変形を起こし、両者の結合を通じて速いリコネクションに繋がる”、に該当するのであろう。これは、速いリコネクション→トポロジーの変更→全体構造(非ポテンシャル場)の変化→さらなるリコネクションの促進というループである。マクロな構造変形が進むには、非ポテンシャル磁場の接触とミクロな過程の両者が必要であろう。しかし構造変形は、ポテンシャル場への回帰ではない。さらにマクロな構造として、構造変形後に、太陽風—磁気圏相互作用自体が変わることが必要である。

9 トポロジーの応用：sun-aligned arc 場合

Sun-aligned arc は、IMF が斜め北向きの時に現れる小規模なオーロラである(13.2)。同じ IMF が北向きの時の現象であるテーターオーロラ(sun-aligned arc より大規模)が稀にしか起こらないのに対して、sun-aligned arc は、IMF が北向きの時は、ありふれた現象である。なおテーターオーロラについては、次セクションで示す。似たようなオーロラはカスプの付近でも発生するが、この部分は日照でやや観測しづらい。これに比べ、普通の(夜側の) sun-aligned arc は地上からでも容易に観測できる。観測は1970年代から行われており、古くから知られている現象である。現代の感覚で見れば、古い現象で、ほとんど研究に値しないテーマかもしれない。しかし客観的に見れば、あるのは観測と推定だけであり、これは未解決問題である。磁気圏物理学では、このような問題は、実に多い。本来は古い未解決問題こそ、磁気圏物理学の要点に繋がる。しかしもう十分に研究されているようで、成果無しに終わる恐れもあり、容易に手は出せないのかもしれない。ところが多くの場合、難問に挑戦すると予期せぬ協道が表れ、そちらが発展するものである。最近 sun-aligned arc は、ヌルーセパレーター構造と深い関係があることが分かってきた。

9.1 Sun-aligned arc の様相

Sun-aligned arc の呼び名は、その空間分布の形態から名づけられている。通常アークオーロラはオーロラオーバルに沿って発生する。それに対して、Sun-aligned arc は、通常極冠と思われる高緯度領域(75°より高緯度)に、12時0時の子午線にほぼ平行で、やや正午に向い傾いた方向に発生する[Lassen and Danielsen, 1978]。IMF が北向きの時の現象である。By が小さければ高緯度の sun-aligned arc の分布が見られるが、By が大きいと、オーロラオーバルのアークも共存する。発光は1 keV 以下のソフトな粒子の落下による。地上からも、衛星からも観測されている。ただし地上観測では [small scale sun-aligned arc](#) が目立って見えるのに対して、衛星観測では個々の small scale sun-aligned arc は分解されず、[large scale sun-aligned arc](#) (長さ数千km)が目立つ[Hones et al., 1989]。図 9-1 に、Sun-aligned arc のこのようなグローバル分布を衛星で観測した例を示す。この衛星観測では、地上観測とやや印象が異なるかもしれない。このような印象差があると、それがモデルに影響してしまうのが、オーロラ物理学の難しさでもある。観測を基に、オーロラオーバルと Sun-aligned arc

の全体を総集した構造を、図 9-2 に示す。この全体構造は、[horse collar](#) と呼ばれ、[void](#)、bar、web、arch、ring からなる。

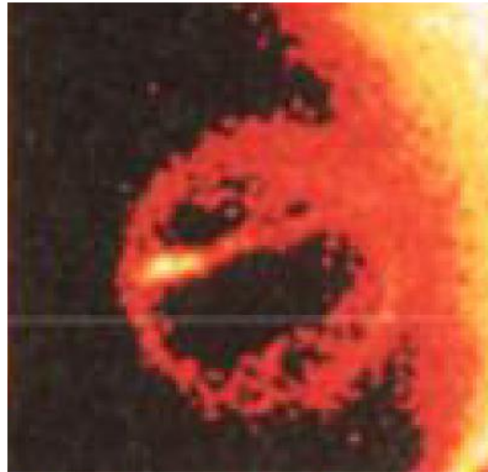


図 9-1 Global distribution of the sub-aligned arc [Hones et al., 1989]

Arch と ring は通常のオーロラオーバである。IMF 北向きに伴って、オーロラオーバルは、収縮している。衛星で観測すると、small scale sun-aligned arc と large scale sun-aligned arc の違いが分かる（図 9-1）。前者は web の間を埋めるように広く分布しているのに対し、後者は大きな構造に影響されているようである。Large scale sun-aligned arc は図 9-2 の bar の部分で発生しやすい[Hones et al., 1989]。Void はオーロラが無い領域である。

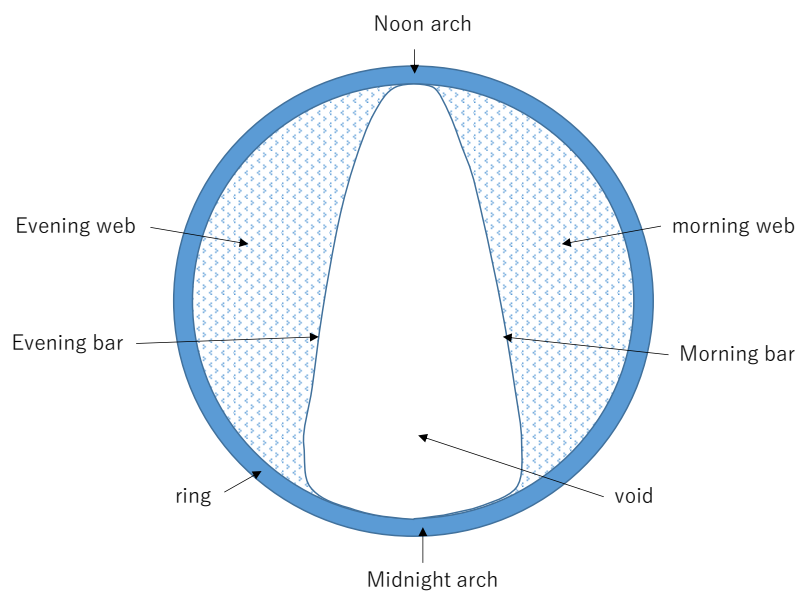


図 9-2 Horse collar structure

北向き IMF の時のヌルセパレーター構造は、真空場の場合は図 4-1 に示し、これを MHD で再現したのが図 4-3 (last closed field lines)、図 4-4 (2 null 2 separator configuration) である。図 4-3、図 4-4 で、マゼンタ(青)の線は open-closed boundary であるが、このマゼンタ(青)線の電離圏での足元が、ちょうど北(南)半球の夕方・朝方の bar に一致する。これは図 8-1 (projection of the 2 null 2 separator) から良く分かる。図 8-1 では、黒い線が 3Re での open-closed boundary (=マゼンタ線の足元)で、カラーが FAC である。s1 は、stem line である。本来ならば、stem line は 1 本であるべきだが、ヌルの真上を通る磁力線は書けないので、2 本になっている。これは MHD 計算と描画の精度の限界を表している。図 9-1、図 9-2 と比較してみると、FAC の分布は sun-aligned arc の分布を再現している。FAC は web にあり、bar の部分に特に長い構造が見られる。これは large scale sun-aligned arc とよく似ている。

以前は sun-aligned arc は、プラズマシートとローブの境界の不安定[Huang et al., 1987]、プラズマシートと LLBL の間の不安定[Rodriguez et al. 1997]、カスプリコネクションの投影[Bonnell et al. 1999]、BBF の投影[Elphinstone et al., 1994]などとして理解しようとされていた。これらは、どちらかといえばローカルな現象としての理解であった。これに対して、ヌルセパレーター構造の投影としての再現は、完全にグローバルな理解である[Tanaka, Obara, et al., 2017]。

9.2 Open-closed boundary と void

Sun-aligned arc の分布特性は、グローバルシミュレーションの解を見ると良く理解できることが分かってきた。このようにみると、極冠中央にある void こそが、open 磁場領域であることが分かる。図 8-1 のシミュレーション結果で、黒線は open-closed boundary、I1 と I2 は図 4-3 で描かれているものと同じセパレーターであり、s1 は北半球の stem line である。large scale sun-aligned arc (青い筋に相当する)は closed 磁場の境界にあり、まだ open ではない。

対流を考察すると、void は電離圏の round セル と crescent セル(図 5-8)の反太陽向き流に大体重なり、ローブの反太陽向き流が投影される[Watanabe et al., 2018]。ただし、ローブセルの部分などで、完全にそうはなっていない場所もある。夜間セパレーターで生成された還流は、web に投影される。したがって sun-aligned arc は、還流に伴う現象である。次に、なぜ還流領域では不安定が起こるのか、それはどのような不安定かという疑問がわく。図 9-3 は、open-closed boundary (セパラトリックス)上の磁力線、YZ 面 ($X = -30 R_E$)での圧力分布(カラー)を示す。小さい丸が地球である。磁力線は図 4-3 (last-closed field lines)で描かれたものと同じであるが、見やすさのため、青の線(朝方の

open-closed boundary) はピンクに変えてある。IMF B_y (図 9-3 ではマイナス) がある時は、プラズマシートは確かに斜めであり、マゼンタの線はプラズマシートの北半分を、ピンクの線はプラズマシートの南半分を通過するのが分かる。このマゼンタ線の外+Z 側は open 磁力線であり、ここが北半球の void である。プラズマシートは、磁気圏フランクの近くで不安定(分岐)を起こしているのが見られる。これが sun-aligned arc に対応する。

