太陽地球圏環境予測

オープン・テキストブック

(PSTEP Open Textbook)

編者　草野完也・石井守・三好由純
一本潔・余田成男

0. はじめに

草野 完也（名古屋大学）

（2021 年 4 月 18 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

文明とテクノロジーの発達を通して人類の生存環境は今や宇宙空間にも拡大しつつあります。通信や航空機の安全な運航、気象・災害の状況把握にとって人工衛星は重要な役割を果たします。人工衛星を利用した測位や衛星放送は今では個々人の日常生活にとっても不可欠のインフラです。一方、様々な宇宙探査機が太陽系の隅々まで到達し、1977 年に打ち上げられたボイジャー1 号と 2 号はすでに太陽圏を脱出し、星間空間を航行しています。「はやぶさ」と「はやぶさ２」によって、地球外の天体からサンプルを地上に運ぶことまで可能になりました。宇宙ステーションには常に宇宙飛行士が滞在しており、近い将来、一般の人々が宇宙空間へ赴く時代が迫っています。新たな月面有人ミッションや火星への有人ミッションも計画されています。今や、宇宙は人類の活動領域であると言えます。

一方、地球周辺の宇宙（ジオ・スペース）や惑星間空間に対して太陽活動は大きな影響を与えます。太陽フレアに伴って放出される大量の高エネルギー粒子は宇宙飛行士の健康にとって大きな脅威となります。さらに、太陽で発生する爆発現象である太陽フレアやコロナ質量放出は宇宙空間のみならず地上の電磁環境をも大きく乱すため、電力・通信・航空などにとっても潜在的なリスクとなる場合があります。また、宇宙環境変動の原因となる太陽黒点活動の長期的変動が地球の気象・気候にも影響を与えることを示唆する多くのデータも見出されています。それゆえ、現代文明が今後継続的に発展し、人類が宇宙に拡大するためには太陽活動と宇宙環境の変動である「宇宙天気」を正確に理解し予測することが必要です。

こうした背景のもと、科学研究と宇宙天気予報の有機的な連携のもとに、我々が生きる太陽地球圏環境を正確に理解し、その変動を的確に予測することを目指して、全国の関連する研究者が参加した文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「太陽地球圏環境予測：我々が生きる宇宙の理解とその変動に対応する社会基盤の形成（通称：PSTEP、領域代表：草野完也）」が 2015 年度から 5 年間実施されました。PSTEP は 4 つの計画研究班（A01:予測システム班、A02:太陽嵐班、A03:地球電磁気班、A04:周期活動班）と多くの公募研究から組織され、500 編を超える科学論文を出版するなど数多くの研究成果を生み出してきました。PSTEP の研究成果とその詳細についてはホームページをご参照ください。

「太陽地球圏環境予測 オープン・テキストブック（PSTEP Open Textbook）」は PSTEP に参加した全国の研究者が、その成果を基に太陽地球圏環境予測に関する基礎から最新の研究までを、大学院生をはじめとする若手研究者に分かりやすく解説するために制作したものです。テキストブックの全体は PSTEP の計画研究に対応する 4 つの章（第 1 章　宇宙天気と社会のつながり、

第 2 章　地球電磁気圏と宇宙天気予報、第 3 章　太陽嵐と宇宙天気予報、第 4 章　太陽周期活動の予測と気候影響）から構成されており、各章でそれぞれの領域に関する基礎から応用までを学ぶことができます。全体を通して幅広い理解を得ることもできますし、各章を構成する各項はそれぞれ独立の解説となっていますので、興味ある項目を拾い出して読んでいただくこともできるでしょう。目次には各解説へのリンクが挿入されていますので、インターネット環境があれば直接アクセスすることができます。様々な形で幅広くご利用ください。

このオープン・テキストブックの企画は PSTEP が 2017 年に北海道陸別町で実施した PSTEP サマースクール陸別 2017 を基礎として実現しました。特に、第 6 章の用語解説はこのサマースクール実行委員会が制作したものです。専門的な用語の意味を把握するためご利用ください。また、第 7 章には執筆者・編集者が紹介されています。学びをさらに深めて自ら研究を進めたいみなさんは、直接、執筆者に質問されることもできるでしょう。

なお、将来の研究の発展をできるだけ反映し最新の情報を維持するため、このオープン・テキストブックの内容も適宜改訂していく予定です。宇宙地球圏環境の研究に興味がある多くのみなさん、特にこれから大学院などで研究を進めたいと考えられている若い皆さんにとってこのオープン・テキストブックが役に立つことを願っています。

最後に、この企画に協力して頂き多忙ななかで解説記事を執筆いただいた全ての執筆者のみなさん、膨大な編集作業を的確に進めて頂いた羽賀さおりさん、PSTEP の研究支援を担当頂いた國枝素子さんをはじめとする名古屋大学宇宙地球環境研究所総合解析研究部秘書室のみなさん、本テキストブックの公開にご努力頂いた名古屋大学附属図書館のみなさん、さらに PSTEP と本テキストブックの企画にご協力いただいた全てのみなさんに心から感謝申し上げます。ありがとうございました。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP20H05604 の助成を受けたものです。

太陽地球圏環境予測 オープン・テキストブック (PSTEP Open Textbook)

			受付日	公開日
0.	はじめに	草野　完也（名古屋大学）	2021/4/18	2021/5/31
	DOI:10.18999/pstep.2021.0.1			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000045/files/0-1.pdf			
	目次		2021/4/19	2021/5/31
	DOI:10.18999/pstep.2021.0.2			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000046/files/0-2.pdf			

―― 第１章 ――

1.	宇宙天気と社会のつながり	石井　　守（情報通信研究機構）	2020/2/4	2021/5/31
	DOI: 10.18999/pstep.2021.1.0			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000047/files/1.pdf			
1.1	宇宙天気の社会影響	石井　　守（情報通信研究機構）	2020/3/18	2021/5/31
	DOI: 10.18999/pstep.2021.1.1			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000048/files/1-1.pdf			
1.2	各分野における宇宙天気の影響			
1.2.1	通信・放送・測位	斎藤　　享（電子航法研究所）	2020/8/5	2021/5/31
		津川　卓也（情報通信研究機構）	2022/1/24 改訂	
	DOI：10.18999/pstep.2021.1.2.1			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000049/files/1-2-1_20220124.pdf			
1.2.2	電力	海老原　祐輔（京都大学）	2020/7/30	2021/5/31
	DOI：10.18999/pstep.2021.1.2.2			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000050/files/1-2-2.pdf			
1.2.3	人工衛星	長妻　　努（情報通信研究機構）	2020/9/30	2021/5/31
	DOI：10.18999/pstep.2021.1.2.3			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000051/files/1-2-3.pdf			
1.2.4	宇宙放射線被ばく	久保　勇樹（情報通信研究機構）	2020/7/8	2021/5/31
		佐藤　達彦（日本原子力研究開発機構）		
	DOI：10.18999/pstep.2021.1.2.4			
	URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000052/files/1-2-4.pdf			

1.2.5 大気ドラッグ 陣 英克（情報通信研究機構） 2020/7/1 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.1.2.5
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000053/files/1-2-5.pdf

1.3 激甚宇宙天気災害 石井 守（情報通信研究機構） 2020/3/19 2021/5/31
1.3.1 宇宙天気災害の規模と頻度
1.3.2 宇宙天気災害に対する各国および国際機関の対応
1.3.3 宇宙天気現象の社会影響
DOI：10.18999/pstep.2021.1.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000054/files/1-3.pdf

―― 第 2 章 ――

2. 地球電磁気圏と宇宙天気予報 三好 由純（名古屋大学） 2021/4/1 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.0
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000055/files/2.pdf

2.1 地球電磁気圏に関する宇宙天気 塩川 和夫（名古屋大学） 2020/6/19 2021/5/31
2.1.1 地球電磁気圏の構造と変動
2.1.2 地球電磁気圏の計測
DOI：10.18999/pstep.2021.2.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000056/files/2-1.pdf

2.2 宇宙放射線 三好 由純（名古屋大学） 2020/6/3 2021/5/31
2.2.1 放射線帯の基本的な変動 加藤 雄人（東北大学大学）
2.2.2 太陽風―放射線帯変動 齊藤 慎司（情報通信研究機構）
2.2.3 加速メカニズム 三谷 烈史（宇宙航空研究開発機構）
2.2.4 消失メカニズム 高島 健（宇宙航空研究開発機構）
2.2.5 予測に向けた展望
DOI：10.18999/pstep.2021.2.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000057/files/2-2.pdf

2.3 地磁気変動と GIC
2.3.1 GIC 発生のメカニズム 中村 紗都子（名古屋大学） 2020/7/16 2021/5/31
後藤 忠徳（兵庫県立大学）
DOI：10.18999/pstep.2021.2.3.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000058/files/2-3-1.pdf

2.3.2 GIC の観測 亘 慎一（情報通信研究機構） 2020/1/8 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.3.2 2022/1/28 改訂
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000059/files/2-3-2_20220128.pdf

2.3.3 磁気圏電離圏電流系と地磁気変動 菊池 崇（名古屋大学） 2019/12/9 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.3.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000060/files/2-3-3.pdf

2.3.4 磁気圏電離圏対流とは 藤田 茂（気象大学校） 2020/7/30 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.3.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000061/files/2-3-4.pdf

2.4 電離圏変動
2.4.1 電離圏中の電波の伝搬 大塚 雄一（名古屋大学） 2020/3/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000062/files/2-4-1.pdf

2.4.2 太陽フレアによる電離圏変動 陣 英克（情報通信研究機構） 2020/4/14 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000063/files/2-4-2.pdf

2.4.3 地磁気嵐による電離圏変動 品川 裕之（情報通信研究機構） 2020/3/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000064/files/2-4-3.pdf

2.4.4 極域における電離圏変動 細川 敬祐（電気通信大学） 2019/11/29 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000065/files/2-4-4.pdf

2.4.5 中規模伝搬性電離圏擾乱(MSTID) 大塚 雄一（名古屋大学） 2020/3/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.5
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000066/files/2-4-5.pdf

2.4.6 プラズマバブル 大塚 雄一（名古屋大学） 2020/3/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.6
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000067/files/2-4-6.pdf

2.4.7 スポラディックＥ層 津田 卓雄（電気通信大学） 2020/3/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.2.4.7
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000068/files/2-4-7_20210531.pdf

―― 第３章 ――

3.太陽嵐と宇宙天気予報 一本 潔（京都大学） 2021/2/25 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.0
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000069/files/3.pdf

3.1 太陽大気の構造と磁気現象

3.1.1 太陽の基本定数と太陽大気の平均的構造 一本 潔（京都大学） 2020/2/23 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000070/files/3-1-1.pdf

3.1.2 光球―対流と磁場の相互作用 一本 潔（京都大学） 2020/2/23 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000071/files/3-1-2.pdf

3.1.3 彩層―ガス優勢から磁場優勢へ 一本 潔（京都大学） 2020/2/23 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000072/files/3-1-3.pdf

3.1.4 コロナと太陽風―磁場が支配する高温大気 清水 敏文（宇宙航空研究開発機構） 2020/3/10 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000073/files/3-1-4.pdf

3.1.5 太陽風と太陽圏 岩井 一正（名古屋大学） 2020/11/12 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.5
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000074/files/3-1-5.pdf

3.1.6 コラム：宇宙回収サンプルに記録された CME 圦本 尚義（北海道大学） 2020/3/30 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.1.6
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000075/files/3-1-6.pdf

3.2 太陽嵐現象

3.2.1 太陽嵐の観測網 花岡 庸一郎（国立天文台） 2019/11/29 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.2.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000076/files/3-2-1.pdf

3.2.2 フレア放射 渡邉 恭子（防衛大学校） 2020/3/30 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.2.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000077/files/3-2-2.pdf

3.2.3 コロナ質量放出 八代 誠司（米国カトリック大学） 2020/5/22 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.2.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000078/files/3-2-3.pdf

3.2.4 太陽高エネルギー粒子 八代 誠司（米国カトリック大学） 2020/6/17 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.2.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000079/files/3-2-4.pdf

3.3 太陽嵐の予測
3.3.1 フレア活動領域の形成 鳥海 森（宇宙航空研究開発機構） 2019/10/31 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.3.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000080/files/3-3-1.pdf

3.3.2 太陽フレア予測 草野 完也（名古屋大学） 2020/3/23 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.3.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000081/files/3-3-2.pdf

3.3.3 太陽高エネルギー粒子予測 簑島 敬（海洋研究開発機構） 2019/11/19 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.3.3
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000082/files/3-3-3.pdf

3.3.4 コロナ質量放出予測 塩田 大幸（情報通信研究機構） 2021/5/19 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.3.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000135/files/3-3-4.pdf

3.4 超巨大フレアと極端宇宙天気現象の可能性
3.4.1 太陽型星のスーパーフレア 野津 湧太（ Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado Boulder / National Solar Observatory） 2019/11/11 2021/5/31 2022/1/31 改訂
DOI：10.18999/pstep.2021.3.4.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000083/files/3-4-1_20220131.pdf

3.4.2 歴史に刻まれた巨大宇宙天気現象 早川 尚志（大阪大学） 海老原 祐輔（京都大学） 2019/10/16 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.3.4.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000084/files/3-4-2.pdf

―― 第 4 章 ――

4. 太陽周期活動の予測と気候影響 余田 成男（京都大学） 2021/04/22 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.0
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000085/files/4.pdf

4.1 太陽ダイナモと周期活動 太陽磁場変動の観測・理論 櫻井 隆（国立天文台） 堀田 英之（千葉大学） 2019/11/25 2021/5/31
4.1.1 黒点の発見、11 年周期活動
4.1.2 天体物理学的観測の始まり

4.1.3 プラズマ物理学（磁気流体力学）の発展と古典的ダイナモ理論
4.1.4 再び混沌の時代へ
4.1.5 磁束輸送ダイナモ
4.1.6 熱対流モデル
DOI：10.18999/pstep.2021.4.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000086/files/4-1.pdf

4.2 数値モデルによる太陽周期活動予測 今田 晋亮（名古屋大学） 2019/03/29 2021/5/31
4.2.1 太陽周期活動予測とその社会的需要
4.2.2 これまでの周期活動予測研究
4.2.3 太陽極小期の極域の磁場と次のサイクル活動の関係
4.2.4 太陽表面磁束輸送モデル(Surface Flux Transport(SFT) Model)
4.2.5 太陽周期活動予測研究における今後の課題
DOI：10.18999/pstep.2021.4.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000087/files/4-2.pdf

4.3 過去の太陽活動
4.3.1 過去の太陽放射と紫外線強度変動とその推定 浅井歩（京都大学） 上野悟（京都大学） 2020/12/1 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.3.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000088/files/4-3-1.pdf

4.3.2 過去の宇宙線強度変動の詳細解析 宮原ひろ子（武蔵野美術大学） 2019/12/6 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.3.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000089/files/4-3-2.pdf

4.4 古気候データにみる太陽活動の気候影響 宮原ひろ子（武蔵野美術大学） 2019/12/6 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.4
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000090/files/4-4.pdf

4.5 太陽活動の気候影響
4.5.1 太陽活動の超高層大気への影響 藤原 均（成蹊大学） 陣 英克（情報通信研究機構） 2020/03/24 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.5.1
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000091/files/4-5-1.pdf

4.5.2 太陽活動の中間圏・下部熱圏への影響 三好 勉信（九州大学理学研究院） 2019/12/25 2021/5/31
DOI：10.18999/pstep.2021.4.5.2
URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000092/files/4-5-2.pdf

4.6	階層的モデル群による太陽活動変動の気候影響評価 DOI：10.18999/pstep.2021.4.6 URL： https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2002034/files/4-6.pdf	余田　成男（京都大学）	2022/1/6	2022/1/20
4.7	太陽活動変動の気候影響評価実験－地球システムモデルシミュレーション	吉田　康平（気象庁気象研究所）	2019/11/5	2021/5/31
4.7.1	太陽活動変動の気候への影響シミュレーションの意義			
4.7.2	太陽活動変動の気候への影響をどうシミュレーションに取り込むか			
4.7.3	気象研究所地球システムモデルによるシミュレーション			
4.7.4	最新研究による太陽活動変動の気候への影響評価 DOI：10.18999/pstep.2021.4.7 URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000093/files/4-7.pdf			
5.	あとがき DOI：10.18999/pstep.2021.5.0 URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000094/files/5.pdf	草野　完也（名古屋大学）	2021/04/18	2021/5/31
6.	用語解説 DOI：10.18999/pstep.2021.6.0 URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000095/files/6.pdf	「PSTEP サマースクール陸別2017」実行委員会	2021/02/02	2021/5/31
7.	執筆者・編集者紹介 DOI：10.18999/pstep.2021.7.0 URL：https://nagoya.repo.nii.ac.jp/record/2000096/files/7.pdf		2021/04/19	2021/5/31

1. 宇宙天気と社会のつながり

石井　守（情報通信研究機構　電磁波研究所　宇宙環境研究室）
（2021 年 2 月 4 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

地球は大気と磁場に包まれており、太陽からの電磁波やプラズマ粒子は地表にはほとんど到達しない。しかし太陽活動の状況によって、様々な形で我々の生活に影響を与えていることが知られている。大気の庇護が少なくなる超高層や宇宙空間においては、高エネルギー粒子による電子機器や人体への被ばくの影響が懸念される。また大気の外圏である電離圏は太陽活動に伴う電磁環境の変化によって時間的・空間的な変動を起こし、これが地上-地上間の短波・超短波通信放送に影響を及ぼす。また同時に、衛星-地上間のコミュニケーションにも影響を与える。本章では、太陽活動が私たちの生活に与える影響について解説するとともに、その影響に対する各国および国際機関の対応状況について言及する。更に、PSTEP の成果の一つである、宇宙天気現象が社会に与える影響の頻度と規模の推定について紹介する。

1.1 宇宙天気の社会影響

石井　守（情報通信研究機構　電磁波研究所　宇宙環境研究室）
（2020 年 3 月 18 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

宇宙天気とは、主に太陽の活動を源とする地球近傍宇宙および大気への影響をさし、特に我々の生活に影響を与える諸現象をさすことが多い [1]。太陽は生命の活動・維持に必要な熱や光を供給する一方、生命にとって危険な X 線・紫外線などの電磁波、高エネルギー粒子、あるいは太陽風と呼ばれる高速のプラズマ流を噴出する。

電磁波は地球の大気と光化学反応を起こし、大気上部が電離し電離圏を形成する。これにより、波長が短く生命に悪影響を及ぼす電磁波のほとんどは地上までは届かない。また、太陽風は地球磁場および電離圏と相互作用することで複雑な様相を示す。太陽風中の太陽由来の磁場が北向きの時には、地球磁場は防護壁として働き、地球近傍への影響は限定的である。一方南向きの時には太陽由来の磁場と地球磁気圏の間で磁気再結合が生じて太陽風のエネルギーが地球近傍まで到達する。特に、太陽フレアおよびそれに伴う高エネルギー粒子やコロナ質量放出（Coronal Mass Election; CME）、コロナホールから放出される高速の太陽風、およびフィラメント放出に伴う太陽風などによる地球及び生活に与える影響が大きいことが知られている。

太陽フレアに伴う電磁波、高エネルギー粒子および CME の伝搬速度はそれぞれ異なることから、地球および社会への影響は時間差をもって現れる。電磁波は光速で地球に到達するためフレア発生後 8 分程度で影響が表れる。高エネルギー粒子は 30 分から 2 日程度後、CME の影響はその速度によるが 2～3 日後に発生することが多い。

電磁波による影響を図 1 に示す。X 線や紫外線は電離圏の比較的低高度にある D 領域の電子密度を増加させる。この領域は中性大気密度が高いため、中波・短波等を吸収し伝搬を妨げる。これによりこれらの周波数を使った通信・放送の利用を著しく妨げる（Dellinger 現象、あるいは Radio Black out）。また、太陽からの電磁波は非常に広帯域に及ぶため、衛星測位信号および航空管制レーダの使用が困難になる事例も報告されている。これらの現象は、太陽が見えている範囲、つまり昼側で発生することが特徴である。

続いて、高エネルギー粒子による影響を図２に示す。高エネルギー粒子は宇宙空間での有人活動時には人体被ばくを引き起こす可能性があり、また、人工衛星等飛翔体の電子回路上の信号エラーを起こすことで誤作動の原因になると考えられている。大気圏内でも国際線の航空機高度では地上に比べて被ばくの危険性が高まることが知られている。また、極域を中心に電離圏 D 領域の電子密度増加を

[1] 米国 NOAA は“Space Weather refers to variations in the space environment between the sun and Earth (and throughout the solar system) that can affect technologies in space and on Earth.”と定義 (https://www.regions.noaa.gov/central/index.php/noaas-space-weather-prediction-center-space-weather-toolkit/)

引き起こし、短波帯を中心に通信・放送の利用が制限される（極冠域吸収 Polar Cap Absorption : PCA）。

CME の影響を図３に示す。CME の影響により人工衛星に帯電現象が発生し、衛星の機能低下あるいは運用の停止が発生する可能性がある。また、極域の磁力線に沿って磁気圏・電離圏間に電流が生じ大規模なオーロラが発生するとともに、地下誘導電流（Geomagnetically Induced Current; GIC）が発生、送電網および給電システムに影響を与える。オーロラは中性大気を加熱・膨張させ低高度衛星の軌道に影響を与えるほか、電離圏嵐を発生させ、電離圏の乱れによる衛星・地上間あるいは電離圏を利用した通信・放送の利用低下などが発生する。特に電離圏遅延の変化による衛星測位精度の劣化や、シンチレーションによるロック損失発生での利用制限等も発生する可能性がある。

電離圏は地表に近いことから、太陽活動等の影響の他、台風や前線等の気象や地震等の影響を受けて変動している。これら気象現象が原因となる電離圏擾乱は太陽フレアの発生には関連せず発生する。代表例としてはプラズマバブルとスポラディック E 層が挙げられる。これらの例を図４に示す。

プラズマバブルは磁気赤道を中心に日の入り後に南北に対称に発生する電子密度の低い領域である。プラズマバブル内を通過する衛星測位信号は想定される電子密度モデルとの差が大きくなり測位精度の劣化を引き起こす。また、プラズマバブルの境界付近では電子密度の空間変化が非常に大きいため電波のシンチレーションが発生し、地上において安定した受信ができないために衛星測位の利用が制限されることがある。

スポラディック E 層（Es 層）は、高度 100km 付近の電離圏電子密度が局地的に増加する現象をさす。Es 層は D 領域とは反対に短波および超短波の反射を高め、想定以上に伝搬距離を延ばすことが知られている。このために遠隔地で同じ周波数帯を用いているシステムに干渉し利用の不具合を発生させることが知られている。

以下の章において、これらの現象と社会への影響についてより詳細に説明していく。

図 1. 電磁波による社会インパクト

図 2. 高エネルギー粒子による社会インパクト

図 3. CME による社会インパクト

図 4. 太陽フレアに起因しない宇宙天気現象による社会インパクト

1.2 各分野における宇宙天気の影響

前段で述べたように、宇宙天気の社会影響は様々な分野において異なるタイミングで発生する。以下の項では宇宙天気の影響が大きく現れる分野について個別に紹介する。

1.2.1 通信・放送・測位

斎藤　享（電子航法研究所）、津川　卓也（情報通信研究機構）

（2020 年 8 月 5 日受付、2021 年 5 月 31 日公開、2022 年 1 月 24 日改訂）

本章は「『太陽地球圏環境予測』宇宙天気災害に向けた科学提言のためのハザードマップ」から転載・一部改訂したものである。詳細な議論については [1] を参照されたい。

図1. 電離圏の通信・放送・測位への影響

高度約60 ～1000kmの超高層大気は、太陽からのX線や極端紫外線の吸収などにより、その一部が電離したプラズマ状態になっており、電離圏と呼ばれる（歴史的には電離層と呼ばれてきたが、近年では電離圏と呼ばれることが一般的である）。電離圏は太陽や下層大気の影響を受けて常に変動しており、そのプラズマの濃さや構造に応じて、中波・短波帯の電波の反射や吸収、人工衛星による通信・測位で利用される極超短波帯の電波の遅延・揺らぎなどを生じさせ

る性質がある（図1）。そのため、現在の生活に必要不可欠な社会インフラとなっているGPS等の全球測位衛星システム（Global Navigation Satellite System: GNSS）や通信・放送衛星、また古くから見通し範囲を超える通信手段である航空無線や船舶無線、防災無線等に利用されている短波通信・放送など、電波伝播を利用したシステムは、電離圏の各領域で発生する変動や乱れにより障害が発生することがある。本章では、まず電離圏の構造について簡単に触れたのち、通信・放送・測位への電離圏の影響とその規模について記述する。

図2. 電離圏の電子密度構造

1.2.1.1 電離圏の構造

図2に示すように、電離圏は高度および組成の違いからいくつかの領域に分けて名前がつけられており、低い方から、D領域、E領域、F領域と呼ばれている（歴史的にはそれぞれD層、E層、F層と呼ばれてきた）。高度300~400 km付近のF領域で最も電子密度（あるいはプラズマ密度）が高くなっている。電離圏の主電離源は、基本的には太陽からの電磁波（X線、極端紫外線等）によるため、プラズマ密度は太陽天頂角に依存して、日出から増加し、昼間に極大になったのちに夜間にかけて減少するという日周期の変化をしている。また、太陽天頂角が小さくなる低緯度域のプラズマ密度が高くなる傾向があるが、実際には図3に示すように、磁気赤道を挟んだ緯度帯（磁気緯度±15度程度）にプラズマ密度が高い領域である赤道異常が形成される。D領域、E領域については、基本的に南中時の太陽天頂角が小さくなる夏にプラズマ密度が相対的に大きくなる季節変動が見られる一方、F領域については、日中の電子密度が春と秋に

極大となる半年変化が見られ、さらに日中のプラズマ密度が夏季よりも冬季に高くなる季節異常が中・高緯度で見られる。実際の電離圏は、太陽放射線だけでなく、太陽風や磁気圏活動、中性大気の風などの影響も受けて常に変動しているが、詳細については2.1章を参照されたい。

図3. 電離圏F領域プラズマ密度（O^+粒子密度）分布

1.2.1.2 通信・放送

通信・放送に用いられる電波の送信点から受信点までの伝わり方は、その周波数によって、導波管伝播、電離圏伝播、見通し内伝播と異なる。この周波数毎の電波伝播の違いにより、電離圏における宇宙天気現象（電離圏現象）による影響も変わってくる。電波の周波数毎の電波伝播と主な用途を図4に、また通信・放送に対する電離圏現象とその影響を表1に示す。各電離圏現象の詳細については2.4章を参照されたい。本章では、これらの現象の影響とその規模について述べる。

図4. 周波数毎の電波伝播と用途

表1. 通信・放送に対して障害を起こし得る電離圏現象と影響

分野	影響と被害	障害を起こし得る電離圏現象
通信・放送	短波（HF）に対する障害	デリンジャー現象 電離圏負相嵐 プラズマバブル 極冠吸収
	超短波（VHF）に対する障害	プラズマバブル スポラディックE層
	極超短波（UHF）に対する障害	プラズマバブル

【短波（HF）に対する障害】

通信衛星や海底ケーブルが発達した現在において、短波通信の役割は限定的であるものの、航空無線や船舶無線、防災無線、国際ラジオ放送など遠距離通信に用いられている。短波（HF）通信が影響を受ける電離圏の宇宙天気現象として、デリンジャー現象、電離圏負相嵐、スポラディックE層、極冠吸収が挙げられる。

デリンジャー現象は、太陽フレアが発生した時に急激にX線強度が増大することで、そのX線を吸収した電離圏D領域の電子密度が急増し、短波が吸収される現象である。発見者の名前を取ってこのように呼ばれる現象であり、短波突然消失（Short Wave Fadeout: SWF）とも言う。電離圏の最下部にあるD領域は、周囲の中性大気粒子との衝突のため、電波を吸収する性質がある。吸収量はD領域の電子密度が高いほど大きく、低い周波数の電波ほど影響が大きくな

る。短波は通常電離圏のF領域で反射されて長距離伝播するが、デリンジャー現象が発生し、D領域の伝播経路で受ける吸収の総量が電波の送信強度よりも大きくなると、通信途絶（ブラックアウト）が発生する（図5）。デリンジャー現象の発生継続時間は、太陽フレアに伴う電磁放射の継続時間に依存し、数10分から数時間程度である。

図5. デリンジャー現象発生時の電波伝播模式図

磁気嵐が起きると、プラズマ密度の日周期変化に擾乱が発生することがあり、これを電離圏嵐と呼ぶ。電離圏嵐は、プラズマ密度が大きく増える電離圏正相嵐（ポジティブストーム）と、大きく減る電離圏負相嵐（ネガティブストーム）に分けられる。電離圏正相嵐は、磁気嵐による極域熱圏の加熱に伴う熱圏風の増大や、磁気圏から極域に印加され低緯度まで侵入する東向き電場により、電離圏のイオンや電子が高高度に押し上げられることで発生する。電離圏負相嵐は、極域熱圏の加熱に伴う大気組成の変化が全球的に広がり、化学反応を通して電離圏のプラズマ密度が減ることで発生する。電離圏正相嵐が発生すると、通常は電離圏を通過する高い周波数帯の短波においても電離圏で反射されるようになり、見通し外の短波通信・放送として利用可能な周波数帯が広がることになるため、障害という点での影響はない。一方、電離圏負相嵐が発生すると、通常はF領域で反射される短波帯の電波が、反射されずに電離圏を通過してしまうため、見通し外の短波通信や短波放送の受信が困難になる（図6）。影響を及ぼす電波の周波数帯が短波であることはデリンジャー現象と共通だが、デリンジャー現象は太陽フレアを起因として数10分～数時間継続するのに対し、電離圏負相嵐は磁気嵐を起因としてその発生から数時間～数日継続するという点で違いがある。

図6. 電離圏負相嵐発生時の電波伝播模式図

プラズマバブルは、磁気赤道を中心とした低緯度の電離圏において、日没後局所的に電子密度が低い領域が「泡」のように発生する現象である（図7）。プラズマバブルは、磁力線に沿って南北方向に広がりながら東向きに移動する。太陽活動が活発な時や、磁気嵐が発生した時には大きく成長し、日本のような中緯度域まで発達することもある。プラズマバブルの内部や周辺では、電子密度の空間的な変化が大きく、短波帯～極超短波帯の電波伝播に影響がある。短波帯においては、プラズマバブルの下部構造による電波伝播方向の変化やプラズマバブル構造に沿った異常伝播等が考えられるが、短波通信・放送における障害という点では影響は少ない。

図7. プラズマバブルの計算機シミュレーション結果 [2]

極冠吸収（Polar Cap Absorption: PCA）は、太陽フレアに伴って放出される太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particle: SEP）によって、極冠域の電離圏D領域の電離が急激に進むことで電波の吸収が増大し、短波帯を利用した通信・放送ができなくなる現象である（図8）。太陽フレア発生から30分～数時間後に発生し、数日続くこともある。太陽フレアに伴うD領域の異常電離による電波の吸収という点ではデリンジャー現象と共通しているが、デリンジャー現象が昼側領域のみで発生するのに対し、PCAは極冠域において昼夜を問わず発生する。そのため、極航路を飛行する航空機との航空無線による通信などに影響が出る。

図8. 2006年12月6日に発生したSEPイベントによる極冠吸収（27.8 MHz帯の吸収量） [3]

次に、短波通信・放送に影響を与える電離圏現象の発生頻度と影響の規模についてまとめていく。デリンジャー現象は太陽フレアに伴うX線などの電磁放射、極冠吸収は太陽から飛来する高エネルギー粒子が主要因となる。また、磁気嵐に伴い発生する電離圏嵐については、磁気嵐の主要因である太陽のコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection: CME）及び高速太陽風と相関が高い。そのため、これらの現象は、11年周期の太陽活動に大きく依存する。一方、プラズマバブルの生成原因は、2.4.6章で述べられるように、電離圏F領域下部のレーリー・テーラー不安定と考えられている。レーリー・テーラー不安定は、東向き電場が大きく、プラズマが高高度にあり、プラズマ密度の高度勾配が大きい場合に成長率が大きくなるため、太陽活動が高いほどプラズマバブルの発生頻度も大きくなる。磁気嵐の主相において強い東向き電場が電離圏に印加されると、中・高緯度まで発達することもある。また、プラズマバブルの発生頻度は、日没線と地球の磁力線の偏角が一致する時期に大きくなるため、顕著な季節および経度変化があり、日本など東アジア域においては、春と秋に発生頻度が大きくなる [6]。図9は、GEONETを利用した全電子数観測に基づく沖縄の3月及び9月のプラズマバブル発生率（発生日数／対象日数）および太陽黒点数の経年変化を示しているが、日本のような中緯度まで発達するプラズマバブルの発生率は、太陽活動度と強い相関があることがわかる。

図9. GEONETを利用した全電子数観測に基づく沖縄のプラズマバブル発生率（発生日数／対象日数）[%] および太陽黒点数の経年変化

表2及び表3に、長期観測データの統計解析やシミュレーション等に基づいて導出した短波通信・放送に影響を与える電離圏現象の発生頻度及び規模の関係を示す。これらの導出等の詳細については、[1]に記述されているためここでは省略する。例えば、表2のデリンジャー現象では、民間航空機で利用される周波数6.6MHzの電波の場合において、10年に1回の頻度で83dB程度の吸収による障害が発生し、1.8～3.6時間継続することになる。極冠吸収は、その規模によって、短波通信・放送に影響が出る領域が拡大する。例えば表3の「磁気緯度（日中）@6.6MHz 10dB」では、6.6 MHz周波数帯が10dB減衰する領域の広がる緯度を示しており、1年に1回の規模では、地球の昼間側で磁気緯度57°まで広がり、46時間その影響が継続し、10年に1回の規模になると、その範囲はさらに低緯度の磁気緯度53°まで広がり、継続時間も71時間と長くなることがわかる。

表2. 短波通信・放送に影響を与える電離圏現象の発生頻度と規模

電離圏現象	規模を示すパラメータ	1回/1年	1回/10年	1回/100年	1回/1000年
デリンジャー現象	吸収量（長距離）[dB] [1)]	71	83	93	100
	継続時間[h] [2)]	0.63-1.6	1.8-3.6	4.0-6.8	7.4-11.9
プラズマバブル	継続時間[h]	4-5	6		

[1)] 長距離短波回線に基づく（実効太陽天頂角0度 6.6MHzの場合）
[2)] イオノゾンデ観測に基づく（1-30MHz‘B’および dfmin≥2.5 MHzの場合）

表3. 極冠吸収の発生頻度と規模

電離圏現象	規模を示すパラメータ	日常～複数回/年	1回/1年	1回/10年	1回/100年	1回/1000年
極冠吸収	10 MeV以上のプロトンフラックス [pfu] [1)]	10^{1-2}	10^{3}	10^{4}	$4x10^{5}$	10^{6}
	Kp指数 [2)]	4 (7)	7 (8)	8 (9)	9	9
	磁気緯度（日中）@6.6MHz 10dB [3)]	65° (60°)	57° (55°)	53° (52°)	51°	50°
	磁気緯度（夜間）@6.6MHz 10dB [3)]	65° (60°)	60° (58°)	56° (55°)	53°	53°
	最短継続時間 [h] [4)]	22	46	71	83	89