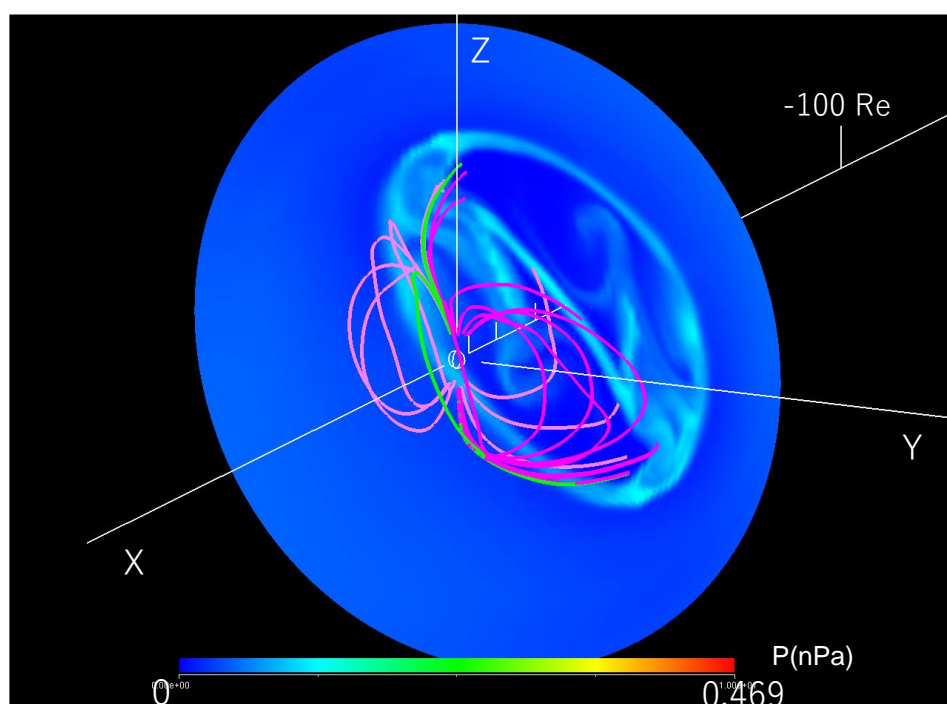


図 9-3 Plasma sheet instability of the horse collar aurora

マゼンタ線は図 4-3(last closed field lines)で描かれているものと同一であり、IMF が北向きの際は、マゼンタの磁力線 (last closed field line) が、 $X = -50 R_E$ 以遠のテイルのかなり奥まで延びるのが特徴である。このうち、比較的短い部分は、夜間セパレーターから多少離れて、+Y 方向へも延びる。長い部分は、セパレーターと並走し、 $X = -100 R_E$ 以遠まで延びる。これらのテイルに伸びた閉磁力線が web に相当する還流と不安定を内在している。これに対してプラズマシートの内端付近 ($X \approx -10 R_E$) の高圧部に延びる磁力線の場所が、通常のオーバルに対応する。

closed 磁場の還流領域の不安定機構の一例として、電離圏と結合した交換不安定が考えられる (図 9-4)。地球近く程密度が高いとし、磁場圏で粗密が発生すると、曲率ドリフトによって電荷+が蓄積する。この電荷による FAC、電離圏電流、電離圏電場を考えると、東向き電離圏電場 E_i が発

生ずる。これが (E_i が) 磁気圏に投影されれば、テイル向き流 V となり、元の粗密が拡大する。このようなオーロラオーバルより高緯度 (ローブ) で発生する交換型不安定については、Ebihara and Tanaka [2016] で報告されている。Open-closed boundary では、電流がブロックされ、さらに FAC が発生しやすくなるであろう。

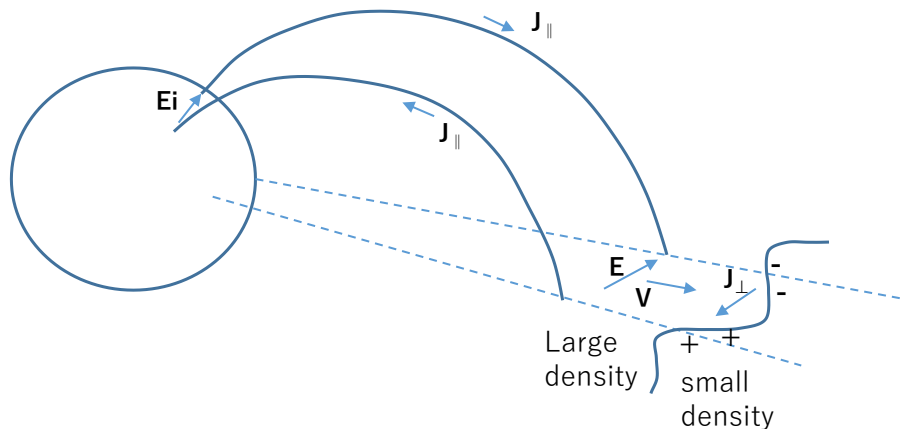


図 9-4 Interchange type instability

Bar に沿って発生する large scale sun aligned arc (上向き FAC) は、open-close boundary を見なければ、テーターオーロラと誤認するであろう。Fear and Milan [2012] はテーターオーロラの出現 LT を統計した時、21 時と 3 時に多いとしているが、open-closed boundary を識別せず統計をしているので、大部分は large scale sun-aligned arc であろう。したがって、この統計結果は bar の位置を検出しているであろう。グローバルシミュレーションで再現された sun-aligned arc の様子は、テーターオーロラとは異なる。テーターオーロラは、closed 磁場領域から切り離されて、open 磁場領域に侵入した場合である。

Sun-aligned arc は IMF が斜め北向きの場合であるが、最近 IMF を真北にすれば、fan-shaped arc も同様に再現できることが分かってきた[Tanaka, Obara, et al., 2019]。fan-shaped arc は、カスプから夜間オーロラオーバルに向って扇の様に幾筋にも広がる、特徴あるオーロラである[Reiff et al., 1978]。このオーロラも古くから知られたものであるが、その原因については、推定があるのみである。シミュレーションの結果によれば、fan-shaped arc は、LLBL を通じたエネルギーの排出 (図 7-2 下) に伴い、流れが超音速に加速され、それと KH 不安定の結合が起きることによって発生する。図 2-7、図 7-3 では、確かに LLBL に不安定が観察される。

10 トポロジーの応用：テーターオーロラの場合

初めてテーターオーロラ（小口本 13.2）が観測されたとき、とにかく世の中にこんな不思議なものがあるか、という印象であった[Frank et al., 1986]。小口先生の著作（13.2）にその画像がある。衛星からオーロラの全体像が観測できるようになったことによる発見である。テーターオーロラは IMF が北向きの時で、強度がやや強い（10 nT かそれ以上）場合の現象である。テーターオーロラの研究ではその形状の特異性ゆえ、観測によるバリエーション追及が典型的な形で行われた[Craven et al., 1991; Obara et al., 1993; Newell and Meng, 1995; Cumnock et al., 1997, 2002; Kullen et al., 2002; Carter et al., 2017; Reidy et al., 2017]。このようなアプローチは、まさに古典的磁気圏物理学の華であり同時に弱さであろう。ここでは推定をカートゥーンで描くという手法がとられる。これは磁気圏物理学で良く見られる手法である。全体構造や形状を描いたカートゥーンは間違いが多い。問題は、グローバルシミュレーションが発展するまで、それが間違いであることを証明する方法も無かったことである。発見当時、テーターオーロラがトポロジーの入れ替えと関連するとは、到底思いも付かなかった。やはり観測と推定だけでは限界があるといわざるを得ない。

10.1 テーターオーロラの観測とシミュレーション

テーターオーロラの計算では、まず IMF が多少強めで（10nT 程度）、北向き一定の時に、定常な状態を作っておく。次に、IMF B_y をスイッチ（ここでは一から+）することによって、テーターオーロラが得られる。図 10-1 に示すシミュレーション結果（カラーは 4 Re の圧力分布、等高線はプラズマシート圧力の YZ 断面）では、球上の円環状の高圧部分がオーロラオーバルであり、それと極冠にあるバーの部分を合わせると、ギリシャ文字 θ のような形状になる。この全体をテーターオーロラと呼ぶ。テーターオーロラを光らせる粒子は、プラズマシート粒子に近いエネルギーを持っており、テーターオーロラは closed 磁場領域と接続されていると推定されている。

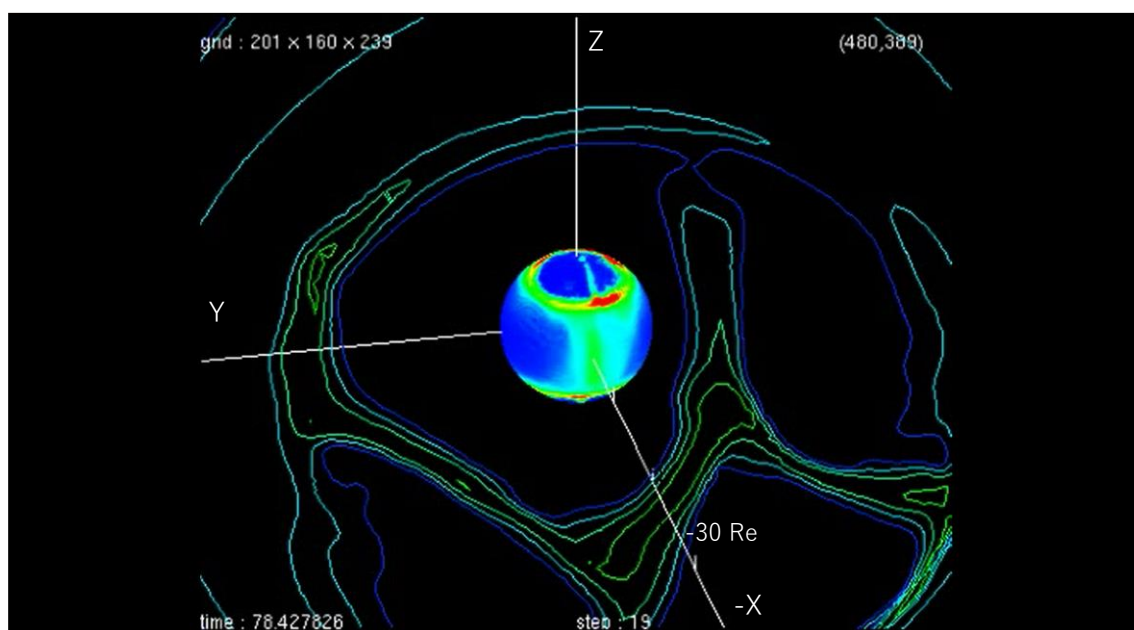


図 10-1 Theta aurora simulation

テーターオーロラもやはり始めは、ローカルに理解しようとする傾向があった。例えば、プラズマシートの一部が何らかの不安定で、ローブ中に突出したものであるというような解釈、カスプリコネクションの構造が投影されているというような解釈、などである。同じようなタイプのモデルが多数提示され、しかし観測だけではどれが正しいかは決定できず、まさに百花繚乱の古き良き時代であった[Fear and Milan, 2012]。これらはシミュレーションによる再現が成功する前の世界であろう。シミュレーションの結果で再現されない説明は、もはや信憑性が低くなっているが、いまでもそれを網羅して導入しようとする人がいることは不思議である。これも磁気圏物理学の一つの弱点を見るような気がする。

図 10-1 の結果で分かるように、テーターオーロラはシミュレーションで再現することができるようになった[Tanaka et al., 2004, 2018; Watanabe et al., 2014]。図 10-1 では、極冠にテーター型のオーロラパターンが、圧力分布として再現されているが、すぐ後で示すように、open-closed boundary で見ても、上向き FAC で見ても、テーターオーロラが識別できる。[テーターバー](#)は明け方のオーバルからはがれるように発生し、その後夕方方向にドリフトして行く。図 10-1 はテーターバーがまだ真夜中に差し掛かる前の時点である。ただし図 10-1 の描画球面はシミュレーションの内部境界より多少遠方になっている(約 $4 R_E$)。これは低ベータの計算で誤差が大きい部分があるからである。低ベータ領域の計算精度を上げることは、MHD シミュレーションの重要な改良目標でもある。

等高線はプラズマシートでの、圧力の YZ 断面である。IMF が斜め北向きの時のプラズマシートは、赤道面に一致せず、IMF By に依存して東西に傾いている。図 10-1 のプラズマシートは、IMF By のスイッチによって、傾きが逆転している途中である。中央部が旧傾き、端の部分が新傾きになっていて、全体が Z 型になる。この逆転の最中では、折れ目のところから、旧プラズマシートがローブに貫入し、この投影がテーターバーになっている。ただし、テーターバーが真夜中を過ぎた段階では、多少変わった全体形状になるであろう。

別の解釈として、テーターオーロラを対流変動と結びつけようとするものがある。北向き IMF で By が切り替わり、これによって図 5-8 で round セルの半球が切り替わる。これに伴って、旧対流の昼側への還流が阻止され、夜間に生成された closed 磁場が夜側に溜まるとするモデルである。これには、全体のダイナミクスが取り入れられており、解釈のグローバル化がうかがわれる。

上記の結果で分かるように、テーターオーロラのシミュレーションでも、まずは定常な斜め北向き IMF の時の磁場構造を再現することが基本である。この場合も初期条件は図 4-3 の構造である。テーターオーロラを理解するには、まずこのような基本構造において、ヌルーセパレーター構造をよく理解することが必要で、これは磁気圏物理学の他の問題でも必須である。その後 By スイッチを与えるとヌルーセパレーター構造自体が変わるであろう。

10.2 ヌルーセパレーター構造の遷移

最近の結果で、IMF By が切り替わるとき、遷移中のヌルーセパレーター構造の投影が、テーターオーロラになることが分かってきた[Tanaka et al., 2018]。切り替えの途中では、[4ヌル4セパレーター](#)構造が発生し、この投影が、テーターオーロラになって見える。この様子を表したのが図 10-2 である。これは IMF By 切り替え 25 分後の状態である。ここで左が北半球の電離圏の様子、右が磁気圏の様子である。

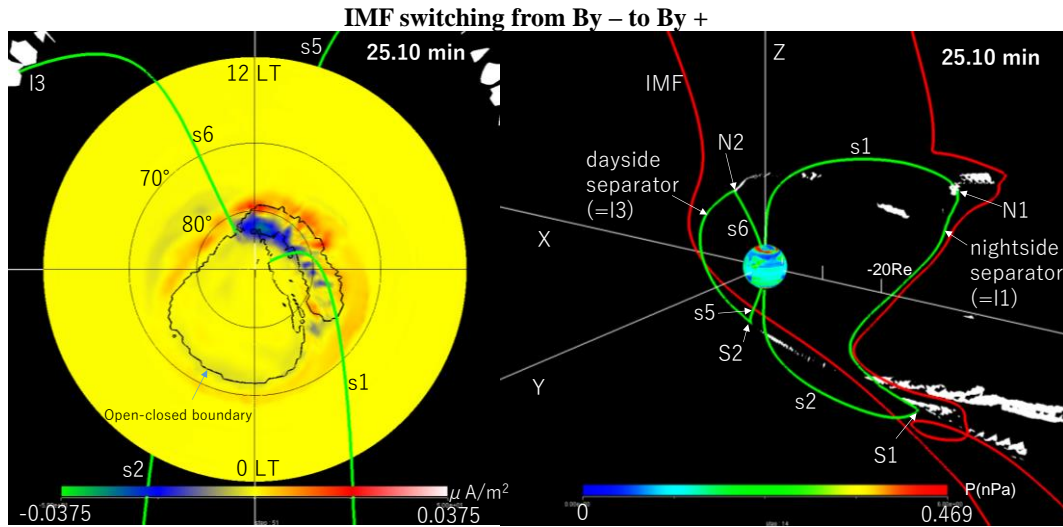


図 10-2 Dayside and nightside separators during the replacing of the null separator structure

磁気圏(図 10-2 右)においては、4 つのヌルがあり、内新しい IMF に対応するヌルが2つ(N2, S2)、旧 IMF に対応するヌルが2つ(N1, S1)ある。この中で、N1, S1 は、図 4-3 の N1, S1 が後退したものである。緑の線と、赤の線は、新旧セパレーターと、それに隣接する detached 磁場である。s1、s2 は旧ヌルから伸びる stem line である。s1、s2 は旧ヌルの後退に伴って、長くなっている。s6、s5 は新ヌルから伸びる stem line である。これらは図 4-3 (last closed field lines) や図 4-4 (2 null 2 separator configuration) の stem line と、朝夕を逆にしただけで、構造は良く似ている。

北半球の電離圏(図 10-2 左)では、FAC をカラーで、open-closed boundary を黒線で描いている。黒線の形状で、テーターバーが見える。テーターバーは、明け方のオーバルから剥がれつつある。テーターバーは昼のオーバルには接続せず、小さなギャップがあるようである。テーターバーに付随した FAC は、バーの朝方縁に分布する。図 10-1 のテーターバーは圧力で見た場合で、これは closed 磁場領域(図 10-2)にはほぼ一致している。テーターバーは、圧力、open-closed boundary、FAC のどれでも見られるが、完全に重なる訳ではない。それぞれが多少ずれている。このずれについては、Watanabe et al. [2014]で、テーターバーに付随した FAC のダイナモがどこにあるか、という問題として取り上げられている。s6 は新しいヌルから伸びる stem line で、昼側オーバルに繋がる。これは図 4-3 の s1 を朝夕逆にした構造である。一方旧ヌルから伸びる s1 は、テーターバーの先端付近に繋がる。

それではテーターバーから伸びる磁力線はどこに繋がるであろうか。まずは電離圏の構造を旧極冠と、新極冠として認識することが必要である。図 10-2 左で、剥がれつつあるテーターバーの背

後（明け方側）にできているのは、新極冠である。これに対しテーターバーの生成で狭くなりつつあるのは、当然旧極冠である。これを南半球に焼き直すと、夕方新極冠があり、朝方に旧極冠があることになる。次いで、**図 4-3** の構造を思い出さなければならない。北（南）半球のヌルから stem line と反対側に伸びる磁力線は、南（北）半球の open-closed boundary に繋がっていた。

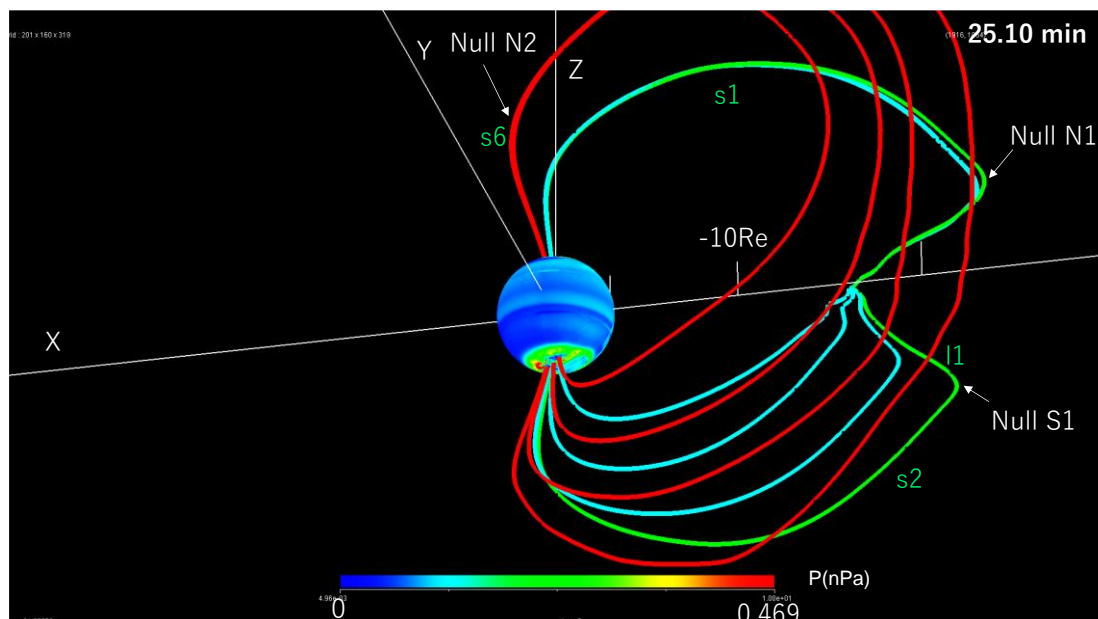


図 10-3 Magnetic field lines leading to both sides of the southern theta bar

以上の準備の下、**図 10-3** は旧セパレーター（緑）、新旧ヌル（N1 と N2）、それから電離圏側に延びる stem line（s1、s6）、N1 と N2 から stem line と逆側に伸びる磁力線（ファン）の一部（それぞれ青と赤）を描いている。ヌルの一般的な構造（**図 4-2**）からして、青と赤の磁力線は、ファン状に広がりセパトリックスを形成するはずである。このように考えると、ヌル N1 から伸びる磁力線（青）が、南半球の古い極冠（朝方側）の縁を形成し、ヌル N2 から伸びる磁力線（赤）は、南半球の新しい極冠（夕方側）の縁を形成するはずである。**図 10-3** は、南半球のテーターバーの両サイドに繋がる磁力線を描いている。N2 と N1 から伸びる磁力線は、まさに新旧極冠の縁を形成している。赤と青の線は、それぞれ高緯度側のセパトリックスの一部（テーターバー側）を描いている。全部描くと、低緯度側にあるオーロラオーバルの縁に繋がる磁力線も描ける。ここで、テーターバーは、新旧セパトリックスのどちらから見ても閉磁力線側に相当する。以上の結果は**図 10-4** のような4ヌル4セパレ

ーター構造から理解できる。図 10-3 で描かれた赤と青の面は図 10-4 では α' 面 (セパトリックス) 及び α 面 (セパトリックス) で、s1 に近い部分に相当する。