[1)] 見積り設定。[4][5]による。1pfu=1/cm^2/sec/sr
[2)] 見積り設定。磁気嵐とは必ずしも一致しない。括弧内の数値はNOAA-Scaleを表す。
[3)] 極冠吸収が広がる緯度。[2][5]による。
[4)] SEPイベントで、10 MeV以上の粒子フラックスが>10 pfuとなる継続時間。[2]による。

【超短波（VHF）に対する障害】

超短波（VHF）帯の電波は、通常電離圏で反射されないため、通信・放送に利用される電波伝播方法としては、見通し内伝播となる。主にFMラジオ放送や航空航法、防災・消防無線などに利用されている。なお、日本の地上アナログテレビ放送では2012年までVHF帯も利用されていたが、地上デジタルテレビ放送化により現在では利用されていない。VHF帯の通信・放送が影響を受ける電離圏現象としては、スポラディックE層（Es層）およびプラズマバブルが挙げられる。

Es層は、高度100km程度に局所的且つ突発的に発生する電子密度の濃い層であり、日本では夏季に頻発する傾向がある [7]。Es層が非常に発達すると臨界周波数がF領域の臨界周波数（foF2）よりも大きくなることがある。電離圏への電波伝播の方向が斜めになり入射角が大きくなるに従って、反射可能な周波数が上がるため、通常は電離圏で反射されないVHF帯の電波でも、入射角が極めて大きくなると、Es層によって反射されるようになる。VHF帯の電波がEs層で反射されて異常伝播すると、見通し外の遠くの通信や放送との混信の原因となる。

図10. スポラディックE層に伴う航空用VHF 帯電波の長距離異常伝播によって起こりうる通信の干渉の模式図 [8]

図10に航空航法に関わるEs層の影響の模式図を示す。Es層によって、見通し外の地上局から発せられたVHF帯電波（民間航空用では108～137 MHz）が航空機に届き、干渉や混信を引き起こす。広島県呉市にて行われているVHF帯航空航法メッセージ伝播のモニタリング観測では、多数の見通し外の送信点からの電波を受信している[8]。

プラズマバブルは、前述したようにその内部や周辺で電子密度の空間的な変化が大きい。VHF帯の電波は、プラズマバブルに内包されるプラズマの不規則構造により散乱されたり、プラズマバブルの構造に沿った伝播をすることにより、その一部が見通し外へも異常伝播することがある。しかしながら、プラズマバブルに起因するVHF帯異常伝播の電波強度は、見通し内の電波伝播やEs層で反射される異常伝播に比べて小さく、VHF帯の通信・放送に大きな障害を与えるものではないと考えられる。

表4に、イオノゾンデの長期観測データに基づいて導出したVHF帯の通信・放送に影響を与えるEs層の発生頻度及び規模の関係を示す。この関係の導出については次の手順による（詳細については、[1]を参照されたい）：（1）1957年から2018年までの62年間のイオノゾンデの観測データ（手動読み取り値）を用いて、東京における日最大のEs層臨界周波数（foEs）の累積頻度分布を導出、（2）VHF帯電波の送信点から、東京上空のEs層により1回反射されて1000km及び2000km離れた受信点に到達可能な周波数の上限を計算し、その累積頻度分布を導出。表4から、Es層による影響により、1年に1回程度の頻度で水平距離1000kmの異常伝播が可能な周波数の上限が100MHz、2000kmの異常伝播が可能な周波数の上限が130MHzであることがわかる。航空機用無線標識VORで使用されるVHF帯（108～118MHz）の場合、水平距離2000km及び1000kmの異常伝播を起こすEs層が、それぞれ1年に1回以上、10年に1回程度の頻度で発生することを意味する。なお、表4で示したEs層の発生頻度は、ある1組の送受信局での伝播確率を示しているが、実際の航空機用無線標識VORへの影響等を考慮する場合は、1つの受信局に対して周囲のすべての送信局やEs層の空間的な構造を考慮する必要がある。航空機用無線標識VORのEs層での反射による異常伝播の発生確率は、日本においてEs層が頻発する夏季において、25％程度であると報告されている [9]。また、強いEs層の継続時間としては、表4に示すよう

に、foEs > 13.3MHzの場合（80MHzの電波がEs層で反射され水平距離2000km以上伝播する目安）および foEs > 18MHzの場合（同じく1000km以上伝播する目安）で、10年に1度の頻度でそれぞれ5時間および3時間程度である。

表4. Es層の発生頻度と規模

電離圏宇宙天気現象	規模を示すパラメータ	1回/1年	1回/10年	1回/100年
Es層	1,000km伝播可能な周波数の上限 [MHz]	100	110	>130[1)]
	2,000km伝播可能な周波数の上限 [MHz]	130	>180[1)]	>180[1)]
	foEs >13.3MHzにおける継続時間[2)][h]	～3	～5	
	foEs >18MHzにおける継続時間[3)] [h]	1-2	～3	

[1)] 不等号はイオノゾンデで観測可能な臨界周波数が30MHzまでであることによる。
[2)] 80MHzの電波が水平距離2000km以上伝播する目安
[3)] 80MHzの電波が水平距離1000km以上伝播する目安

Es層は太陽活動との関連は小さく、日本では夏季に頻度が高くなるなどの季節依存性が高い。また非常に局所的・突発的に発生するため、正確な発生場所や時間を観測・予測することは現状非常に難しい。VHF帯の通信・放送において、Es層による影響を回避するためには、現状のEs層の観測状況とVHF帯の混信状況を把握し、必要に応じて利用する周波数を変更するなどの措置をとることが現実的である。

【極超短波（UHF）に対する障害】

衛星通信で用いられる極超短波（UHF）の電波は、通常電離圏を通過するが、プラズマバブル等に伴うプラズマの不規則構造により、信号受信強度の短周期の変動が発生することがある。この現象は「電離圏シンチレーション」あるいは「シンチレーション」と呼ばれており、地上－衛星間の通信品質の劣化や衛星から送信される撮像データの乱れなどにつながる。この現象は古くから知られており、日本においてもInmarsatなどの衛星通信に影響が出ることが知られている[10]。また、2002年3月アフガニスタンにおける米軍のアルカイダ掃討作戦「Anaconda作戦」中、UHF衛星通信（SATCOM）の障害により、米軍側の人的被害につながっているが、この衛星通信障害はプラズマバブルが原因であった可能性が指摘されている [11]。電離圏によるシンチレーションは周波数が高いほど影響が小さく、10GHz以上の衛星通信システムにおいては、他の対流圏等の影響に比べてほとんど無視できる程度となる。一方、Lバンド（1.5GHz帯）やSバンド（2GHz帯）の衛星通信システムにおいては、プラズマバブルに伴うシンチレーションの影響は無視できなくなる。電波伝播経路がプラズマバブルの構造（磁力線に沿って南北に伸びる）を長く通過するほど影響が大きいため、日本においては静止軌道衛星など南方低仰角の衛星通信に影響が大きくなると考えられる。

1.2.1.3 測位

【衛星測位と誤差要因】

測位とは、何らかの手段を用いて位置・速度・時刻を決定することであり、様々な手段がある。しかし、ここでは近年非常に広く利用が進んでいる測位衛星信号を用いた測位（衛星測位）、特に全地球測位システム（Global Navigation Satellite System: GNSS）と呼ばれる、米国のGPSに代表される衛星測位システムと、それを用いた様々な測位システムについて取り扱う。なお、GNSSの概念、測位原理、信号構成、受信機の構成などの詳細は、参考文献 [12, 13]に詳しい。

GNSSにおいては、複数の衛星から放送される信号の伝播時間を測定し衛星との距離を測定することにより、受信アンテナの位置と受信機の時刻を決定する。すなわち、3次元位置と時刻を決定するため、4個以上の衛星の信号を同時に受信する必要がある。一般的に、信号を受信する衛星数が多く、天球上に均等に分布しているほど測位誤差が小さくなり、良好な測位結果を得ることができる。

GNSS衛星からは主に、UHF帯のうち1.0～1.6 GHzの複数の周波数において信号が放送されている。GPS衛星の場合はL1 (1.57542 GHz), L2 (1.22760 GHz), L5 (1,17645 GHz)の3つの周波数において、擬似ランダムコードで変調された信号が放送されている。GNSS受信機は、これらの信号を用いて衛星との距離を測定するが、測定された距離には様々な誤差が含まれている。コード変調を用いて測定した擬似距離（コード擬似距離、ρ）及び搬送波位相の積算を用いて測定した擬似距離（位相擬似距離、$\lambda\phi$）は以下のように表せる。

$$\rho = r + \delta I + T + c(\delta t_u - \delta t_s) + \epsilon_\rho$$

$$\lambda\phi = r - \delta I + T + c(\delta t_u - \delta t_s) + \lambda N + \epsilon_\phi$$

ここで、λはGNSS信号の波長、cは真空中の光速、rは幾何学的距離、δIは電離圏の屈折率が真空と異なることによる伝播遅延誤差（電離圏遅延）、Tは対流圏の屈折率が真空と異なることによる伝播遅延誤差（対流圏遅延）、δt_u及びδt_sはそれぞれ受信機、衛星の時計誤差、ϵ_ρ及びϵ_ϕはそれぞれコード擬似距離、位相擬似距離のランダム誤差（地面や周囲の物体による反射に伴うマルチパス誤差、熱雑音など）、Nは位相の整数値不定性である。ここで、受信機時計誤差δt_uは、幾何学的距離rに含まれる受信機（アンテナ）位置とともに推定される値である。

表5に、GPS L1信号における測距誤差の典型値を示す。これらのうち、対流圏及び電離圏の遅延が伝播経路に起因するものである。対流圏遅延はモデルによる補正が比較的有効であるが、電離圏遅延は変動が大きく、衛星測位において大きな誤差となりうる。電離圏遅延による誤差は電波の周波数（$f\ [Hz]$）の2乗に反比例し、衛星と受信機の間の単位面積当たりの全電子数（$TEC\ [m^{-2}]$）に比例する。

$$\delta I = \frac{40.3}{f^2}\ TEC\ [m]$$

GPS L1周波数においては、1 $TECU$ ($10^{16} m^{-2}$)あたり0.16 mとなる。

表5. GNSS測距誤差の典型値（GPS L1信号）[12, 13]

誤差要因	誤差
電離圏遅延	垂直換算で数m～数10 m 衛星仰角により最大3倍程度の変動。
対流圏遅延	垂直換算、海面高度で2.3～2.6 m 衛星仰角により最大10倍程度の変動。
衛星時計誤差（放送暦補正後）	約3 m
コード擬似距離ランダム誤差（受信機雑音、マルチパス）	0.5～1.0 m
位相擬似距離ランダム誤差（受信機雑音、マルチパス）	0.5cm～1.0 cm

先に述べたように、GNSSを用いた測位の最終的な目的は、受信機（アンテナ）の位置と時刻（速度を含めて"PVT (Position, Velocity, and Time)"と呼ぶこともある）を求めることである。位置と時刻は、衛星ごとの測距結果を4つ以上用いて、最小二乗法などにより最適な解として得る。この時、位置と時刻（4要素縦ベクトル）と測距データ（N_{sat}（衛星数）要素縦ベクトル）は、衛星配置によって決まる4×N_{sat}行列（S行列と呼ばれる）で結びつけられる。従って求めた位置と時刻の誤差（測位誤差）は、衛星ごとの測距誤差を、S行列を用いて変換したものとなる［12, 13］。すなわち、測位誤差は衛星配置によって異なり、測距誤差から一概に言えるものではない。S行列の要素の値は全体の衛星配置と個々の衛星の位置により、ある衛星の測距誤差が$\delta\rho$である場合、その衛星による誤差の寄与は$\delta\rho$に対応するS行列要素を掛けたもの（衛星軌道情報の誤差による衛星位置誤差がここに誤差要因として入ってくる）となる。行列の要素の値は通常の衛星配置でも1以下のものから3程度まで存在するので、衛星によっては測距誤差の値よりも測位誤差への寄与分が小さい場合と逆に数倍に増幅されて大きくなる場合がありうる。この効果は、一般的には使用可能な衛星数に大きく依存するので、使用可能な衛星を十分確保することはGNSS測位において非常に重要である。

【GNSSを用いた測位手法と電離圏の影響】

GNSSを用いた測位には、1つの周波数のみを利用する1周波測位と、2つの周波数を利用する2周波測位がある。2周波測位では、電離圏遅延が周波数に依存することを利用して電離圏遅延誤差を消去することができる一方で、機器が複雑で高価となりやすく、多くのGNSS測位では1周波測位が用いられている。航空航法においては、安全性が重要となるため、信号の提供が衛星系の運用国により保証され、かつ性能の国際基準[14]が定められているGPS及びロシアのGLONASSによるL1信号のみが使用可能である。2020年現在、欧州のGalileo、中国のBeidouを加えた4衛星系について、L1に加えL5帯の信号を使用可能とするための国際基準の改訂が進められているが、航空航法として2周波測位の利用が広まるには相当な時間がかかると考えられている。つまり、1周波測位は電離圏遅延誤差の存在にもかかわらず広く使われているのである。

さらに、GNSSを用いた測位は、その手法により大きく単独測位、相対測位（ディファレンシャル測位）、高精度単独測位（Precise Point Positioning: PPP）に分けられ、求める測位精度や信頼性によって方法が選択される。単独測位が1台の受信機によって測位を行う方法であるのに対し、相対測位は複数の受信機で同時に測位を行い、相対的な位置関係を計測することで高精度な測位を実現している。相対測位は、さらに、到来する搬送波の到来時間の差から衛星との距離を求め（擬似距離）位置を決めるコード測位と、電波の位相を利用する位相測位（搬送波測位、キネマティック測位ともいう）に分けられるなど、測位精度を向上させるためにさまざまな工夫がされ、方法も多岐にわたっている。単独測位においても、コードを主に用いる測位と搬送波位相を主に用いる測位があり、PPPなどの搬送波測位においては、様々な補正情報を用いたセンチメートル級の精度も可能である。

表6. 電離圏擾乱現象と影響を受けるGNSS測位。✓の有無は一般論として電離圏の影響が出る場合の有無を示すが、特定のシステムにおいては異なる場合があることに注意。

電離圏の効果		電離圏全電子数					電離圏不規則構造	
		電離圏遅延		電離圏遅延空間勾配			強度シンチレーション	位相シンチレーション
電離圏現象		正相嵐	負相嵐	SED/SIPS	プラズマバブル	MSTID	プラズマバブル	オーロラ
1周波	単独	✓	✓	✓	✓		✓	✓
	相対			✓	✓		✓	✓
1周波（精密）	相対（位相）			✓	✓	✓	✓	✓
	単独（PPP）			✓	✓	✓	✓	✓
2周波	単独						✓	✓
	相対					✓	✓	✓
2周波（精密）	相対（位相）			✓	✓	✓	✓	✓
	単独（PPP）			✓	✓	✓	✓	✓

1周波単独測位においては、経験モデルを用いた電離圏補正が行われることが多い。GPSの場合は補正モデルパラメータが衛星から放送されており、受信機はこれを用いて電離圏遅延を補正する。しかし、電離圏嵐等によって電離圏電子密度が通常と大きく異なる場合には、補正による誤差が発生する。電離圏正相嵐、負相嵐ともに誤差要因となるが、電離圏電子密度が0以下になり得ない負相嵐よりも正相嵐の方が、一般的に影響が大きいと言える。

1周波相対測位においては、基準となる受信機と測位解を求めたい受信機の間で電離圏遅延に違いがある場合に、電離圏遅延の空間差（電離圏勾配という）が誤差要因となる。相対測位においては、受信機間の電離圏遅延の差が問題であるので、空間的に急激に変化する電離圏現象が大きな問題となる。電離圏電子密度が空間的に急減するプラズマバブル、磁気嵐に伴って急増するSED（Storm Enhanced Density）あるいはSIPS（Storm-Induced Plasma Stream）と呼ばれるものがその代表である。搬送波位相を用いるキネマティック測位においては、1波長（GPS L1

信号の場合0.19 m）程度以下の誤差が問題になる。したがって、中規模伝播性電離圏擾乱（MSTID）のような、1 TECU（GPS L1信号において0.16 m相当）程度の比較的小さな振幅の電離圏擾乱であっても、測位誤差の増大、収束時間の増大など障害となりうる。ただし、電離圏空間変動が小さくとも、全体的に電離圏遅延が極めて大きく増大する場合は、補正可能な値の上限を超えてしまい、補正誤差が生じる場合もありうることに注意が必要である。

PPPにおいては、誤差要因について精密な補正を行い、センチメートル級の測位を実現する。表5からわかるように、電離圏遅延は誤差の大きな割合を占めるので、電離圏補正を難しくする電離圏擾乱は、測位誤差の増大、収束時間の増大などPPPの障害となりうる。

電離圏遅延は周波数に依存するので、異なる周波数の信号を組み合わせることにより、磁場に依存する高次の項を除いて概ね消去することができる。2周波を用いる測位では、一般的に電離圏遅延の項を消去した、電離圏フリー線形結合

$$\rho_{IF} = \frac{f_1^2\rho_1 - f_2^2\rho_2}{f_1^2 - f_2^2}$$

が用いられる。ここで、f_1、f_2はそれぞれ1番目、2番目の周波数、ρ_1、ρ_2は1番目、2番目の周波数に対応する擬似距離測定値である。電離圏フリー線形結合では、電離圏遅延誤差を消去することができる一方で、上式の分母が周波数の2乗の差になっていることからわかるように、その他の誤差が増幅されるという欠点を持つ。この雑音増大のため、2周波測位であっても、キネマティック測位、PPPにおいては、通常時であっても解の収束時間が1周波測位に比べて増大することがある。そのため、2周波高精度測位であっても、電離圏の補正が性能向上の鍵であり、より正しい電離圏情報を提供することが望まれている。

電離圏のGNSS測位への影響は、これまで述べてきたような遅延効果だけではない。電離圏に不規則構造（GNSS信号の場合300～400 mの空間スケールを持つもの）が存在する場合、フレネル回折により地上に干渉パターンが生成され、受信される信号強度が不規則に変動する。これを電離圏強度シンチレーションと呼び、磁気低緯度のプラズマバブルに伴うものが主である。一方、磁気高緯度地域では、電離圏不規則構造が高速で衛星信号の伝播路を横切ることによる、搬送波位相の不規則な揺らぎが発生する。これを電離圏位相シンチレーションと呼ぶ。いずれの電離圏シンチレーションも受信機の信号追尾を難しくし、測距精度を低下させ、さらに強い場合は衛星信号の追尾を途切れさせる。これは、1周波、2周波を問わず影響が発生する。先に述べたように、測位に使用可能な衛星数が減少すると測位精度が劣化するので、電離圏シンチレーションは使用可能衛星数の減少を通して測位精度の劣化の原因となる。

ここまでは主にGNSSを用いた測位の精度に着目して議論してきた。しかしながら、GNSS測位においては、精度だけが重要であるわけではなく、その目的に応じて重要視される指標が異なることに注意が必要である。例えば、固定点の測量であれば、長時間連続してキネマティック測位を行うことでミリメートル級の測位精度が得られるが、ここでは少々の信号の途切れは長時間データを用いて補正することができるので、それほど問題とはならない。しかし高速移動体では位相追尾の途切れの影響が大きいので、同じ方法は利用しにくい。航空航法において

は、精度はメートル級でよい代わりにリアルタイム性と非常に高い信頼性が必要とされ、測位解が一定の範囲に含まれることを保証し、保証できない場合には警報を出す必要がある。また、測位解が途切れなく得られることも重要である。このような場合においては、発生頻度が非常に低い異常現象についても、必要とされる信頼性の水準と比較して必要であれば考慮しなければならない。このように、GNSS測位では「精度」が注目されやすいが、その利用方法に応じた指標を用いて議論する必要がある。

これらをまとめたものが、表6である。上でも述べたように、電離圏の影響があるかどうかはGNSS測位システムごとに必要とされる精度や信頼性、使いやすさなどのレベルに強く依存する。表6は一般的論として示したものであり、チェックのない項目についてもシステムによっては影響が出る場合もある。また反対に、チェックのある項目についても、システムによっては特に影響が出ない場合もあることに注意が必要である。

【航空航法におけるGNSSの利用】

航空航法においては近年、地上の無線航法装置を用いた航法から、より柔軟で交通容量の高い飛行経路を精度・安全性ともに高く実現するGNSSを用いた航法への移行が進められている。航空航法では、GNSSを用いた航法について国際技術標準が定められており、その中で、上で述べたような精度だけでなく安全性に関わる基準が定められている。航空航法では安全性が重要であり、$1\text{-}10^{-7}$～$1\text{-}10^{-9}$（99.99999～99.9999999 %）の安全性が求められる。一方で、精度については、カテゴリーIと呼ばれる高度60 mまでの精密進入誘導を実現するものであっても、垂直方向の誤差は95 %値で4 mまで許される [14]。

図11. SBAS（左）及びGBAS（右）の模式図

図12. 補強システムの動作概念 [15]

GNSS衛星信号をそのまま使っては、この極めて高い安全性を実現することができないので、補強システム（Augmentation System）と呼ばれる、安全性を補強するシステムが必要となる。補強システムにはいくつか種類があり、着陸進入誘導を可能とするものには地上型衛星航法補強装置（Ground-Based Augmentation System: GBAS）、衛星型衛星航法補強装置（Satellite-Based Augmentation System: SBAS）がある（図11）。補強システムは、補正によって精度を改善するだけでなく、GNSSユーザーにとって安全上の脅威となりうる誤差（Hazardous Misleading Information: HMI）を生じないように、GNSS信号の監視を行い、補正しきれない誤差要因については除去する機能を持つ（図12）。現状利用可能なGBAS及びSBASはいずれも1周波コード擬似距離を用いたディファレンシャル測位の一種であるため、電離圏の空間変動に伴う補正誤差が、測位誤差の最も大きな要因である。

しかし、静穏時の電離圏空間変動は、GBASやSBASによって十分な精度で補正することができる。実際、石垣島で行ったGBAS飛行実験では、電離圏静穏時の垂直精度の95 %値は1.17 mであった [16]。むしろ、電離圏起因の誤差の影響は安全性の面に強く現れる。$1\text{-}10^{-7}$～$1\text{-}10^{-9}$の安全性を実現するために、航空航法では保護レベルと呼ばれる極めて保守的な誤差の限界値が用いられる。これは標準偏差σの正規分布を仮定した場合、5.4～6.1σの幅を取ることに相当する。保護レベルの算出においては、様々な保守的な仮定がなされているが、その中でも特筆すべきものが電離圏勾配の存在についての仮定である。GBAS、SBASにおいては、航空機にとって危険となりうる電離圏勾配が常に存在していると仮定している。これは、補強システムがGNSSを用いて監視している電離圏と、航空機が用いる衛星に影響する電離圏の状態が必ずしも同一ではなく、補強システム側で航空機側の電離圏の状態を知る方法を持たないためである。つまり、たとえ極めて低い確率であっても、安全性の要求レベルに対して影響のある確率で電離圏勾配が存在している可能性を排除できないので、保守的に考えて、常に電離圏勾配が

存在すると仮定するのである。詳細は省くが、この仮定が保護レベルを増大させ、運用レベルに応じた保護レベルの許容値（先述のカテゴリーI運航の場合10～35 m）を時に超過させる主な原因となるのである。

これらの極めて保守的な仮定は、安全性を定量的に評価するため、外部システムに依存しない単体の補強システムを目指すために生じるものであり、宇宙天気情報の活用が期待できる大きなポイントである。ここで問題は、補強システム側がGNSS衛星を用いて監視している「点」以外の電離圏の状態を、定量的な信頼性をもって知ることができないことであった。しかし、電離圏物理研究のために開発されてきた様々な観測手法により、電離圏勾配の有無を観測することができる。例えば、VHFレーダーを用いることによりプラズマバブルの空間構造を知ることができる。これをGBASのための電離圏監視手法として取り入れるための基礎検討によれば、GBASにおける電離圏起因誤差を低減する可能性が示されている [17]。

安全性が要求されるGNSSアプリケーションでは、様々な保守的な仮定がなされていることが多く、宇宙天気情報の利用価値が見いだせる可能性が十分ある。しかし、宇宙天気情報は補強システムにとっての外部システムであるので、宇宙天気情報について定量的な信頼性が必要になることには注意が必要である。言い換えれば、実際に電離圏勾配が存在した場合にこれを見逃してしまう確率を定量化しなければならないのである。しかし、元々常に電離圏勾配が存在していると仮定している（つまり発生の事前確率が1.0）ので、宇宙天気情報についての信頼性は保守的なものでよく、例えば90 %の信頼性（10回に1回は見逃す）としても、補強システムに要求される安全性レベルを1桁緩和することができるのでその効果は大きい。

このように、対象とするGNSSアプリケーションの技術背景を理解するとともに、宇宙天気情報に信頼性の概念を取り入れていくことが非常に重要である。

【測位精度劣化を引き起こす電離圏現象の発生頻度】

測位精度劣化を引き起こす電離圏現象は測位方法によって異なる。電離圏正層嵐で電離圏遅延（全電子数）増大する場合、経験モデルによる補正誤差が生じるほか、相対測位の補正範囲の上限を超えてしまう恐れがある。表7は、過去に日本で観測された全電子数（分解能は5TECU）から、その規模と発生頻度を推定したものである。1年に1回程度の電離圏正相嵐では、その最大値は70～110TECU（GPS L1周波数の遅延量として11～17 m、以下同じ）、10年に1回程度の電離圏正相嵐では90～130TECU（14～21 m）、100年に1回程度の電離圏正相嵐では150～230TECU（24～37 m）程度と言える。電離圏電子密度は赤道異常帯で最大となるので、赤道異常帯よりの北に位置する日本では、南方ほど最大全電子数が大きい。

搬送波位相を用いた相対測位性能を劣化させる可能性があるMSTIDについては、日本では夏の夜間と冬の昼間に頻繁に発生することが知られている。しかし、測位性能の劣化につながるようなMSTIDの発生頻度の特性は知られておらず、今後の研究が待たれる。

相対測位の誤差要因となる電離圏勾配を伴うとともに、使用可能衛星数の減少という形でGNSS測位一般に影響を与える電離圏シンチレーションを伴うプラズマバブルは、日本付近の

経度では春、秋の日没直後から夜半過ぎにかけて頻繁に発生することが知られている。しかし、測位性能の劣化につながるようなプラズマバブルの発生頻度については、観測が限られており [18]、統計的な頻度を得るには至っていない。また、電離圏シンチレーションについても、GNSS測位性能評価のためには、GNSS信号追尾に障害を与えるシンチレーションの発生頻度 [19]、同時に影響を受ける衛星数とその確率 [20]、電離圏勾配との相関などの詳細な統計解析が待たれる。

表7. 電離圏 全電子数増大の規模と発生頻度 [1]

地域	1回/1年	1回/10年	1回/100年
北海道 1)	70TECU以上	90TECU以上	150TECU以上
東京	90TECU以上 2)	110TECU以上 3)	190TECU以上 3)
鹿児島 4)	110TECU以上	130TECU以上	230TECU以上

1) 統計解析に基づき東京の0.8倍で計算
2) 22年間の全電子数観測データに基づく
3) 62年間のfoF2観測データに基づく
4) 統計解析に基づき東京の1.2倍で計算

参考文献

[1] PSTEP A01 班, 宇宙天気災害に向けた科学提言のためのハザードマップ, 科学研究費補助金：新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」, 2020.

[2] Yokoyama, T., A review on the numerical simulation of equatorial plasma bubbles toward scintillation evaluation and forecasting, Progress in Earth and Planetary Science, 4, 37, 2017, doi:10.1186/s40645-017-0153-6.

[3] Sauer, H. and Wilkinson, D., "Global mapping of ionospheric HF/VHF radio wave absorption due to solar energetic protons," Space Weather, vol. 6, no. 12, 2008.

[4] V. Kurt, H. Mavromichalaki and M. Gerontidou, Statistical analysis of solar proton events, Ann. Geophys., vol. 22, 2255–2271, 2004.

[5] P. Jiggens, D. Heynderickx, I. Sandberg, P. Truscott, O. Raukunen and R. Vainio, Updated Model of the Solar Energetic Proton Environment in Space, Journal of Space Weather and Space Climate, vol. 8, p. 22, 2018.

[6] Burke, W.J., Huang, C.Y., Gentile, L.C., Bauer, L.: Seasonal-longitudinal variability of equatorial plasma bubbles. Ann. Geophys. 22, 3089–3098, 2004.

[7] Taguchi, S., and Shibata, H., World maps of foEs, J. Radio Res. Lab., 8, 355–389, 1961.

[8] 細川敬祐、冨澤一郎、坂井純、齋藤享、スポラディック E 層が航空通信・航法に与える影響の評価、 電子航

法研究所 2017 年（第 17 回）研究発表会、2017.

[9] Sakai, J., Hosokawa, K., Tomizawa, I., and Saito, S., A Statistical Study of Anomalous VHF Propagation Due to the Sporadic‐E Layer in the Air‐Navigation Band, Radio Sci., vol. 54, no. 5, pp. 426-439, 2019.

[10] Karasawa, Y., Yasukawa, K., and Yamada, M., Ionospheric scintillation measurements at 1.5 GHz in mid-latitude region, Radio Sci., 29, 643–651, 1985.

[11] Kelly, M. A., J. M. Comberiate, E. S. Miller, and L. J. Paxton, Progress toward forecasting of space weather effects on UHF SATCOM after Operation Anaconda, Space Weather, 12, 601–611, doi:10.1002/2014SW001081, 2014.

[12] Misra, P., and Enge, P., Global Positioning System, Signals, Measurements, and Performance, Ganga-Jamuna Press, Lincoln, Massachusetts, 2001.

[13] Misra, P., and Enge, P.（日本航海学会 GPS 研究会訳）、精説 GPS　基本概念・測位原理・信号と受信機、2004.

[14] International Civil Aviation Organization, International standards and recommended practices, Annex 10 to the Convention on the International Civil Aviation, 7th edition, November 2018.

[15] 坂井丈泰、松永圭左、吉原貴之、斎藤享、航空航法における衛星航法の利用と電離圏の影響、情報通信研究機構季報、55、203–213、2009.

[16] Saito, S., Yoshihara, T., Kezuka, A., Saitoh, S., Fukushima, S., and Otsuka, Y., GAST-D Flight Experiment Results with Disturbed and Quiet Ionospheric Conditions, Proceedings of Institute of Navigation GNSS+ 2015, 1494–1499, 2015.

[17] Supriadi, S., and Saito, S., Simulation study of mitigation of plasma bubble effects on GBAS using a VHF radar, NAVIGATION, 66, 845–855, 2019, doi:10.1002/navi.330

[18] Saito, S., Sunda, S., Lee, J., Pullen, S., Supriadi, S., Yoshihara, T., Terkildsen, M., Lecat, F., and ICAO APANPIRG Ionospheric Studies Task Force, Ionospheric delay gradient model for GBAS in the Asia-Pacific region, GPS Solutions, 21, 1937–1947, 2017, doi:10.1007/s10291-017-0662-1

[19] Saito, S., and Yoshihara, T., Impact Assessment of Ionospheric Scintillation Associated with Plasma Bubbles on GAST-D Ground Integrity Monitors, Proceeding of Institute of Navigation GNSS+ 2018, 2186–2184, 2018.

[20] Beniguel, Y., J.-P. Adam, Effects of Scintillations in GNSS Operation, Chapter 3.5 in the book by J. Lilensten, Space Weather - Research towards Applications in Europe, Springer, 2007.

1.2.2 電力

海老原　祐輔（京都大学生存圏研究所）
（2020 年 7 月 30 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

1.2.2.1 序論

地磁気誘導電流（Geomagnetically Induced Current、以下GICと略す）は宇宙環境由来の現象で、送電網やパイプライン、通信ケーブル等に影響を及ぼすことがある。例えば1989年3月にはカナダで、2003年10月にはスウェーデンでGICを原因とする長時間の停電が発生している（Bolduc 2002; Pulkkinen et al. 2005）。ひとたび停電が起きればその社会的影響は甚大で、復旧にかかるコストも高い。そのため、耐量評価のためのガイドライン制定やリアルタイムでの情報提供などの動きが世界的に始まっている。本稿では、送電網に対するGICの影響とその発生原因、世界の動向と数値予測の現状について概観したい。

1.2.2.2 高圧送電網に及ぼす GIC の影響

変圧器は需要者に電力を届けるために必要なコンポーネントの一つで、励磁電流と磁束の間の線形な領域を利用して波形を維持しつつ電圧を変換している。しかし、励磁電流がある閾値を超えて非線形な領域で動作する状態になると磁気飽和をおこし、出力波形が乱れるようになる。送電系統の周波数（50 Hzまたは60 Hz）と比べ十分に低い周波数を持つ準直流電流（GIC）が過剰に混入すると、送電系統の周期で変動する正弦波のうち半周期は飽和状態に、残りの半周期は不飽和状態になる。これを半周期飽和（half-cycle saturation）と呼ぶ。半周期飽和がおこると無効電力が増大するとともに、基本波の整数倍の周波数をもつ高調波が発生する。無効電力の増大は電圧低下を生じさせ、高調波の発生は送電系統を保護するためのリレーが誤作動をおこす原因となる。ただし、普及が進んでいるディジタル式保護リレーはディジタルフィルターにより高調波成分を除去できるため、高調波によるリレーの誤作動はおこりにくくなっている（Van der Zel 2007）。一方、磁束が外部に漏れることで渦電流が流れ、熱が発生する。これをホットスポット加熱（hot-spot heating）と呼ぶ。ホットスポット加熱は巻線の絶縁強度の低下を招く恐れがあり、IEEEスタンダード（標準規格）C57.91-1995ではホットスポット加熱の上限を定めている。また、温度上昇に伴い変圧器に用いられる絶縁紙の劣化（Sakai et al. 2001b）や巻線から発生した気泡により絶縁強度が低下し絶縁破壊に至ることも知られている（Sakai et al.