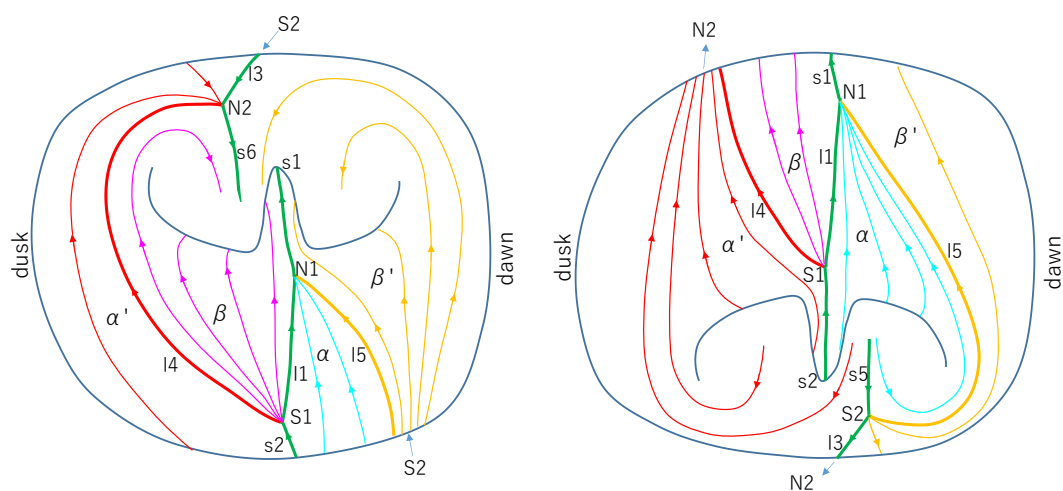


図 10-4 Summary of connectivity between separators, stem lines, and nulls: N1, S1, N2, S2, separators: I1, I3, I4, I5, stem lines: s1, s2, s5, s6, separatrixes: α , β , α' , β'

ヌルセパレーター構造の入れ替えとテーターオーロラが結びつくというような予想外の結果になっている。形状は複雑であるが、ここに現れる stem line、ファン (セパトリックス) などの要素は、ヌルの一般的な構造を満たしている。ヌルセパレーター構造の切り替え過程の投影は、これはこれまででもっともグローバルなテーターオーロラの理解である。テーターオーロラは、電離圏対流 (還流の阻止モデル)、磁気圏対流 (プラズマシートの折れ曲がりモデル) [Tanaka et al., 2004]、ヌル構造の遷移 (本セクション) のどの面から見ても理解できる。これは、電離圏対流、磁気圏対流、ヌル形成は、同じ現象の別の面だからであろう。このように磁気圏物理学では、よりグローバルな理解に進化していなくてはならない。テーターオーロラを見れば、ダイナミクスだけでは、磁気圏構造が理解できないことが、痛切に分かる。

11 まとめ

対流の全体構造、ダイナモ、FAC の起源、エネルギー変換、カバランス、磁場トレース、電流トレース、ヌル、セパレーターなどは、オーロラ発生の原因となる空間構造の基本的力学要素であろう。しかし、いずれも観測では直接見えない構造である。このため今までのオーロラ物理学や磁気圏物理学では、カートゥーンを多用してきた。これらをシミュレーションの解として描けるようになったのを受け、本シリーズ（オーロラ物理学）が計画された。この巻で示したのは、本シリーズでめざす研究の方向についての概要である。各個の問題に対する詳細は、以下の巻で順次示されるであろう。

MHD 方程式に従うダイナミクスでは、流れによって磁場が変形され、磁気張力や磁気圧が発生し、それが流れ場に跳ね返り、全体の場合が決まる。この構造は対流であり、対流はエネルギー変換システムである。アークオーロラは、対流の伝達を可視化するものである。しかし対流、FAC は、カバランスとエネルギー変換だけでは理解できない。この場合は凍結の原理によって、近接する 2 点はどこまで行っても近接することになり、太陽風—磁気圏相互作用やトポロジーの変化は発生しない。トポロジーの変化には、MHD によるダイナミクスに加え、ヌルセパレーター構造によって決まる特定の場所で、磁気拡散のような非 MHD 過程が働く必要がある。このように磁気圏物理学には、ヌルのような大きな構造から、非 MHD 過程のような小さな構造まで、多様な要素が含まれている。グローバルシミュレーションでは、非 MHD 過程は拡散で近似されている。それでも観測が再現できることは、大きな構造がより重要なことを示している。

非 MHD 過程が働く場所は、ヌルとセパレーターによって決まる。磁場形状の変形が進んでも、ヌル構造は連続的には変化しない。ヌル構造の変化は相の変化に対応し、相変化はトポロジー全体の遷移になる。トポロジーの変化があれば、磁気張力や磁気圧の分布に大きく影響し、全体の急激な変化が進行する。ここに、ダイナミクスとトポロジーの結合が発生し、全体は複合系となる。このような両者の結合は、この巻の一つの主題である。サブストームを高速な非 MHD 過程として理解しようとするのは、間違いであろう。全体構造の急激な変動は、非 MHD 過程とマクロ構造の変更が結合する相変化（ヌル構造変化）によって起こる。リコネクション→トポロジーの変更→全体構造（非ポテンシャル場）の変化→さらなるリコネクションの促進、というループが必要である。全体構造は変化し、太陽風—磁気圏相互作用自体が変更される。

この巻での重要なポイントは、一般化された対流の描像である。太陽風―磁気圏相互作用は、ストレスの発生である。磁気圏―電離圏対流は、ストレスの変換・輸送・排出システムである。ストレスはまず熱エネルギーに変換される。その後熱エネルギーの直接排出、電磁エネルギーに変換しての排出が発生する。電磁エネルギーへの変換には、ダイナモと FAC の形成が伴う。地磁気変動は、電磁エネルギー排出の結果である。カスプ、マントル、LLBL、プラズマシートなどの圧力領域の生成は、対流構成の一環として発生する。これらは IMF や磁気圏形状によらず成り立つ、基本原理となる。対流の理解には、カバランス、エネルギー変換、ダイナモ、FAC を考察することが不可欠である。

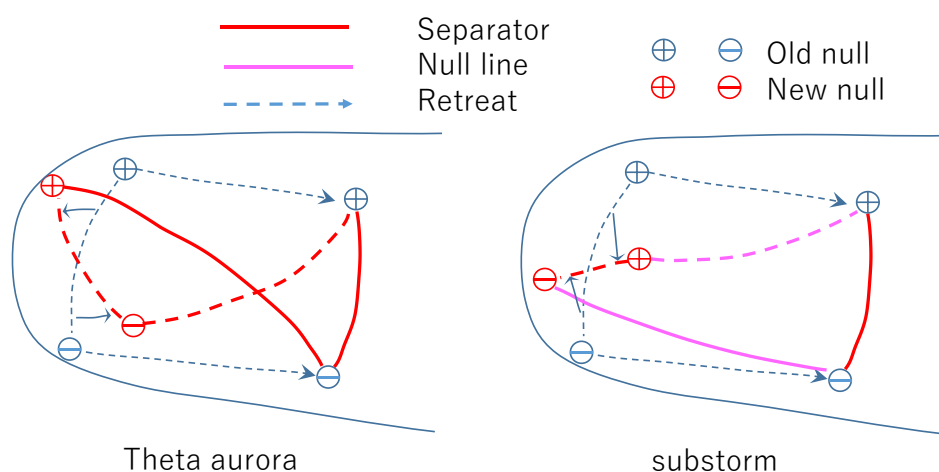


図 11-1 null connection for the theta aurora and the substorm

これまでのオーロラ物理学では、アークオーロラ発生を考察するにあたって、ヌルという概念はなかった。この巻では、アークオーロラの全体形状の解釈に、ヌルの構造を反映させた。sun-aligned arc [Tanaka, Obara, et al., 2017]、fan-shaped arc などでも、このようなヌルの分布を理解しないと、形態学になってしまうことが分かる。ヌルの発生・消滅・移動は、磁気圏―電離圏における強い擾乱となる。テーターオーロラ [Tanaka et al., 2018]、サブストームの成長相、オンセットなどは、そのように理解される。図 11-1 にテーターオーロラとサブストームにおけるヌル接続を描く。図 11-1 では、実線の矢印はヌルの切り替え、点線の矢印はヌルの後退、マイナス記号は図 4-2 (左)、プラス記号は図 4-2 (右) のヌルを表す。このようなヌル接続で見れば、テーターオーロラとサブストームは驚くほど似ている。これが本巻で問題にしている全体構造の究極である。今までの磁気圏物理学では、これらをローカルなダイナミクスで理解してきたきらいがある。観測だけによる複合系の理解では、それでも何とか

してきたという面がある。あらゆる場合に、部分から理解するのではなく、グローバルに理解することをめざさないと、磁気圏物理学は進展しないのではないか。

この巻で示したように、粒子の描像が無くても、アークオーロラは理解できることは、一見不思議である。粒子の加速を考えれば、オーロラは図 1-1 (double layer) のような構造で理解することになる。小口先生の言う様に、磁気圏全体で考えれば 2 次的構造に過ぎないもので、アークオーロラを理解することになる。問題の帰結は、全て場が本質であるということであろう。電流の要請があれば、粒子は無限に供給できるというのが MHD である。磁気圏の全体構造は、この MHD の性質に良くマッチしているということである。ディフューズオーロラの明滅機構、高エネルギー粒子の発生などは、これとまた別の世界（やはり 2 次的構造か）であろう。しかし観測ではすべては一緒に見えてしまう。違いを良く見分ける必要がある。

結論は、アークオーロラ発生においては、トポロジーとダイナミクス（対流）が 1 次構造であり、不安定、粒子加速、平行電場、波動などが 2 次構造であるということになる。究極の全体構造はヌルである。

12 用語解説

12.1 セクション 1 の用語

太陽風： 高温のコロナが熱膨張して発生した超音速のプラズマ流。惑星間空間を満たしている。

磁気圏： 高層大気の外端から太陽風の間広がる、地球磁場の勢力範囲。

電離圏 E 領域： 高層大気が太陽紫外線で電離し、一部がプラズマ状態になった領域が電離圏（高度 60 km~1000 km）で、E 領域はそのうちの高度 100Km 辺りの部分。

リコネクション： 磁力線の繋ぎ変わり。MHD 方程式の厳密解としては実現されない。磁気拡散が必要。

FAC： 沿磁力線電流は、磁気圏—電離圏ダイナミクスの主構造であり、この巻の主題である。

ダイナモ： 発電機構。電磁エネルギーを発生させる機構。ここでは、何らかのエネルギー変換が必要である。

セパレーター： トポロジー数学の用語で、地球の場合は 4 種類の異なった磁力線が共存する場所（線）を指す。トポロジー数学の教えるところでは、セパレーターはセパトリックス（異なった種類の磁力線の境界面）の交線であり、両端にヌル（磁場がゼロになる特異点）がある。