2001a）。変圧器内部の局部的な加熱について絶縁油や絶縁物が熱分解する際に生じ絶縁油中に溶解したガスを分析（油中ガス分析、Dissolved Gas Analysis; DGA）することで知ることができる。リスク評価の観点から個々の変圧器についてGICと温度の関係を予め把握しておくことが望ましい。変圧器に対するGICの影響についてはGirgis,Vedante （2012）を参照されたい。

1.2.2.3 GIC に対する各国の取り組み

アメリカ合衆国

2019年3月、大統領府は宇宙天気事象に対する重要インフラとセキュリティの防備体制強化を目指した国家宇宙天気戦略・行動計画 （National Space Weather Strategy and Action Plan）を発表した（https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2019/03/National-Space-Weather-Strategy-and-Action-Plan-2019.pdf）。GICによる停電も懸念すべき宇宙天気事象のひとつとされ、迅速且つ正確な予測、宇宙天気事象に対する対応と回復のための計画策定を求めている。

北米電力信頼度協議会（NERC）はGICに対する変圧器の信頼性を担保するため、各種ベンチマークテストを提案している （https://www.nerc.com/pa/Stand/Pages/TPL0071RI.aspx）。1989年3月13-14日に発生した磁気嵐の際に測定された地磁気を基に地磁気誘導電場（Geomagnetically Induced Electric field、以下GIEと略す）と一様な層状の地下伝導度の参照値（シナリオ）を策定し、北米送電ネットワークを流れるGICを求めた。推定したGICの時系列データから各変圧器のホットスポット加熱の予測も行っている。例えば、有効GICが1相あたり75 A流れた場合、ホットスポット温度が最大摂氏160度から172度の範囲まで上昇すると推定している。摂氏172度という値はIEEE標準C57.91-2011が提唱する緊急時の短時間高負荷時（30分程度）制限基準である摂氏200度を下回る。この制限基準を上回るのは有効GICが1相あたり140 Aを超えるときである。ただし、この推定値は変圧器内の油温に依存することに注意する必要がある。同報告書（TPL-007-1）では、200 kV以上の変圧器について、上記シナリオに基づいて導出されたGICが1相あたり75 A 以上流れる場合には熱影響評価を行うよう求めている。同報告書では磁気嵐に対する送電網の保護と制御についても提言を行っている
（https://www.nerc.com/pa/RAPA/ra/Reliability%20Assessments%20DL/2012GMD.pdf）。

アメリカ連邦政府における宇宙天気業務を担う機関の一つであるアメリカ海洋大気庁（NOAA）宇宙天気予報センター（SWPC）は磁気嵐スケール（G-scale）やKp指数に加え、GICの現状把握のためGIEの全米マップをリアルタイムで公開している
（https://www.swpc.noaa.gov/products/geoelectric-field-1-minute）。

送電網シミュレータを開発・販売しているPowerWorld社は、NERCが推奨するシナリオを送電網モデルに与え、変電所中性直流電圧、バス直流電圧、変圧器中性点電流、変圧器無効電力損失、送電線直流電圧を求めることができるモジュールを提供している
（https://www.powerworld.com/products/simulator/overview）。

アメリカ航空宇宙局（NASA）のCommunity Coordinated Modeling Center （CCMC）では、太陽で発生するコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection; CME）の観測データやリアルタイム太陽風データと各種モデル、シミュレーションを組みあわせ、GIC予測を目指したSolar Shieldプロジェクトを2007年に開始した（Pulkkinen et al. 2009）。現在は、GIEなどのデータを提供している（https://ccmc.gsfc.nasa.gov/iswa/）。

カナダ

変電所でモニターしたGIC（Marti,Yin 2015）や地磁気、オーロラジェット電流、地下電気伝導度モデルを入力として各変電所を流れるGICをリアルタイムで導出するGICシミュレータ（Boteler et al. 2014; Boteler 2014）の開発が行われている。また、NERCの報告を受け、2015年にカナダ地質調査所はアルバータ州におけるGICに関する調査報告書を刊行した（https://doi.org/10.4095/296909）。

イギリス

1982年7月14日、1989年3月13-14日、1989年10月19-20日、1991年11月8日に発生した磁気嵐に伴い、電圧降下、逆相電流補償装置の警報器作動、大規模連携系統における電力変動、変圧器の故障、変圧器の飽和に伴う高レベルの高調波電流などに見舞われた（Erinmez et al. 2002）。幸いにも需要者への影響は限定的で、実質的な被害は二つの変圧器のみであった。この事象を受け、送電事業者であるナショナル・グリッド（National Grid plc）は様々な規模の磁気嵐に対するリスク評価とリスク管理の調査を行った。イギリス地質調査所はGIEのマップとB_{GIC}と呼ばれる指数をリアルタイムで提供している
（https://geomag.bgs.ac.uk/data_service/space_weather/gic_services.html）。
また、英国王立アカデミーは2013年に発行した極端宇宙天気の工学システムへの影響に関するレポートの中で、GICの電力網への影響について報告した（Cannon 2013）。

フィンランド

フィンランド気象研究所はフィンランドを含むスカンジナビア半島における地磁気変動、地磁気データを用いて計算されたGIE及びGICの予測値をリアルタイムで提供している（http://swe.ssa.esa.int/web/guest/fmi-federated）。

欧州連合

フィンランド、ハンガリー、スウェーデン、英国、ロシア、米国からなるコンソーシアムにより2011～2014年にThe European Risk from Geomagnetically Induced Currents （EURISGIC）プロジェクトを実施した（Viljanen 2011）。GICを予測する上で要となる地下比抵抗分布モデルを作成し、30分のリードタイムで地磁気の時間変化量を予測するシステムの開発、欧州の広域リスクマップの提示、極端事象発生時の状況予測を行った。

オーストラリア

オーストラリアを含むオセアニア地域におけるGIE分布をGIC-Index（Marshall et al. 2011）としてリアルタイムで提供している（https://www.sws.bom.gov.au/Geophysical/1/2/5）。また、2020年の半ばから電力会社と協力して、オーストラリア南西海岸部の変電所でGICの測定を実施している（Marshall et al. 2013）。

日本

1989年にカナダでGICによる停電が発生したことを受け、日本の電力会社でも送電網に対するGICの影響評価が行われた。2000年代以降もGICに関する関心が高まり、調査や測定が行われている。ここでは公表されている事例を幾つか紹介したい。東京電力ではGICが変圧器に及ぼす影響について実験を行い（Takasu et al. 1993; Takasu et al. 1994）、GICの実測も行っている（石倉 et al. 2010）。また、（原田 et al. 2009）により新秦野、新富士、新山梨の各変電所で測定したGICと地磁気変動をつなぐ経験的な応答関数（インピーダンス）が求められている。中部電力でもGICの実測が行われ、1991年10月28日の磁気嵐時に東栄変電所で約7 A （湯本 1991）、2001年11月6日の磁気嵐時に駿遠変電所で最大42 AのGIC（田端,小川 2003） が報告されている。中部電力の委託を受けたアメリカ・メタテック社はGICの実測値と磁気嵐の関係について調査を行い、GICとDst指数の最大振幅の絶対値との間に良い相関があることを示した（Kappenman 2010）。Dst指数は地球規模でおこる地磁気変動を表す指数で、数日間続くDst指数の減少は地球を取り囲むように流れる赤道環電流が原因と考えられている。したたって、赤道環電流は日本のGIC変動の主要な電流源の一つであると言える。

経済産業省は、電力網に影響を及ぼす自然災害の一つとして、GICが日本の電力網に及ぼす影響について調査を行い、2015年3月に「平成26年度電気設備技術基準関連規格等調査役務請負報告書」を刊行した。太陽フレアからGICに至るメカニズムについて事例を交えながら詳細に解説している。同報告書ではGIC発生に至る定量的メカニズムについては確立した知見が得られていないとし、電気設備の保安のあり方を調査する必要があると提言している。また、巨大磁気嵐の発生が続いていた2003年10月31日に129.09 AものGICが日本の変圧器で測定されたことも報告している。このとき送電網に顕著な異常は見られなかったようである。

坪井, 堀内（1988）は日本の磁気緯度と大地の抵抗率を勘案し、GICが日本の電力系統に及ぼす可能性は極めて小さいと述べている。その可能性を定量化するためには、巨大フレアや磁気

嵐の発生確率、大地の抵抗率の分布、送電系統などあらゆる要素を考慮した包括的な調査研究が必要である。2015～2019年度に実施された「太陽地球圏環境予測（PSTEP）」プロジェクト（科学研究費補助金・新学術領域）では太陽フレアの発生予測モデルや太陽が地球に及ぼす影響の短期的、長期的影響の予測モデルの開発が行われた。GICについては電力会社の協力を得て4カ所の変電所でGICの速い変動を捉えることができるように10 Hzのサンプルレートで実測するとともに、日本のGICの性質を正しく理解し、GIC変動を予測するための基盤を構築した。

1.2.2.4 地磁気誘導電流発生のしくみ

GICの究極の起源は太陽にある。ここでは太陽からGICに至る過程を概観する。

太陽

GICの原因となる太陽の現象として、フレア、プロミネンス、コロナホールがあげられる。フレアは黒点群の成長に伴い浮上する磁束が引き起こす爆発的現象で、CMEを伴うこともある。プロミネンスは数千度から数万度のプラズマが磁場に支えられて太陽外層大気であるコロナ中に浮かぶ細長い構造で、突然惑星間空間に向かって飛んでいくことがある。このときCMEを伴うことが多い。コロナホールは極端紫外線で暗く見える領域で、高速の太陽風を吹き出している。大規模なコロナホールは太陽の極域によく現れるが、赤道付近など太陽の低緯度に現れると地球に影響を及ぼしやすくなる。ただし、コロナホールによっておこる磁気嵐の規模は比較的小さい。太陽の現象については3.1章を参照いただきたい。

太陽風

太陽は電離した気体（プラズマ）を惑星間空間に向かって恒常的に放出している。その放出は定常的ではなく、例えばCMEがおこると突発的に大量のプラズマが太陽から放出される。CMEの速さは100～2000 km/sと千差万別である。CMEはねじれた磁束管を伴っていると考えられており、地球から見て南向きの磁場がCME本体やCME前面のシース領域中に含まれていると磁気嵐やサブストームの原因となる。また、CME前面に形成される衝撃波の到来によるSudden Storm Commencement（SSC）あるいはSudden Impulse（SI）に伴い、強いGICが引き起こされることが知られている。コロナホールから吹き出す高速太陽風が先行する低速太陽風に追いつき相互作用することにより形成される領域を共回転相互作用領域（corotating interaction region; CIR）と呼び、太陽の自転とともに回帰し、約27日毎に地磁気擾乱を発生させる。地球軌道付近では前方衝撃波と後方衝撃波が形成される場合が多い。圧縮により密度と磁場が上昇し、磁場は乱流的になる。乱れた磁場に南向き成分が含まれていると弱い磁気嵐やサブストームの原因となる。太陽風の擾乱については3.2章を参照いただきたい。

磁気圏・電離圏電流

地球磁場が支配する宇宙空間を地球磁気圏と呼ぶ。地球の磁力線は太陽風によって太陽とは反対側（夜側）に引きのばされ、彗星の尾のような形をしている。境界電流、尾部電流、赤道環電流などの電流が磁気圏を流れ、磁気圏の構造を支えている。地球を通過するCMEやCIRに南向きの磁場成分が含まれていると磁気圏・電離圏電流が強まり、地磁気が乱れる。とくに数日間続く地磁気の乱れを磁気嵐と呼び、突発的な電流増加とオーロラの爆発的な増光を伴う数時間続く地磁気の乱れをサブストームと呼ぶ。高緯度のオーロラ活動に伴って中緯度で発生する地磁気の湾型（bay）擾乱も日本の送電網を流れるGICの原因となる（Watari et al. 2009）。磁気圏電流については2.3.3章で詳しく説明されている。

地磁気誘導電場

地磁気が乱れるとファラデーの法則により誘導電場が地面に現れる。これを地磁気誘導電場（GIE）と呼ぶ。電流源の空間的な広がりや電流源からの距離、地下の比抵抗分布のため、地電場は一般に非一様性を示す。地球内部は有限かつ非一様な比抵抗があるため、GIEは周波数に依存する。地電場は地中に埋設した電極間の電位差から測定することができる。日本では気象庁地磁気観測所が柿岡、女満別、鹿屋で地電場を定常観測している。地電場と比抵抗構造については2.3.5章を参照いただきたい。

地磁気誘導電流

地面に電場が誘起されると送電線、パイプライン、通信ケーブルのように接地されている長大な導電体に電流が流れるようになる。これを地磁気誘導電流（GIC）と呼ぶ。とくに超超高圧送電線（500 kV）や超高圧送電線（220-275 kV）では送電線抵抗や変電所の接地抵抗が極めて小さく、GICが流れやすい。通常、GICは電力系統の周波数（50 Hzないし60 Hz）と比べ十分に低い周波数で変動する準直流電流として扱われる。GICの測定には変圧器の中性点と地面を結ぶ導線を流れる電流を測る方法と、送電線の周囲で磁場変動を測定する方法がある。

1.2.2.5 GIC 予測研究の現状

太陽

太陽を出発したCMEが地球に到達するまで十数時間～数日かかる。地球に向かう可能性があるCMEを検出することができれば、GICを十数時間～数日のリードタイムで予測することが可能である。更に長いリードタイムでGICを予測するためには大きなCMEの発生を事前に予測する必要がある。CMEの原因の一つである太陽フレアの予測は各国の機関で行われている。経験的知見に基づく予測が主であるが、名古屋大学の草野らのグループは物理的に予測するための

アルゴリズムを開発した（Kusano et al. 2020）。詳細は3.3.2章を参照いただきたい。

太陽風

コロナグラフのデータを解析することで得られるCMEの速さと方向から地球へのおよその到来タイミングを推定することができる。また、太陽から放出されたCMEの情報を太陽風シミュレーションに埋め込むことでその伝搬を予測することが可能となる。例えば、WSA-ENLILモデル（Odstrčil,Pizzo 1999）やSUSANOO-CME（Shiota,Kataoka 2016）などが開発されている。地球から太陽方向に約150万km離れた太陽と地球の重力が釣り合うラグランジュ点でACEやDSCOVRという宇宙機が太陽風を常時モニターしている。ここで観測した太陽風が地球に届くまで数十分～1時間程度かかるが、観測データを送る電波は約5秒で届く。つまり、数十分～1時間程度前に太陽風の磁場、速度、密度などを入手することができる。この太陽風のデータを用いることにより、地球磁気圏への影響を評価することができる。

磁気圏・電離圏電流（地磁気変動）

地磁気変動は経験モデルや物理モデルを用いて予測することができる。最も簡単なモデルは太陽風のパラメータを入力としてDst指数（中低緯度の地磁気変動を経度方向に平均したもの）を求めるもので、簡単なモデルでありながら比較的再現性が良いことで知られている（Burton et al. 1975）。既存の30件の経験モデルと物理モデルを用いてDst指数を再現する試みが行われ、物理モデルよりも経験モデルのほうが概ね成績がよいという結果が得られている（Rastätter et al. 2013）。高緯度で流れるオーロラ・ジェット電流については電磁流体シミュレーションによって概ね観測値を再現できることが示されている（Ebihara et al. 2019）。

地磁気誘導電場

地面に誘導される電場を求める方法は幾つかある。電場と地磁気を関係づける係数（インピーダンス）を用いる方法（Kaufman,Keller 1981）のほか、有限要素法（Rodi 1976）、有限差分法（Mackie et al. 1994）がある。Goto （2015）は1次元、2次元、3次元計算の結果を比較し、3次元計算がGICを評価する上で重要であると指摘している。Fujita et al. （2018）は有限差分法を用いて日本列島広域の地電場分布を求めた。以上の計算は周波数領域にて行うが、有限差分時間領域シミュレーションで電磁界の3次元時間発展を直接解く試みもなされている（Nakamura et al. 2018）。局所的な地電場については地磁気変動の畳み込み積分によって求めることができ（Cagniard 1950）、柿岡地磁気観測所で測定された地磁気変動から同所で測定された地電場をよく再現できることが示されている（Love,Swidinsky 2015）。

地磁気誘導電流

GICは地磁気の時間微分値に比例するという考え方があるが、長周期変動については地磁気に比例するように見える場合もあることがWatari et al. （2009）によって指摘されている。これ

は周波数に応じて地下の応答特性が異なるためであることが菊池らによって指摘されている。GICを計算する方法には大きく二つある。一つは地磁気とGICの伝達関数を周波数の関数として予め求めておく方法で（Ingham 1993; Pulkkinen et al. 2007）、伝達関数はフィンランド（Pulkkinen et al. 2007）、ニュージーランド（Ingham et al. 2017）、日本（原田 et al. 2009）などで求められている。ただし、この方法が適用できるのは実測に基づき伝達関数が求められている変電所等に限られる。もう一つは、送電網を一つの回路とみなし、電流保存則から送電網全体を流れる電流を一括して計算する方法である（Viljanen,Pirjola 1994）。ただし、変電所等の位置や接続状態、接地抵抗、送電線抵抗、巻線抵抗の値を知っておくことが必要である。PSTEP計画では公開されている情報をもとに日本の187 kV以上の電圧階級をもつ送電網モデルを構築し、送電網全体を流れるGICを計算した。例を図1に示す。やや東向き（磁気的な東向き）に一様な地電場を与え、送電網を流れる電流を計算した。変電所等を介して送電網と出入りする電流の向きと大きさが円の色と半径で表現されている。この場合、電流は送電網の西端付近から入り、東端付近から出る傾向が見て取れる。詳細については2.3.1章を参照いただきたい。

図 1. PSTEP 計画で開発した 187 kV 以上の送電網モデルと GIC の計算例。青色は送電網に入る電流を、赤色は送電網から出る電流を示す。円の半径は電流の大きさを表す。

太陽風パラメータから日本のGICをどのくらい再現できるのか現状を紹介したい。計算手順は以下のとおりである。①Burton et al. （1975）の経験モデルを用いて太陽風パラメータからDst指数を求める。②Dst 指数を柿岡地磁気観測所の地磁気変化とみなし、Love,Swidinsky（2014）の経験モデルを用いて地電場を求める。（柿岡地磁気観測所はDst指数の算出に用いられる観測

所の一つであることから幾分の合理性はある）。③藤井 et al.（2015）の結果を援用し、柿岡地磁気観測所の地電場を広域の地電場に変換する。④前項で求めた広域地電場が日本列島に一様に分布していると仮定し、日本の送電網モデルを用いてGICを求める。図2に結果を示す。変電所STBについては概ね観測をよく再現するが、変電所SFJについては不一致が目立つ。Nakamura et al.（2018）は、変電所SFJ付近の比抵抗構造は複雑であるため、地電場の分布が局所的に大きく異なる可能性を指摘している。地質学的な情報をもとに推定した非一様な地下比抵抗モデルを3次元電磁波伝搬シミュレーションに与えると観測値に近づくが（Nakamura et al. 2018）、3次元電磁波伝搬シミュレーションは計算時間がかかり、リアルタイム予測には向かない。予めシミュレーション結果を格納しておき、その結果を適宜補間するなどして精度の高いリアルタイム予測を実現することは可能だろう。

図 2. 太陽風パラメータを入力とし、各種経験モデルと PSTEP 計画で開発した送電網モデルを組み合わせて求めた日本の変電所（STB、SFJ）を流れる GIC。一様な地電場分布を仮定している。

1.2.2.6 まとめ

GIC発生のしくみ、送電網への影響、予測モデルの現状について概観した。GICによって送電網に障害が発生する頻度は一般的に低い。とくに日本のような中低緯度地域では一層低いとされている（Pulkkinen et al. 2012）。事実、日本ではGICが原因で停電が発生したという報告は現在までない。しかし、3.4.2章で紹介されているように、リスクの高い超巨大磁気嵐は過去に多く発生したようである。例えば、カナダで長時間の停電を引き起こした1989年3月の磁気嵐と同等かそれ以上の規模の磁気嵐は過去160年間に少なくとも5回発生しているようである。そのような超巨大磁気嵐が近い将来発生する可能性はゼロであるとは言い切れない。頻度は低いがひとたび起これば甚大な被害をもたらす低頻度巨大災害としてGICを認識し、耐量の確認と被害

低減のための手順、災害発生時の復旧手順を予め定めておくことが望ましい。また、来たるべき巨大フレアへの備えとして、全国の送電網を流れるGICの現況と予測値を分かり易い形で表示するシステムを整備することも有効だろう。

GICを正確に予測するためには太陽から固体地球に至るまでの複雑な過程を正しく理解することが不可欠である。2015～2019年度に実施されたPSTEP計画によって、太陽、太陽風、磁気圏、電離圏、固体地球という個別の研究分野の研究者が密接に連携し、GICを予測するための研究基盤が構築された。このような枠組みを維持し、予測精度の向上を目指した研究を今後も継続することが望まれる。

参考文献

Bolduc, L.: GIC observations and studies in the Hydro-Québec power system. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics **64**(16), 1793-1802 (2002). doi:10.1016/S1364-6826(02)00128-1

Boteler, D.: Methodology for simulation of geomagnetically induced currents in power systems. Journal of Space Weather and Space Climate **4** (2014). doi:10.1051/swsc/2014018

Boteler, D.H., Pirjola, R., Blais, C., Foss, A.: Development of a GIC simulator. 2014 IEEE PES General Meeting | Conference & Exposition (2014). doi:10.1109/PESGM.2014.6939778

Burton, R.K., McPherron, R.L., Russell, C.T.: An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst. Journal of Geophysical Research **80**(31), 4204-4214 (1975). doi:10.1029/JA080i031p04204

Cagniard, L.: Basic Theory of the Magnetotelluric Method of Geophysical Prospecting. Geophysics **18**, 605-635 (1950). doi:10.1190/1.1437915

Cannon, P.S.: Extream Space Weather: Impacts on Engineered Systems - A Summary. In. Royal Academy of Engineering, London, U. K., (2013)

Ebihara, Y., Tanaka, T., Kamiyoshikawa, N.: New Diagnosis for Energy Flow From Solar Wind to Ionosphere During Substorm: Global MHD Simulation. Journal of Geophysical Research: Space Physics **124**(1), 360-378 (2019). doi:10.1029/2018JA026177

Erinmez, I.A., Kappenman, J.G., Radasky, W.a.: Management of the geomagnetically induced current risks on the national grid company's electric power transmission system. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics **64**, 743-756 (2002). doi:10.1016/S1364-6826(02)00036-6

Fujita, S., Fujii, I., Endo, A., Tominaga, H.: Numerical modeling of spatial profiles of geomagnetically induced electric field intensity in and around Japan. Technical Report of the Kakioka Magnetic Observatory **14**(2), 35--50 (2018)

Girgis, r., Vedante, K.: Effects of GIC on power transformers and power systems. PES T&D 2012, 1-8 (2012). doi:10.1109/TDC.2012.6281595

Goto, T.-n.: Numerical studies of geomagnetically induced electric field on seafloor and near coastal zones incorporated with heterogeneous conductivity distributions. Earth, Planets and Space **67**(1) (2015). doi:10.1186/s40623-015-0356-2

Ingham, M.: Analysis of variations in cathodic protection potential and corrosion risk on the natural gas pipeline at Dannevirke. Report for the Natural Gas Corporation, 94 (1993)

Ingham, M., Rodger, C.J., Divett, T., Dalzell, M., Petersen, T.: Assessment of GIC Based On Transfer Function Analysis. Space Weather **15**(12), 1615-1627 (2017). doi:10.1002/2017sw001707

Kappenman, J.: Geomagnetic storms and their impacts on the US power grid. M(805) (2010)

Kaufman, A.A., Keller, G.V.: The magnetotelluric sounding method. Method in Geochemistry and Geophysics **15** (1981)

Kusano, K., Iju, T., Bamba, Y., Inoue, S.: A physics-based method that can predict imminent large solar flares. Science **369**(6503), 587-591 (2020). doi:10.1126/science.aaz2511

Love, J.J., Swidinsky, A.: Time causal operational estimation of electric fields induced in the Earth's lithosphere during magnetic storms. Geophysical Research Letters **41**(7), 2266-2274 (2014). doi:10.1002/2014GL059568

Love, J.J., Swidinsky, A.: Observatory geoelectric fields induced in a two-layer lithosphere during magnetic storms. Earth, Planets and Space **67**(1), 58-58 (2015). doi:10.1186/s40623-015-0213-3

Mackie, R.L., Smith, J.T., Madden, T.R.: Three-dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: The magnetotelluric example. Radio Science **29**(4), 923-935 (1994). doi:10.1029/94rs00326

Marshall, R.A., Gorniak, H., Van Der Walt, T., Waters, C.L., Sciffer, M.D., Miller, M., Dalzell, M., Daly, T., Pouferis, G., Hesse, G., Wilkinson, P.: Observations of geomagnetically induced currents in the Australian power network. Space Weather **11**(1), 6-16 (2013). doi:10.1029/2012sw000849

Marshall, R.A., Smith, E.A., Francis, M.J., Waters, C.L., Sciffer, M.D.: A preliminary risk assessment of the Australian region power network to space weather. Space Weather **9**(10) (2011). doi:10.1029/2011sw000685

Marti, L., Yin, C.: Real-Time Management of Geomagnetic Disturbances: Hydro One?s eXtreme Space Weather control room tools. IEEE Electrification Magazine **3**(4), 46-51 (2015). doi:10.1109/mele.2015.2480637

Nakamura, S., Ebihara, Y., Fujita, S., Goto, T., Yamada, N., Watari, S., Omura, Y.: Time Domain Simulation of Geomagnetically Induced Current (GIC) Flowing in 500-kV Power Grid in Japan Including a Three-Dimensional Ground Inhomogeneity. Space Weather **16**(12), 1946-1959 (2018). doi:10.1029/2018sw002004

Odstrčil, D., Pizzo, V.J.: Three-dimensional propagation of coronal mass ejections (CMEs) in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt. Journal of Geophysical Research: Space Physics **104**(A1), 483-492 (1999). doi:10.1029/1998ja900019

Pulkkinen, A., Bernabeu, E., Eichner, J., Beggan, C., Thomson, A.W.P.: Generation of 100-year geomagnetically induced current scenarios. Space Weather **10**(4), 1-19 (2012). doi:10.1029/2011SW000750

Pulkkinen, A., Hesse, M., Habib, S., Van der Zel, L., Damsky, B., Policelli, F., Fugate, D., Jacobs, W., Creamer, E.: Solar shield: forecasting and mitigating space weather effects on high-voltage power transmission systems. Natural Hazards **53**(2), 333-345 (2009). doi:10.1007/s11069-009-9432-x

Pulkkinen, A., Lindahl, S., Viljanen, A., Pirjola, R.: Geomagnetic storm of 29-31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system. Space Weather **3**(8) (2005). doi:10.1029/2004SW000123

Pulkkinen, A., Pirjola, R., Viljanen, A.: Determination of ground conductivity and system parameters for optimal modeling of geomagnetically induced current flow in technological systems. Earth, Planets and Space **59**(9), 999-1006 (2007). doi:10.1186/BF03352040

Rastätter, L., Kuznetsova, M.M., Glocer, A., Welling, D., Meng, X., Raeder, J., Wiltberger, M., Jordanova, V.K., Yu, Y., Zaharia, S., Weigel, R.S., Sazykin, S., Boynton, R., Wei, H., Eccles, V., Horton, W., Mays, M.L., Gannon, J.: Geospace environment modeling 2008-2009 challenge:Dstindex. Space Weather **11**(4), 187-205 (2013). doi:10.1002/swe.20036

Rodi, W.L.: A Technique for Improving the Accuracy of Finite Element Solutions for Magnetotelluric Data. Geophysical Journal International **44**(2), 483-506 (1976). doi:10.1111/j.1365-246X.1976.tb03669.x

Sakai, M., Daikuhara, N., Maki, K., Taniguchi, Y., Yanabu, S.: A Research of Critical Temperature on Bubble Formation under Overloaded Oil-Immersed Transformer. IEEJ Transactions on Power and Energy **121**(4), 500-506 (2001a). doi:10.1541/ieejpes1990.121.4_500

Sakai, M., Kobayashi, N., Daikuhara, N.: Research on Insulation Paper Thermal Deterioration in Oil-Immersed Transformer Over-Load Operation. IEEJ Transactions on Power and Energy **121**(4), 507-513 (2001b). doi:10.1541/ieejpes1990.121.4_507

Shiota, D., Kataoka, R.: Magnetohydrodynamic simulation of interplanetary propagation of multiple coronal mass ejections with internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME). Space Weather **14**(2), 56-75 (2016). doi:10.1002/2015SW001308

Takasu, N., Miyawaki, F., Saitou, S., Fujiwara, Y.: DC Excitation of Transformer Cores due to Geomagnetically-Induced Currents. IEEJ Transactions on Power and Energy **113**(4), 435-444 (1993). doi:10.1541/ieejpes1990.113.4_435

Takasu, N., Oshi, T., Miyawaki, F., Saito, S., Fujiwara, Y.: An experimental analysis of DC excitation of transformers by geomagnetically induced currents. IEEE Transactions on Power Delivery **9**(2), 1173-1182 (1994). doi:10.1109/61.296304

Van der Zel, L.: Review and Development of Improved Techniques for GIC Measurement and Mitigation. In: Technical Update. vol. 1013801. ELECTRIC POWER RESEARCH INSTITUTE, (2007)

Viljanen, A.: European Project to Improve Models of Geomagnetically Induced Currents. Space Weather **9**(7), n/a-n/a (2011). doi:10.1029/2011sw000680

Viljanen, a., Pirjola, R.: Geomagnetically induced currents in the Finnish high-voltage power system. Surveys in Geophysics **15**(4), 383-408 (1994). doi:10.1007/BF00665999

Watari, S., Kunitake, M., Kitamura, K., Hori, T., Kikuchi, T., Shiokawa, K., Nishitani, N., Kataoka, R., Kamide, Y., Aso, T., Watanabe, Y., Tsuneta, Y.: Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan. Space Weather **7**(3), 1-11 (2009). doi:10.1029/2008SW000417

原田 誠, 井筒 潤, 植竹 富, 寺山 武, 長尾 年: 500kV 電力線中性点電流の測定による地下比抵抗構造モニタの試み. 東海大学海洋研究所研究報告 **30**, 45-57 (2009)

石倉 定, 竹内 雅, 中谷 英, 奥田 誠, 玉木 肇: 地磁気誘導電流測定装置の開発. 日新電気技報 **55**(2), 37-42 (2010)

坪井 昭, 堀内 進: 磁気嵐と電力系統. 電氣學會雜誌 **108**(3), 233-236 (1988)

田端 康, 小川 重: 地磁気誘導電流計測装置の設置と実測. 平成 15 年電気学会全国大会論文集, 192 (2003)

湯本 清: GIC 効果について. 月刊海洋 **23**, 264-269 (1991)

藤井 郁, 大川 隆, 長町 信, 大和田 毅: 柿岡・鹿屋・女満別の超広帯域 MT レスポンスについて. 2015 年 Conductivity Anomaly 研究会論文集, 16-17 (2015)

1.2.3 人工衛星

長妻　努（情報通信研究機構）
（2020 年 9 月 30 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

宇宙環境は人間が生活を営む地球表面の環境と大きく異なる。宇宙空間は希薄な電離大気（プラズマ）の領域であり粒子の平均自由行程が長く、大気による太陽放射の吸収の影響が存在しないため、人工衛星等の宇宙機は、銀河宇宙線や太陽プロトン現象等の宇宙放射線や地球磁気圏に捕捉されている放射線帯粒子等の高エネルギー粒子や太陽紫外線の影響を受ける他、周囲に存在するプラズマ粒子との相互作用も生じる。

また、一口に宇宙環境と言っても、領域によってプラズマの温度や密度の特性が異なり、人工衛星等の宇宙機に与える影響も異なる。更に地球周辺の宇宙環境（ジオスペース）は太陽フレアやコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection: CME）現象等の太陽活動や、太陽風と地球磁気圏の相互作用によるサブストームや地磁気嵐などの地球磁気圏内のじょう乱現象によって大きく時間変動する。この他に、地球周回低軌道（Low Earth Orbit: LEO）においては南大西洋異常（South Atlantic Anomaly: SAA）と呼ばれる地磁気強度の非一様性に起因する局所的な影響なども存在する。そのため、宇宙機等の宇宙システムの設計段階においては宇宙環境が及ぼす影響を考慮して必要な対策を施すと共に、宇宙機や有人宇宙活動等の運用においては宇宙環境によって生じる影響やそのリスク把握、宇宙天気予報等を活用した宇宙環境変動に伴う人工衛星等の宇宙機に対するリスク回避や、障害発生時には原因の早急な分析を行う必要がある。

ここでは、宇宙環境とその変動が人工衛星等の宇宙機に及ぼす影響とその具体的事例について解説する。なお、LEO衛星の軌道運動に対する熱圏大気の影響については、1.2.5 大気ドラッグにて解説する。

1.2.3.1 表面帯電

人工衛星等の宇宙機は、太陽光や周囲のプラズマ粒子との相互作用により帯電する。これを表面帯電（Surface Charging）と呼ぶ。表面帯電は、人工衛星の表面部材および構造体に流入する衛星周辺の宇宙プラズマ（電子、イオン）、流入した宇宙プラズマと表面部材・構造体の作用による二次電子、後方散乱電子、太陽光により及び衛星から放出される光電子により、衛星に流入する電流と流出する電流の時間総和の結果、蓄積された電荷によって生じる（図1）。主に数keV～数十keV程度のエネルギーを持つ宇宙プラズマが、表面帯電に寄与している。

図1. 人工衛星と太陽光・宇宙プラズマとの相互作用により衛星表面帯電に寄与する荷電粒子

周辺の宇宙プラズマに対して帯電することを絶対帯電（absolute charging）と呼び、その電位は前述したように衛星－宇宙空間間を流出入する電流の平衡状態により形成される浮遊電位（floating potential）であり、単に衛星電位（charging potential）と呼ばれることが多い。

材料によって、光電子や二次電子の放出のしやすさは異なるため、各衛星表面部材や構造体の材料が異なれば、それぞれの電位も異なる。衛星表面部材間および衛星構造体との電位差を乖離電位（differential charging potential）と呼び、その帯電を局所帯電（differential charging）と呼ぶ。乖離電位が放電電位に達すると放電が発生して衛星表面の太陽電池パネル損傷や衛星の誤動作など、衛星不具合を引き起こす。

衛星電位は太陽光入射の状態（日照、日陰）、及び周辺プラズマ環境の状態に依存して変化する。静止軌道ではサブストームと呼ばれる現象によって、数keV～数十keVの電子・イオンのフラックスが急増することがある。これに伴って局所帯電が発達すると放電が発生して衛星不具合を引き起こすリスクが高まる。

これまで報告されている表面帯電が原因と考えられている障害は、春や秋の地磁気活動が活発な時期に発生しやすい傾向があり（Choi et al., 2011）、真夜中から朝側にかけての領域で発生しやすい傾向（McPherson and Schober, 1975）があることから、サブストームに伴う高温の電子が静止軌道に注入されることによって表面帯電・放電に起因する障害が発生していると考えられている。

<u>サブストームに伴う障害事例</u>：1997年4月11日に静止衛星TEMPO 2のトランスポンダと太陽電池が故障する障害が発生した。この障害はサブストームの粒子注入に伴って太陽電池パドルで放電が発生したことが原因であると考えられている（Ferguson et al., 2015）。この放電事故がきっかけとなり、宇宙機帯電放電に関する研究が盛んになり、打上げ前に地上での帯電放電試

験が行われるようになった（豊田, 2018）。

2010年4月5日に、真夜中付近に位置していた静止衛星Galaxy 15が地上局からのコマンド送信に応答しなくなる障害が発生した。この障害発生時に日陰に位置していたGalaxy 15に対して大規模サブストーム現象に伴う高温の電子が注入され、これによって表面帯電・放電が発生したと考えられている（Loto'aniu et al., 2015）。