Hall・Pedersen 電流： 衝突のあるプラズマ中の電流。MHD では $\mathbf{J} = \text{rot} \mathbf{B}$ で、電流は電場とは結びつかない。これに対して、Hall・Pedersen 電流は、電場と結び付けられる。

MHD： 電磁流体力学。プラズマの動態を記述する方式の一つ。個々の粒子の運動を平均化した物理量のみを扱う。

サブストーム：極磁気嵐と訳される。地磁気擾乱の要素を成す変動。

地磁気永年変動：数年、数千年、数千万年などいろいろな時間スケールで地球磁場が変動すること、地球内部に原因がある。

オゾン層：太陽の紫外線が酸素分子を分解し、それに続く一連の化学反応を励起し、その結果できるオゾンが成層圏に分布している。

ドリフト運動：荷電粒子が一様でない磁場中で旋回運動を行う時、旋回中心が移動して行くこと。

ダブルレイヤー：電気二重層 (Double Layer) は、局所的に電気的中性条件が破れ、電荷密度が正・負となる領域が隣接して形成され、その結果、局所的な電場が形成されるもの。この場合は1 から 10 keV くらいの電子を加速する。

CPCP：電離圏対流ポテンシャルの大きさを表す。電離圏対流強度の指標になる。

極冠：地磁気緯度 75° ~ 80° より高緯度で、オーロラ発生が少ない領域。

EUV：太陽の彩層 (光球の上部の希薄な大気層、温度 4500~数 10 万 K) からの 100~1300 Å の放射。

伏角：磁場ベクトルが水平方向から下に向いている角度。

Cowling 効果：磁気赤道において、電離圏電気伝導動が特異な増加を起こす。垂直分極電場の生成が原因

ロスコーン：粒子の速度分布が、磁場に平行な方向で少なくなった構造。磁場に平行な速度が大きい粒子が、落下し失われたためであるが、同時に磁場に直角な速度が大きい粒子の散乱が少ないという条件も必要。

地磁気嵐： 中緯度の地球磁場が 40nT 以上減少する現象。原因は地球半径の数倍のところで、西向きに流れる環電流が発生するためとされる。高緯度ではもっと激しい磁場変動が伴う。

環電流： 双極子磁場領域に補足された高エネルギー粒子のドリフト運動で生成される、地球を取り巻き西向きに流れる環状の電流。流体の描像では、内部磁気圏に補足された圧力上昇と釣り合う電流になる。これは激しい擾乱時に形成される。地磁気嵐主相の磁場減少を引き起こすとされている。

シアー： 流れの速さが、流れの方向と直角方向に変化するような流れ。

IMF： 太陽風中に含まれる磁場。大元はコロナ磁場であり、これが太陽風に凍結されて、太陽風と共にやってくる。

動圧： プラズマ流が障害物に当たった時、障害物は圧力を感じる。これを動圧という。

bow shock： 磁気圏の前面にできるショック。ここで太陽風が減速され、高圧になる。

マグネトシース： bow shock と磁気圏の間で、高圧・低速になった太陽風で満たされて領域。下流では再び加速され、高速に戻る。

12.2 セクション 2 の用語

地磁気水平成分 H： 地表において地球磁場を表示する時、水平成分を H、真北からのずれ角を D、鉛直下向き成分を Z と表す。また北向き成分を X、東向き成分を Y、水平面からの下向き角度を I とも表す。

ポインティングフラックス： 電磁場の持つエネルギーの流れの密度。

2セル対流： 朝方に反時計回り、夕方に時計回りの電離圏対流セルが形成された状態。極中央には反太陽向き流がある。

カスプ： 昼側緯度 80~85°に形成される磁場構造の特異点。太陽向きに分岐する磁場と、反太陽向きに分岐する磁場の分岐点。

NBZ 電流： IMF が北向きの時、カスプから夜側にかけて発生する沿磁力線電流。朝方に上向き、夕方に下向きの FAC ができる。

凍結条件： 磁場とプラズマが一緒に動こうとする MHD の運動。

テーター電流： 北側マグネットポーズ、南側マグネットポーズ、プラズマシートの 3 領域の電流をつないで得られる、テイルの電流形状の全体構造。YZ 断面上で、ギリシャ文字の θ の形になる。

マグネットポーズ： 磁気圏の境界で、その外に太陽風がある。

マントル： IMF が南向きの時に顕著なプラズマ領域。高緯度のマグネットポーズのすぐ内側にあって、反太陽向き流で特徴づけられる。

LLBL： 主に IMF が北の時に、太陽風に接する赤道域の磁気圏内にできるプラズマ領域。速い反太陽向流で特徴づけられる。太陽風の運動が粘性で侵入した結果であると想定されている。しかし粘性効果は誤りの可能性も高い。

KH 不安定： 速度差がある流れが接する時、境界面で発生する不安定。

断熱不変量： 系のパラメーターがゆっくり変化する時に保存される物理量。双極子磁場中を運動する荷電粒子については3つの断熱不変量が知られている。

オーロラオーバル： ある瞬間を見たとき、オーロラが一番発生する場所。夜側で低緯度（ 70° 辺り）、昼側で高緯度（ 80° 辺り）に寄った楕円状になる。

convection reversal： ローブでは反太陽向き流、プラズマシートでは太陽向き流とすると、電離圏上で、反太陽向き流と太陽向き流の境目が、ローブープラズマシート境界の投影ということになる。この境界が convection reversal である。

アルフェン波： 磁気張力を復元力とする電磁流体波動、磁場に平行に伝搬する。

部分環電流： 荷電粒子のドリフト運動によってできる地球を取り巻くような電流系が環電流であり、これが主に夜側の LT にだけ出来た時、部分環電流になる。部分環電流は両端で FAC により電離圏電流と繋がると推定されている。

ローブ： 磁気圏尾部で、プラズマシートの南北にある、プラズマ圧より磁気圧が圧倒的に高い領域

磁気張力： 曲がった磁力線が、まっすぐになろうとする方向に及ぼす力

12.3 セクション 3 の用語

低ベータ： プラズマの圧力に比べ、磁気圧が高い状態。地球近くの領域では、低ベータになる。

極光帯： 地理的にみて、オーロラの発生確率が高い領域。統計的な概念。

Pc5： 最も長周期の地磁気脈動。アルフェン波の定在振動と考えられている。

プラズマポーズ： 電離圏起源の冷たいプラズマが磁力線に沿って分布する時、対流の作用によって高緯度では流失する。この流失が始まる緯度をプラズマポーズと呼ぶ。

Pi 2： 減衰振幅型地磁気脈動。サブストームオンセットに連動して発生する。

プラズマシート電流: プラズマシートを朝方から夕方に流れ、南北のローブを生成する電流。

Positive bay: サブストームオンセット時に、夜間中低緯度に現れる磁場水平成分の増加現象。FACによる作用と思われる。

波動粒子相互作用: 粒子の旋回運動とプラズマ波動の共鳴により、波動と粒子の間にエネルギーの交換が行われる過程。

粒子加速: 電磁場やプラズマ波動の影響によって起こる粒子の速度増加。

放射線帯: 双極子磁場に近い形状の内部磁気圏に、高エネルギー粒子が補足された領域。

12.4 セクション4の用語

ベクトル場: 空間の各点においてベクトル量が与えられている場、数学では、多様体の各点における接ベクトル空間の要素が与えられている場と表現される。

ヌル—セパレーター構造: ヌルが磁場のトポロジーを作り、ヌルを結ぶセパレーター上で、異なった種類の磁力線が共存する。

X ポイント: 2次元の磁場特異点構造で、ヌルを形成する場合の一つ。ヌル点の周りで磁場構造がX型になる。

核融合: 真空の炉の中で磁場によってプラズマを閉じ込め、2つの軽い原子核が融合してより重い原子核を形成する反応を起こし、エネルギーを得ようとする技術。

O ポイント: 2次元の磁場特異点構造で、ヌルを形成する場合の一つ。ヌル点の周りで磁場構造がO型になる。

真空場：ポテンシャル磁場のこと。電流がゼロに磁場構造。

磁気拡散：凍結の原理が破れて、磁場がプラズマと分離して拡散するように見える変動。

カスプリコネクション：北向き IMF と双極子磁場を重ねると、カスプの高緯度側で反平行になるので、ここで起こると予想される反平行リコネクションを、カスプリコネクションと呼ぶ。

磁気圏フランク：磁気圏と太陽風の境界で赤道面に近い領域

12.5 セクション 5 の用語

磁気圧：電磁力の発生において、磁場が等価的に圧力を持っているように見えること。

プラズモイド：プラズマシートの一部が切り離され、反太陽方向に飛び出したもの。

DF: Dipolarization front。Bz の増加がプラズマシート中を地球に向って伝搬する変動。これは複数の衛星でないと観測できない。サブストームオンセットと関連して発生するが、オンセットとの時間的な関係は、正確には分かっていない。

インジェクション：静止軌道付近へのプラズマ注入

round セル：IMF が斜め北向きの時に現れる、電離圏対流セル。Crescent セルと朝夕で対になっている。対と言っても両者は朝夕対称でなく、round セルが反対半球に大きく張り出し円に近くなり、Crescent セルはその分細く、三日月状になる。

crescent セル：IMF が斜め北向きの時に現れる、三日月状の電離圏対流セル。round セルと対で現れる。

ロープセル: 開磁場領域だけを回るセル。Round セルの中心部にある。

exchange セル: IMF が真北に近い斜め北向きの時に現れる、電離圏対流セル。昼側の開磁場が、夜間の閉磁場とリコネクションを起こすような条件の時に発生する。

リバースセル: IMF が真北に近い時に現れるセル。高緯度領域に局在し、2 セルとは逆回転になる。

Interchange cycle: IMF が真北に近い斜め北向きの時に現れる対流の形態。昼側の開磁場 12=b が、夜間の閉磁場 8 とリコネクションを起こし、開磁場 9 と閉磁場 13=c に入れ替わる。できた昼間の閉磁場 13 は LLBL 中を 1~8 に輸送され、できた夜側の開磁場 9 は 10~11 に、その後 11 は IMF_a とリコネクションを起こし、開磁場 12=b と detach 磁場に入れ替わる。最終の夜側の閉磁場 8 と昼側の開磁場 12 がサイクルを繰り返す。