1.2.3.2 内部帯電

物質に入射した荷電粒子は、周囲の原子を電離及び励起することでエネルギーを失う。あるエネルギーを持つ荷電粒子が物質内に侵入する深さを飛程と呼ぶ。飛程よりも物質の厚みが小さい場合、荷電粒子は物質を突き抜ける。図2にアルミニウムに対する電子、陽子の飛程を示す。飛程の計算には米国NIST（National Institute of Standards and Technology）のESTAR（Stopping Power and Range Tables for Electrons）, PSTAR（Stopping Power and Range Tables for Protons）を用いた（Berger et al., 1998）。人工衛星構体の典型的な厚みは0.762mm（30mils）のアルミニウム相当以上であることから、0.5 MeV以上の電子、10 MeV以上の陽子は人工衛星の構体を突き抜け衛星内部に侵入する。侵入した荷電粒子による帯電現象を内部帯電（Internal Charging）と呼ぶ。内部帯電に寄与する粒子のエネルギー範囲は、帯電する部位の材質・厚みとその部位に入射する粒子の経路上の人工衛星の構体の材質・厚みによって異なる。

図2. ESTAR,PSTARで計算したアルミニウム中の電子、陽子の飛程

ジオスペースでは地球半径（6,378.2 km）の約2倍から7倍の高度に位置する放射線帯外帯に数MeV程度のエネルギーを持つ電子が捕捉されており、放射線帯外帯を通過する中軌道（Medium Earth Orbit: MEO）や静止軌道（Geostationary Earth Orbit: GEO）の人工衛星の構体内部に侵入して内部帯電を引きおこす。内部帯電における陽子の寄与については、太陽プロトン現象の際に10 MeV以上の陽子が増加することがあるが、放射線帯外帯電子のフラックスと比較するとほぼ無視できる。

衛星構体内部の帯電要因は、ほぼ構体内に侵入した高エネルギー電子のみであることから、内部帯電は放射線帯外帯の電子フラックスが増大している時に発達すると考えられている。放射線帯外帯の電子フラックスは太陽風－地球磁気圏相互作用により大きく変動する。変動のふるまいとそのメカニズムの詳細については、2.2 宇宙放射線を参照されたい。表面帯電と同様に、帯電の発達により乖離電圧が放電電位に達すると放電し、内部の集積回路等に不具合をもたらす。すなわち、放射線帯外帯電子のフラックスが高い状態が継続し、衛星構体内部に入射する粒子数（フルエンス）が増加することで衛星障害のリスクが高まる。衛星に使用する部品の高性能化に伴う要素の複雑化は、内部帯電によるリスクを高めると考えられる。

内部帯電が原因と考えらえる衛星障害は昼間側で多く発生することや太陽活動の下降期に頻発することが知られている（Wrenn et al., 2002; Lohmeyer and Cahoy, 2013）。前者は地球磁気圏の昼間側が太陽風の影響で圧縮されており、静止軌道においては昼間側が夜側より放射線帯外帯の電子フラックスが多い中心部に近くなること、後者は放射線帯外帯電子の継続的な増大が太陽活動の下降期で発生しやすいことと整合する。

<u>放射線帯外帯電子増大時の障害事例</u>：放射線帯外帯電子増大と対応して発生し内部帯電が原因と考えられている人工衛星の障害事例をいくつか紹介する。

1994年1月～2月にかけて、静止軌道上の複数の通信・放送衛星で障害が発生した。1994年1月20日に、インテルサットの通信衛星Intelsat K, カナダの通信衛星Anik E-1, 2のモーメンタムホイールが故障し、通信が出来なくなる障害が発生した。また、1994年2月22日夕方に日本の放送衛星BS-3aによる衛星放送が60分間中断し、放送衛星BS-3bに切り替えて再開するという障害があった。この時期、気象衛星GOES 7の高エネルギー電子観測によると静止軌道の2 MeV以上の電子フラックスが1月13日、2月8日からそれぞれ回帰性の地磁気擾乱に伴って継続的に高い状態にあり、内部帯電が原因であると考えられている（Leach and Alexander, 1995）。

また、2003年9月19日には静止衛星Telstar 4の全損事故が発生した。この時は9月16日に到来した高速太陽風に伴う地磁気擾乱によって静止軌道の高エネルギー電子フラックスが数日間高いレベルにあった（Choi et al., 2011）。

1.2.3.3 シングルイベント効果

高エネルギーの陽子、重イオン等の荷電粒子（宇宙放射線）が人工衛星内の半導体素子に入射すると、粒子の軌跡に沿って電子・正孔対が生成される。生成された電子・正孔対は半導体素子に過渡的な電流・電圧変動を引き起こし、一過性の誤動作（ソフトエラー）を発生させたり、素子・回路に恒久的な損傷（ハードエラー）を発生させたりする。半導体素子の種類や回路によって生成された電子・正孔対の影響は異なるため、単一荷電粒子の入射に伴う電離作用がもたらす影響を総称してシングルイベント効果（Single Event Effect: SEE）と呼ぶ。デバイスの種類や発生機構の違いから様々なSEEが存在し、デバイスの微細化や新たな素子の登場により新たなSEEも報告されている。主なSEEは以下の通りである。

Single Event Upset（SEU）：メモリやフリップフロップなどのLSI内の回路に放射線が入射することで生じた電荷によって誤動作を生じ、データが反転するソフトエラー現象。

Single Event Transient（SET）：論理素子に高エネルギー粒子が入射し、生成された電荷による論理素子の出力電圧変動が生じ、論理回路中を伝播するデジタルパルスが引き起こすソフトエラー現象。

Single Event Latchup（SEL）：主にCMOS（Complementary Metal Oxide Semiconductor）に含まれるサイリスタ構造に高エネルギー粒子が入射することで、雑音電流によってオン状態となって大電流が流れるソフトエラー現象。回路をリセットせず長時間大電流が流れた場合は、ハードエラーとなる場合もある。

Single Event Burnout（SEB）：Power MOSFETなどに放射線が入射することによりOFF状態の素子がONとなって大電流が流れることでジュール熱による熱損が発生するハードエラー現象。BJT（Bipolar Junction Transistor）、IGBT（Insulated Gate Bipolar Transistor）などでも発生する。

Single Event Gate Rupture（SEGR）：高エネルギー粒子の入射により、高電界が印可されているゲート絶縁膜が破壊されるハードエラー現象。

ソフトエラーは、メモリ上のデータの誤りや誤動作の原因となるため、誤り訂正機能や3重多数決などの手法を導入するなどの対処方法が考えられている。一方、ハードエラーは衛星の機能損失の原因となるので、重要な素子・回路についてはシールドを厚くするなどの対策も必要となる。

また、人工衛星の軌道によってSEEに主に寄与する粒子は異なる。MEOやGEOの人工衛星においては、銀河宇宙線や太陽高エネルギー粒子、LEOの人工衛星においては放射線帯内帯陽子が主なSEEの要因となっている。

SEEの障害事例：太陽プロトン現象発生時に、SEEが原因と考えられる障害が発生することがある。2001年9月25日16時17分JSTに静止軌道上の放送衛星BSAT-2aの姿勢制御に不具合が生じ、1時間程度放送が中断する障害があった。この時、9月24日のX2.6/2Bフレアに伴って10MeV以上の陽子が最大12,900 PFUに達する太陽プロトン現象が発生しており、これに伴って発生し

たSEUが不具合の原因と考えられている。また、2005年1月17日21時26分JSTに軌道制御を行っていた静止軌道上の放送衛星JCSAT-1Bの姿勢及びテレメトリ信号が喪失する障害が発生した。この時、10MeV以上の陽子が5,130 PFUに達するプロトン現象が発生しており、何らかのコマンド異常が障害要因だった可能性がある。

LEOにおけるSEEの事例として、図3に英国の人工衛星UoSAT-2のSEUの発生分布を示す。地磁気強度の非一様により、放射線帯内帯陽子がLEOの高度まで分布しているSAA領域や内帯の根元の領域においてSEUが頻発している様子が分かる。

図3. UoSAT-2衛星のSEU発生分布（提供：NOAA/NCEI）

1.2.3.4 トータルドーズ効果/累積線量効果

入射する高エネルギー粒子の影響の累積によって人工衛星の半導体部品や材料に生じる恒久的損傷をトータルドーズ効果/累積線量効果（Total Dose Effect）と呼ぶ。トータルドーズ効果を引き起こすのは、主に放射線帯の陽子・電子、太陽高エネルギー粒子（陽子）である。トータルドーズ効果は電離損傷効果（Total Ionizing Dose Effect: TID）と変位損傷効果/はじき出し損傷効果（Displacement Damage Dose Effect: DDD）に分類される。

高エネルギー荷電粒子の入射によって半導体素子の構造内に電子正孔対が発生し、これが蓄積することで物性の劣化が生じることを電離損傷効果（Total Ionizing Dose Effect: TID）と呼ぶ。 半導体素子内のSiO_2の絶縁膜中に蓄積された電荷は固定電荷や界面準位を形成し、閾値電圧のシフトや電源電流（リーク電流）の増大、動作タイミングの変化、半導体素子の諸特性を劣化させる。電離損傷効果は吸収線量に比例する。

高エネルギー粒子の入射によって半導体結晶内に格子欠陥が生じ、物性を変化させることを変異損傷効果/はじき出し損傷効果（Displacement Damage Dose Effect: DDD）と呼ぶ。DDDは半導体素子の特性劣化を引き起こす。DDDを受けやすい半導体素子には、光デバイス、CCD素子、太陽電池セルなどがある。例えば、太陽電池の出力電圧低下は、DDDによる影響の一つである。

トータルドーズ効果の事例：TIDの具体的な事例として、ある民生用CPUに^{60}Co線源によるγ線を照射した結果を図4に示す。横軸は総照射量（照射時間と等価）を縦軸にCPUを流れる電流を示す。照射量が増大するにつれて計測される電流量が増加していることがわかる（秋岡, 2009）。宇宙環境においても同じ放射線照射量により、同様の影響が生じると考えられる。

図4. CPUへの放射線照射試験の一例（秋岡, 2009）

DDDの具体的な事例としては、1989年8月12日、9月29日、10月19日に発生した太陽プロトン現象（それぞれ、最大値が9,200 PFU, 4,500 PFU, 40,000 PFU）によって、静止軌道の気象衛星ひまわり3号の太陽電池の出力電圧が急激に低下していたことが報告されている（電波を利用した宇宙環境モニタリングの在り方に関する調査研究会, 1993）。

1.2.3.5 その他（宇宙環境における材料劣化・特性変化）

これまで人工衛星の半導体素子や電子回路に影響を及ぼす現象を紹介してきたが、ここでは原子状酸素による材料劣化と紫外線・放射線による硝材（ガラス）の光学的特性変化について紹介する。

原子状酸素による材料劣化：地球の表層大気において酸素は体積比約21％を占め、窒素に次ぐ地球大気の主成分である。酸素は対流圏・成層圏においては分子として存在するが、高度が上がるにつれ太陽光中の真空紫外線により解離し原子（原子状酸素）として存在している。図6にMSIS-E-90大気モデル（Hedin, 1991）で計算した主要大気成分（O, N_2, O_2, He, H, N）の数密度の高度分布を示す。太陽活動の極小期では高度200~500 km、極大期では高度200~700 kmの領域において原子状酸素が支配的であることがわかる。人工衛星の軌道速度をV、衛星高度の原子状酸素の数密度をnとするとnVのフラックス（照射線量率）で原子状酸素が人工衛星の表面材料に衝突する。

図6. MSIS-E-90大気モデルによる主要大気成分（O, N2, O2, He, H, N）の数密度の高度分布
（左：太陽活動極小期、右：太陽活動極大期）

原子状酸素は化学的な活性が高いため衝突した物質を酸化させる。酸化した物質が気体、あるいは剥離しやすい性質を持つ場合、材料表面の侵食（エロージョン）が起こる。酸化した物質が個体、あるいは安定な性質を持つ場合、材料表面に酸化物層が生成される。いずれも、表面材料の熱光学特性（太陽光吸収率、赤外放射率）や機械特性を劣化させる要因となる。このため、LEOで衛星を運用する際には、表面材料に無機物をコーティングすることにより原子状酸素に対する安定性を向上させるなどの対策が必要となる（木本 他, 2009）。

原子状酸素による材料劣化の事例：NASAのスペースシャトル計画の初期ミッション（1981~）において、原子状酸素による表面材料の劣化の問題が表面化した。スペースシャトルのミッション計画STS-1からSTS-3の間に宇宙空間で暴露していたスペーシャトルオービターのペイロードベイに用いられている表面材料を調査した結果、塗料やポリマー、特にカメラのサーマルブランケットに用いられているカプトンが劣化していることが判明した。原因を分析したところ、スペースシャトルの飛行高度である200~300 kmの原子状酸素のフラックスに起因する材料劣化と考えると定量的に説明できることが示された（Leger, 1983）。

その後、NASAは宇宙空間に長期間暴露された様々な材料や宇宙システム等の機械的・電気的・光学的特性が、宇宙放射線・流星物質・宇宙塵・原子状酸素等によって、どのような影響を受けるかを調査するために1984年4月にLDEF（Long Duration Exposure Facility）をLEOに投入した。LDEFは当初1985年3月に回収予定だったが、1986年1月のチャレンジャー号の事故により遅れ、1990年1月に回収された。この実験により、原子状酸素が宇宙機に用いる材料に与える影響の詳細が明らかになった（Levine, 1991）。図7は国際宇宙ステーション（International Space Station: ISS）の太陽電池アレイ端部をカバーするポリイミドフィルムの劣化の例である（Banks et al., 2002）。

図7. 国際宇宙ステーションの太陽電池アレイ端部をカバーするポリイミドフィルムの劣化（Banks et al., 2002）

紫外線・放射線による硝材の光学的特性変化：硝材（ガラス）に紫外線やX線、γ線、放射線粒子が照射されると、透過特性や屈折率等の光学的特性に変化が生じることが知られている（横田, 1957）。光学ガラスの主成分はSiO_2であることから、トータルドーズ効果と同様に高エネルギーの電磁波や粒子の入射によって、硝材内に電子・正孔対が発生し光学的特性を変化させるためである。これを硝材のブラウニング又はソラリゼーションと呼ぶ。

硝材には光学的特性の調整の為に様々な添加物が加えられている。酸化鉛を含む硝材（鉛ガラス）は透明度や屈折率が高い反面、放射線等の照射により光学的特性が変化しやすい。一方、酸化セリウムを添加することで放射線耐性を持たせることができる（沢井,田代, 1957）。

このため、宇宙環境で用いる光学機器のガラスには、想定しているミッション期間中の宇宙放射線の累積線量に対し、光学的特性の変化が許容範囲に収まる材料を用いる必要があり、地上での放射線照射試験等を実施して予め特性を確認しておく必要がある（Doyle and Czichy, 1994, 西野 他, 1998）。

紫外線・放射線による硝材の光学的特性変化の事例：宇宙空間でのガラスのブラウニング・ソラリゼーションについては、前述したNASAのLDEFミッションにより調査が行われている。また、図8は、様々な硝材に放射線照射試験を行った後の変化を示したものである。図中の5つの硝材サンプルには同じ量の放射線が照射されているが、硝材の種類の違いにより着色の様子が大きく異なることが分かる（秋岡, 2009）。

図8. 硝材の種類の違いによる放射線照射試験後の透過率の変化（秋岡, 2009）

参考文献

秋岡 眞樹, 宇宙システムに対する宇宙放射線の影響, 情報通信研究機構季報, Vol.55 Nos. 1-4, 43-48, (2009)

Banks, B., M. Lenczewski, and R. Demko, Durability issues for the protection of materials from atmic oxygen attack in low earth orbit, 53rd IAC, (2002)

Berger, M. J., Coursey, J. S., Zucker, M. A., and Chang, J., Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124, (1998) doi: 10.18434/T4NC7P

Choi, H.-S., J. Lee, K.-S. Cho, Y.-S. Kwak, I.-H. Cho, Y.-D. Park, Y.-H. Kim, D. N. Baker, G. D. Reeves, and D.-K. Lee, Analysis of GEO spacecraft anomalies: Space weather relationships, Space Weather, 9, S06001, (2011) doi:10.1029/2010SW000597

電波を利用した宇宙環境モニタリングの在り方に関する調査研究会　第二期報告書　―太陽環境問題―, 平成 5 年 7 月.

Doyle, D. B., and R. H. Czichy, Influences of Simulated Space Radiation on Optical Glasses, SPIE, 2210, 434-448 (1994)

Ferguson, D. C., S. P. Worden, and D. E. Hastings, The space weather threat to situational awareness, communications, and positioning systems, IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 43, No.9, 3,086-3, 098, (2015) doi: 10.1109/TPS.2015.2412775

Hedin, A. E., Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, J. Geophys. Res. 96, 1159, (1991)

木本 雄吾, 宮崎 英治, 石澤 淳一郎, 島村 宏之, 低軌道における宇宙用材料への原子状酸素の影響とその地上評価, J. Vac. Soc. Jpn., 52, 9, 475-483, (2009) doi:10.3131/jvsj2.52.475

Leach, R. D., and M. B. Alexander, Failures and Anomalies Attributed to Spacecraft Charging, NASA Technical Report NASA-RP-1375, pp. 30, August, (1995)

Leger, L. J., Oxygen Atom Reaction with Shuttle Materials at Orbital Altitudes, NASA Technical Memorandum 58246, (1983)

Levine, A. S., LDEF 69 Months in Space. First Post-Retrieval Symposium, NASA-CP-3134 (1991).

Lohmeyer, W. Q., and K. Cahoy, Space weather radiation effects on geostationary satellite solid-state power amplifiers, Space Weather, 11, (2013) doi:10.1002/swe.20071

Loto'aniu, T. M., H. J. Singer, J. V. Rodriguez, J. Green, W. Denig, D. Biesecker, and V. Angelopoulos, Space weather conditions during the Galaxy 15 spacecraft anomaly, space weather, 13, 484-502, (2015) doi:10.1002/2015SW0001239

McPherson, D. A., and W. R. Schober, Spacecraft charging at high altitudes: the SCATHA satellite program, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.12, No.10, 621-626, (1975) doi:10.2514/3.57027.

西野 洋平, 末松 芳法, 常田 佐久, 一本 潔, 木挽 俊彦, 武山 芸英, 次期太陽観測衛星用光学ガラスの放射線体制試験, 国立天文台報, 3, 145-150, (1998)

沢井 郁太郎, 田代 仁, 放射線遮蔽材料としてのガラス, 材料試験, Vol. 6, No. 49, 638-644, (1957) doi:10.2472/jsms1952.6.638.

豊田 和弘, 宇宙機最悪停電プラズマ環境の国際標準化, 日本航空宇宙工業会 航空と宇宙, 第 774 号, 1-3, (2018)

Wrenn, G. L., D. J. Rodgers, and K. A. Ryden (2002), A solar cycle of spacecraft anomalies due to internal charging, Ann. Geophys., 20(7), 953-956, doi:10.5194/angeo-20-953-2002.

横田 良助, ガラスに対する放射線の影響, 窯協, 65,740, p. C244-C252, (1957) doi:10.2109/jcersj1950.65.740_C244

1.2.4. 宇宙放射線被ばく

久保　勇樹（情報通信研究機構）、佐藤　達彦（日本原子力研究開発機構）
（2020 年 7 月 8 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

1.2.4.1 序論

宇宙空間には、至る所に宇宙放射線[1]が飛び交っており、地球はその宇宙放射線にさらされている。そのため、宇宙空間に存在する探査機、人工衛星、宇宙飛行士などは、常にこの宇宙放射線によって被ばくしている。さらに、宇宙放射線は地球の大気中にまで到達し、大気中での核反応等を経て、航空機の電子機器の誤動作や乗務員の被ばく線量の増加を引き起す。そのため、宇宙放射線被ばくは、宇宙飛行士だけの問題ではなく、近年、航空機乗務員の放射線防護という観点からも、重要な問題と認識されている。

本章では、特に航空機乗務員の宇宙放射線被ばくに焦点を当てて述べる。まず、航空機乗務員に対する宇宙放射線被ばく管理の背景について簡単に説明する。その後、宇宙放射線被ばくのメカニズムについて説明し、被ばく線量を評価するために開発されているモデルについて概説する。最後に、日本で開発されている宇宙放射線被ばく線量評価モデルとそれによる航空機被ばく線量評価について説明する。

1.2.4.2 宇宙放射線被ばく管理の背景

1990年、国際放射線防護委員会（International Commission on Radiological Protection: ICRP）によって一つの勧告が発表された。その勧告は、「自然放射線による被ばくのうち、職業被ばくとして含める必要性があるべきものの1つとして、ジェット機の運航が記された」という内容であった（ICRP 1991）。すなわちこれは、ICRPが、航空機の運航時の航空機乗員の宇宙放射線による被ばくを職業被ばくとして認定したということである。

この勧告を機に欧州では、1996年に航空機搭乗員の被ばく線量の管理目標値として、年間6mSvというガイダンスを策定している（European Commission 1996）。日本では、2005年11月に文部科学省科学技術・学術政策局放射線安全規制検討会が「航空機乗務員等の宇宙放射線被

[1] 科学論文等では宇宙線という言葉が使われるが、宇宙線による被ばくを議論する際には、宇宙放射線という言葉が良く使われる。

ばくに関する検討について」という報告書を取りまとめた（放射線安全規制検討会 2005）。この報告を受けて、放射線審議会が、2006年4月、航空機乗務員の宇宙放射線被ばく管理に関するガイドラインを策定し、文部科学省、厚生労働省、国土交通省が合同で、ガイドラインに沿った処置を講じるようにとの通達を定期航空協会に行っている（保田 2009）。このガイドラインの中には、航空機乗務員の宇宙放射線被ばく線量の管理目標値として、年間5mSvと明記されていることから、国内の航空会社は、この管理目標値を超えないように対応することが求められている。

2007年、国内航空会社に勤務する運航乗務員、客室乗務員の宇宙放射線による被ばく線量の評価が実施された（保田 2009、Yasuda et.al. 2011）。それによると、年間実行線量は、平均で運航乗務員は1.68mSv、客室乗務員は2.15mSv、最大でも運航乗務員は3.79mSv、客室乗務員は4.24mSvであり、被ばく線量の管理目標値を下回っていたことが示されてた。しかし、2007年は、太陽活動極小期に近づいている時期であり、この年、太陽放射線による被ばく線量の増加の原因となる大規模な現象は発生していなかった。仮に、この時期に大規模な太陽放射線現象が発生していた場合、航空機乗務員の被ばく線量は、管理目標値の5mSvに近づくことが容易に想定され、場合によっては管理目標値を超えることもあり得るということが同時に示されたということでもある。

このように、宇宙放射線による航空機乗務員の被ばく線量の増加という問題は、近年、航空業界で重要な問題として活発に議論されている。2011年頃から、国際連合の専門機関である国際民間航空機関（ICAO）において、航空機運航に際して宇宙天気情報を必須の情報として利用することが検討され始めた。数年間の議論を経て、2018年、国際民間航空条約第3附属書「国際航空のための気象業務」の第78次改訂が行われ、宇宙天気情報の利用が盛り込まれた（ICAO 2018）。ICAOでは、主に次の3つの観点から民間航空機の運航に際し宇宙天気情報の重要性が認識されている。第1に航空機と地上管制との短波通信障害の回避、第2に電子航法に関連した衛星測位誤差の増大防止、そして第3に航空機乗務員の宇宙放射線被ばくの低減である。これを受けて、2019年11月7日、世界気象機関の査察を経てICAOから指名された機関（ICAO宇宙天気センターと呼ぶ）による、民間航空機の運航に特化した宇宙天気情報の配信が開始された。ICAO宇宙天気センターでは、宇宙天気情報として宇宙放射線被ばくに関する情報を提供することが決められている。この宇宙放射線被ばくに関する情報は、航空機が飛行する高度範囲（25,000ft－60,000ft）において、宇宙放射線による被ばく線量率が特定の閾値を超えた場合に、Advisoryと呼ばれるMODERATE（30μSv/h以上）もしくはSEVERE（80μSv/h以上）のアラートを発出するというものである（2020年6月時点での規定）。そのため、リアルタイムに全世界の宇宙放射線による被ばく線量率を評価できる被ばく線量評価モデルが必要であり、世界の複数の国で開発が進んでいる。

なお、航空機乗務員の宇宙放射線被ばく管理については、ICRP（2016）に詳細に述べられているので参照されたい。

1.2.4.3 航空機被ばくメカニズム

宇宙から飛来する宇宙放射線は、太陽系外から定常的に飛来している銀河宇宙線と、太陽フレアやCME発生時に突発的に太陽から飛来する太陽放射線（太陽高エネルギー粒子、太陽宇宙線とも呼ばれる）に大別される。銀河宇宙線も太陽放射線も主成分は水素の原子核であり、これらは一次宇宙線と呼ばれる。

図1. 銀河宇宙線のエネルギースペクトル（Swordy 2001）。

銀河宇宙線は、MeV領域から100 EeV（10^{20} eV）付近にまで及ぶ非常に広範囲なべき分布をしたエネルギースペクトルを持つ（図1）。このエネルギースペクトルは、$10^{15.5}$eV付近まで、大よそ2.7のべき指数を持つ。これらの銀河宇宙線は、銀河系内の超新星残骸衝撃波によって加速され、太陽系内にまで伝搬してきていると考えられている。さらに大きなエネルギーを持つ

銀河宇宙線については、おおよそ10^{19}eV付近まで大よそ3.0のべき指数を持ち、これらの加速源は銀河系外であると考えられている。宇宙線の研究には、高エネルギーの銀河宇宙線の源など非常に興味深い問題も残されているが、航空機被ばくに寄与する宇宙線のエネルギーはおおよそ百MeV～数百GeV程度であるため、以後はこのエネルギー範囲の宇宙線に絞って話を進める。

地球周辺にやってくるこのエネルギー帯の銀河宇宙線フラックスは、約11年周期で変動する太陽活動に連動して変化し、太陽活動極大期には減少し、極小期には増加する。つまり、銀河宇宙線フラックスは太陽活動と反相関しているということになる（図2）。一方、数日という短い時間スケールでは銀河宇宙線フラックスはほとんど変化しない。そのため、銀河宇宙線による被ばく線量も、数日という短い時間スケールでは変化せず、避けることができない定常的な被ばくとなる。

図2. 銀河宇宙線のフラックス（Oulu中性子モニターによる観測）と太陽黒点相対数の関係。

一方、太陽放射線フラックスは、大規模太陽フレアやコロナ質量放出（CME）に伴って突発的に増加し、数時間の時間スケールで減少する。そのフラックスは、極端な場合には銀河宇宙線フラックスの約10,000倍にも達することもある。これらは、主に、太陽フレア、コロナ衝撃波、惑星間空間衝撃波で加速され（加速メカニズムの詳細については3.2.4節参照のこと）、特に航空機被ばくの要因となるような百MeV以上のエネルギーを持つ太陽放射線は、極端に速度が速い惑星間空間衝撃波を伴う現象を別にすると、主に、太陽フレアやコロナ衝撃波（つまり太陽近傍）で加速され、惑星間空間中を地球近傍に伝搬してくる。地球近傍で観測されるこれらの太陽放射線のエネルギースペクトルは、大まかにはべき分布となっている。しかし、そのべき指数は、銀河宇宙線の様に常に同じになっているわけではなく、現象毎に大きく異なる。

軟らかい（べき指数が大きい）スペクトルは、相対的に高エネルギー成分が少なく、逆に硬い（べき指数が小さい）スペクトルは相対的に高エネルギー成分が多くなる。このべきの違いは航空機の宇宙放射線被ばくにとって重要となる。また、太陽放射線スペクトルは、時間的にも大きく変化する。太陽放射線現象開始直後は、エネルギーの高い放射線しか太陽から地球へ到来しないため、この時間帯では、エネルギースペクトルはきれいなべき分布を示さず、低エネルギー側のフラックスが少ないようなスペクトルを示す。時間の経過とともに、低エネルギー放射線も地球に到来する様になり、徐々にべき分布に近づいていく。また、太陽放射線は、太陽から地球へ伝搬する際に、惑星間空間磁場の乱れによってピッチ角散乱を受けながら地球に到来する。そのため、太陽放射線現象開始直後は伝搬中にほとんど散乱を受けていない粒子が届くことになり、磁力線に沿って太陽から遠ざかる方向を向いた粒子が多数を占め、非常に大きなピッチ角分布異方性を示す。その後時間が経つにつれ、粒子のピッチ角分布は徐々に等方的になっていく。このように、太陽放射線フラックスやエネルギースペクトル、角度分布は現象毎に、また、短い時間スケールで、大きく変動するため、太陽放射線による被ばく線量率の推定は、短い時間スケールでは一定と考えて良い銀河宇宙線による被ばく線量率の推定と比較して、様々な難しさがある。

銀河宇宙線や太陽放射線などの一次宇宙線は、惑星間空間を伝搬し、やがて地球近傍に到達すると、地球磁気圏内を伝搬し地球の大気上層に到達する。一次宇宙線は荷電粒子であるため、地球の磁気圏内を伝搬する際に磁場の影響を受け伝搬軌道が変化する。それにより、地球大気上層に到達した際には、緯度、経度によってフラックスが異なってしまう。例えば、北極や南極などの高緯度地域では一般的にフラックスが大きくなり、逆に赤道付近の低緯度ではフラックスが小さくなる。このように、一次宇宙線のフラックス分布は、地球磁気圏外では概ね一様であったとしても、地球大気上層では緯度、経度依存性が大きく現れる。

磁気圏内を通過し大気上層に到達した一次宇宙線が地球大気に飛び込むと、大気を構成する様々な原子、分子と衝突して、空気シャワーと呼ばれる核反応の連鎖を起こし、大量の中性子やμ粒子、γ線などを発生させる（図3）。これらを二次宇宙線と呼び、この二次宇宙線が航空機などの被ばく線量率の増加を引き起こす。太陽放射線の到来による空気シャワーによって生成された中性子の増加は、地上に設置された中性子モニターで容易に観測され、これをGround Level Enhancement（GLE）と呼び、航空機高度での被ばく線量増加のシグナルとして用いられることが多く、そのため、中性子モニターのデータから自動的にGLEを検出し、アラートを発するシステムなども開発されている（Kuwabara et.al. 2006, Souvatzoglou et.al. 2014）。

図3. 大気中での空気シャワー反応の模式図 （広島大学保田浩志氏提供）。

1.2.4.4 航空機被ばく線量評価モデル

地上から航空機高度での被ばく線量の大部分は中性子が担っているため、地上での被ばく線量は、地上に設置されている中性子モニターによる観測を用いて推定することも不可能ではない。一方で、航空機高度での被ばく線量については、中性子モニターが航空機に搭載されているわけではないため、航空機高度での中性子の観測を基にした被ばく線量の推定は困難である。そのため、航空機高度での被ばく線量は、数値計算を基に推定されることになり、世界各国で銀河宇宙線及び太陽放射線による被ばく線量評価モデルが開発されている。例えば米国では、NASAによって開発が進められているNAIRAS（Mertens et.al. 2013）や、米国連邦航空局が開発しているCARI-7ベースモデル（Copeland 2018）などがある。また欧州では、オーストリア・サイベルスドルフ研究所によって開発されているAVIDOS（Latocha et.al. 2016）や、フランス・パリ天文台が開発しているSiGLE（Lantos 2006）などがある。

日本では、任意の航路に対して銀河宇宙線による被ばく線量を計算可能なプログラムJISCARDが放射線医学総合研究所で開発され、航空機乗務員の被ばく線量管理に活用されている（Yasuda et.al. 2011）。JISCARDは、PARMA（PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere）と呼ばれる、大気中での二次宇宙線のスペクトルなどを計算することが出来るソフ

トウエアに基づいており、これを用いることで大気圏内任意地点における宇宙線被ばく線量率を推定している（Sato 2015）。PARMAは、粒子・重イオン輸送計算コードPHITS （Particle and Heavy Ion Transport code System） （Sato et.al. 2018a）を用いて実施した空気シャワーシミュレーション結果に基づいて構築されており、被ばく線量評価のみならず、半導体ソフトエラー発生率や年代測定のための宇宙線起因核種収率の推定など、幅広い分野で応用されている。また、太陽放射線による被ばく線量も推定するため、日本原子力研究開発機構、情報通信研究機構、国立極地研究所など複数の機関の協力の基に、WASAVIES（Warning System for Aviation Exposure to Solar Energetic Particles）と呼ばれるシステムが開発されている（Sato et.al. 2018b）。WASAVIESは、定常的に起こっている銀河宇宙線による被ばく線量率をPARMAモデルで計算するのみならず、太陽放射線の突発的な増加をリアルタイムに検出し、それをトリガとして地表から高度100kmまでの地球上のあらゆる場所における太陽放射線による被ばく線量を、太陽フレア発生直後からリアルタイムに推定するシステムである。

前述の、欧米で開発されている被ばく線量率を推定する数値モデルの多くは、地上の中性子モニターか人工衛星GOESによる高エネルギー粒子のどちらかの観測データを航空機高度まで外挿することで被ばく線量率を推定している。また、前述した太陽放射線エネルギースペクトルの時間変化等も考慮されていない。一方で、WASAVIESはこれらのシステムとは異なり、地上の中性子モニターで太陽放射線量の増加を検出した直後にGOESの観測データも用いて、その間を数値シミュレーションによって内挿することで、地表から高度100kmまでの地球上のあらゆる場所での被ばく線量率を推定している。

人工衛星高度と地上の間を内挿するために、3つの数値シミュレーションが用いられている。1番目は、太陽放射線の現象毎の変動及び時間発展を計算するものであり、これは太陽放射線被ばくの計算時にのみ用いられる（Kubo et.al. 2015）。2番目は、地球磁気圏内の伝搬による、地球大気上層での太陽放射線フラックスの緯度、経度依存性を計算するものであり（Kataoka et.al. 2014）、3番目は、地球大気に突入した太陽放射線が大気中で空気シャワー反応を起こして二次宇宙線を生成、それによる被ばく線量率を計算するものである（Sato et.al. 2014）。2、3番目のコードは、太陽放射線に限らず銀河宇宙線による被ばく線量率の計算時にも用いられる。以下にそれぞれのシミュレーションについて簡単に説明する。

① 太陽近傍から放出された太陽放射線の惑星間空間の伝搬を記述する、focused transport方程式を解くことで、地球近傍でのエネルギースペクトル、フラックス及びそのピッチ角異方性の時間発展を再現する。

② 太陽放射線が、変動する地球磁気圏内を地球大気上層部まで伝搬することによって現れる、太陽放射線フラックスの緯度、経度依存性を、太陽放射線の軌道を追跡することで再現する。

③ PHITSコードを用いて、太陽放射線が地球大気内で起こす核反応（空気シャワー）を再現することで二次宇宙線のフラックスを計算するとともに、ICRP 2007年勧告（ICRP 2007）に基づいた被ばく線量を計算する。

WASAVIESはこれらの数値シミュレーションを一つに統合することで、太陽から放出された太陽放射線が地上に到来する間に起こる様々な過程を再現することで、物理現象を基にした太陽放射線による被ばく線量率の推定ができるモデルである。