インターチェンジリコネクション: IMF と開磁場がリコネクションを起こし、開磁場と IMF になる、開磁場と閉磁場がリコネクションを起こし、閉磁場と開磁場になるという様に、リコネクションの前後で、存在する磁場の種類は変わらず、入れ替わりだけが起こるリコネクション

12.6 セクション 6 の用語

フローブレーキング: 高速流が減速し、運動エネルギーを放出する過程。

Mass loading: 流体に質量が加わり、カバランスに影響を与えること。

交換型不安定: 重力場で重いものが上にあり、軽いものが下にあれば、上下が入れ替わる不安定となる。同じ様に他の力についても、これが等価重力となり、交換不安定が起こることがある。

ガイド磁場: 反並行磁場配位に対して、磁気中性面と並行で、反並行磁場と直角方向にある磁場。

Squeezing: 双極子化に伴って、プラズマシートのプラズマが、磁場に平行な流れとして、内部磁気圏に注入されること。これに対して、インジェクションは磁場垂直な流れによる注入を指す。

12.7 セクション 7 の用語

レーリー対流: 流体を下側から均一に熱したときに生じる、規則的なセル状の対流構造

プリューム: マントルから上昇してくる高温の物質の流れで、比較的小規模な円柱状の流れ。

傾圧不安定: 等圧面と等温面が交差する状態にあるときの大気不安定。主に偏西風の波動となって現れる。

粘性セル: 粘性効果によって駆動される対流セル。太陽風の速度が粘性で磁気圏内部に伝達され、磁気圏内に反太陽向き流を駆動する。還流は $\text{div}V$ が小さくなるように生成される。古くは Dungey 対流と双壁として扱われていたが、最近では考察されていない。

Loading-unloading: サブストームの時電離圏で消費されるエネルギーは、一旦磁場エネルギーとしてテイルに蓄えられたものである。

directly driven: オンセット以後は、磁気圏に流入するエネルギーが増加し、電離圏にも多くのエネルギーが供給されるようになる。

12.8 セクション 8 の用語

マクロ構造: MHD で記述できる構造。アルフェン波は含まれるが、それより高い周波数の波動は含まれない。

ミクロ構造: 粒子の旋回運動もしくは、アルフェン波より高い周波数のプラズマ波動の効果が表れている構造

メアンダリング運動：非一様な磁場中で、荷電粒子の旋回方向が半周期ごとに切り替わるような運動。

分岐：トポロジーの用語。ここでは磁場が二股に分かれるような構造をさす。

12.9 セクション 9 の用語

Small scale sun-aligned arc：全天カメラ」で観測されるスケールの sun-aligned arc

Large scale sun-aligned arc：数千 km にも及ぶ大きなスケールの sun-aligned arc

Horse collar：本来は馬の首かせの意味。北向き IMF の時、オーロラのグローバル分布がこれに似ている。

Void：北向き IMF の時に、極域高緯度のオーロラが無い部分をさす。

12.10 セクション 10 の用語

テーターバー：テーターオーロラは、円状のオーロラオーバルとその中央にあるテーターバーからなり、全体がギリシャ文字 θ に見える。

4ヌル4セパレーター：IMF の向きが変更になった時、旧 IMF に対応するヌルが 2 つ、新 IMF に対応するヌルが 2 つあり、過渡的にヌルが 4 つになり得る。これらを結ぶセパレーターも 4 本になる可能性があり、全体をこう呼ぶ。

13 記号・略号

AEJ: auroral electro jet

AL: オーロラ帯磁場 H 成分変動下包絡線

AU: オーロラ帯磁場 H 成分変動上包絡線

B: 磁場の一般的表記

Bz: 磁場 Z 成分

CBI: 父島

CF: Chapman-Ferraro

CPCP: cross polar cap potential

CW: current wedge

D: 磁場偏角

DF: dipolarization front

Dst: 磁気嵐の指標、中緯度 H 成分の経度平均

E: 電場の一般的表記

EEJ: eastward electrojet

EUV: extreme ultraviolet (極端紫外, 100-1300 Å)

FAC: field-aligned current

FVM: 有限体積法

g: 重力

GUA: グァム島

H: 磁場水平成分、Hall 電流

I: 単位行列

IMF: Interplanetary magnetic field (惑星間空間磁場)

J: 電流の一般的表記

J_{||}: 磁場に平行な電流成分

J_⊥: 磁場に垂直な電流成分

KH: Kelvin-Helmholtz

L: 地球中心からの距離、通常 R_E で測る

l1, l2, l4, l5: separator

LLBL: low-latitude boundary layer

LT: local time

MHD: magnetohydrodynamics

MI: main impulse

MMB: 女満別

N1, N2: 北半球のヌル

NBZ: 北向き惑星間空間磁場 (の時の沿磁力線電流)

NENL: near-earth neutral line

NL: northern lobe

nT: nano Tesla

P: 圧力の一般的表記、Pedersen 電流

Pc5: 最長周期の地磁気脈動

PI: preliminary impulse

Pi2: 減衰振幅型地磁気脈動

PPI: preliminary positive impulse

PRI: preliminary reverse impulse

R1: region 2 FAC

R2: region 1 FAC

R_E : 地球半径(6371 km)

s1, s2, s5, s6: stem line

S1, S2: 南半球のヌル

SC: sudden commencement

SL: southern lobe

S_q : 静穏時磁場日変動

S_q^P : 静穏時極域磁場日変動

SW: solar wind

t: 時間の一般的表記

T: 時間の一般的表記

UT: universal time

V: 速度の一般的表記

V_x: 速度の X 成分

WEJ: westward electrojet

WPB: ワロップス島

WTS: westward traveling surge

X: 太陽方向座標、磁場北向き成分

Y: 地球公転の逆向き方向座標、磁場東西成分

Z: 北向き座標、磁場鉛直成分、spine

μ_0 : 真空の透磁率

14 参考文献

- 小口 高 (2010), 「オーロラの物理学入門」, 名古屋大学太陽地球環境研究所編集,
<https://doi.org/10.18999/28598>
- Akasofu, S.-I. (1964), The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, 12(4), 273-282,
doi:10.1016/0032-0633(64)90151-5.
- Akasofu, S.-I. (2003), A source of auroral electrons and the magnetospheric substorm current systems,
J. Geophys. Res., 108(A4), 8006, doi:10.1029/2002JA009547.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron (1996), Neutral
line model of substorms: Past results and present view, *J. Geophys. Res.*, 101, 12,975-13,010,
doi:10.1029/95JA03753.
- Birkeland, K. (1908), On the cause of magnetic storms and the origin of terrestrial magnetism, in *The
Norwegian Polaris Expedition 1902?1903*, vol. 1, Sect. 1, Aschhoug, Oslo.
- Bonnell, J., R. C. Elphic, S. Palfery, R. J. Strangeway, W. K. Peterson, D. Klumpar, C. W. Carlson, R.
E. Ergun, and J. P. McFadden (1999), Observations of polar cap arcs on FAST, *J. Geophys. Res.*,
104(A6), 12,669-12,681, doi:10.1029/1999JA900085.
- Bristow, W. A., G. Sofko, H. C. Stenbaek-Nielsen, S. Wei, D. Lummerzheim, and A. Otto (2003),
Detailed analysis of substorm observations using SuperDARN, UVI, ground-based
magnetometers, and all-sky imagers, *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1124,
doi:10.1029/2002JA009242.
- Bristow, W. A., and P. Jensen (2007), A superposed epoch study of SuperDARN convection
observations during substorms, *J. Geophys. Res.*, 112, A06232, doi:10.1029/2006JA012049.
- Bristow, W. A. (2009), Relationship between substorm onset locations and nightside convection
pattern features, *J. Geophys. Res.*, 114, A12202, doi:10.1029/2009JA014576.
- Carter, J. A., S. E. Milan, R. C. Fear, M.-T. Walach, Z. A. Harrison, L. J. Paxton, and B. Hubert (2017),
Transpolar arcs observed simultaneously in both hemispheres, *J. Geophys. Res. Space Physics*,
122, 6107?6120, doi:10.1002/2016JA023830.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro (1930), A new theory of magnetic storms, *Nature*, 126, 129-130.

- Coroniti, F. V., and P. L. Pritchett (2014), The quiet evening auroral arc and the structure of the growth phase near-Earth plasma sheet, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 1827–1836, doi:10.1002/2013JA019435.
- Coxon, J. C., I. J. Rae, C. Forsyth, C. M. Jackman, R. C. Fear, and B. J. Anderson (2017), Birkeland currents during substorms: Statistical evidence for intensification of Regions 1 and 2 currents after onset and a localized signature of auroral dimming, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 6455–6468, doi:10.1002/2017JA023967.
- Craven, J. D., L. A. Frank, J. S. Murohree, and L. L. Cogger (1991), Simultaneous optical observations of transpolar arcs in the two polar caps, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 2297.
- Cumming W. D., and A. J. Dessler (1967), Field-aligned currents in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 1007
- Cumnock, J. A., J. R. Sharber, R. A. Heelis, and M. R. Hairston (1997), Evolution of the global aurora during positive IMF Bz and varying IMF By conditions, *J. Geophys. Res.*, 102, 17,489.
- Cumnock, J. A., J. R. Sharber, R. A. Heelis, L. G. Blomberg, G. A. Germany, J. F. Spann, and W. R. Coley (2002), Interplanetary magnetic field control of theta aurora development, *J. Geophys. Res.*, 107(A7), 1108, doi:10.1029/2001JA009126.
- Donovan, E., W. Liu, J. Liang, E. Spanswick, I. Voronkov, M. Connors, M. Syrjasuo, G. Baker, B. Jackel, T. Trondsen, M. Greffen, V. Angelopoulos, C. T. Russell, S. B. Mende, H. U. Frey, A. Keiling, C. W. Carlson, J. P. McFadden, K.-H. Glassmeier, U. Auster, K. Hayashi, K. Sakaguchi, K. Shiokawa, J. A. Wild, and I. J. Rae (2008), Simultaneous THEMIS in situ and auroral observations of a small substorm, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L17S18, doi:10.1029/2008GL033794.
- Dorelli, J. C., A. Bhattacharjee, and J. Raeder (2007), Separator reconnection at Earth's dayside magnetopause under generic northward interplanetary magnetic field conditions, *J. Geophys. Res.*, 112, A02202, doi:10.1029/2006JA011877.
- Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47.
- Ebihara, Y., and T. Tanaka (2015a), Substorm simulation: Insight into the mechanisms of initial brightening, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 7270-7288, doi:10.1002/2015JA021516.
- Ebihara, Y., and T. Tanaka (2015b), Substorm simulation: Formation of westward traveling surge, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, doi:10.1002/2015JA021697.