WASAVIESによるGLE時の被ばく線量率の推定例は次節で紹介する。

1.2.4.5 WASAVIES による推定被ばく線量

図4は、2005年1月20日に発生したX7.1フレアに伴うGLE（GLE69）時の、WASAVIESにより推定された一般的な航空機高度（高度12km=39,370ft）での全世界の被ばく線量率マップである。最も被ばく線量率が高かったと推定される、6時55分UTCのマップを示す。極域での被ばく線量率が非常に大きくなっているのが良くわかる。この時の高度12kmでの最大被ばく線量率は、南極上空付近でおおよそ460μSv/h程度と推測される。これは、大規模太陽フレア発生前の同一高度、同一地点での被ばく線量率（すなわち高度12kmでの銀河宇宙線のみによる被ばく線量率）である約4μSv/hの120倍近くにも上る線量率である。

被ばく線量率マップ上に描かれている5本の白曲線は、代表的な航空路を示している。WASAVIESでは、これらの航空路に沿った被ばく線量率も計算することが出来る。図5に一つの例として、東京（NRT）－ニューヨーク（JFK）の航空路に沿った、2005年1月20日6時55分UTCでの被ばく線量率を示す。この時刻にアラスカ上空40,000ft（=12.2km）を飛行していた場合、80μSv/hを超える線量率で被ばくしていたことがわかる。

このGLE69時に、仮にWASAVIESを基にICAOのRadiation Advisoryを発信したとした時の、6時55分UTC、高度40,000ftでのICAO Radiation Advisory mapを図6に示す。オレンジで示した部分はMODERATE、赤で示した部分がSEVEREの領域になり、両極域にSEREVEの領域が広がっているのがわかる。

図4. WASAVIESで推定した、GLE69時の高度12kmでの被ばく線量率マップ。

図5. WASAVIESで推定した、GLE69時の東京（NRT）－ニューヨーク（JFK）航空路に沿った被ばく線量率。

図6. WASAVIESで推定した、GLE69時の高度40,000ftでのICAO Radiation Advisoryマップ。ICAO Radiation Advisoryは緯度30度×経度15度のグリッドで評価される。

図7は、2017年9月10日に発生した、X8.2フレアに伴うGLE（GLE72）時の、高度12kmでの被ばく線量率マップである（Kataoka et.al. 2018）。両極域で若干の被ばく線量率の増加がみられるものの、GLE69と比較すると、被ばく線量率の増加は極めて少ないことがわかる。この違いの原因の一つとして、GLE72時には、直前に頻発したCMEが地球に到来したことによるフォーブッシュ減少により、バックグラウンドの銀河宇宙線のフラックスが減少していたことが考えられる。しかしながら、太陽放射線による被ばく線量率だけを比較しても、GLE69とGLE72では100倍以上の被ばく線量率の違いがみられる。フレアの規模は、どちらのイベントもX7-8程度と同じような規模で、フレアの発生位置もどちらも太陽面西半球の経度約60-90度であるにも

かかわらず、被ばく線量率に大きな違いが出るのは、前述した太陽放射線のエネルギースペクトルが大きく違う、すなわちGLE69の方が相対的に高エネルギー成分が多い、ことが大きな理由の一つであると考えられる。なぜこの様に現象毎に大きくエネルギースペクトルが異なるのかについては、太陽放射線の加速・輸送のメカニズムに密接に関連していると考えられているが、まだ、明確な答えは得られていない。

一方で、航空機高度での太陽放射線による被ばく線量率の大きな増加が起こっているときであっても、地上で生活している人々にとっては、被ばく線量率の増加は非常に小さいことも同時に示されている。GLE69時の地上での被ばく線量率は、太陽フレア発生前の地上での被ばく線量率とほぼ同じからせいぜい4倍程度とWASAVIESでは推定されており、被ばく線量率の増加としては極めて小さいものであることが示されている。

図7. WASAVIESで推定した、GLE72時の高度12kmでの被ばく線量率マップ。

1.2.4.6 まとめ

宇宙放射線による被ばくという問題は、様々な物理過程が複合したテーマであり、一つの分野だけで議論できる問題ではない。太陽フレアやCMEに伴って起こる太陽放射線の加速や輸送といった太陽物理的な問題、太陽放射線が地球磁気圏内をどのように伝搬するかといった地球電磁気的な問題、地球大気中での核反応や空気シャワーといった原子核物理的な問題、放射線が人体に照射した際にどの程度被ばくするのかといった放射線生物学、放射線防護の問題など、広範囲な分野に関連した広い知識が要求される。そういう意味で、宇宙放射線による被ばくは非常に学際的な研究テーマであり、WASAVIESは、宇宙天気、太陽物理、超高層大気、原

子核物理、放射線防護など様々な分野の研究者が連携して達成した異分野融合研究の成功例と言える。

WASAVIESは、太陽放射線の増加を地上で検出した直後から、数時間先までの被ばく線量率の予測することが原理的には可能である。しかしながら、この被ばく線量率の予測はまだ実運用に耐えうるだけの予測精度には達しておらず、予測精度向上が課題とされている。これを実現するためには、例えば太陽放射線の加速・輸送などの過程をさらに解明していくことが必要であり、このような研究を、宇宙天気予報の研究として進めていくことが必要である。

参考文献

Copeland, K., Federal Aviation Administration Technical report, DOT/FAA/AM-18/6 (2018)

European Commission, Radiation Protection, No.85, 1996-01, EC, Luxembourg (1996)

International Civil Aviation Organization, Annex 3 to the Convention on International Civil Aviation, Twentieth Edition, 3-5 (2018)

International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication, 60, Annals of the ICRP, Vol.21, Nos. 1-3 (1991), 日本語訳 日本アイソトープ協会

International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication, 103, Annals of the ICRP, Vol.37, Nos. 2-4 (2007), 日本語訳 日本アイソトープ協会

International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication, 132, Annals of the ICRP, Vol.45, No. 1 (2016), 日本語訳 原子力規制委員会

Kataoka, R. et al., Space Weather, 12, 380-386 (2014)

Kataoka, R. et.al., Space Weather, 16, 917-923 (2018)

Kubo, Y. et al., Earth, Planets, and Space, 67, 117-129 (2015)

Kuwabara, T. et.al., Space Weather, 4, S10001 (2006)

Lantos, P., Radiation Protection Dosimetry, 118, 363-374 (2006)

Latocha, M. et al., 2016 16th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS), Bremen, pp. 1-4. (2016)

Mertens, C. J. et al., Space Weather, 11, 603-635 (2013)

Sato, T., PLoS One, 10(12), e0144679 (2015)

Sato, T. et.al., Radiation Protection Dosimetry, 161, 274–278 (2014)

Sato, T. et.al., Journal of Nuclear Science and Technology, 55, 684-690 (2018a)

Sato, T. et al., Space Weather, 16, 924-936 (2018b)

Souvatzoglou, G. et.al., Space Weather, 12, 633 (2014)

Swordy, S. P., Space Science Reviews, 99, 85-94 (2001)

Yasuda, H. et.al., Radiation Protection Dosimetry, 146, 123-125 (2011)

保田浩志, Isotope News, 663, 8-12 (2009)

放射線安全規制検討会, 航空機乗務員等の宇宙線被ばくに関する検討について (2005), https://www.mext.go.jp/component/b_menu/shingi/giji/__icsFiles/afieldfile/2009/05/21/20051214_02a_1.pdf

1.2.5 大気ドラッグ

陣 英克（情報通信研究機構）

（2020 年 7 月 1 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

1.2.5.1 はじめに

地球大気の最も外側は熱圏と呼ばれ（高度90kmから太陽活動によって400～800kmの範囲で変動）、下の大気層から伝わる波動や上の太陽・磁気圏から到来する電磁波・高エネルギー粒子などにより、多様な変動が駆動される領域である（熱圏の現象については本テキストの第4.5節で説明される）。1957年にスプートニク1号がこの領域に打ち上げられて以降、人工衛星や宇宙ステーションなどが宇宙空間に送り込まれ、気象や環境変動のモニタリング、災害把握、通信や測位、科学観測など我々の社会活動の維持・発展を支えてきた。宇宙空間に送り込まれる宇宙機の数は増加の一途を辿っている。特に近年では衛星の機材や打ち上げ費用の低コスト化により衛星コンステレーションの計画が続出し、更なる衛星数の増加が見込まれる。これと同時に不要となった衛星やロケット機体の一部・破片などスペースデブリの数も増加している（図1）。2020年2月時点でサイズが10cm以上の宇宙機とデブリの総数は、公表されているもので地球軌道上に約20,000個存在する。このうち約15,000個が高度2000km以下の低軌道（LEO）にある（NASA, 2020b）。LEOにある衛星とデブリの多くは熱圏を通り、その際に大気ドラッグ（大気抵抗）の作用を受け、軌道や姿勢が歪められる。軌道に影響する外力は幾つかあるが、熱圏では大気ドラッグが主たる外力である。また、軌道を予測する際の大気ドラッグの見積もりに熱圏のモデルが用いられるが（経験モデル又は物理モデル。これらの説明は本節にて後述する）、多様な熱圏の変動を正確に予測するには至っておらず、大気ドラッグが軌道予測の主たる不確定要因となっている。従って、地球近傍の宇宙利用において大気ドラッグの影響を避けて通ることは出来ない。

本節では、まず基礎事項として衛星やデブリの軌道（1.2.5.2節）および外力が軌道に及ぼす影響（1.2.5.3節）を説明したうえで、大気ドラッグが何に依存し、軌道にどう影響するか説明する（1.2.5.4節）。そして、熱圏の変動と大気ドラッグの関係（1.2.5.5節）を述べたのちに、大気ドラッグが宇宙利用に具体的にどう影響するか示す（1.2.5.6節）。最後に熱圏の変動を予測するためのモデルを紹介する（1.2.5.7節）。

図 1. 米国の地上レーダー網によって観測されているサイズが 10cm 以上の地球軌道の物体総数の推移（NASA, 2020a）。「Fragmentation Debris」は爆発や衝突によって生ずる破片、「Mission-related Debris」は正常な運用中に分離・放出された機体の一部や不要物を指す。2007 年 1 月のデブリの急増は意図的な衛星の爆破によるものであり、2009 年 2 月は偶発的な衛星同士の衝突によるものである。

1.2.5.2 基礎①：地球を周回する物体の軌道

人工衛星やスペースデブリなどが背景の熱圏大気からどのように影響を受けるか述べる前に、まず基礎事項として地球を周回する物体の軌道がどのように決まっているか、また物体の位置を規定する軌道要素について簡単に説明する。詳細については軌道力学の教科書などを参照されたい（King-Hele, 1987; 姿勢制御研究委員会, 2007など）。

地球を周回する物体は、第一次的には地球との万有引力によって引き合い、ケプラー運動している。その運動方程式は次のようになる。

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{\mu}{r^2} \tag{1.2.5.1}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dt}\left(r^2\dot{\theta}\right) = 0 \tag{1.2.5.2}$$

ここで、図2のように座標系は物体の軌道平面上に地球を中心とする2次元極座標（r、θ）をとり、tは時刻、μは定数である（$\mu = GM = 3.986004 \times 10^5 \mathrm{km}^3\mathrm{s}^{-2}$；$G$は万有引力定数、$M$は地球質量）。式（1.2.5.1）、（1.2.5.2）はそれぞれr方向とθ方向についての表式であり、これらの解が物体の軌道を表す次式である（導出過程は省略）。

$$r = \frac{p}{1 + e\cos\theta} \tag{1.2.5.3}$$

$$r^2\dot{\theta} = (\mu p)^{\frac{1}{2}} \tag{1.2.5.4}$$

ただし、$p = a(1 - e^2)$。aとeは導出の過程で現れる任意定数であり、楕円軌道の長半径と離心率に相当する（図2参照）。また、物体の速度の大きさvは次式より得られる。

$$v^2 = \dot{r}^2 + \left(r\dot{\theta}\right)^2 = \frac{\mu}{p}(1 + e^2 + 2e\cos\theta) \tag{1.2.5.5}$$

図 2. 地球を周回する物体（人工衛星）の軌道

地球を周回する物体について軌道の形状や位置を定めるパラメータは基本的に6つあり、軌道要素（orbital elements）と呼ばれる（図2）。まず既述の軌道形状を定める軌道長半径（semi-major axis）aと離心率（eccentricity）e、近地点を基準に軌道上の位置を示す真近点角（true anomaly）θがある。そして軌道面と地球との位置関係を示すパラメータとして、昇交点赤経（right ascension of ascending node）Ωおよび軌道傾斜角（inclination）Iがある。前者は地球赤道面上にて春分点方向と昇交点（軌道面と地球赤道面の交点の一つ）のなす角度であり、後者は軌道面と地球赤道面のなす角度である。6つ目の軌道要素は軌道面上にて軌道の傾きを示す近地点引数（argument of perigee）ωであり、昇交点方向と近地点のなす角度と定義される。

図 3. 地球を周回する物体（人工衛星）の軌道を定める軌道６要素

1.2.5.3 基礎②：外力による軌道の変化

前節で挙げた軌道要素は、地球を質点と見做した万有引力以外に力が働いていなければ、θのみ時間変化する。しかし、実際には地球質量分布の不均一性に由来する高次の引力の成分があり、また太陽や月など他の天体による引力、太陽輻射圧、それから熱圏を通過する際の大気ドラッグなどがある。これらの外力を受けるとθ以外の軌道要素も変化する。外力が作用する場合の物体の運動方程式および角運動量の変化は次のようになる。

$$\ddot{\boldsymbol{r}} + \frac{\mu}{r^3}\boldsymbol{r} = \boldsymbol{f} \tag{1.2.5.6}$$

$$\frac{d}{dt}\left\{(\mu p)^{\frac{1}{2}}\boldsymbol{n}\right\} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{f} \tag{1.2.5.7}$$

ただし、$\boldsymbol{n}$は軌道面の法線方向の単位ベクトル、$\boldsymbol{f}$は単位質量当たりに働く外力ベクトルである。これらの式（1.2.5.6）、（1.2.5.7）を各方向成分に展開し、変形すると、以下のように軌道要素の時間変化を示す方程式系が導かれる。

$$\dot{a} = \frac{2a^2 v}{\mu} f_T \tag{1.2.5.8}$$

$$\dot{e} = \frac{1}{v}\left\{2f_T(e + \cos\theta) - f_N \frac{r}{a}\sin\theta\right\} \tag{1.2.5.9}$$

$$\dot{\Omega}\sin i = (\mu p)^{-\frac{1}{2}} r f_n \sin(\omega + \theta) \tag{1.2.5.10}$$

$$\frac{di}{dt} = (\mu p)^{-\frac{1}{2}} r f_n \cos(\omega + \theta) \tag{1.2.5.11}$$

$$\dot{\omega} + \dot{\Omega}\cos i = \frac{1}{e}\left(\frac{p}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}\left\{-f_r \cos\theta + f_\theta\left(1 + \frac{r}{p}\sin\theta\right)\right\} \tag{1.2.5.12}$$

ここで、f_r、f_θは外力の軌道面上におけるr、θ成分、f_nは法線方向成分である（図4）。式（1.2.5.8）と（1.2.5.9）はf_r、f_θの代わりに物体の軌道に沿った方向成分（速度方向）f_Tとその直角内向き方向成分f_Nを用いて表している。後述するように大気ドラッグは主に軌道に沿った方向に作用するため、この方が都合良い。

図 4. 地球を周回する物体に作用する外力の各方向成分

1.2.5.4 大気ドラッグの大きさを決める要因

低軌道（高度2000km以下）の物体は、地球上層大気の原子や分子と衝突するため、大気ドラッグ（大気抵抗）を受ける。地球に近づくほど大気密度が濃くなって物体との衝突頻度が増加するため、大気ドラッグが重要な外力となる。また、宇宙利用において大気ドラッグの不確定性がその扱いを厄介にさせている。本節では、大気ドラッグの大きさを決める要因と、大気ドラッグによって物体の軌道がどのように変わるかを記述する。

大気ドラッグによる単位質量当たりの力は次のように表せる。

$$\boldsymbol{f}_{drag} = -\frac{1}{2}B\rho|V_r|\boldsymbol{V_r} \tag{1.2.5.13}$$

ここでρはその地点における背景大気の質量密度、$\boldsymbol{V_r}$は物体と大気の相対速度ベクトル、B（$= C_d S/m$）は弾道係数の逆数（inverse ballistic coefficient）である（C_dは無次元の大気抵抗係数、Sは物体の軌道に垂直な面の断面積、mは物体の質量）。Bは単に弾道係数と呼ばれることが多い。これらのパラメータの詳細はKing-Hele（1987）などで議論されており、ここでは概略のみ記述する。Bに含まれるドラッグ係数C_dは、その物体と周囲の大気がどのように運動量をやりとりするかに依存する。高度150km以上では物体と個々の大気粒子とのやりとりになる（大気

の平均自由行程がmからkmのオーダーであり、物体のサイズに比べて大きく、大気は流体でなく粒子の集まりと見做せる）。この状況においてC_dは物体に付着する原子・分子と周囲の大気の組成、それらの平均速度、物体の形状や回転などに依存する。物体が球状または円柱状であり、大気主成分が酸素原子（高度200km付近から高度550～750kmまでの範囲）の場合はC_d~2.2となり、より高い高度で大気主成分が水素原子になると$C_d > 4$となる（Afonso et al., 1985）。物体の断面積Sについては、多くは軌道に垂直な面の向きが変化しながら移動するので平均した近似値が考慮される。物体の形状が把握され、球状や円柱状の場合は、比較的単純に近似値が推定できる。複雑な形状の場合は例えばCHAMP衛星の例などがある（Liu et al., 2005）。

実際にはC_dやSの正確な値を得るのは困難であり、軌道計算など実利用の場面では地上レーダーのトラッキングデータから軌道要素を得る際にフィッティング係数としてBに関する推定値が得られる。そして、軌道伝播モデルSGP4（Simplified General Perturbations model 4）（Hoots and Roehrich, 1988）などを用いて軌道予測の計算に使われる。ただし、そこで得られる推定値にはフィッティングの際の各誤差が含まれており、正確にBや大気密度の推定を行う場合には補正が必要となる（Bowman, 2002; Picone et al., 2005）。

式（1.2.5.13）に出てくる物体と背景大気の相対速度V_rについては、以下のように近似できる。

$$|V_r|\boldsymbol{V_r} \cong \left(1 - \frac{rw}{v}\cos i\right)^2 |v|\boldsymbol{v} \tag{1.2.5.14}$$

$\boldsymbol{v}$は物体の速度ベクトル、wは地球の自転の角速度である。ここで物体が大気に比べて十分速く移動し、かつ大気が地球とともに共回転していると見做している。式（1.2.5.14）による近似の誤差は多くの場合3%以内と見積もられている（Picone et al., 2005）。ただし、磁気嵐が起きた時の高緯度域では熱圏大気の速度が地球の自転の速度（~400m/s）を上回り（本テキストの第4.5節を参照）、式（1.2.5.14）は適用できず、軌道面に垂直な力を考慮する必要が生ずる（King-Hele, 1987, Section 8）。式（1.2.5.14）を用いると式（1.2.5.13）は次のようになる。

$$\boldsymbol{f_{drag}} \cong -\frac{1}{2}BF\rho|v|\boldsymbol{v} \tag{1.2.5.15}$$

ただし、$F\,(= (1 - {}^{rw}/_{v}\cos i)^2)$は大気との相対速度に関するパラメータである。式（1.2.5.15）より大気ドラッグは主に物体の速度の方向に作用し（f_T成分）、式（1.2.5.8）、（1.2.5.9）を通じて軌道長半径や離心率を変化させることが分かる。

ここで大気ドラッグによる軌道変化の例を示す。万有引力以外に作用する力として大気ドラッグだけを考慮し、物体の軌道の変化を計算した結果を図5に示す。この例では仮想的な人工衛星（Bを0.05m^{2}kg^{-1}、軌道傾斜角60度とした）について、近地点高度350km、遠地点高度2000kmの初期位置から、衛星が大気に再突入（高度150km以下に到達）するまで計算した。熱圏の密度分布には経験モデル（「経験モデル」については1.2.5.7節にて後述）であるNRLMSISE-00（Picone et al., 2002）を用いた（大気の変動は季節や太陽紫外線強度に伴う変動のみ考慮し、磁気嵐の影響に相当するパラメータはオフにした）。図5（左）には3つの軌道が示されている

（初期の軌道、大気再突入に至るまでの期間（ライフタイム）の1/2にあたる軌道、大気再突入直前の軌道）。大気ドラッグによって衛星の軌道半径が縮小し、軌道の形も楕円から円に近づく（離心率が小さくなる）ことが分かる。また、図5（右）には近地点高度の時系列が示されている。大気ドラッグによって軌道半径が縮小する（高度が低くなる）と、背景の大気密度が増加するに従って大気ドラッグが増加し、軌道半径が縮小する（高度が下がる）度合いが増している。同図の2つの実線は計算開始の時期だけずらした各計算結果である（衛星の弾道係数や初期軌道は共通）。赤線は太陽活動が比較的高い時期（2000年1月1日）、青線は太陽活動が低い時期（2005年1月1日）から計算を開始している。太陽紫外光強度が大きいほど熱圏の大気密度が濃くなり、大気ドラッグの影響が大きい。このため前者では計算開始から3.9年後、後者では11.8年後に大気に再突入しており、衛星のライフタイムに大きな違いを生じている。

図 5. 大気ドラッグの影響による人工衛星の軌道の推移を計算した例。（左）軌道面上の軌道の変化。赤い 3 つの実線は、外側の線から順に、初期の軌道、中間（ライフタイムの 1/2）の軌道、大気への再突入直前の軌道を示す。さらに内側の点線は地球表面の位置を示す。（右）近地点高度の推移。2 つの実線（赤線と青線）は、衛星の弾道係数や初期の軌道は共通だが、軌道への投入時期をずらした計算結果である（太陽活動が高い時期と低い時期）。灰色の実線は太陽活動の指標である F10.7 指数の変動を示す。

1.2.5.5 熱圏大気密度の変動と大気ドラッグへの寄与

式（1.2.5.15）が示すように熱圏の大気密度と大気ドラッグは直接結びついている。熱圏には様々な時間・空間変動が存在し、それによって大気ドラッグが変わり、人工衛星・デブリの軌道が変化する。熱圏で起きる現象の物理過程の詳細は本テキストの第4.5節にて説明される。本節では大気密度の変動にどのような種類があり、それらの大気ドラッグへの寄与を述べる。

表1はHe et al. [2020]から引用したもので（※のみLe et al. [2012]から）、1列目は熱圏に見られる典型的な変動の種類を示す。（準）規則的な時間変動（年変動、日変動）、太陽面の活動に由来する変動（太陽面の活動領域の変化と自転による移動、太陽フレアによる放射強度増加、CME等による磁気嵐の発生）、空間変動、その他の特徴的な時空間変動が含まれる。表中のMDM（Midnight Density Maximum）は真夜中の赤道域にて密度増大が起こる現象を指し（例え

ば、Ruan et al. [2014]）、EMA（Equatorial Mass density Anomaly）は日中に赤道よりも中低緯度域にて密度が大きくなる分布のことを指す（Liu et al., 2005）。表には1年より長い変動は含んでいない（温暖化による数十年スケールの変動、太陽活動による約11年周期の変動など）。2列目は1列目の各変動による大気密度の変動幅の目安を示す（高度400km）。これらの値は熱圏の経験モデルDTMと物理モデルTIME-GCMを用いて得られている（※のみ衛星観測値）。3-4列目は、円軌道（高度400km）の衛星について1列目の各変動による1日後の軌道の変位量を示す。これらは先ず熱圏モデルで各時間・空間変動を入れる・入れない設定で大気密度分布を導出し、次にそれぞれの場合における大気密度分布を基に衛星の1日後の軌道変化を計算したのち、2つの計算結果の差分をとったものである。3,4列目の違いは太陽活動度によるもので、太陽活動度が高い時期ほど大気密度が濃く（第4.5節参照）、大気ドラッグの影響が大きいことを示す。熱圏の各変動による違いに関して、太陽面活動や太陽フレアによる変動を除いては、熱圏の年変動（1年、半年周期）やMDM、12時間周期の変動による軌道変位の値が大きい。一方、24時間周期の変動や緯度方向の空間変動などについては、大気変動の振幅がある程度でも軌道変位量への寄与は小さい。これは、衛星が1周の間に通過するローカルタイム範囲、緯度範囲の中で熱圏の大気潮汐、緯度分布の山と谷を通り、軌道変位が相殺するためである。例えば、極軌道では1周の間に12時間離れた2つのローカルタイム帯を通る。これは12時間周期の大気潮汐では同位相だが、24時間周期の大気潮汐では位相が半分ずれているので変化が相殺する。また、年変動のような長期の熱圏変動の場合、1日当たりの大気変動の幅は小さいが、全球的に増加または減少となるため、1日後の軌道変位量は大きくなる。

表1では空欄となっているが、太陽面現象に由来する熱圏変動は、短期間で大きな変動になりうるため、衛星軌道に与える影響は最も大きいと考えられる。Berger et al. [2020] では、熱圏の経験モデルNRLMSISE-00を使い、磁気嵐が発生した際の高度200-650kmの実存する衛星について軌道の変位量を推定している。その見積もりでは、Kp=6-相当の磁気嵐が発生し、それが3時間継続した場合に数km、18時間継続した場合に十数kmオーダーの軌道変位が生じうる。

また、表1には含まれていないが、下層大気（対流圏、成層圏）の現象が上層に伝搬して引き起こされる熱圏の変動も大気ドラッグに寄与しうる。主に北半球の冬季（11月～3月）にかけて一冬に0～数回発生する成層圏突然昇温という現象がある。1回の発生につき、熱圏の大気密度は数日の間、日変動の振幅と位相変化し（特に12時間周期の振幅が顕著（<数十%）に増加）、また全球平均の大気密度が高度によって3-7%程度小さくなるという報告がある（Liu et al., 2013; Yamazaki et al., 2015）。

表 1. 熱圏に見られる典型的な時間・空間変動とそれらが引き起こす 1 日後の衛星軌道の変位（He et al. （2020）からの抜粋。※の部分のみ Le et al. （2012）から）。1 列目の MDM は Midnight Density Maximum、EMA は Equatorial Mass density Anomaly と呼ばれる熱圏の現象を指す。2 列目の振幅は高度 400km における大気密度の変動幅を示す。3-4 列目の衛星軌道は高度 400km の円軌道を想定し、$B = 0.0023\ \mathrm{m^2kg^{-1}}$（$C_d = 2.3$、$S = 0.5\ \mathrm{m^2}$、$m = 500\ \mathrm{kg}$）の値を用いて計算されたもの。軌道変位の数値は、昇交点赤経と軌道傾斜角を各 0-360 度、0-90 度の範囲で変えて 90 通り計算し、その平均値と標準偏差を示している。

熱圏変動の種類（周期・時間スケール）	熱圏変動の振幅（%）	1日後の衛星軌道変位への寄与（m）	
		太陽活動高（F10.7=200）	太陽活動低（F10.7=70）
年変動（1年周期）	5-15	300±20	25±5
（半年周期）	20	800±40	70±15
日変動（24時間周期）	10-40	50±30	10±10
（12時間周期）	10	100±100	10±10
（8時間周期）	<3	1±1	0.5±0.5
太陽自転に伴う変動（27日周期）	<100	–	–
太陽フレア放射の影響（数時間-半日）	<30※	–	–
磁気嵐の影響（1-3日）	100-200	–	–
空間変動：緯度方向	10-20	50±40	15±10
経度方向	<5	1±1	0.5±0.5
MDM（数時間）	20-30	150±30	15±6
EMA（10時間）	1-6	50±30	5±3

1.2.5.6 大気ドラッグが宇宙利用に及ぼす影響

前節までに熱圏の大気密度の変動が大気ドラッグを通じて人工衛星やスペースデブリの軌道を変化させることを説明した。本節では、大気ドラッグが宇宙利用に及ぼす影響について簡単に述べる。

人工衛星のライフタイム

1.2.5.4節で述べたように大気ドラッグは衛星の軌道半径を縮小させる。また、図5では高度や太陽活動によって衛星周囲の大気密度が変わり、それに伴い大気ドラッグの効果すなわち軌道半径の縮小の度合が変わり、衛星の大気再突入の時期に影響することが示されている。表2に高度500km以下の円軌道（$e = 0$）の衛星が大気に再突入（高度150km以下に到達）するまでの期間について試算結果を示す。背景の熱圏の大気密度にはNRLMSISE-00（Picone et al., 2002）を用いた。表に見られるように、高度が低く、太陽活動度が高いほど大気密度が濃く、そして弾道係数Bが大きいほど強い大気ドラッグが作用し、衛星のライフタイムが短くなる。この表には

1.2.5.5節で述べたような太陽面現象に由来する熱圏の変動などは含んでいないが、もしKp=8相当の磁気嵐が1日間発生したと仮定すると、F10.7=200、B=0.05のケースにおいて、初期高度200km, 300km, 400kmの各衛星のライフタイムは、0.41日→0.29日、6.4日→5.4日、43日→42日と短くなる。

表 2. 高度 500km 以下の円軌道の人工衛星が大気に再突入するまでの期間。軌道傾斜角は 60 度に設定し、太陽活動は F10.7=70 又は 200 に固定して計算した。括弧付きの数値は太陽活動変動の時間スケールより長く、F10.7 の変動を考慮しないとあまり意味が無い。

初期高度（km）	太陽活動高（F10.7=200）		太陽活動低（F10.7=70）	
	B=0.05	B=0.01	B=0.05	B=0.01
500	220日	2.9年	(8.8年)	(44年)
400	43日	210日	330日	4.5年
300	6.4日	31日	23日	110日
200	0.41日	2.0日	0.67日	3.2日

人工衛星の追尾

人工衛星の運用機関では管理する衛星を地上アンテナと軌道予測計算により追尾している。衛星がアンテナの追尾できない非可視の範囲から可視の範囲に入ったときに、実際の衛星の位置が軌道計算による予測と大きくずれるとアンテナ捕捉ができなくなる。大気ドラッグがそのような軌道予測誤差を引き起こす可能性について、「宇宙天気災害に向けた科学提言のためのハザードマップ（2020）」の5.4.2節（「衛星大気ドラッグ」）の中で調べられている。簡単に、地上アンテナの開口直径が10mで周波数がXバンド（8GHz）とするとビーム幅は0.2625度であり、これは高度400kmでは31kmの範囲に相当する。この値は表1の大気ドラッグによる軌道変位と比べて十分大きく、静穏時の熱圏の変動の範囲では衛星の追尾に支障を与えるほどではない。ハザードマップでは磁気嵐を想定した熱圏擾乱のケースを調べているが、その試算でも高度300km以上は衛星の追尾に支障を与えるほどの影響は出ないと結論付けている。一方、米国空軍では地上レーダー網（SSN：Space Surveillance Network）によりサイズが10cm以上の人工衛星やスペースデブリを定常的に観測し、各物体の軌道要素などを含むカタログを更新し続けている。その運用者の証言によると、2003年10-11月に発生した大規模な磁気嵐の際には、SSNにて大半のLEO衛星を一時的に見失い、運用によりカタログを復活するのに数日要したとのことである（Berger et al., 2020）。

人工衛星やスペースデブリとの衝突予測

1.2.5.1節「はじめに」で述べたように地球近傍の宇宙環境はLEOの衛星およびデブリが増加し続けており、それらの衝突リスクを考慮した宇宙利用が重要となっている。このために各国の宇宙関連機関では宇宙環境の状況把握（SSA：Space Situational Awareness）の取り組みとして、衛星やデブリの監視や軌道の解析などを行っている。米国では18th Space Control Squadron（18SPCS）がSSAデータシェアの実務を担い、衛星と他の衛星やデブリとの接近情報（CDM：Conjunction Data Message）を衛星運用機関に送っている。2019年9月にはESAのAeolus衛星とSpaceX社のコンステレーション衛星の1つとの衝突リスクが高くなり、18SPCSからCDMを受けたESAがリスク回避のためAeolus衛星の高度を上げている。

（https://www.esa.int/Safety_Security/ESA_spacecraft_dodges_large_constellation）。

衝突リスクの評価に大気ドラッグの見積もりが影響する。NASAの衝突リスクの評価手法（Hejduk and Snow, 2018）やミシガン大学の衝突リスク評価モデル（Bussy-Virat et al., 2018）などでは次の様な手順がとられる。①まず、宇宙空間には数多くの物体があるので、評価対象の衛星がその中のどれかと接近するかを調べる。このため予測期間において（NASAの場合は7-10日間先まで）、評価対象の衛星とSSNで監視している衛星やデブリの軌道を計算し、軌道どうしが一定の距離より短くなるか調べる（ミシガン大モデルの閾値は10km）。②次に前過程で“接近する”と判断されたケースについて衝突リスクの解析を行う。具体的には2物体の軌道とその誤差（不確定性）の大きさから、2物体間の距離が衝突距離（数m）以内となる確率P_c（衝突確率）を計算する。衛星運用機関はP_cの値を参考に衝突回避の操作を行うか判断している（NASAやESAでは$P_c > 10^{-4}$を目安としている）。この衝突リスクの評価過程（とくに②の過程）において、大気ドラッグの不確定性に由来する軌道予測の不確定性がP_cに大きく影響する。1.2.5.4節にて大気ドラッグを決める要因として弾道係数Bと熱圏大気密度を挙げたが、これらの推定値は衝突リスクを評価する時点までの衛星・デブリの追尾データとモデルから得られており、その先の予測期間（～10日）にこれらの変動が小さければ、不確定性は限定されたものになる。しかし、実際には1.2.5.5節で挙げたように、熱圏の変動は～10日の期間に対して有意に変動幅を持つものがあり（27日周期の太陽自転に伴う変動や、突発的な太陽フレア・磁気嵐に伴う変動、やや変動幅は小さいが下層大気現象に由来する変動など）、これらの変動を軌道計算に用いる熱圏モデルが十分に予測できないため、不確定性が増加する。例として前述の文献（Hejduk and Snow, 2018; Bussy-Virat et al., 2018）では、熱圏モデル自体に含まれる誤差や、熱圏モデルに入力する太陽放射強度指標（F10.7）と地磁気擾乱指数（Ap）の予測値の不確定性が、衝突リスクの評価に影響することを示している。

大気圏突入の解析

大気ドラッグによる人工衛星のライフタイム・大気再突入の時期への影響について既に述べ

たが、衛星やデブリが大気圏に再突入した後はさらに大気による減速や加熱の影響が大きくなる（e.g., 米国FAAのチュートリアル文書 ”Returning from Space: Re-entry”）。高度150km以下に下がると大気の平均自由行程が物体のサイズより小さくなり、大気は粒子から流体としての扱いになる。また、物体の速度は音速を超えているため、前方に衝撃波が形成される。このような物体周囲の大気状態の変化に伴い、大気ドラッグの係数C_dも変化し（King-Hele, 1987）、物体の軌道や速度に影響する（e.g., Smith et al., 2005）。衝撃波の内側は断熱圧縮により非常に高温になっており、物体表面も1000Kを越え、鉄などの金属を含め多くの物質を溶かしてしまう。衛星運用機関では、大気圏に再突入する衛星やデブリについて、その物体の構成物のどれくらいが燃え尽きずに地表に達するか、到達する場合の速度、範囲などの解析を行い、地上で暮らす人類へのリスクを評価している（e.g., Smith et al., 2005）。