- Ebihara, Y., and T. Tanaka (2016), Substorm simulation: Quiet and N-S arcs preceding auroral breakup, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 1201–1218, doi:10.1002/2015JA021831.
- Ebihara, Y., & Tanaka, T. (2017). Energy flow exciting field-aligned current at substorm expansion onset. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122, 12,288–12,309. <https://doi.org/10.1002/2017JA024294>.
- Ebihara, Y., Tanaka, T., & Kamiyoshikawa, N. (2019). New diagnosis for energy flow from solar wind to ionosphere during substorm: Global MHD simulation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124. <https://doi.org/10.1029/2018JA026177>
- Elphinstone, R. D., D. J. Hearn, and J. S. Murphree (1994), Dayside aurora poleward of the main auroral distribution: Implications for convection and mapping, in *Physical Signatures of Magnetospheric Boundary Layer Processes*, edited by J. A. Holtet and A. Egeland, pp. 189–200, Kluwer Acad., Norwell, Mass.
- Erickson, G. M., R. W. Spiro, and R. A. Wolf (1991), The physics of the Harang discontinuity, *J. Geophys. Res.*, 96, 1633–1645, doi:10.1029/90JA02344.
- Fear, R. C., and S. E. Milan (2012), The IMF dependence of the local time of transpolar arcs: Implications for formation mechanism, *J. Geophys. Res.*, 117, A03213, doi:10.1029/2011JA017209.
- Frank, L. A., et al. (1986), The theta aurora, *J. Geophys. Res.*, 91, 3177.
- Friedrich, E., J. C. Samson, I. Voronkov and G. Rostoke (2001), Dynamics of the substorm expansive phase, *J. Geophys. Res.*, 106, 13,145.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003), 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., Y. Murata, I. Fujii, Y. Miyoshi, H. Shinagawa, H. Jin, and H. Fujiwara (2018), Evaluation of the Sq Magnetic Field Variation Calculated by GAIA, *Space Weather*, 16, <https://doi.org/10.1002/2017SW001745>.
- Gombosi, T. I. (1998), *Physics of the Space Environment*, Cambridge Univ. Press, The Edinburgh Building, Cambridge, CB2 2RU, U. K.

- Glocer, A., J. Dorelli, G. Toth, C. M. Komar, and P. A. Cassak (2016), Separator reconnection at the magnetopause for predominantly northward and southward IMF: Techniques and results, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 140-156, doi:10.1002/2015JA021417.
- Grocott, A., S. E. Milan, T. K. Yeoman, N. Sato, A. S. Yukimatu, and J. A. Wild (2010), Superposed epoch analysis of the ionospheric convection evolution during substorms: IMF BY dependence, *J. Geophys. Res.*, 115, A00I06, doi:10.1029/2010JA015728.
- Haerendel, G. (2011), Six auroral generators: A review, *J. Geophys. Res.*, 116, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.
- Hamrin, M., O. Marghitu, P. Norqvist, S. Buchert, M. Andre, B. Klecker, L. M. Kistler, and I. Dandouras (2012), The role of the inner tail to midtail plasma sheet in channeling solar wind power to the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 117, A06310, doi:10.1029/2012JA017707.
- 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.
- Heelis, R. A., J. D. Winningham, W. B. Hanson, and J. L. Burch (1980), The relationships between high-latitude convection reversals and the energetic particle morphology observed by Atmosphere Explorer, *J. Geophys. Res.*, 85, 3315.
- Hones, E. W., Jr. (1976), The magnetotail: its generation and dissipation. in *Physics of Solar Planetary Environments*, edited by D. J. Williams, p. 558, AGU, Washington, D. C.
- Hones, E. W., Jr., J. D. Graven, L. A. Frank, D. S. Evans, and P. T. Newell (1989), The horse-collar aurora: A frequent pattern of the aurora in quiet times, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 37.
- Horiuchi, R., and T. Sato (1999), Three-dimensional particle simulation of plasma instabilities and collisionless reconnection in a current sheet, *Phys. Plasmas*, 6, 4565.
- Hu, B., R. A. Wolf, F. R. Toffoletto, J. Yang, and J. Raeder (2011), Consequences of violation of frozen-in-flux: Evidence from OpenGGCM simulations, *J. Geophys. Res.*, 116, A06223, doi:10.1029/2011JA016667.
- Huang, C. Y., L. A. Frank, W. K. Peterson, D. J. William, W. Lennartsson, D. G. Mitchell, R. C. Elphic, and C. T. Russell (1987), Filamentary structures in the magnetotail lobes, *J. Geophys. Res.*, 92, 2349, doi:10.1029/JA092iA03p02349.

- Huba, J. D., N. T. Gladd, and K. Papadopoulos (1977), The lower-hybrid drift instability as a source of anomalous resistivity for magnetic field line reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 125.
- Hughes, W. J., and D. G. Sibeck (1987), On the 3-dimensional structure of plasmoids, *Geophys. Res. Lett.*, 14(6), 636-639.
- Iijima, T. (2000), Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 107-129, AGU, Washington, D. C.
- Iijima, T. and T. A. Potemra, (1976), Field-aligned currents in the dayside cusp observed by triad, *J. Geophys. Res.*, 81, 5971.
- Jiang, F., R. J. Strangeway, M. G. Kivelson, J. M. Weygand, R. J. Walker, K. K. Khurana, Y. Nishimura, V. Angelopoulos, and E. Donovan (2012), In site observations of the preexisting auroral arc by THEMIS all sky imagers and the FAST spacecraft, *JGR*, 117, A05211, doi:10.1029/2011JA01728.
- Jiang, F., M. G. Kivelson, R. J. Strangeway, K. K. Khurana, and R. Walker (2015), Ionospheric flow shear associated with the preexisting auroral arc: A statistical study from the FAST spacecraft data, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 5194–5213, doi:10.1002/2013JA019255.
- Johnson, J. R., and S. Wing (2015), The dependence of the strength and thickness of field-aligned currents on solar wind and ionospheric parameters, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 3987-4008, doi:10.1002/2014JA020312.
- Kamide, Y., F. Yasuhara, and S.-I. Akasofu (1976), A model current system for the magnetospheric substorm, *Planet. Space Sci.*, 24, 215-222.
- Kamide, Y., W. Sun, and S.-I. Akasofu (1996), The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases, *J. Geophys. Res.*, 101, 99-109, doi:10.1029/95JA02990.
- 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, 1131-1156, doi:10.1002/2013JA019515
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma (2016), Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 1536-1556, doi:10.1002/2015JA022166.

- Kitamura, K., H. Shimazu, S. Fujita, M. Kunitake, H. Shinagawa, and T. Tanaka (2008), Properties of AE indices derived from real-time global simulation and their implications for solar wind-magnetosphere coupling, *J. Geophys. Res.*, 113, A03S10, doi:10.1029/2007JA012514.
- Krauss-Varban, D., and H. Karimabadi (2003), Timing and localization of reconnection signatures? Is there a substorm model problem?, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1308, doi:10.1029/2002GL016369.
- Kullen, A., M. Brittnacher, J. A. Cumnock, and L. G. Blomberg (2002), Solar wind dependence of the occurrence and motion of polar auroral arcs: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1362, doi:10.1029/2002JA009245.
- Lapenta, G., M. Ashour-Abdalla, R. J. Walker, and M. El Alaoui (2016), A multiscale study of ion heating in Earth's magnetotail, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 515-524, doi:10.1002/2015GL066689.
- Lassen, K. L., and C. Danielsen (1978), Quiet time pattern of auroral arcs for different directions of interplanetary magnetic field in the Y-Z plane, *J. Geophys. Res.*, 83, 5277.
- Lau, Y. T., and J. M. Finn (1990), Three-dimensional kinematic reconnection in the presence of field nulls and closed field lines, *The Astrophysical Journal*, 350, 672.
- Lessard, M. R., W. Lotko, J. LaBelle, W. Peria, C. W. Carlson, F. Creutzberg (2007), Ground and satellite observations of the evolution of growth phase auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, 112, A09304, doi:10.1029/2006JA011794.
- Lin, Y., and D. W. Swift (2002), Generation of near-Earth reconnection by divergent flows in the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1373, doi:10.1029/2002JA009308.
- Liu, J., V. Angelopoulos, X. Chu, X.-Z. Zhou, and C. Yue (2015), Substorm current wedge composition by wedgelets, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 1669-1676, doi:10.1002/2015GL063289.
- Lu, G., N. A. Tsyganenko, A. T. Y. Lui, H. J. Singer, T. Nagai, and S. Kokubun (1999), Modeling of time-evolving magnetic fields during substorms, *J. Geophys. Res.*, 104, 12,327.
- Lu, S., et al. (2015), Dipolarization fronts as earthward propagating flux ropes: A three-dimensional global hybrid simulation, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, doi:10.1002/2015JA021213.
- Lui, A. T. Y. (1996), Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,067-13,088, doi:10.1029/96JA00079.
- Lui, A. T. Y., et al. (2008), Determination of the substorm initiation region from a major conjunction interval of THEMIS satellites, *J. Geophys. Res.*, 113, A00C04, doi:10.1029/2008JA013424.

- Lyons, L. R., Y. Nishimura, X. Xing, A. Runov, V. Angelopoulos, E. Donovan, and T. Kikuchi (2012), Coupling of dipolarization front flow bursts to substorm expansion phase phenomena within the magnetosphere and ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 117, A02212, doi:10.1029/2011JA017265.
- McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *J. Geophys. Res.*, 75, 5592-5599.
- McPherron, R. L. (1979), Magnetospheric substorms, *Rev. Geophys.*, 17, 657-681, doi:10.1029/RG017i004p00657.
- McPherron, R. L. (2016), Where and when does reconnection occur in the tail?, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 4607-4610, doi:10.1002/2015JA022258.
- Merkin, V. G., J. G. Lyon, and S. G. Claudepierre (2013), Kelvin-Helmholtz instability of the magnetospheric boundary in a three-dimensional global MHD simulation during northward IMF conditions, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 5478-5496, doi:10.1002/jgra.50520.
- Mende, S. B., H. U. Frey, V. Angelopoulos, and Y. Nishimura (2011), Substorm triggering by poleward boundary intensification and related equatorward propagation, *J. Geophys. Res.*, 116, A00I31, doi:10.1029/2010JA015733.
- Newell, P. T., and C.-I. Meng (1995), Creation of theta-auroras: The isolation of plasma sheet fragmentations in the polar cap, *Science*, 270, 1338.
- Obara, T., T. Mukai, H. Hayakawa, A. Nishida, K. Tsuruda, S. Machida, and H. Fukunishi (1993), Akebono (EXOS-D) observations of smallscale electromagnetic signatures relating to polar cap precipitation, *J. Geophys. Res.*, 98, 11,153.
- Ohtani, S., M. Gkioulidou, C.-P. Wang, and R. A. Wolf (2016), The Harang reversal and the interchange stability of the magnetotail, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 3278-3292, doi:10.1002/2015JA022025.
- Ouellette, J. E., B. N. Rogers, M. Wiltberger, and J. G. Lyon (2010), Magnetic reconnection at the dayside magnetopause in global Lyon-Fedder-Mobarry simulations, *J. Geophys. Res.*, 115, A08222, doi:10.1029/2009JA014886.
- Parnell, C. E., A. L. Haynes, and K. Galsgaard (2010), Structure of magnetic separators and separator reconnection, *J. Geophys. Res.*, 115, A02102, doi:10.1029/2009JA014557.