人工衛星の姿勢

上記では大気ドラッグが物体の軌道に及ぼす作用について宇宙利用への影響を記述したが、大気ドラッグが物体の姿勢に及ぼす作用も衛星運用に影響しうる。衛星のデザインによって大気ドラッグが作用する中心点と重心の位置が離れている場合、衛星を回転させようとするトルク$\boldsymbol{T_{drag}} = \boldsymbol{r_{rel}} \times \boldsymbol{f_{drag}}$がかかる（$\boldsymbol{r_{rel}}$：大気ドラッグが作用する中心点と重心の位置の相対距離ベクトル、$\boldsymbol{f_{drag}}$：単位質量当たりに働く大気ドラッグ）。通常は姿勢制御機能により衛星の姿勢が適切になるように維持される。大気ドラッグによるトルクが影響した可能性のある事例として、X線天文衛星「あすか」の例が挙げられる。当初のミッション予定期間を終えて継続運用されていた「あすか」は、2000年7月14日に発生したX6.1クラスの太陽フレアの影響に見舞われた。この時、地球近傍では太陽から放出されたコロナガスの到達により、規模の大きい磁気嵐（Dst指数<300nT）が起こり、熱圏では極域に降り込んだ高エネルギー粒子や電流によって大気が加熱され、膨張している。「あすか」の軌道は近地点高度440km付近で緯度±30度以内の範囲にあったが、磁気嵐による大気膨張のため周囲の大気密度が数倍に急増したと推定されている。このため衛星の姿勢制御能力を超えた大気ドラッグによるトルクが作用した可能性があり、衛星の姿勢が大幅に乱れたことにより、以降の観測停止につながってしまった（JAXAウェブ： http://www.isas.jaxa.jp/j/japan_s_history/chapter06/02/06.shtml）。

1.2.5.7 おわりに：熱圏変動の予測モデル

本節では、熱圏における大気ドラッグがLEOの衛星やデブリの軌道をどう変化させるか、そして大気ドラッグが宇宙利用に具体的にどう影響するか説明した。1.2.5.6節で紹介したように、衛星やデブリの軌道の予測、大気再突入時期の推定、衝突リスクの評価、大気再突入のリ

スク評価などの各場面において、大気ドラッグの影響を考慮するため、熱圏大気の分布や変動を記述するモデルが必要となる。そのような熱圏大気のモデルは大きく分けて2種類ある。一つは実際の観測データに基づき位置や季節、太陽活動・地磁気擾乱指数などを変数として統計的に整理したもので、平均的な振る舞いを記述する経験モデルである。もう一つの種類は大気の物理法則を表す方程式を数値的に解く物理モデルである。

熱圏の経験モデルについて一般的な特徴・モデル例を以下に挙げる。

- **規則的な変動・平均的な変動を良い精度で再現**
  観測データに基づいているので、データが豊富にある領域の規則的な変動・平均的な変動を比較的良い精度で再現できる。例えば表1の中では太陽活動サイクルに伴う変動、年変動、（月平均的な）日変動など。観測データの少ない領域についての再現精度は低い（高度200km以下の熱圏下部など）。
- **地磁気擾乱に伴う変動は平均的なパターンを再現**
  ただし、磁気嵐の規模が大きくなるにつれ、観測データが少ないことに加え、イベントごとに熱圏の振る舞いが異なるため、モデルの誤差は大きくなる。
- **時間・空間分解能は低い**
  標準的にモデルで扱っている時間変動の最短周期は8時間である。緯度方向には球面調和関数の６次成分まで含まれ、分解能は20度くらいに相当する。経度方向の変動は最小波長が120度である。
- **計算コストは小さい**
- **モデルの例**
  NRLMSISE-00（Picone et al., 2002）、JB2008（Bowman et al., 2008）、DTM2013（Bruinsma, 2015）など。

一方、熱圏の物理モデルの一般的特徴・モデル例を以下に挙げる。

- **規則的な変動だけでなく、不規則な変動も再現可能**
  経験モデルと同様に熱圏の規則的な変動は再現できるが、再現精度は劣る。対流圏まで含む物理モデルは、熱圏の日々の変動や成層圏突然昇温などによる突発的な変化を再現できる。
- **地磁気擾乱に伴う変動はイベントごとの振る舞いを再現できる**
- **時間・空間分解能は高い**
  標準的に時間変化は分のオーダーから再現可能であり、空間分解能は緯度・経度方向に5度以下である。例えば、表1にある太陽フレア放射に伴う変動や磁気嵐の影響などについて詳細な時間・空間発展を再現できる。また、MDMやEMAは分解能的に物理モデルでのみ再現できる。
- **計算コストは大きい**

- **モデルの例**

  熱圏・電離圏を対象としたものにTIE-GCM（Richmond et al., 1992）やCTIPe（Fuller-Rowell et al., 2002）などがある。対流圏から熱圏（および電離圏）を含めたWAM（Akmaev et al., 2008）、WACCM-X（Liu et al., 2010）、GAIA（Miyoshi and Fujiwara, 2008; Jin et al., 2011）などがある。

上に挙げた各モデルの特徴や結果などの詳細についてはレビュー論文Emmert [2005]を参照頂きたい。1.2.5.6節で述べた実際の宇宙利用の現場では経験モデルが使われている。経験モデルの方が規則的・平均的な変動について再現精度が良く、計算コストが小さいためと考えられる。物理モデルの再現精度については、データ同化の導入などにより近年向上しつつある。また熱圏変動の予測において、両タイプのモデルとも未来の太陽放射や地磁気擾乱の状況に依る点は共通している。例えば1.2.5.6節で挙げた衝突リスクの評価では10日程度先までの予測が必要とされるが、現状では熱圏モデルの予測誤差が大きく、衛星・デブリの軌道の不確定性に寄与している。従って、太陽放射や地磁気擾乱の予測を含め、熱圏モデルの予測精度を上げることが今後望まれる。

参考文献

Akmaev, R.A., Fuller-Rowell, T.J., Wu, F., Forbes, J.M., Zhang, X., Anghel, A.F., Iredell, M.D., Moorthi, S., Juang, H.-M., Tidal variability in the lower thermosphere: comparison of whole atmosphere model (WAM) simulations with observations from TIMED. Geophys. Res. Lett. 35, L03810. http://dx.doi.org/10.1029/2007GL032584 (2008)

Afonso, G., Barlier, F., Berger, C., Mignard, F., and Walch, J. J., Reassessment of the charge and neutral drag of LAGEOS and its geophysical implications, J. Geophys. Res., 90 (B11), 9381– 9398, doi:10.1029/JB090iB11p09381 (1985)

Berger, T. E., Holzinger, M. J., Sutton, E. K., & Thayer, J. P., Flying through uncertainty. Space Weather, 18, e2019SW002373. https://doi.org/10.1029/2019SW002373 (2020)

Bussy-Virat, C. D., Ridley, A. J., and Getchius, J. W., Effects of uncertainties in the atmospheric density on the probability of collision between space objects. Space Weather, 16, 519–537. https://doi.org/10.1029/2017SW001705 (2018)

Bowman, B. R., Tobiska,W. K.,Marcos, F. A., Huang, C. Y., Lin, C. S., & Burke,W. J., A new empirical thermospheric density model JB2008 using new solar and geomagnetic indices. In Aiaa/aas astrodynamics specialist conference and exhibit, pp. 6438. https://doi.org/10.2514/6.2008-6438 (2008)

Bowman, B. R., True Satellite Ballistic Coefficient Determination for HASDM, AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit, doi:10.2514/6.2002-4887 (2002)

Bruinsma, S., The DTM-2013 thermosphere model. Journal of Space Weather and Space Climate, 5, A1. https://doi.org/10.1051/swsc/2017008(2015)

Emmert J. T., Thermospheric mass density: A review, Adv. Space Res., 56, 773-824 (2015)

Fuller-Rowell, T.J., Millward, G.H., Richmond, A.D., Codrescu, M.V., Storm-time changes in the upper atmosphere at low latitudes. J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 64, 1383–1391 (2002)

He, C., Yang, Y., Carter, B., Zhang, K.,Hu, A., Li, W., et al.. Impact of thermospheric mass density on the orbit prediction of LEO satellites. Space Weather, 18, e2019SW002336. https://doi.org/10.1029/2019SW002336 (2020)

Hejduk, M. D., and Snow, D. E., The effect of neutral density estimation errors on satellite conjunction serious event rates. Space Weather, 16, 849–869. https://doi.org/10.1029/2017SW001720 (2018)

Hoots, F. R., and R. L. Roehrich, Models for propagation of NORAD element sets, Aerospace Defense Command Spacetrack Rep. 3, Peterson AFB, CO (1988)

Jin, H., Miyoshi, Y., Fujiwara, H., Shinagawa, H., Terada, K., Terada, N., Ishii, M., Otsuka, Y., Saito, A., Vertical connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new Earth's whole atmosphere–ionosphere coupled model. J. Geophys. Res. 116, A01316. http://dx.doi.org/10.1029/2010JA015925 (2011)

King-Hele, D.G., Satellite orbits in an atmosphere, Blackie and Son Ltd. (1987)

Le, H., Liu L., Wan W., An analysis of thermospheric density response to solar flares during 2001–2006. J Geophys Res 117, A03307, doi:10.1029/2011JA017214 (2012).

Liu, H., H. Luhr, V. Henize, and W. Ko¨hler, Global distribution of the thermospheric total mass density derived from CHAMP, J. Geophys. Res., 110, A04301, doi:10.1029/2004JA010741 (2005)

Liu, H. Jin, H., Miyoshi, Y., Fujiwara, H., and Shinagawa, H., Upper atmosphere response to stratosphere sudden warming: Local time and height dependence simulated by GAIA model, Geophys. Res. Lett., 40, 635– 640, doi:10.1002/grl.50146(2013).

Liu, H.-L., Foster, B.T., Hagan, M.E., et al., Thermosphere extension of the whole atmosphere community climate model. J. Geophys. Res. 115, A12302. http://dx.doi.org/10.1029/2010JA015586 (2010)

Miyoshi, Y., Fujiwara, H., Gravity waves in the thermosphere simulated by a general circulation model. J. Geophys. Res. 113, D01101. http://dx.doi.org/10.1029/2007JD008874 (2008)

NASA Orbital Debris Quarterly News, Vol.24, 1, February (2020a)

NASA Orbital Debris Quarterly News, Vol.24, 2, April (2020b)

Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., and Aikin, A. C., NRLMSISE‐00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, J. Geophys. Res., 107(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430(2002)

Picone, J. M., Emmert, J. T., and Lean, J. L., Thermospheric densities derived from spacecraft orbits: Accurate processing of two‐line element sets, J. Geophys. Res., 110, A03301, doi:10.1029/2004JA010585 (2005)

Returning from Space: Re-entry, Advanced Aerospace Medicine On-line: Section III-Space Operation, Federal Aviation Administration, available at https://www.faa.gov/about/office_org/headquarters_offices/avs/offices/aam/cami/library/online_libraries/aerospace_medicine/tutorial/section3/spacecraft_design/

Richmond, A.D., Ridley, E.C., Roble, R.G., A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics., Geophys. Res. Lett. 19, 601–604 (1992)

Ruan, H., Lei, J., Dou, X., Wan, W., and Liu, Y. C. - M., Midnight density maximum in the thermosphere from the CHAMP observations, J. Geophys. Res. Space Physics, 119, 3741- 3746, doi:10.1002/2013JA019566 (2014).

Smith, R., Bledsoe, K., Dobarco-otero, J., Rochelle, W., Johnson, N., Pergosky, A., Weiss, M, Reentry Survivability Analysis of the Hubble Space Telescope (HST), 4th European Conference on Space Debris, Vol. 4, Issue 1 (2005)

Yamazaki, Y., Kosch, M. J., and Emmert, J. T., Evidence for stratospheric sudden warming effects on the upper thermosphere derived from satellite orbital decay data during 1967–2013, Geophys. Res. Lett., 42, 6180– 6188, doi:10.1002/2015GL065395 (2015).

姿勢制御研究委員会, 人工衛星の力学と制御ハンドブック, 培風館, (2007)

1.3 激甚宇宙天気災害

石井　守（情報通信研究機構　電磁波研究所　宇宙環境研究室）
（2020 年 3 月 19 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

本章は、「「太陽地球圏環境予測」宇宙天気災害に向けた科学提言のためのハザードマップ」から転載・一部改訂したものである。詳細な議論については[1]を参照されたい。

1.3.1　宇宙天気災害の規模と頻度

歴史上記録が残っている中で最も大きな規模を引き起こした現象はキャリントンイベントである。キャリントンイベントでは、太陽フレア発生から 17 時間後にオーロラの観測が記録されているため、高速で大規模な CME が 17 時間で地球に到達し、猛烈な磁気嵐を発生させたと考えられている。一般的に磁気嵐の規模は、磁気嵐発生時に生成されるリングカレントの強度を表す指数（Dst 指数）で表されるが、キャリントンイベント発生時の Dst 指数はピーク値が-1760nT もしくは-850nT と推定されている [2]

観測が充実された 1957～1958 年の国際地球観測年（IGY）以降で最も規模が大きかった現象は、1989 年 3 月の X4 クラスの太陽フレアに端を発した CME によるものであり、ケベックストームと呼ばれる深刻な磁気嵐（Dst 指数=-589nT）が発生した [3]。地磁気誘導電流により、カナダではハイドロ・ケベック電力公社の電力網が影響を受け約 10 時間の停電が発生した他、衛星障害事例が多数確認されている。その他、2000 年 7 月のバスティーユイベント（X5 クラスの太陽フレアに伴い CME が発生し Dst 指数=-301nT）や、2003 年 10-11 月のハロウィンイベントに続く一連の磁気嵐（10 月 28 日の X17 フレアにより Dst =-353nT。10 月 29 日の X10 フレアにより Dst =-383nT。11 月 4 日 X28 フレアによる磁気嵐なし。11 月 18 日 M クラスフレアにより Dst=-472nT）と続く。NASA の調査によるとこの期間全体で科学衛星・宇宙機の約 59%が影響を受け、機器の遮断などによる安全策を取ったミッションが約２４％に至る [4]など、多数の衛星障害事例が報告されている。

一方で地球への影響はなかったものの、2012 年 7 月 23 日には、キャリントンイベント級の CME が太陽の地球から見て反対側で発生した。もしこの発生日時が 1 週間ずれていた場合は地球に直撃していた可能性があり、その場合の磁気嵐の Dst 指数は-1182nT 程度だったと見積もられている [5]。

さらに過去にさかのぼって宇宙天気現象を知る手段として、屋久杉の年輪中の炭素同位体 ^{14}C の測定法がある。これは宇宙線により生成された ^{14}C が $^{14}CO_2$ となり屋久杉に取り込まれたものを測ることで、宇宙線の強度の増大イベントを知ることができる。西暦 774 年～775 年、993 年～994 年に対応

する屋久杉の年輪では、急激に ^{14}C 濃度が上昇していたことから、これらの年代に宇宙放射線の増加があったと考えられ、太陽光エネルギー粒子 SEP の増加を引き起こすような大規模な太陽嵐が発生したと考えられている。その太陽嵐の規模はキャリントンイベントの 10 倍から数 10 倍規模と推定されている [6]。

このように、電力網や衛星など社会インフラに影響を及ぼす（及ぼしうる）規模の宇宙天気現象は、10 年ないし 100 年に 1 度の発生確率であると言える。宇宙天気現象がどれほどの社会影響をどれほどの頻度で与えるかを検討するためには、発生しうる擾乱規模の想定が必要である。しかし、太陽フレア、高エネルギー粒子、CME、磁気嵐等の現象の規模と発生頻度の関係は、それぞれの現象ごとに異なる。さらに、2003 年の事例からもわかるようにそれぞれの最大規模のイベントが 1 対 1 対応するわけではなく、その因果関係は自明ではない。

発生頻度と現象規模の定義を現象毎に表 1 ～表 3 に示す。

サブストームについては、西向きに流れるオーロラジェット電流の大きさで評価する。

オーロラ帯の直下に位置するいくつかの地点で観測した地磁気水平成分の変動を重ね合わせ、上側の包絡線を AU 指数、下側の包絡線を AL 指数と呼ぶ。AL 指数は西向きに流れるオーロラジェット電流の大きさを表す。地磁気活動度が高まるとオーロラ帯は低緯度に移動するため、ある特定の磁気緯度で観測した地磁気データを用いると AL 指数は見かけ上低く見積もられる。この問題を克服するため、多数の地点で観測した地磁気水平成分の変動を用いてオーロラジェット電流の大きさを求めたものが SuperMAG Electrojet （SME） 指数である [98]。この指数も、上側の包絡線を SMU 指数、下側の包絡線を SML 指数と呼び、特に SML 指数は AL 指数に代わり広く用いられるようになっている。ここでは、これまで広く使われてきている AL 指数と、AL 指数に代わり広く用いられるようになっている SML 指数を、サブストームの現象規模を示す指数とする。

表 1. 宇宙天気現象の発生頻度と現象規模サマリ [1)]

擾乱現象	規模を示す パラメータ	日常～ 複数回/年	1 回/1 年	1 回/10 年	1 回/100 年	1 回/1000 年
太陽フレア	X-ray peak flux（1 - 8A）	M1 - X1	X7.6	X12	X44	X101
	エネルギー [erg] [2)]	2.7×10^{28} - 2.0×10^{30}	1.0×10^{31}	1.0×10^{32}	1.0×10^{33}	1.0×10^{34}
CME	速度 [km/s] [3)]	250-450	2000	3000	3800-4500	4700-6600
	運動エネルギー [erg] [4)]				4.4×10^{33}	9.8×10^{33}
太陽高エネルギー粒子	流量[10^{10}p/cm]（>10MeV） [5)]		~0.1 ※1	~1.0 ※1	~2.4-5.1	~3.8-14
	流量（>30MeV） [5)]		~0.02 ※1	~0.3 ※1	~0.6-1.6	~1.0-5.1
太陽電波バースト[sfu] [6)]	超短波（VHF）（30-300MHz）				2.8×10^{9}	
	極超短波（UHF）（300-3,000MHz）				1.2×10^{7}	
	GPS（1,176-1,602MHz）				1.2×10^{7}	
	F10.7（4,800MHz）				1.3×10^{7}	
	マイクロ波（4,000-20,000MHz）				3.7×10^{7}	
放射線帯	放射線電子フルエンス [10^{10} cm^{-2} sr^{-1}]	~0.1	~0.6	~3.0	~10 [7)]	~26 [7)]
磁気嵐	Dst [nT] [8)]		~-220 ※2	~-450±30	~-650±110	~-930 [-320, -1520]※3
サブストーム	AL [nT] [9)]		~-3700	~-4100	~-4100	~-4200
	SML [nT]	-460	-3000	-4000	-5000	-5900

1) 1 回/1000 年の数値は Weibull 関数の外挿のため注意を要する。

2) [1]N[year-1] = 10^{31} x E[erg] -1 とした。

3) [7]による。表記以上の速度の CME が発生する頻度。

4) [7]による。

5) [7]による。※1 は図 1-27 から目視で読み取った値。

6) [8]による。

7) 極値統計解析により推定したものであり、注意を要する。

8) [9]による。

9) [10]による。

表 2. 電離圏擾乱規模の発生頻度と現象規模サマリ

規模を示すパラメータ		1 回/1 年	1 回/10 年	1 回/100 年	1 回/1000 年
全電子数（TEC）	東京[TECU] 1)	≧85 ※1	≧110 ※2	≧170 ※2	
	鹿児島[TECU] 2)	≧102	≧132	≧204	
	北海道[TECU] 2)	≧68	≧88	≧136	
デリンジャー現象	吸収量（長距離）[dB] 3)	~71	~83	~93	~100
	継続時間 4)	0.6-1.3 時間	1.2-3.2 時間	1.8-6.8 時間	2.6-13 時間
スポラディック E 層	1,000km 伝播する周波数 5)	100MHz	110MHz	130MHz 以上	
	2,000km 伝播する周波数 5)	130MHz	180MHz 以上	180MHz 以上	
	foEs >13.3MHz での継続時間	約 3 時間	約 5 時間		
	foEs >18MHz での継続時間	約 1-2 時間	約 3 時間		
プラズマバブル	継続時間	4-5 時間	6 時間		

1) ※1 は 22 年間の TEC データに基づく。※2 は 66 年間の foF2 データに基づく

2) 鹿児島は東京の 1.2 倍、北海道は東京の 0.8 倍で計算

3) 長距離短波回線に基づく（実効太陽天頂角 0 度 6MHz の場合）

4) イオノゾンデ観測に基づく（1-30MHz、‘B’および dfmin≥2.5 MHz の場合）

5) 値は上限周波数の下限を示している。

表 3. 極冠吸収の発生頻度と現象規模

規模を示すパラメータ	日常～ 複数回/年	1 回/1 年	1 回/10 年	1 回/100 年	1 回/1000 年
10 MeV 以上のプロトンフラックス [pfu] 1)	$10^{1\text{-}2}$	10^{3}	10^{4}	$4\text{x}10^{5}$	10^{6}
Kp 指数 2)	4 (7)	7 (8)	8 (9)	9	9
磁気緯度（日中）@6MHz 10dB 3)	65° (60)	57° (55)	53° (52)	51°	50°
磁気緯度（夜間）@6MHz 10dB 3)	65° (60)	60° (58)	56° (55)	53°	53°
最短継続時間 4)	22 時間	46 時間	71 時間	83 時間	89 時間

1) 見積り設定。 [11] [12]による。1pfu=1/cm^2/sec/sr

2) 見積り設定。磁気嵐とは必ずしも一致しない。括弧内の数値は NOAA-Scale を表す。

3) 極冠吸収が広がる緯度。 [13] [12]による。

4) SEP イベントで、10 MeV 以上の粒子フラックスが>10 pfu となる継続時間。 [13]による。

1.3.2 宇宙天気災害に対する各国および国際機関の対応

1.3.2.1 各国の対応

現在の情報化社会においてキャリントン級のイベントが発生した場合の経済損失について、スイスの保険会社 SWISS-Re が試算している。その結果によると、欧米など高緯度地域を中心に、3000 億ドルほどの被害が想定され、東日本大震災の経済損失（1000-2500 億ドル）を上回る [14]。これらの状況より、米国は宇宙天気を地震や津波などの災害と並べ、米国戦略的国家危機評価（US Strategic National Risk Assessment）の一つとして位置付けている。2015 年には米国内の 20 を超える機関、50 人を超える専門家によって作成された National Space Weather Strategy [15]および Space Weather Action Plan [16]が発表された。2016 年以降、この Action Plan を受けて米国国務省が極端現象に関する国際協力の枠組みの構築のための研究会を他国と連携して行うなど、活発な活動が展開されている。2018 年には、Space Weather Phase 1 Benchmarks [17]が刊行され、誘導地電流、電磁放射、電離圏擾乱、太陽電波バースト、大気膨張についてのベンチマークを示している。

欧州では特に英国が宇宙天気の社会影響についての文書を盛んに発表している。2013 年には Royal Academy of Engineering が Extreme space weather: impacts on engineered systems and infrastructure[18]を発表し、極端現象の社会影響について報告した。その後 Cabinet office による National Risk Register （2015 年）[19], Space Weather Preparedness Strategy （2015 年）[20]が相次いで発表された。
アジアでは韓国未来創造科学部が 2013 年に「宇宙電波障害」危機管理マニュアルを発表した。

1.3.2.2 国際機関の動向

国際機関としては、1962 年より国連国際科学会議（International Council of Science Union: ICSU）のもとで国際宇宙環境サービス（International Space Environment Service: ISES）が活動している。これは定常的に宇宙天気情報を発信している機関の連合体であり、2020 年 1 月現在 20 か国および ESA が加盟している [21]。

近年、世界気象機関（World Meteorology Organization: WMO）が宇宙天気を気象の一環として取り扱うことに意欲を見せている。2010 年には暫定的な組織として ICTSW （Interprogramme Coordination Team on Space Weather）を立ち上げ、WMO 情報システム（WMO Information System: WIS）での宇宙天気情報の流通等を中心に検討を進めてきた [22]。2015 年には定常組織として IPT-SWeISS（Inter-Programme Team on Space Weather Information, Systems and Services）が設立され現在に至る [23]。
また、国際民間航空機関（International Civil Aviation Organization: ICAO）は、航空運用に用いられる気象情報として宇宙天気情報を取り入れることを検討してきた。

これは主に、宇宙天気現象による短波通信、衛星測位および被ばくのリスクを回避することを目

的としている。2011 年 11 月に航空機運航に必要とされる宇宙天気情報に関して国際航空運送協会（International Transportation Association: IATA）から ICAO に検討要望の書簡が発出され、議論が開始された。議論の結果、運用コンセプト（Concept of Operation: ConOps）および、航空運用に使用される気象情報を規定している第 3 付託書（Annex3）が改定された。これと並行して、情報を提供する組織の選定が進められてきた。2017 年 6 月に ICAO から ICAO加盟国に対して情報提供についての関心の有無を問うステートレターが発信され、22 か国がこれに関心を表明した。書面審査、対面審査を経て、2018 年 11 月に 3 つの組織が ICAO Space Weather Global Center として承認を受けた（米国、PECASUS（フィンランド、オーストリア、ベルギー、キプロス、ドイツ、イタリア、オランダ、ポーランド、英国）、ACFJ（オーストラリア、カナダ、フランス、日本））。その後調整会議を 1 年間重ね、2019 年 11 月 7 日に航空運用のための宇宙天気情報の提供が開始された [24]。

国連本体においては、宇宙空間平和利用委員会（Committee on the Peaceful Uses of Outer Space: COPUOS）において、各国が宇宙天気監視・予報を行うことを推進する検討が進められている。特に 2018 年には COPUOS の前身である UNISPACE 設立 50 周年の節目に宇宙天気が重点領域の一つとして選ばれ、各国の宇宙天気監視・予測に対する取り組みの調査およびその結果をもとにした勧告の作成が進められている。 [25]

1.3.3 宇宙天気現象の社会影響

宇宙天気現象は、その規模に応じて様々な社会的影響を与え、時に災害と呼べる被害を起こしうる。宇宙天気現象が与える社会被害の模式図を図 1 に、比較的影響の大きいインフラ分野を中心に、宇宙天気現象が与える影響と被害、障害を起こし得る宇宙天気現象をまとめたものを表 4 に示す。

図 1. 宇宙天気現象と社会への影響 [26]

ハザードマップ[1]では、巨大宇宙天気現象が発生した際に、どれほどの社会的影響を与えうるか、分野毎に検討を行った。その中で、1.3.1 における発生頻度と現象規模の議論と同様、10 年に 1 回、100 年に 1 回等の宇宙天気現象が起きた際に日本社会のインフラにどれほどの影響があるかを表 5「宇宙天気の影響マトリクス」としてまとめている。

表 4. 宇宙天気災害により影響を受ける分野とその影響

分野	影響と被害	障害を起こし得る宇宙天気現象
電力	停電（送電線への過電流）	地磁気誘導電流（GIC）
衛星運用	衛星帯電（表面帯電、深部帯電）（誤動作等の不具合、最悪の場合衛星損失）	放射線帯電子、サブストーム高温電子
	シングルイベントアップセット（誤動作等の不具合、最悪の場合衛星損失）	太陽高エネルギー粒子（SEP）
	太陽電池の劣化	
	軌道・姿勢じょう乱（衛星姿勢制御（磁気トルカ）異常、衛星大気ドラッグ）（最悪の場合衛星損失）	超高層大気の加熱
	衛星通信への影響	電離圏シンチレーション
通信・放送	短波（HF）通信の障害	デリンジャー現象 電離圏負相嵐、極冠吸収（PCA） スポラディック E 層 プラズマバブル
	超短波（VHF）通信の障害	スポラディック E 層
測位利用	一周波測位精度の劣化	電離圏正相嵐、プラズマバブル 電離圏シンチレーション
	二周波測位（全般）精度の劣化	電離圏シンチレーション
	二周波測位（位相）精度の劣化	中規模伝搬性電離圏擾乱（MSTID）
航空運用	通信障害	デリンジャー現象 極冠吸収（PCA）、プラズマバブル スポラディック E 層
	測位精度の劣化	電離圏正相嵐、プラズマバブル 電離圏シンチレーション
	乗務員の被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）
	電子機器のソフトエラー	
	レーダ障害	太陽からの強いマイクロ波
有人宇宙活動	宇宙飛行士被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）
地上生活	地上での被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）
	電子機器のソフトエラー	
	信号機器の誤動作	地磁気誘導電流（GIC）

表 5. 宇宙天気の影響マトリクス全体版

分野	影響と被害	障害を起こし得る宇宙天気現象	発生頻度と影響				
			日常～複数回/年	1 回/1 年	1 回/10 年	1 回/100 年	1 回/1000 年
電力	停電（送電線への過電流）	地磁気誘導電流（GIC）	なし	なし	なし	なし	不明
衛星運用	人工衛星（表面帯電・放電等）（誤動作等の不具合、最悪の場合衛星損失）	サブストーム高温電子	なし	あり	あり（太陽活動下降期に増加傾向）	未評価	未評価
	人工衛星（深部帯電・放電等）（誤動作等の不具合、最悪の場合衛星損失）	放射線帯電子	（低いが）可能性あり	可能性あり	あり	未評価	未評価
通信・放送	短波（HF）通信・放送の障害	電離圏嵐負相嵐					
		デリンジャー現象					
		極冠吸収（PCA）					
		プラズマバブル					
	超短波（VHF）通信・放送の障害	スポラディック E 層					
測位利用	測位精度の劣化	電離圏正相嵐					
		プラズマバブル					
		電離圏シンチレーション					

表 5. 宇宙天気の影響マトリクス全体版（続き）

分野	影響と被害	障害を起こし得る宇宙天気現象	発生頻度と影響				
			日常～複数回/年	1 回/1 年	1 回/10 年	1 回/100 年	1 回/1000 年
航空運用	通信障害（地上航法援助用放送を含む）	デリンジャー現象					
		極冠吸収（PCA）					
		プラズマバブル					
		スポラディック E 層					
	測位精度の劣化	電離圏正相嵐					
		プラズマバブル					
		電離圏シンチレーション					
	航空乗務員の被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）	なし	なし	航空機航路変更	航空機航路変更	航空機運休
有人宇宙活動	宇宙飛行士被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）	なし	なし	安全区域への退避	安全区域への退避または地球帰還	地球帰還
地上生活	地上での被ばく	太陽高エネルギー粒子（SEP）	なし	なし	なし	なし	なし

カラースケール

影響が無視できる範囲	バックアップの準備などの適切な対応を要する範囲	運用の継続が困難になる範囲

参照文献

[1] PSTEP A01 班, 宇宙天気災害に向けた科学提言のためのハザードマップ, 科学研究費補助金：新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」, 2020.

[2] B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, G. S. Lakhina and S. Alex, The extreme magnetic storm of 1–2 September 1859, vol. 108, 2003.

[3] C. Cid, J. Palacios, E. Saiz, A. Guerrero and Y. Cerrato, "On extreme geomagnetic storms," *J. Space Weather Space Clim,* vol. 4, no. A28, p. 10, 2014.

[4] 五家建夫, 宇宙環境リスク辞典, 丸善, 2006, p. 179.

[5] D. N. Baker, X. Li, A. Pulkkinen, C. M. Ngwira, M. L. Mays, A. B. Galvin and K. D. C. Simunac, "A major solar eruptive event in July 2012: Defining extreme space weather scenarios," *Space Weather,* vol. 11, no. 10, pp. 585-591, 2013.

[6] 三宅芙沙、増田公明, "屋久杉に刻まれた宇宙現象：西暦 774-775 年、993-994 年の宇宙線強度異常（最近の研究から）," *日本物理学会誌,* vol. 69, no. 2, pp. 93-97, 2014.

[7] N. Gopalswamy, "Extreme Solar Eruptions and their Space Weather Consequences," in *Extreme Events in Geospace: Origins, Predictability, and Consequences*, Elsevier Inc., 2018, pp. 37-63.

[8] Space Weather Operations, Research, and Mitigation Subcommittee Committee on Homeland and National Security of the NATIONAL SCIENCE & TECHNOLOGY COUNCIL, SPACE WEATHER PHASE 1 BENCHMARKS, 2018.

[9] K. Tsubouchi and Y. Omura, "Long-term occurrence probabilities of intense geomagnetic storm events," *Space Weather,* vol. 5, no. S12003, 2007.

[10] M. Nakamura, A. Yoneda, M. Oda and K. Tsubouchi, "Statistical analysis of extreme auroral electrojet indices," *Earth, Planets and Space,* vol. 67, no. 153, 2015.

[11] V. Kurt, H. Mavromichalaki and M. Gerontidou, "Statistical analysis of solar proton events," *Annales Geophysicae,* vol. 22, p. 2255–2271, 2004.

[12] P. Jiggens, D. Heynderickx, I. Sandberg, P. Truscott, O. Raukunen and R. Vainio, "Updated Model of the Solar Energetic Proton Environment in Space," *Journal of Space Weather and Space Climate,* vol. 8, p. 22, 2018.

[13] H. Sauer and D. Wilkinson, "Global mapping of ionospheric HF/VHF radio wave absorption due to solar energetic protons," *Space Weather,* vol. 6, no. 12, 2008.

[14] Swiss Re., "Space Weather Impacts a Risk to Society?," [Online]. Available: http://www.swpc.noaa.gov/sites/default/files/images/u33/NOAA-MASTER.pdf.

[15] National Science & Technology Council, US Government, "National Space Weather Strategy," October 2015. [Online]. Available: https://www.whitehouse.gov/sites/default/files/microsites/ostp/final_nationalspaceweatherstrategy_20151028.pdf. [Accessed 6 3 2020].

[16] National Science & Technology Council, US Government, “National Space Weather Strategy and Action Plan 2019,” [オンライン]. Available: https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2019/03/National-Space-Weather-Strategy-and-Action-Plan-2019.pdf.

[17] National Science & Technology Council, US Government, “Space Weather Phase 1 Benchmarks,” June 2018. [オンライン]. Available: https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2018/06/Space-Weather-Phase-1-Benchmarks-Report.pdf.

[18] Royal Academy of Engineering, Extreme space weather: impats on engineered systems and infrastructure, 3 Carlton House Terrace, London SW1Y 5DC: Royal Academy of Engineering, 2013.

[19] Cabinet Office, UK,, “National Risk Register of Civil Emergencies,” 2015. [オンライン]. Available: https://assets.publishing.service.gov.uk/government/uploads/system/uploads/attachment_data/file/419549/20150331_2015-NRR-WA_Final.pdf..

[20] Cabinet Office, UK, “Space Weather Preparedness Strategy,” 2015. [オンライン]. Available: https://assets.publishing.service.gov.uk/government/uploads/system/uploads/attachment_data/file/449593/BIS-15-457-space-weather-preparedness-strategy.pdf..

[21] ISES, “International Space Environment Service: ISES,” [オンライン]. Available: http://www.spaceweather.org/..

[22] WMO, “Interprogramme Coordination Team on Space Weather,” [オンライン]. Available: http://www.wmo.int/pages/prog/sat/spaceweather-ictsw_en.php..

[23] WMO, “IPT-SWeiSS,” [オンライン]. Available: https://community.wmo.int/activity-areas/wmo-space-programme-wsp/ipt-sweiss..

[24] NICT, “国際民間航空機関（ICAO）に対して宇宙天気情報の提供を開始,” [オンライン]. Available: https://www.nict.go.jp/press/2019/11/07-2.html..

[25] United Nation, “COPUOS,” [オンライン]. Available: https://www.unoosa.org/oosa/en/ourwork/copuos/index.html..

[26] 石井守, "2019 年の宇宙天気 - 第 14 回宇宙天気ユーザーズフォーラム," 2019.

2. 地球電磁気圏と宇宙天気予報

三好　由純（名古屋大学宇宙地球環境研究所）
（2021 年 4 月 1 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

ジオスペースは、地表圏、大気圏、電離圏、および地球周辺の宇宙空間である磁気圏からなる複合システムであり、太陽、太陽風の影響と大気自身の変化によって、様々な変動現象が発生する。ジオスペースは、人類の生存圏であり、地表から磁気圏にいたる様々な高度域の環境変化は、人間活動に密接にかかわっている。太陽地球圏環境予測プロジェクト（PSTEP）では、この人類活動に関わりの深い環境変化のうち、人工衛星や宇宙飛行士の活動に大きな影響を与える宇宙放射線、通信や測位に影響を及ぼす電離圏、そして地上の送電線網に影響を及ぼす地磁気誘導電流に焦点をあてた研究活動を行ってきた。

本章では、ジオスペースの宇宙天気について概説した後、上記の 3 つの項目について、近年の研究の動向とともに PSTEP で得られた成果を中心に紹介する。

2.1 地球電磁気圏に関する宇宙天気

塩川　和夫（名古屋大学宇宙地球環境研究所）

（2020 年 6 月 19 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

地球のまわりの宇宙空間である磁気圏・電離圏（地球電磁気圏）は、人類が人工衛星や国際宇宙ステーションを打ち上げて、正確な測位や長距離通信、さまざまな宇宙実験などに役立てている領域である。このため、宇宙天気変動の影響が最も人類活動に影響を与える領域でもある。この地球電磁気圏では、地球の磁場が拡がっている範囲である磁気圏や、地球の大気が電離してプラズマ状態になっている電離圏が形成されている。図 1 に模式的に示すように、この領域では、さまざまな宇宙天気事象が発生している。太陽からの X 線・紫外線の変動や下層大気からの大気波動が引き起こす電離圏擾乱は、測位障害や通信障害、衛星の軌道変動を誘発する。太陽フレアや太陽面のコロナホールなどの大規模構造に伴う太陽風プラズマ流の変動は、磁気圏で磁気嵐を起こして地球のまわりの放射線帯電子を加速し、衛星障害を引き起こしたり、磁気圏や電離圏を流れる電流が増えることで地磁気誘導電流（GIC）が地下に流れ、送電網に影響を与えたりする。この章では、2.2 章以下の導入として、この地球電磁気圏の構造とその変動、それらの計測手法を簡単に紹介する。

図 1. 地球電磁気圏で発生する典型的な宇宙天気現象の模式図

2.1.1 地球電磁気圏の構造と変動

図 2 に地球の磁気圏（magnetosphere）を横（赤道方向）から見た南北断面と、その中の主要な人工衛星の位置を模式的に示す。地球の磁気圏は、太陽方向（図の左側）には地球半径（Re）の 10 倍（10Re=約 6 万 km）程度まで拡がり、反太陽方向には数百 Re まで長い尾を引いている。平均的には、太陽風中のプラズマ密度は 1 立方センチメートルあたり 1-10 個程度なのに対し、磁気圏内の太陽風に近い部分では 0.1 個かそれ以下である。したがって地球の磁気圏は、太陽から放出される濃いプラズマの海の中で、地球の磁場で守られた密度の低い泡のような構造に対応する。地球半径の数倍程度まで近くなってくると、大気からの流れ出しによりプラズマ密度は大きくなる。

図 2 の太陽方向（図の左側）では、磁気圏の前面に太陽風（solar wind）が高速で磁気圏に衝突することによる弓の形をした衝撃波（bow shock）が存在して、その下流側は磁場が激しく乱れたシース領域（magnetosheath）ができている。磁気圏の尾部（magnetotail）は、数キロ電子ボルト（keV）程度のエネルギーを持つプラズマが詰まったプラズマシート（plasma sheet）の上下を、ほとんどプラズマがなく磁場が強いローブ（lobe）がサンドイッチしたような構造になっており、両者の境界ははっきりしている。このプラズマシートは夜側（図で地球の左側）だけでなく、昼側（図で地球の右側）にも回り込んで広がっている。プラズマシートのプラズマ粒子のエネルギーは地球に近くなるほど高くなっていき、数十 keV のリングカレント（ring current）領域、数百 keV から数十 MeV の放射線帯（radiation belts）を形成している。放射線帯電子のうち 1 MeV 以下の分布は、地球半径の 2－3 倍（2-3 Re）付近のところで密度が低くなるスロット領域があり、これによって内帯と外帯に分けられている。一方、地球の大気（電離圏）から流れ出たエネルギーが数 eV 程度の冷たくて密度が濃い（$>10^3$ cm^{-3}）プラズマは、地球半径の 4 倍（4 Re）程度まで広がって、プラズマ圏（plasmasphere）を形成している。プラズマ圏の外側の境界（plasmapause）は、はっきりした密度の境界になっていることが多い。これは、電離圏から流れ出したプラズマの軌道が、地球の自転とともに周回する内側部分と対流によって昼側磁気圏境界（magnetopause）に向かって流れ去る外側部分がはっきり分かれているためである（Nishida, 1966）。

これらの磁気圏の構造は、主に磁場とプラズマで特徴づけられており、目で見えるわけではない。にもかかわらず図 2 のような図が描けるのは、たくさんの人工衛星が長期間にわたって磁気圏を観測し、その磁場やプラズマの特性を統計的に調べてきたためである。また磁気圏の前面の太陽風中には、太陽と地球の重力が釣り合って衛星が滞留できるラグランジュ点（L1）があり、ここに太陽風観測衛星（米国 NASA による ACE 衛星や DSCOVR 衛星など）を配置することによって、地球電磁気圏の変動を左右する太陽風のプラズマと惑星間空間磁場（interplanetary magnetic field = IMF）を常時モニターすることができ、これが宇宙天気予報のための主要な情報となっている。宇宙利用でよく使われている静止衛星や測位のための Global

Navigation Satellite System （GNSS）衛星は、高度が 2 万―4 万 km に位置しており、放射線帯の外帯の高エネルギープラズマの影響を強く受けている。また国際宇宙ステーションや地上を撮像する地球観測衛星などの低高度衛星も、北極・南極近くの軌道を通る場合は、放射線帯の影響を強く受けることになる。

図 2. 地球磁気圏を横（赤道方向）から見た南北断面とその中の主要な人工衛星の位置の模式図。

これまで示してきた地球磁気圏のプラズマは静止しているわけではなく、太陽風や IMF の変動に伴って時々刻々と変化している。特に IMF が南を向いたときは、図 3 に示すように、昼間側の磁気圏境界面で IMF と地球磁場が磁気再結合（magnetic reconnection）を起こしてつなぎ変わり、磁場のエネルギーやプラズマ粒子が地球の磁気圏に侵入しやすくなるとともに、このつなぎ変わった磁力線が磁気圏尾部に流されて尾部に降り積もり、尾部を南北から圧迫し始める。この圧迫により、磁気圏尾部のプラズマシート内で南半球の磁場と北半球の磁場が再び磁気再結合を起こす。この磁気圏尾部での磁気再結合により、地球向きと反地球向きに磁気張力によってプラズマが打ち出される。地球向きに打ち込まれたプラズマと磁場は地球のまわりの宇宙空間でさまざまな加速を受けながら一部は大気で消失し、一部は昼間側の磁気圏境界面に回り込んでいく。このような一連の磁気圏のプラズマ対流は、1 周するための時間スケールが数時間から 10 時間程度で起こっていると考えられる。

図 3. 惑星間空間磁場（IMF）が南を向いたときの、昼側と夜側の磁気再結合とそれによる磁場・プラズマの対流の模式図。

この夜側の磁気再結合は、連続的に起こっているとは限らず、ある程度磁気圏の尾部に磁場が降り積もってから突発的に起きる場合がある。そのような突発的な現象は磁気圏サブストーム（magnetospheric substorm）と呼ばれ、1 日に 1 回から数回程度発生して、発生すると 1 時間から数時間程度続く現象である。この時は高エネルギーのプラズマ粒子が内部磁気圏に注入（injection）され、極域のオーロラが明るく輝くので、オーロラサブストーム（auroral substorm）とも呼ばれる。一方、IMF が数時間以上の長時間にわたって大きく南向きになった場合は、このような一連のプラズマ対流が連続的に発生して、地球近くに大量の高エネルギープラズマが侵入し、1 日から数日間継続する磁気嵐（magnetic storm）となる。磁気嵐は、CME やコロナホールに伴う太陽風共回転相互作用領域（CIR）など、強い南向きの IMF が長時間続く系統的な構造が太陽風の中に存在するときに発生し、平均すると 1 か月に 1 回程度発生する現象である。サブストームと磁気嵐は時間スケールが異なるが、どちらも磁気圏の代表的な変動現象であり、地球周辺の宇宙天気を理解する上で本質的に重要である。

サブストームが発生するときは、極域に激しいオーロラ変動と電離圏電流（オーロラジェット電流）が発生することが知られており、この電離圏電流が引き起こす極域の地磁気変動の大きさを指数化した AU 指数（正の変動）, AL 指数（負の変動）, AE（=AU-AL）指数（Davis and Sugiura, 1966; WDC-Kyoto et al., 2015a）でその強さを表すことが多い。一方、磁気嵐が発生するときは、地球近くで経度方向に西向きに地球を周回するように流れるリングカレント（ring current）の電流が強くなり、この電流によって中低緯度の地磁気が南向きに変化する（北向きの地磁気が減少する）ことが知られている。この中低緯度の地磁気変動を指数化した Dst 指数

（Sugiura, 1964; WDC-Kyoto et al., 2015b）がどのくらい負に変動したかで、磁気嵐の強さを表すことが多い。

図 4 は、図 3 に示した磁気圏のプラズマ対流を、磁力線に沿って地球の電離圏に投影したプラズマの流れを模式的に示す。北極上空から地球を見下ろした図で、真ん中が磁気北極である。この磁気北極付近を昼から夜に流れるプラズマの流れは、磁気圏では昼間側で IMF と磁気再結合して夜側に流されていくプラズマに対応する。夜側の磁気再結合で地球向きに打ち込まれたプラズマは、地球の朝側と夕方側に回り込み、やがてまた昼側に戻っていくことがわかる。このようなプラズマ対流は、電離圏のプラズマの動きを観測することができる HF レーダーや、電離圏内を飛翔する低高度衛星などで観測されてきた（Heppner and Maynard 1987; Weimer, 1995; Ruohoniemi and Baker, 1998 など）。

図 4. 高緯度の電離圏でのプラズマ対流（太い実線）の模式図。北極上空から地球を見下ろした図。一番外側の円が磁気緯度 60 度を表す。

図 5 に、磁気圏尾部の磁気再結合に伴って磁気圏尾部から地球向きに注入されたプラズマシート粒子の典型的な動きを示した。地球半径で 10 倍以内の内部磁気圏と呼ばれる領域を、北極上空から見た赤道断面での模式図である。プラズマを構成する電子とイオンは、地球近傍にくると、それぞれ東向き（朝側）と西向き（夕方側）にドリフトを開始する。これは、地球の磁場強度の地球向きの勾配や磁場の曲率が大きくなるために、サイクロトロン運動の一周の間の半径が、図中の赤と青の回転する線で示すように、地球に近い部分で小さく地球から遠い部分で大きくなるためである。イオンと電子のサイクロトロン運動の回転方向が逆向きであるため、両者は西向きと東向きに分かれてしまう。この磁場勾配ドリフト・曲率ドリフト速度の理論的な導出は、Nicholson（1986）などのプラズマ物理の教科書を参照してほしい。この経度方向にドリフトする数 keV から数十 keV の高エネルギープラズマの一部は、低エネルギー（数 eV 以下）で密度の濃いプラズマ圏のプラズマと一部が空間的に重なっており、相互作用して内部磁気圏でさまざまな現象を発生させる。また、この注入された電子の一部は電磁波動との相互作用を介してさらにエネルギーが数百 keV から数 MeV まで加速され、放射線帯を形成する。この

電磁波動の発生や伝搬はプラズマ圏の低エネルギープラズマによって左右される。このように内部磁気圏は、eV から MeV までの 6 桁以上のエネルギーのプラズマ粒子が、電磁場や電磁波動を介して複雑に相互作用することで、安全安心な宇宙利用に影響を及ぼす放射線帯を生成させており、宇宙天気予報において重要な領域である。

図 5. 磁気圏尾部から注入されたプラズマシート粒子の動きとプラズマ圏の模式図。北極上空から見た地球磁気圏の赤道断面で表している。イオン（赤）と電子（青）のサイクロトロン運動の模式図も加えてある。

ここまで、太陽風と相互作用して変動する地球磁気圏の外観を示してきた。この磁気圏の磁力線は図 2 に示すように地球に向かって集約されて地球大気につながっている。地球大気の上層部（超高層大気）は太陽紫外線によって電離されてプラズマ状態になった電離圏を形成しており、プラズマ圏のように磁気圏にプラズマを供給するとともに、沿磁力線電流を介して磁気圏と電気的に接続され、電気回路的には磁気圏に対して主に負荷としての作用を及ぼしている。

この電離圏の構造を理解するために、まず、大気の密度の高度分布とその組成を図 6 に示す。この図は、NRLMSISE-00 モデル（Picone et al., 2002）で得られた 2019 年 3 月 20 日（太陽活動極小期の春分）の中緯度（日本上空）の昼 12 時の大気密度である。地球大気は高度 100 km 付近までは、地上大気と同じように窒素分子（N_2）と酸素分子（O_2）が主成分であるが、100 km から上になると、太陽光の光解離で酸素分子が酸素原子（O）に変換されるとともに、重力による拡散分離（分子拡散）がよく効くようになり、重さの順に、酸素原子（O）、ヘリウム（He）、水素（H）が主成分になる。大気密度が 1/e になる高度幅（スケールハイト）は 120 km 付近以下では 6-8 km 程度であるのに対し、それ以上では 30 -50km 程度と急激に大きくなっていることがわかる。

一方、大気の温度は、高度 10 km くらいまでは熱源である地面から離れるにつれて減少する。この領域はこの負の温度勾配により対流が発生しやすいので対流圏と呼ばれる。その上ではオゾンが太陽紫外線を吸収して熱源となり、一時的に温度が上がって成層圏（正の温度勾配の領域）と中間圏（負の温度勾配の領域）を形成する。高度 90 km 付近の中間圏界面より上は、太陽からの紫外線を大気が主に吸収する高度領域であるために大気が加熱されており、高度が上がるにつれて温度が急激に上昇して熱圏を形成する。熱圏の上端の温度は、太陽活動極小期ではこの図のように 800 K 程度であるが、紫外線の強くなる太陽活動極大期では 1000 K 以上に上昇する。

宇宙利用で頻繁に利用される低高度衛星や国際宇宙ステーションは、この図の矢印で示されるように、ほとんどが高度 300－1000 km の範囲を飛翔している。この高度以下では大気との衝突が大きくて、衛星を長期間宇宙に保っておくことが難しいためである。図 6 の緑の実線（太陽活動極小期、2019 年 3 月 20 日）と点線（太陽活動極大期、2003 年 3 月 20 日）で比較してみるとわかるように、衛星が飛翔する熱圏大気の質量密度は、太陽活動の極小期に比べると極大期では 2 倍以上増えており、衛星の寿命に太陽活動が大きくかかわっていることがわかる。

図 6. 太陽活動極小期（2019 年 3 月 20 日）の中緯度（36ºN, 140ºE）、春分の昼間（03 UT = 12 LT）における NRLMSISE-00 モデルによる中性大気密度とその主な組成及び温度の高度プロファイル。緑の点線は太陽活動極大期（2003 年 3 月 20 日）の同時刻同地点の質量密度。NASA Goddard Space Flight Center の Community Coordinated Modeling Center（CCMC）（https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/）を用いて作成

図 7 に、電離大気の密度の高度分布とその組成、電子温度とイオン温度を示す。この図は、IRI-2012 モデル（Bilitza et al., 2014）による 2019 年 3 月 20 日（太陽活動極小期の春分）の中緯度（日本上空）の昼 12 時（03UT）における電離圏の電子密度である。同時に示した中性大気の温度は CIRA-86 モデル（Fleming et al., 1990）を使っている。「電子密度」と「プラズマ密度」の表現の違いについては、1 価のイオンと電子からなるプラズマでは、電子密度（負電荷の密度）とイオン密度（正電荷の密度）はたいてい等しいので、プラズマ密度と電子密度は同義で使われることが多い。電離圏の電離大気の密度は、電子が寄与する電波の反射を通して電子密度として計測されてきた歴史を持つので、電離圏の電離大気の密度は一般的に電子密度と表現される。

昼間の電離大気は、対応する太陽紫外線の波長分布や大気の組成分布と中性―電離大気間の再結合反応の結果、下から D 層、E 層、F_1 層、F_2 層とそれぞれ局所的なピークやふくらみがある。E 層は NO^+ と O_2^+ が主成分になり、F 層は O^+ が主成分になる。高さが 1000 km 以上は H^+ が主成分になってくる。またこの図では省略しているが、N^+ も高度 300－500 km では O^+ よりも 1 桁くらい小さい密度で存在している。D 層（D 領域）は、NO^+ と O_2^+ から化学反応を経て生成した水和イオンやクラスタイオンと呼ばれる複雑な分子イオンが担っている。

電離圏の密度が最も高い F 層ピーク高度での電子密度はおよそ 10^6（cm^{-3}）である。同じ高度 300 km 付近の中性大気の密度はおよそ 10^9（cm^{-3}）であるため、最も多い場合でも 1000 個の大気の原子分子のうちのたかだか 1 個だけが電離していることになる。このため、電離圏プラズマの力学変動は、圧倒的に多い中性大気の風によって大きく左右されている。

また、同じ日、同じ場所の夜 00 時（15UT）の電離圏電子密度も点線で示している。夜間は太陽紫外線による電離源がないため、下層部分から徐々に電離圏プラズマと中性大気の衝突による再結合が進行し、電離圏 F 層のピーク高度が上がるとともに全体の電子密度が半分以下に下がる。夜間は E 層は再結合のためにほぼ消滅するが、2.4 章で記述するように、中性大気の風の高度シアーで金属イオンが集められ、スポラディック E 層と呼ばれる層が突発的に発生することがある。

低高度衛星や国際宇宙ステーションは、高度 300 km 以上であるため、大部分が電離圏の F 層のピーク高度よりも上を飛翔している。このため、地上との通信において、電離圏のプラズマの影響を強く受けている。

図 7. 太陽活動極小期の中緯度、春分の昼間における IRI-2012 モデルによる電離圏電子密度とその代表的な組成、イオン・電子温度の高度プロファイル。NASA Goddard Space Flight Center の Community Coordinated Modeling Center （CCMC） （https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/）を用いて作成。

このような電離圏の電子密度は、一般的に太陽紫外線が強い赤道付近で大きく、両極に近づくにつれて密度は半分以下にまで減少する。密度最大になる緯度は、磁気赤道から南北に 5－15° 程度離れた場所であり、赤道異常と呼ばれている。赤道異常が生じるのは、磁気赤道で生成されて昼間の東向き電場で持ち上げられたプラズマが、地球の重力により磁力線に沿って高緯度側に再分配されるためである。このように赤道異常付近では電離圏の密度が最大となるため、測位や通信などへの影響もより大きくなる。

磁気圏のプラズマと同じように、電離圏のプラズマもダイナミックに変動している。電離圏電子密度は、大まかには太陽紫外線による生成と中性大気との再結合による消滅、及び拡散のバランスで決まっている。また特に F 層の電離圏プラズマは、東西方向の電場と北向きの地球磁場のために ExB ドリフトを受け、電場 $\boldsymbol{E}$ と磁場 $\boldsymbol{B}$ の外積の方向に速度 $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{E}\mathrm{x}\boldsymbol{B}/B^2$ で動く。東向きの電場では電離圏の高度が上がり、西向きの電場では高度が下がることになる。このような電場は太陽風―磁気圏相互作用や磁気圏サブストームなどから電離圏に伝わってくることも考えられる。

また電離圏 F 層のプラズマは、南北方向の中性大気の風によっても、磁力線に沿って上下に動かされる。極向きの風では磁力線に沿って押し下げられ、赤道向きの風では押し上げられることになる。熱圏での中性大気の風は、大まかには地球の昼間側で温められた大気から夜側の冷えた大気に向かって風が吹く 1 日周期の熱圏潮汐が主である。このため、昼間側の電離圏は極向きの風によって押し下げられ、夜側の電離圏は赤道向きの風によって持ち上げられる傾向にある。またそれ以外にも、大気重力波や大気潮汐の高調波、プラネタリー波などの下層大気から伝搬してくる大気波動と、磁気嵐に伴う高緯度の超高層大気の加熱によって風の変動が発生する。電場や中性風で電離圏が押し下げられると、低い高度で高い密度の中性大気と再結合して、電離圏プラズマの密度は下がることになる。

これらの外力で発生する電離圏変動だけでなく、2.4 章で記述するように、電離圏のプラズマ自身が流体的なプラズマ不安定を引き起こすことが知られている。その多くは Rayleigh-Taylor 型の不安定で、分極電場による ExB ドリフトで不安定が成長するプラズマバブルや中緯度の中規模伝搬性電離圏擾乱などがこれにあたる。また、電離圏プラズマの密度勾配とそれに直交して流れる電流により発生する gradient-drift 不安定も広い意味では Rayleigh-Taylor 型のプラズマ不安定である。これらの電離圏プラズマ不安定は、衛星－地上間通信や衛星測位で使われる電波の干渉を引き起こすキロメートル以下の細かいスケールのプラズマ構造を電離圏の中に作り出すために、宇宙天気を理解する上で重要である。

2.1.2 地球電磁気圏の計測

これまで記述してきた地球電磁気圏の構造や変動は、人工衛星に搭載された観測機器や地上からのリモートセンシング機器のさまざまな計測結果からわかってきた。これらの知識はそれを測った計測機器と強く結びついており、地球電磁気圏の理解には計測機器の理解が必須である。この章では、地球磁気圏、電離圏の代表的な計測機器を簡単に紹介する。

地球磁気圏のプラズマや電磁場は、地上まで伝搬してくる電磁波動を除けば、地上からリモートセンシングで観測することは難しいため、大部分が人工衛星による直接観測により計測されてきた。図 8 は、地球周辺の磁気圏を観測する日本の ERG（あらせ）衛星のプラズマ・電磁場の計測機器とそのエネルギー・周波数範囲を表す。これらの機器で観測されたデータの代表例は図 9 に示した。あらせ衛星は遠地点高度が約 32,000 km, 近地点高度が約 440 km で軌道周期が約 10 時間の内部磁気圏探査衛星である。この衛星は、米国の THEMIS 衛星、RBSP 衛星や日本の Geotail 衛星などと同じように、光学観測装置以外の主要なプラズマ・電磁場計測機器を搭載している代表的な磁気圏観測衛星である（Miyoshi et al., 2018）。図 8a には、イオン（i）と電子（e）を計測する 6 台の機器とその測定エネルギー範囲が示されている。低エネルギー側の LEP-i、 LEP-e、MEP-i、MEP-e は静電分析器（electrostatic analyzer）という原理を用いており、

これは 2 枚の平行平板の間に一定の電場をかけ、その間を通り抜けられる荷電粒子だけをカウントする装置である。さらに MEP-i と MEP-e は、アバランシェフォトダイオード（APD）という新しい技術も用いられている（Kasahara et al., 2018, Yokota et al., 2017）。この電場の強さを段階的に変えることで、各エネルギーにおける粒子数を計測することができる。しかし放電事故を避けるために、2 枚の平板の間にかけられる電場の強さには通常数 kV 程度の上限があるため、計測できる粒子のエネルギーにも数十 keV から百 keV という上限がある。それ以上のエネルギーをもつ粒子は、半導体分析器（solid state detector）を使って、直接粒子をカウントし、出てきた出力パルスの大きさから、粒子のエネルギーも同時に計測する。このように、それぞれの機器で測定原理と測定できるエネルギー範囲が異なるため、複数の観測機器を搭載することで、20 eV から 10MeV 以上に至る広いエネルギー範囲のプラズマ粒子のエネルギー分布関数を同時に計測する能力を実現している。

図 9 の（e）から（j）のパネルには、それぞれのプラズマ粒子計測器で計測された粒子フラックスをカラーで表示している。縦軸はエネルギー、横軸は時間で、衛星の位置が軌道周期約 10 時間で地球近くの電離圏（0800 UT と 1800 UT）から磁気圏まで移動している。それぞれの色の単位が少しずつ異なっていることに注意して欲しい。この論文が出版された時点で機器の較正がなされている MEP-i、MEP-e では、色の単位は[/cm^2/s/sr/keV]となっており、これは、単位面積[cm^2]・単位時間[s]・単位立体角[sr]・単位エネルギー[keV]あたり、何個の粒子が入ってきたかを表している。それぞれの粒子計測器の感度を較正して同じ単位に直していくことで、広いエネルギー範囲にわたる統一した粒子の分布関数が得られることが期待できる。しかし、粒子計測装置の絶対感度の較正にはさまざまな要因で系統誤差が含まれることがあり、またそれぞれの装置の視野や分解能が異なるため、異なる装置で得られた分布関数を比較してそろえていくのは一つの研究テーマになるくらい大変な作業になる。

図 8. あらせ衛星に搭載された（a）粒子計測器の計測エネルギー範囲と（b）電磁場計測器の計測周波数範囲（Miyoshi et al., 2018）。

図 8b には、電場と磁場を計測する 6 台の機器とその測定周波数の範囲が示されている。このうち磁場は、直流成分から低周波成分を計測するフラックスゲート磁力計（MGF）と、高周波成分を計測するサーチコイル磁力計（PWE/OFA, PWE/HFA）を使って、広い周波数成分を計測している。これらの磁力計は、衛星本体から発生する磁場ノイズを避けるために、長さ 5m のマストの先端に取り付けられている。一方電場は 2 対（4 本）の長さ 15m のワイヤーアンテナが衛星のスピン面内に張り出しており、このアンテナから得られる宇宙空間の電場変動を PWE/EFD, PWE/OFA-WFC, PWE/HFA の 3 種類の受信機で各周波数帯に分けて取得している。スピン面に垂直方向の電場は計測できないが、磁場は x,y,z の 3 成分が計測できるので、磁力線に

沿った電場はゼロ、という仮定を置くことで、$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}=0$から電場の第 3 成分を求めることができる。

図 9 の（a）、（b）、（d）には各周波数における電場変動、（c）と（i）はサーチコイル磁力計とフラックスゲート磁力計で計測された磁場の波動成分と直流成分をそれぞれ表す。（k）に示した衛星電位は、1 本のワイヤーアンテナの両端の電位差ではなく根元部分の電位を計測したもので、衛星周辺プラズマに対する衛星の電位を表している。これは衛星周辺のプラズマの密度や温度によって変化する値で、これからもプラズマ密度を推定することができる。

図 8a に示すように、粒子計測器では、~20 eV 以下のプラズマの分布関数は計測できない。これはエネルギーが低すぎると、衛星本体の電位の影響を受けて、正確な計測ができなくなるためである。このような低エネルギーのプラズマは、プラズマ圏に代表されるように、宇宙空間のプラズマ密度の大部分を占めており、電磁波動の励起や伝搬に大きな影響を与える重要なパラメータである。背景のプラズマ密度は、周波数 10－1000 kHz 付近に単一周波数で特徴的に強く見られる高域混成共鳴（Upper Hybrid Resonance: UHR）の周波数から正確に推定することができる。UHR の周波数f_{UHR}は、プラズマ周波数f_pとサイクロトロン周波数f_cの間で、$f_{UHR}^2=f_p^2+f_c^2$の関係がある。磁場に比例するf_cは磁場計測器で測定された磁場強度から求まるため、電場計測器により観測された周波数 10－1000 kHz 付近のスペクトルからf_{UHR}を読み取り、そこからプラズマ周波数f_pを求めることで、プラズマ密度を推定することができる。

以上のように、地球磁気圏の観測はこれまで、人工衛星によるその場の直接観測を大量に積み重ねて、2.1.1 章に記述してきた時々刻々と変化する磁気圏とそれにつながる太陽風、電離圏との相互作用の描像を確立してきた。プラズマ圏のイオンによる太陽光の共鳴散乱や、リングカレントのイオンが中性化して磁力線から離れて飛んでくる高エネルギー中性粒子を人工衛星で受けることにより、高高度からの広域オーロラ撮像と合わせて磁気圏のグローバルな描像を可視化したようとする IMAGE 衛星のような観測も行われている（Mitchell et al., 2000; Mende et al., 2000; Goldstein et al., 2005）。今後は X 線などの直進性の高い電磁波を利用して、磁気圏の撮像を行おうとする計画もある（Sibeck et al.,, 2019）。

図 9. あらせ衛星で観測された（a-d）電磁波動の周波数スペクトル、（e-j）プラズマ粒子のエネルギースペクトル、（k）衛星電位（l）磁場強度（m）AL 指数（Miyoshi et al., 2018）。

磁気圏と比べて地球に近い電離圏では、磁気圏と同じようなプラズマ粒子と電磁場計測器による人工衛星（低高度衛星）からの直接計測が行われるとともに、地上からのリモートセンシングによる計測が古くから行われてきた。図 10 は主な地上からのリモートセンシング機器の測定高度範囲と測定パラメータをまとめた図である。大まかに分けて、左から、地上から電波を放射して電離圏からの反射波を測定するレーダー、電離圏より高い高度の衛星が放射する電波を地上で受信する電波受信機、VLF 帯、LF 帯、ミリ波帯などの自然電波や自然起源の磁場変動を計測する受信機、電離圏で発光する大気光を受光する分光器、レーザービームを放射して反射波を測定するライダーがある。以下、代表的な機器を簡単に紹介する。

図 10. 超高層大気・電離圏の地上観測機器と測定高度の模式図（Oberheide et al., 2015）。

イオノゾンデ（ionosonde）：電離圏の観測に古くから使われているレーダー。地上から 2－20 MHz 程度の電波を周波数掃引しながら放出し、電離圏からの反射を計測する。この周波数帯の電波はその場所の電子プラズマ周波数と等しくなるところで反射されるため、周波数を変えながら放射から反射までの時間差をはかることにより、電離圏下部の各電子密度の高度（h'E, h'F など）と電離圏のピーク電子密度（foE, foF2）などが計測できる。この装置は 1957 年の国際地球観測年の前後に国際的に広範囲な観測が展開されて現在まで各国で運用が行われており、電離圏標準モデルの構築に大きく貢献してきた。

非干渉散乱レーダー（incoherent scattering radar）：地上から強力な電波を放射し、電離圏の電子のランダムな熱運動によってごくわずかに反射される電波をとらえるレーダー。電離圏の電子密度分布やプラズマ運動の速度を下部から上部まですべての高度にわたって計測することが可能だが、数 MW 以上の大出力と大口径のアンテナが必要になり、数十億円規模の大掛かりな装置になる。このため、世界に 10 台くらいしか存在しない。

干渉散乱レーダー（coherent scattering radar）：電離圏に電子密度の粗密があり、その粗密の空間スケールが電波の半波長と同じ場合、電波を効率的に散乱することができる。この時の散乱は上記の非干渉散乱よりもはるかに強いので、数 kW 程度の出力の比較的安価なレーダーでも電離圏の観測が可能である。しかし電離圏に電子密度の粗密がないと観測ができないので、いつも反射波が返ってくるわけではなく、測定方向や測定時間帯が限られる。極域で広く使われている SuperDARN レーダーや、赤道域の VHF レーダーなどはこの干渉散乱レーダーである。

GNSS 衛星からの電波受信機（GNSS receiver）：測位のために広く使われている Global Navigation Satellite System（GNSS）の電波は、電離圏を通過する際に電離圏電子密度に比例した遅延を生じる。この遅延を測定することで、高度方向に積分した電離圏の全電子数（total electron content = TEC）を測定することができる。1 か所の受信機では測定点が限られるが、近年では地殻変動の測定などのために日本列島だけでも 1000 点以上の GNSS 受信機が国土地理院によって整備されており、この多点観測網を使うと電離圏の TEC の 2 次元撮像観測が可能になっている。また、GNSS 衛星ではなく地上から見ると高速で移動する低高度衛星からの電波を地上で受信することで、衛星の軌道に沿った電離圏の TEC の分布を 10 分程度で計測することも可能である。

VLF tweek や LF 電波受信機（VLF tweeks and LF radio receiver）：電波時計の時刻合わせに使われる LF 帯の標準電波や雷から発する VLF 帯の tweek 空電は、地面と電離圏 D 層の間をダクト伝搬しながら地球全体に広がる。この電波を受信することで、イオノゾンデなどのレーダーでは測定しにくい下部電離圏 D 層の高度変化を地上からモニターすることができる。

ミリ波受信機（millimeter-wave receiver）：超高層大気のオゾンや窒素酸化物（NO）などの大気微量成分はミリ波帯の電波を放射しており、この電波を受信することによって、これらの微量成分の量や変動を地上から測定することができる。

磁力計（magnetometer）：磁力計で計測される地磁気変動は、主に磁気圏や電離圏の電流によって引き起こされている。特に電離圏を流れる電流が最も地上の磁場変動への寄与が大きいので、磁力計を地上の多点に設置することで、電離圏電流の 2 次元分布とその時間発展の観測が可能になる。これに人工衛星で観測される磁場変動を組み合わせて、電離圏電流と磁気圏電流、沿磁力線電流を 3 次元的に把握する取り組みも行われている。この地磁気変動の計測は、宇宙天気の大きな要素である地磁気誘導電流（GIC）の測定とモデル化において、GIC への入力情報として必須である。さらに地磁気変動には地磁気脈動と呼ばれる 1 秒から 10 分程度の特徴的な振動があり、この地磁気脈動を通して、サブストームの発生やプラズマ圏の密度の計測など、地球電磁気圏の診断を行うことができる。

大気光カメラとファブリ・ペロー干渉計（airglow imager and Fabry-Perot interferometer）：夜間大気光は高度 80－300 km 付近で波長ごとに一定の発光層で光っているため、夜間大気光を地上から撮像することで、電離圏のプラズマ変動や中間圏上部の大気変動を 2 次元的に可視化することができる。さらにファブリ・ペロー干渉計で大気光の発光輝線を分光することにより、発光体である超高層大気の速度や温度を測定することができる。

ライダー（lidar）：レーザービームを上空に打ち上げて散乱波を計測することで、散乱体である大気の密度や温度、風速を測定することができる。特に高度 80-110 km に存在するナトリウムや鉄、カルシウムなどの金属イオンの共鳴散乱を測定する金属ライダーは、他の機器では測定が難しい高度 100 km 以上の大気を測定できる貴重な計測器である。

以上のように電離圏や超高層大気は、人工衛星だけではなく、地上からさまざまな計測器で測定されてきた。人工衛星は直接その場の物理量の観測が可能だが、高速で移動しているため、

固定点での時間変化がわからない。一方地上からのリモートセンシングは、固定点で長時間計測できるが、計測できる物理量には機器により異なり、またさまざまな計測の制約がある。一種類の機器の計測にとらわれず、多様な機器のそれぞれの長所を生かして組み合わせ、全体像を把握していくことが、電離圏や超高層大気の変動を理解する上で大変重要である。

参考文献

Bilitza D., D. Altadill, Y. Zhang, C. Mertens, V. Truhlik, P. Richards, L.-A. McKinnell, and B. Reinisch: The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration, J. Space Weather Space Clim., 4, A07, 1-12, doi:10.1051/swsc/2014004 (2014)

Davis N., and M. Sugiura, Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations, Journal of Geophysical Research, 71(3) page 785-801 (1966) https://doi.org/10.1029/JZ071i003p00785

Dungey, J. W. The structure of the exosphere or adventure in velocity space. In Geophysics, (p. 505). London: Gordon and Breach Science Publishers (1962)

Heppner, J. P., and N. C. Maynard (1987), Empirical High-Latitude Electric

Field Models, J. Geophys. Res., 92(A5), 4467–4489, doi:10.1029/JA092iA05p04467.