- Pritchett, P. L., and F. V. Coroniti (2004), Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field, *J. Geophys. Res.*, 109, A01220, doi:10.1029/2003JA009999.
- Reidy, J. A., R. C. Fear, D. K. Whiter, B. S. Lanchester, A. J. Kavanagh, L. J. Paxton, Y. Zhang, and M. Lester (2017), Multi-instrument observation of simultaneous polar cap auroras on open and closed magnetic field lines, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 4367-4386, doi:10.1002/2016JA023718.
- Reiff, P. H., J.L. Burch, and R.A. Heelis (1978), Dayside auroral arcs and convection, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 391.
- Rodriguez, J. V., C. E. Valladares, K. Fukui, and H. A. Gallagher Jr. (1997), Antisunward decay of polar cap arcs, *J. Geophys. Res.*, 102, 27,227, doi:10.1029/97JA01727.
- Runov, A., V. Angelopoulos, M. I. Sitnov, V. A. Sergeev, J. Bonnell, J. P. McFadden, D. Larson, K. H. Glassmeier, and U. Auster (2009), THEMIS observations of an earthward – propagating dipolarization front, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L14106, doi:10.1029/2009GL038980.
- Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald (1996), Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101, 21,743-21,763, doi:10.1029/96JA01584.
- Russell, C. T. (1972). The configuration of the magnetosphere. In E. R. Dyer (Ed.), *Critical problems of magnetospheric physics*, Inter-Union Comm. on Sol. Terr. Phys. Secr (pp. 1–16). Washington, DC: Natl. Acad. of Sci.
- Sandholt, P. E., C. J. Farrugia, J. Moen, O. Noraberg, B. Lybekk, T. Sten, and T. Hansen (1998), A classification of dayside auroral forms and activities as a function of interplanetary magnetic field orientation. *Journal of Geophysical Research*, 103(A10), 23,325-23,345. <https://doi.org/10.1029/98JA02156>.
- Sandholt, P. E., et al. (2000), Dynamic cusp aurora and associated pulsed reverse convection during northward IMF, *J. Geophys. Res.*, 105, 12,869.
- Sergeev, V. A., V. Angelopoulos, and R. Nakamura (2012), Recent advances in understanding substorm dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L05101, doi:10.1029/2012GL050859.

- Sergeev, V., Y. Nishimura, M. Kubyshkina, V. Angelopoulos, R. Nakamura, and H. Singer (2012), Magnetospheric location of the equatorward prebreakup arc, *J. Geophys. Res.*, 117, A01212, doi:10.1029/2011JA017154.
- Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, et al. (2000), Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in *Magnetospheric Current Systems*, Geophys. Monogr. Ser., vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 41-52, AGU, Washington, D. C.
- Siscoe G. L., G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, N. C. Maynard, K. D. Siebert, D. R. Weimer, and W. W. White (2001), Global role of E_{\parallel} in magnetopause connection: An explicit demonstration, *J. Geophys. Res.*, 106, 13,015.
- Siscoe, G. L., M. M. Kuznetsova, and J. Raeder (2009), Search for an onset mechanism that operates for both CMEs and substorms, *Ann. Geophys.*, 27, 3141-3146.
- Sitnov, M. I., A. S. Sharma, P. N. Guzdar, and P. H. Yoon (2002), Reconnection onset in the tail of Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 107(A9), 1256, doi:10.1029/2001JA009148.
- Sitnov, M. I., and M. Swisdak (2011), Onset of collisionless magnetic reconnection in two-dimensional current sheets and formation of dipolarization fronts, *J. Geophys. Res.*, 116, A12216, doi:10.1029/2011JA016920.
- Sitnov, M. I., N. Buzulukova, M. Swisdak, V. G. Merkin, and T. E. Moore (2013), Spontaneous formation of dipolarization fronts and reconnection onset in the magnetotail, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 22-27, doi:10.1029/2012GL054701.
- Stern, D. P. (1983), The origin of Birkeland currents, *Rev. Geophys.*, 21, 125-158.
- Stevenson, J. E. H., and C. E. Parnell (2015), Spontaneous reconnection at a separator current layer: 1. Nature of the reconnection, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 10,334-10,352, doi:10.1002/2015JA021730.
- Tanaka, T. (1994), Finite volume TVD scheme on an unstructured grid system for three-dimensional MHD simulation of inhomogeneous systems including strong background potential fields, *J. Comput. Phys.*, 111, 381, doi:10.1006/jcph.1994.1071.
- 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, 12,057-12,074.

- Tanaka, T. (1999), Configuration of the magnetosphere-ionosphere convection system under northward IMF conditions with nonzero IMF By, *J. Geophys. Res.*, 104(A7), 14,683-14,690, doi:10.1029/1999JA900077.
- Tanaka, T. (2001), IMF By and auroral conductance effects on high-latitude ionospheric convection, *J. Geophys. Res.*, 106, 24,505, doi:10.1029/2001JA900061.
- Tanaka, T., T. Obara, and M. Kunitake (2004), Formation mechanism of the theta aurora by a transient convection during northward IMF, *J. Geophys. Res.*, 109, A09201, doi:10.1029/2003JA010271.
- Tanaka, T. (2007), Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, 1-72, doi:10.1007/s11214-007-9168-4.
- Tanaka, T., A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Tanaka, T. (2015), Substorm auroral dynamics reproduced by the advanced global M-I coupling simulation, in *Auroral Dynamics and Space Weather*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 215, edited by Y. Zhang, p. 177-190, AGU, Washington, D. C.
- Tanaka, T., M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, Y. Ebihara, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2016), Generation of field-aligned current (FAC) and convection through the formation of pressure regimes: Correction for the concept of Dungey's convection, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, doi:10.1002/2016JA022822.
- Tanaka, T., T. Obara, M. Watanabe, S. Fujita, Y. Ebihara, and R. Kataoka (2017a), Formation of the Sun-aligned arc region and the void (polar slot) under the null-separator structure, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi:10.1002/2016JA023584.
- Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2017b), Global simulation study for the time sequence of events leading to the substorm onset, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi:10.1002/2017JA024102.
- Tanaka, T., Obara, T., Watanabe, M., Fujita, S., Ebihara, Y., Kataoka, R., & Den, M. (2018). Cooperatives roles of dynamics and topology in generating the magnetosphere-ionosphere disturbances: Case of the theta aurora. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123. <https://doi.org/10.1029/2018JA025514>.

- Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2019), Development of magnetic topology during the growth phase of the substorm inducing the onset of the near earth neutral line, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 124, <https://doi.org/10.1029/2018JA026386>.
- Tanaka, T., Obara, T., Watanabe, M., Fujita, S., Ebihara, Y., Kataoka, R., & Den, M. (2019). Magnetosphere-ionosphere convection under the due northward IMF, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 124, <https://doi.org/10.1029/2019JA026547>.
- Uozumi, T., et al. (2009), Propagation characteristics of Pi 2 pulsations observed at high- and low-latitude MAGDAS/CPMN stations: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 114, A11207, doi:10.1029/2009JA014163.
- Vasyliunas, V. M. (1970), Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particles and Fields in the Magnetosphere*, edited by B. M. McCormac, pp. 60-71, Reidel, Dordrecht, Netherlands.
- Watanabe, M., and G. J. Sofko (2008), Synthesis of various ionospheric convection patterns for IMF BY-dominated periods: Split crescent cells, exchange cells, and theta aurora formation, *J. Geophys. Res.*, 113, A09218, doi:10.1029/2007JA012868.
- Watanabe, M., S. Sakito, T. Tanaka, H. Shinagawa, and K. T. Murata (2014), Global MHD modeling of ionospheric convection and field-aligned currents associated with IMF By triggered theta auroras, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, 6145-6166, doi:10.1002/2013JA019480.
- Watanabe, M., Fujita, S., Tanaka, T., Kubota, Y., Shinagawa, H., & Murata, K. T. (2018), A magnetohydrodynamic modeling of the interchange cycle for oblique northward interplanetary magnetic field. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, <https://doi.org/10.1002/2017JA024468>
- Watanabe, M., Fujita, S., & Tanaka, T. (2019), Magnetospheric dynamo driving large-scale Birkeland currents, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124, <https://doi.org/10.1002/2018JA026025>.
- Wilder, F. D., S. Eriksson, and M. Wiltberger (2015), The role of magnetic flux tube deformation and magnetosheath plasma beta in the saturation of the Region 1 field-aligned current system, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 2036–2051, doi:10.1002/2014JA020533.

- Yao, Y., Y. Ebihara, and T. Tanaka (2015), Sudden pressure enhancement and tailward retreat in the near-Earth plasma sheet: THEMIS observation and MHD simulation, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 201–211, doi:10.1002/2014JA020482.
- Zhu, P., J. Raeder, C. C. Hegna, and C. R. Sovinec (2013), Nature of axial tail instability and bubble-blob formation in near-Earth plasma sheet, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 653–663, doi:10.1029/2012JA017972.

著者略歴

田中高史

東京大学理学部地球物理学科卒業

通信総合研究所電磁圏伝搬研究室長

通信総合研究所第2特別研究室長

九州大学教授

九州大学名誉教授

第24次南極地域観測隊員

極地研電子ライブラリー
National Institute of Polar Research Electronic Library

オーロラ物理学シリーズ①
複合系磁気圏物理学

令和 2 年 3 月 31 日 第 1 刷発行

著者 田中高史

編集 片岡龍峰

発行所 大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構 国立極地研究所
〒190-8518 東京都立川市緑町 10-3

©2020 National Institute of Polar Research