Fleming, E.L., S. Chandra, J.J. Barnett and M. Corney, Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, COSPAR International Reference Atmosphere: 1986, Part II: Middle Atmosphere Models, Adv. Space Res., 10, 12, 11-59, doi:10.1016/0273-1177(90)90386-E (1990)

Goldstein, J., and B. R. Sandel (2005), The global pattern of evolution of plasmaspheric drainage plumes, in Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives from Imaging, edited by J. L. Burch, M. Schulz, and H. Spence, p. 1, AmericanGeophysical Union, Washington, D. C., doi:10.1029/2004BK000104.

Heppner, J. P., and N. C. Maynard, Empirical High-Latitude Electric Field Models, Journal of Geophysical Research, 92(A5), 4467–4489, doi:10.1029/JA092iA05p04467 (1987)

Kasahara, S., S. Yokota, T. Mitani, K. Asamura, M. Hirahara, Y. Shibano, and T. Takashima, Medium-Energy Particle experiments - electron analyser (MEP-e) for the Exploration of energization and Radiation in Geospace (ERG) mission, Earth, Planets and Space, 10.1186/s40623-018-0847-z (2018)

Mende, S. B., et al. (2000), Far ultraviolet imaging from the IMAGE spacecraft. 2, Wideband FUV imaging, Space Sci. Rev., 91, 271–285.

Mitchell, D. G., et al. (2000), High energy neutral atom (HENA) imager for the Image mission, Space Sci. Rev., 91, 67–112.

Miyoshi et al.: Geospace exploration project ERG. Earth, Planets and Space. 70:101, (2018) https://doi.org/10.1186/s40623-018-0862-0

Oberheide, J., K. Shiokawa, S. Gurubaran, W. E. Ward, H. Fujiwara, M. J. Kosch, J. J. Makela and H. Takahashi, The geospace response to variable inputs from the lower atmosphere: A review of the progress made by Task Group 4 of CAWSES-II, Progr. Earth Planet. Sci., 2:2, DOI 10.1186/s40645-014-0031-4 (2015)

Ruohoniemi J. M., and K. B. Baker, Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations, Journal of Geophysical Research, 103(9) pages 20797-20811 (1998) https://doi-org.ejgw.nul.nagoya-u.ac.jp/10.1029/98JA01288

Nicholson, D.R., Introduction to plasma theory, Wiley (1986), 日本語訳：プラズマ物理の基礎、小笠原正忠・加藤鞆一共訳、丸善（1986）

Nishida, A. Formation of plasmapause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail. Journal of Geophysical Research, 71(23), 5669–5679 (1966) https://doi.org/10.1029/JZ071i023p05669

Picone, J.M., A.E. Hedin, D.P. Drob, and A.C. Aikin, NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, J. Geophys. Res., 107(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430 (2002)

Sibeck D., et al., Imaging Plasma Density Structures in the Soft X-Rays Generated by Solar Wind Charge Exchange with Neutrals, Space Science Reviews, 214, Article number: 79 (2018) https://doi.org/10.1007/s11214-018-0504-7

Sugiura, M. Hourly values of equatorial Dst for the IGY. In Annals of the International Geophysical Year (Vol. 35, pp. 7–45). Oxford: Pergamon Press (1964)

World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, M. Nose, T. Iyemori, M. Sugiura, T. Kamei, Geomagnetic AE index, doi:10.17593/15031-54800 (2015a)

World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, M. Nose, T. Iyemori, M. Sugiura, T. Kamei, Geomagnetic Dst index, doi:10.17593/14515-74000 (2015b)

Weimer, D. R., Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficents, Journal of Geophysical Research, 100, 19,595-19,607 (1995)

Yokota, S., S. Kasahara, T. Mitani, K. Asamura, M. Hirahara, T. Takashima, K. Yamamoto, and Y. Shibano, Medium-energy particle experiments--ion mass analyzer (MEP-i) onboard ERG (Arase), Earth, Planets and Space, 69, 172, 10.1186/s40623-017-0754-8 (2017)

2.2 宇宙放射線

三好由純（名古屋大学宇宙地球環境研究所）、加藤雄人（東北大学大学院理学研究科）
齊藤慎司（情報通信研究機構）、三谷烈史（宇宙航空研究開発機構）
高島健（宇宙航空研究開発機構）
（2020 年 6 月 3 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.2.1 放射線帯の基本的な変動

放射線帯は、地球のまわりを取り囲むように分布している高エネルギー粒子捕捉帯である。その領域は、高度数百キロメートルから、静止軌道周辺付近にまで及ぶ。典型的なエネルギーは電子で数百 keV か数 MeV、イオンで数百 keV から数十 MeV に及ぶ。

図 1 に、放射線帯の基本的な構造を示す。電子については、エネルギーが数百 keV までは、内帯および外帯という二重のベルト状の構造を持つ。外帯は地球半径の 4-4.5 倍付近に中心を持ち、その内側は L=3 付近である。一方、1 MeV 以上については、外帯にしか存在せず、内帯領域にはきわめて低いフラックスの電子しか存在していない[Li et al., 2015, Fennel et al., 2015]。また、Baker et al.[2015]は、通常の状態では、外帯は L=3 付近に”impenetrable barrier”という境界を持ち、この境界よりも内側には、MeV の電子が存在しないことを指摘した。内帯の電子については、宇宙線のアルベドニュートロン崩壊（Cosmic Ray Albedo Neutron Decay: CRAND）によって生成する電子 [Li et al., 2017]や、大きな磁気嵐のときに外帯から近地球領域へと流入する成分が存在している[Claudepierre et al., 2019]。外帯については、プラズマシートに起源を持つ電子が大部分を占めていると考えられており、後に述べるように太陽風の変化に応じて、そのフラックスが大きく変化することが知られている。

イオンの放射線帯については、数百 keV までのイオンは磁気嵐時に変化を示すものの、数 MeV 以上のイオンは安定に分布している。また、太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particles: SEP）が発生すると、SEP が放射線帯へと貫入し、放射線帯イオンを構成する。

（a）電子放射線帯の基本的な変動

放射線帯電子は、様々な時間スケールでその構造やフラックスが変化する。ここでは、時間スケールに着目しながら、変動の基本的な性質を述べる。

図 1. あらせ衛星が観測した放射線帯電子（2 MeV）の空間分布。色はフラックス（/cm^2 sec str keV）を表す。

1）~分-1 時間程度の過渡的な変動

惑星間空間衝撃波や動圧の急変によって、磁気圏界面が変化すると、磁気圏昼側から夜側に向かって Fast mode が伝搬する。この Fast mode は、地球のまわりをドリフトする電子と相互作用し、電子の動径方向の輸送を引き起こす。特に、磁気圏界面が地球側に圧縮されると、西向きの電場成分を持つ Fast mode が伝搬するが、このとき東向きにドリフトする電子と相互作用を起こし、地球向きへの電子の輸送と加速を起こす（Foster et al., 2015 など）。Li et al.[1993]は、1991 年 3 月 24 日に起きた大振幅の SSC 時に、L=2 付近において 10 MeV 以上の電子のインジェクションを報告している。このとき、太陽風の観測はなかったものの、CME の到来に伴って昼側磁気圏界面が圧縮され、Fast mode が伝搬することによって加速されたものと考えられている。

2）サブストーム時の変動

静止軌道付近の外帯電子は、サブストーム時にそのフラックスが変化する。静止軌道衛星で見られる典型的な変化は、サブストームの growth phase において、MeV 電子のフラックスが背景磁場の変形に伴って減少し、その後 磁気双極子化に伴いフラックスがもとに戻る。これらの変化は、背景磁場の変化に伴う断熱的な変化と考えられている。一方、数十 keV から 300 keV 程度のエネルギーの電子は、サブストームオンセット時にインジェクション（注入）と呼ばれるフラックスの急増現象が発生する。インジェクションを起こしているメカニズムについては様々な議論が行われているが、近年の THEMIS や MMS 衛星による観測からは、Dipolarization Flux Bundle の先端で観測された電子がインジェクションを担っていると考えられている。このインジェクションに伴って、電子のフラックスはしばしば 2 桁以上増加するときがあり、外帯電子を形成する seed population の一部を担っていると考えられている。

3）磁気嵐時の変化

CME や CIR の発生に伴って磁気嵐が発生すると、放射線帯外帯の電子はフラックスやその構造が大きく変化する。典型的には、磁気嵐の主相において、外帯の大部分の領域のフラックスは大きく減少し、外帯の消失が起こる。消失を担うメカニズムとしては、i）嵐主相における背景磁場の減少に伴う電子の減速と外側の L 値への移動 （Kim and Chan, 1997）、ii）磁気圏界面からの流出、iii）プラズマ波動との相互作用による大気への散乱が考えられている。このうち、ii）と iii）については、磁気圏から電子を流出させることによって減少を引き起こす。なお、磁気嵐の主相においては、しばしば、外帯の内側領域においてフラックスの増加が起こる。この増加のメカニズムは明らかにされていないが、Fast mode による加速、また外帯内における強い電場による加速が指摘されている。

その後、磁気嵐の回復相において、外帯電子は内側の L 値からフラックスの増加が起こり、外側に向かってフラックスが増加していく。Reeves et al.[2003]によれば、約半数の磁気嵐において、磁気嵐開始前よりもフラックスが増加するのに対し、25%の磁気嵐では磁気嵐開始前よりもフラックスが減少、また残り 25%の磁気嵐ではフラックスの変化が起こらないことが示されている。また、Miyoshi and Kataoka [2005]は、外帯外側は CIR 性の磁気嵐のときにフラックスが大きく増加するのに対し、外帯内側は CME 性の規模の大きな磁気嵐のときにフラックスが大きく増加することを示している。

この回復相における加速については、ULF 帯の Fast mode 波動とドリフトする電子とのドリフト共鳴にもとづく Radial Diffusion と呼ばれる動径方向の拡散過程、また、ホイッスラーモード波動や Equatorial Noise（Magnetosonic Waves: MSW）とのサイクロトロン共鳴による加速過程が考えられている。2010 年代の米国 Van Allen Probes 衛星の観測から、サイクロトロン共鳴による加速が放射線帯電子増加を起こしていることが示された。さらに Boid et al.[2019]は、磁気嵐時の外帯電子増加イベントの 7 割以上が内部加速であることを指摘している。これらの加速メカニズムは排他的ではなく、異なるメカニズムが同時に発動することも起こりうる。また、磁気嵐のフェーズによっても、発動するメカニズムが変化していく可能性が考えられている。

4）半年-太陽活動の周期変化

地球磁気圏は、Russell-McPherron 効果などによって、春分、秋分前後にその活動度が活性化することが知られている。放射線帯外帯の電子についても春と秋にそのフラックスが増加する semi-annual variations が存在する[Baker et al., 1999, Miyoshi et al., 2004]。さらに、回帰性のコロナホールが引き起こす CIR 性の磁気嵐に伴って、回帰的なフラックスの増加が起こることも知られている [Miyoshi et al., 2004]。

太陽活動に対する依存性については、静止軌道などの外帯外側は、太陽活動極大付近においてフラックスが減少し、その後、太陽活動下降期においてフラックスが増加する。一方、外帯内側は、太陽活動上昇期にフラックスが増加し、太陽活動下降期にフラックスが減少する。Miyoshi et al.[2004]や Li et al.[2006]では、外帯の中心位置が太陽活動に応じて変化することが示されてお

り、太陽活動に応じて外帯が地球に近づいたり、遠ざかることによって、L 値に応じて位相の異なる変化が起きているというモデルが提案されている[Miyoshi et al., 2004, Miyoshi and Kataoka, 2011]。一方、地球に近い低高度領域においては、太陽活動周期の変化は、超高層大気の変化、および CRAND を起こす宇宙線の変化によって引きおこる [Xiang et al., 2019]。

2.2.2 太陽風-放射線帯変動

電子放射線帯、特に外帯の変動は、多くの場合に太陽風の変化に伴って起こることが知られている。このため、太陽風のどのパラメータが増加に関係しているか、また磁気嵐を起こす大規模構造である CIR や CME にどのように依存しているか、といった観点で研究が進められている。

（a）太陽風パラメータ依存性

Paulikas and Blake[1979]によって、放射線帯電子増加と太陽風速度変化に強い相関があることが指摘され、その後、多くの研究によってこの傾向が確かめられてきている。また、太陽風速度を入力とした予測フィルターアルゴリズム（Baker and McPherron, 1990）や、ニューラルネットワークも開発されている。図 2 に、あらせ衛星が観測した放射線帯電子のフラックス変化と太陽風速度の変化を示す。CME やコロナホール流起源の高速風が到来すると、放射線帯の増加が起きているが、速い太陽風が来たときにいつでもフラックスの増加が起きているわけではないこともわかる。実際、Reeves et al.[2011]は、太陽風速度と放射線帯電子フラックスに関する長期データの解析を行い、太陽風速度と放射線帯電子フラックスの関係は単純な相関関係ではなく、同じ太陽風速度に対して、放射線帯電子のフラックスの値が数桁にわたって分布していることを示した。これは、放射線帯電子フラックス増加が太陽風速度の単純な関数ではないことを示している。また、Miyoshi and Kataoka[2005]や Li et al.[2011]によっても太陽風速度は放射線帯増加の十分条件であるが必要条件ではないことが指摘されている。

一方、惑星間空間磁場に対する依存性について、Miyoshi and Kataoka[2008]は、高速太陽風における平均的な南北成分磁場は、Russell-McPherron 効果に依存することに注目し、Russell-McPherron 効果を考慮することで、南向きが支配的な高速風と北向きが支配的な高速風とに分離できることを見出した。南北に分離された高速風についての統計結果から、放射線帯電子フラックスの増加は、惑星間空間磁場が南向きを長期間向いているときに大きく発達することが示された。Miyoshi et al.[2013, 2016]は、このような手法を、ホイッスラーモード波動、プラズマ圏密度、高温プラズマなど、放射線帯電子の内部加速にかかわるパラメータに拡張した解析を行い、特にサイクロトロン共鳴による加速のキーとなるパラメータが、この惑星間空間磁場の南北成分依存性を有していることを見出した。

高速太陽風において、惑星間空間磁場が、比較的長時間南側を向いた場合、HILDCAA（High-

intensity, long-duration, continuous AE activity; Tsurutani and Gonzalez, 1988）に代表されるようにサブストームが連続的に発生することが知られている。サイクロトロン共鳴にかかわるキーパラメータの多くは、サブストーム時に発達するが、この状態が比較的長く続くことが放射線帯電子の増加に重要であると考えられる。このようなサブストームが数日間にわたって持続的に発生することが放射線帯増加にとって重要であることは、Van Allen Probes 衛星の解析によっても指摘されている（Jaynes et al., 2015）。

図 2. あらせ衛星が観測した放射線帯電子のエネルギーごとの L-時間ダイアグラム。上から、太陽風速度、550 keV 電子、1350 keV 電子、2500 keV 電子、3900 keV の電子、および Sym-H 指数を表す。色は電子のフラックス（/cm^2 sec str keV）を示している。

（b）太陽風構造依存性

惑星間空間で磁気嵐を起こす太陽風大規模構造として、CME と CIR が知られている。CME 駆動型の磁気嵐では、CME のシースもしく Magnetic Cloud に含まれる南向き惑星間空間磁場によって磁気嵐の主相が引き起こされ、Magnetic Cloud が通過した後、磁気嵐は緩やかに回復へと向かっていく。一方、CIR 駆動型の磁気嵐では、惑星間空間の遅い流れとコロナホール流の速い流れの間にできる流れの接触領域（Stream Interface）中の南向きの惑星間空間磁場によって主相が駆動される。CIR 駆動型の磁気嵐においては、コロナホール流中の磁場擾乱によって、小中規模の地磁気活動度が数日以上にわたって継続的に発生し、このときサブストームも連続して起こる。

磁気嵐を CME 駆動型と CIR 駆動型に分類した場合には、放射線帯は明確に異なった変化を示す。放射線帯外帯の電子は、CIR 駆動型の磁気嵐の回復相、すなわち高速コロナホール流が到来する期間に大きく増加する。一方、CME 駆動型の磁気嵐の回復相では、増加量がそれほど大き

くない[Miyoshi and Kataoka, 2005]。また、静止軌道を含む外帯外側における放射線帯電子フラックスの増加は、磁気嵐の規模には依存していない。なお、このような増加は、L 値によっても異なる [Miyoshi and Kataoka, 2005, Turuner et al., 2019]。CIR 駆動型の磁気嵐においては、外帯外側（L>4）の電子フラックスが大きく増加するが、CME 駆動型の大きな磁気嵐においては外帯内側やスロット領域 （L~3）など、地球に近い場所の電子フラックスが増加する。

2.2.3 加速メカニズム

放射線帯電子の加速過程として「断熱加速」と「非断熱加速」が挙げられる。

（a）断熱加速過程

「断熱加速」過程は、地球磁気圏のプラズマシートから放射線帯領域へと電子が動径方向に輸送される過程に伴って、断熱不変量が保存されることを基本としている。第一断熱不変量は、背景磁場に対して垂直方向の運動エネルギーと、背景磁場強度の比として定義される。地球の固有磁場として双極子型の磁場を考えると、背景磁場強度は距離の 3 乗に反比例して変化する。プラズマシートから放射線帯に輸送される電子は、背景磁場強度が小さい領域から大きい領域へと徐々に移動していくことになる。第一断熱不変量が輸送の過程で保存されるとすると、背景磁場に対して垂直方向の運動エネルギーが増加していくことになる。

荷電粒子を動径方向に輸送する力の主な源は、磁気圏全体に印加されている対流電場である。太陽風が吹き付けることによって磁気圏の前面でリコネクションが生じて、磁気圏全体には太陽風中の電場が印加される。対流電場は磁気赤道面において朝側から夕側に向かって存在しており、背景磁場との外積によって与えられる **E×B** ドリフトの方向は地球方向となる。太陽風の速度が増加すると、対流電場の大きさが増大して、磁気圏対流の速度も増加する。

対流電場の平均的な大きさは太陽風の速度などのパラメータにより決定される。一方で、磁気圏内の MHD 波動 (Fast mode 波動)は、荷電粒子とドリフト共鳴を起こし、その結果、対流電場の電位ポテンシャルよりも大きなエネルギーを持つ荷電粒子が異なる L 値へと輸送される。この過程は「動径方向拡散」と呼ばれ、特に放射線帯の高エネルギー粒子の動径方向輸送およびそれに伴う断熱的なエネルギー変化をもたらすと考えられている。

また、2.2.1 で述べたように、サブストームのオンセットでは、インジェクションと呼ばれる keV-数百 keV 帯の電子とイオンの急激な注入が観測され、プラズマシートから内部磁気圏に急激なプラズマ粒子の供給が起こる。インジェクションは環電流イオンや電子フラックスの増加に重要な役割を果たしているが、放射線帯電子フラックスの増加に及ぼす影響については定量的にはわかっていない。一方、後述のように、インジェクションはコーラス波動などのプラズマ波動の励起に重要な役割を担っている。

（b）非断熱加速過程

断熱不変量は、荷電粒子の運動に見られる典型的な周期に対して、その時間スケールの中で保存する量として定義される。第一断熱不変量は荷電粒子のジャイロ運動、第二断熱不変量は南北両半球のミラー点の間を往復するバウンス運動、第三断熱不変量は地球の周りを取り巻くドリフト運動の周期がそれぞれ関連している。断熱不変量が定義される周期よりも短い時間スケールの電磁場変動によって、荷電粒子の周期的な運動が乱されて有意なエネルギーの変動が生じる過程を、「非断熱」過程と呼ぶ。

放射線帯電子が非断熱的に加速される物理過程として、ホイッスラーモードのプラズマ波動との共鳴過程が注目されている。電子サイクトロトン周波数（f_{ce}）を上限として分散関係を示すホイッスラーモード波動は、keV から MeV に至る広いエネルギー範囲の電子とサイクトロトン型の共鳴条件を満たす。ホイッスラーモード波動の中でも、地球内部磁気圏のプラズマポーズ外側の、夜側から朝側にかけた広い領域で発生するホイッスラーモード・コーラス放射（whistler-mode chorus emissions）が重要な役割を果たすことが明らかとなっている。コーラス放射は 0.2-0.8 f_{ce} の帯域で観測され、波動強度が弱い 0.5 f_{ce} を境に lower-band chorus/upper-band chorus と呼ばれる。このコーラス放射は、上述のインジェクションや対流電場によってプラズマシートから高温電子が断熱的に内部磁気圏に輸送される際に発達する温度異方性およびそれに伴って起こる非線形波動粒子相互作用によって発生しうる。

コーラス放射は、時間的に周波数が変化する特徴的な微細構造を示す。主に周波数が上昇するライジング・トーンを示し、しばしば周波数が下降するフォーリング・トーンや周波数が上昇から下降に転ずるフックなども観測される。ライジング・トーンのコーラス放射が発生する物理過程を理論的に明らかとした Omura et al.（2008, 2009）を端緒として、非断熱過程における非線形波動粒子相互作用の理論・シミュレーション研究が 2010 年代に大きな進展を遂げた。コーラス放射発生過程に関する理論の詳細は Omura (2021)を参照されたい。磁力線沿いに運動する高エネルギー電子の軌跡を、コヒーレントなホイッスラーモード波動が存在する中で精密に解くテスト粒子解析により、非断熱加速過程における非線形効果が明らかとされている。Omura and Summers（2006）は一部の電子が波動によって捕捉され大きくエネルギーを変化させる様相を明らかとして、被加速電子が加速過程の中で運動方向を変化させる Relativistic Turning Acceleration（RTA; Omura et al. 2007）やミラー運動する電子が波動により複数回捕捉され継続的に加速されていく Ultra-Relativistic Acceleration （URA; Summers and Omura 2007）の存在が示された。Omura et al.（2015）は広いエネルギー・ピッチ角範囲の電子を対象として多数のテスト粒子解析を実施することにより、RTA と URA を経た高エネルギー電子の分布関数がどのように変形していくかを求め、その結果から応答関数を構築する数値グリーン関数法を提案した。Omura et al.（2015）では数値グリーン関数法を用いた計算により、keV 帯の電子から数分間の時間スケールで MeV 電子が作り出される様相を明らかにしている（図 3）。ミリ秒以下の時間スケールで推移する非線形効果を考慮しつつどのように分布関数の長時間発展を記述するかという難問に対して、Omura et al.（2015）による数値グリーン関数法は一つの答えを提示したものと位置付けられる。

非断熱加速過程がどの領域でいつどのように生じるかを理解するためには、内部磁気圏においてプラズマ波動が発生する条件を定量的に評価する手段が必要となる。プラズマ波動発生のエネルギー源となる高エネルギー電子の分布関数から、線形理論に基づいて波動の成長率を求める方法が第一に考えられ、広く用いられている。一方で、コーラス放射のように発生過程において非線形性が重要となる場合は、第一原理に基づいた計算機シミュレーションを実施することが可能となった。Katoh and Omura（2016）では L=4 の磁力線に沿った背景磁場強度の空間分布を用いた計算により、コーラス放射の発生過程が再現されている。Saito et al.（2016）ではテスト粒子計算により、ダイポール磁場中をミラー運動する高エネルギー電子がコーラス放射によって加速される様相を再現して、相対論的電子のエネルギーフラックスの増加量に対して波動による捕捉の効果が大きく影響を及ぼすことを明らかとした(図 4)。Katoh et al.（2018b）では第一原理に基づいたシミュレーションを多数実施するサーベイ計算によって、高エネルギー電子の温度異方性と数密度がコーラス放射の発生条件に及ぼす影響が示されている。

図 3. 数値グリーン関数法のコンセプト図（Omura et al., 2015）。特定のエネルギー・ピッチ角範囲に初期値を持つテスト粒子をシミュレーション空間内に配置して、磁力線沿いに伝搬するコーラス放射による散乱過程に関するテスト粒子解析を実施、最終的なエネルギー・ピッチ角分布を得る。テスト粒子の初期値をデルタ関数として扱い、最終的な分布がコーラス放射との相互作用の一サイクルに対する応答として、数値的にグリーン関数を構築する。構築されたグリーン関数を用いて、多数サイクルに相当する相互作用の結果、数分間の時間スケールで生じる高エネルギー電子のエネルギー・ピッチ角分布の変化を求める。

Miyoshi et al.(2012)は、コーラス放射を担うエネルギー帯と、そのコーラス放射が加速するエネルギー帯が異なること、また背景の熱的プラズマも波動の性質を変化させる役割を担っていることから、内部磁気圏では、eV から MeV にわたる 6 桁以上の異なるエネルギー階層のプラズマ粒子群が波動粒子相互作用を通して動的に結合するエネルギー階層間結合(cross-energy coupling)が、放射線帯電子加速に本質的であることを指摘した。図 5 は、Miyoshi et al.(2018)によるエネルギー階層間結合を表したダイアグラムで、横方向に地球からの距離(L 値)、縦方向にエネルギーを示している。無衝突プラズマ系では、粒子間衝突は発生しないが、このようにプラズマ波動を仲立ちとして、異なるエネルギー間の相互作用が起こる。この波動粒子相互作用を仲立ちとしたエネルギー階層間結合は、電子加速だけでなく散乱過程にも重要であり、さらにはイオンと電子の結合過程も引き起こすしており、内部磁気圏のダイナミクスを理解するための基本的な概念となっている。

コーラス放射と高エネルギー電子との非線形波動粒子相互作用について、観測的に直接検証しようとする試みも行われている。あらせ衛星（ERG）にはソフトウェア型波動粒子相互作用解析装置（Software-type Wave-Particle Interaction Analyzer: S-WPIA）が搭載されて、コーラス放射と高エネルギー電子との間で生じるエネルギー交換量の直接計測が試みられている（Katoh et al., 2018a）。WPIA によるエネルギー交換量の計測は、電磁イオンサイクロトロン波動（EMIC）と高エネルギーイオンを対象とした Shoji et al.（2017）および Kitamura et al.（2018）により実証されている。さらに Kitahara and Katoh（2016）では、波動によるピッチ角散乱過程の直接計測を目的として、WPIA により高エネルギー粒子の運動量変化を計測する手法が提案されている。あらせ衛星による観測では、コーラス放射との相互作用により高エネルギー電子の速度分布関数が秒オーダーの時間スケールで変化する様相も捉えられている。Kurita et al.（2018a）では upper-band chorus により 17-30 keV 電子の分布関数が、30 秒以下という準線形理論では説明できない短い時間スケールで変動する様相を明らかにした。さらに Saito et al.（2021）は、Kurita et al.（2018a）で観測されたイベントについて、データにもとづいたシミュレーションを行い、phase-trapping と呼ばれる非線形過程が加速を引き起こしていることを実証した。

図 4. 波動の位相を（a）0.2 Hz、（b）10 Hz、（c）1000 Hz の周波数で変調させた条件での、相対論的電子のエネルギースペクトルの変化の違いを示しており、（a）-（c）の順に非線形効果を人為的に弱めたことに対応している。（a）の結果がもっとも高いエネルギーにまでフラックスが増加する様相が示されており、相対論的電子のエネルギーフラックスの増加量に対して波動による捕捉の効果が大きく影響を及ぼすことが明らかとされている（Saito et al., 2016）.

図 5. 放射線帯電子加速の概念図。横軸：地球からの距離、縦軸：エネルギー。青い線は、MHD 波動と荷電粒子とのドリフト共鳴による断熱的な加速過程を示し、赤い線はサイクロトロン共鳴を介した非断熱加速を表す。コーラス放射の励起を担う電子のエネルギー帯は数 keV から数十 keV、励起したコーラス放射が加速する被加速電子のエネルギーは数百 keV であり、その結果、相対論的電子が形成される。さらに、数 eV 以下の熱的プラズマも波動粒子相互作用の特性を変化させる。このように異なるエネルギー階層のプラズマ粒子が動的に結合している過程をエネルギー階層間結合と呼ぶ (Miyoshi et al., 2018).

2.2.4 消失メカニズム

（a）磁気圏境界面消失

磁気圏境界面消失（Magnetopause Shadowing: MPS）とは、放射線帯外帯の高エネルギー電子が消失するメカニズムの 1 つである。放射線帯電子が惑星間空間と磁気圏を隔てる「磁気圏境界面」に達することで磁気圏から流出するというのが基本的なシナリオである。磁気圏境界面に達する軌道は主にドリフト運動によって決められる。ドリフト運動は磁場ベクトルとその強度勾配に垂直な方向への移動を担うもので、磁力線に平行な速度を持たない（ピッチ角 90 度）電子が地球磁気圏内で grad-B ドリフト運動する場合は、磁気赤道面上の磁場強度の等高線に沿って移動する。このため、この等高線が磁気圏境界面に接するような磁場配位になると、この等高線上を運動している電子が惑星間空間へ流出することが出来る。地球磁気圏の磁場配位は、太陽風動圧や惑星間空間磁場などの太陽風環境によって形成される。図 5 は異なる太陽風条件下での磁気赤道面上での磁場強度とその等高線を表している。左図が太陽風動圧が低い場合、右図が強い

場合の磁場強度分布を表している。両図の右側で等高線が密になっている部分が磁気圏境界面を示す。両図の比較からわかるように、太陽風動圧が強いほど磁気圏境界面付近での磁場強度が強くなり、内部の等高線の分布も変化しているのがわかる。例として両図中の同じ強度（77.4nT）の等高線上に赤点を配置している。太陽風動圧が小さい場合（左）、等高線（ドリフト軌道と等価）は磁気圏の中でほぼ同心円状に閉じている。一方で、太陽風動圧が強い場合（右）、同じ強度の等高線は昼側（太陽側：図の右側）で磁気圏境界面に接しており、この軌道上にいる電子は惑星間空間へ流出することが出来る。太陽風動圧に帯する依存性については Ohtani et al.（2009）によって調べられており、静止軌道上の相対論的電子は動圧が高い場合に消失が起こりやすいことを指摘しており、図 5 で示されているようなプロセスが起きていることを示唆している。一方で、Green et al.（2004）では、放射線帯電子の消失は磁気圏境界面より内側で起きているため、MPS による消失への寄与は少ないという主張もある。これに対して、磁気圏境界面より内側での放射線帯電子の消失については、動径方向拡散（L*方向への拡散による移動）との関係性が指摘されている（Turner et al. 2012）。

動径方向拡散を介した消失シナリオは以下のようになっている。（１）CME や CIR によって引き起こされる高い太陽風動圧が地球磁気圏を圧縮して磁気圏境界面を内側へ押し込む（図 6 の左から右図への変化）。（２）境界面付近での電子が惑星間空間へ流出し、境界面の内外では急激な密度勾配が生じる。（３）太陽風動圧が下がり磁気圏境界面が引き戻されると（図 6 の右図から左図への変化）、MPS によって形成された空間密度の急勾配が動径方向の拡散過程で緩和し、放射線帯電子が内側から外側へ輸送されていく。このようにして境界面消失と拡散過程が作用することにより、磁気圏境界面より内側で放射線帯電子の減少が引き起こされる。Turner et al.（2014）は 2012 年 9 月末に観測された消失イベントを解析しており、この消失シナリオを複数の衛星による同時観測で実証している。モデルで推定された最大 L*（Last Closed Drift Shell）が内側へ移動するに従い、位相空間密度が外側から削られていく様子が観測により示されており、その後、最大 L*が外側へ戻ると、電子の位相空間密度は L*の小さいところから大きいところへ広がるような動きを示し、動径方向への輸送により内側の位相空間密度が減少している様子がうかがえる。この一連の過程は数値シミュレーションによっても再現されており（Hudson et al. 2014）、MPS は放射線帯外帯電子の消失メカニズムとして重要な役割を担っていると考えられている。またこれまで、実際に高エネルギー電子が磁気圏外へ流出している様子が観測的に捉えられていなかったが、近年の MMS 衛星の観測により、磁気圏シース領域への高エネルギー電子流出を示唆する結果が得られており（Cohen et al. 2016, 2017）、MPS による放射線帯電子流出の物理機構は徐々に明らかになり始めている。

図 6. Tsyganenko model Tsyganenko model（TS05: Tsyganenko and Sitnov, 2005）より計算された、太陽風動圧が（左）2 [nPa]のときと（右）10 [nPa]の場合での赤道面上での磁場強度。黒線で磁場強度の等高線を示す。磁軸は XY 面にほぼ垂直となっている（Z 方向）。X 軸は地球から太陽方向 Y 軸は x と z 共に垂直な方向をとる。ここで太陽風の南向き磁場は 10nT としており、簡単のため W パラメータはすべて 0 としている。

（b）波動粒子相互作用による消失

放射線帯外帯における高エネルギー電子の消失過程を担う物理過程として、電磁イオンサイクロトロン波動（Electromagnetic Ion Cyclotron waves; EMIC 波動）ならびにホイッスラーモード・コーラス放射との波動粒子相互作用の重要性が指摘されている。

EMIC 波動に関しては数百 keV から数 MeV の相対論的電子とサイクロトロン型の共鳴条件を満たすことから、従来より高エネルギー電子の消失に対する寄与が議論されてきた。2010 年代にはコヒーレントな EMIC 波動による相対論的電子の捕捉という非線形効果の重要性が Omura and Zhao（2012）により指摘され、高エネルギー電子のピッチ角散乱が高効率に生じることがテスト粒子解析の結果と共に示された。Omura and Zhao（2013）では周波数上昇を伴うコヒーレントな EMIC 波動によって、60 度以上の初期ピッチ角を持つ MeV 電子が 1 秒以下の時間スケールでロスコーン付近までピッチ角散乱を受ける様相が示された。さらに Kubota et al.（2015）ではテスト粒子解析により、1.1 から 3.0 MeV のエネルギー帯において最も効率よくピッチ角散乱が生じうること、初期分布の 50%が 2 分間程で消失し得ることが示された。Nakamura et al.（2019）では Van Allen Probes による観測結果の解析により、EMIC 波動の発生に伴って MeV 電子のフラックスが 1 分間で 30%以上減少する様相を明らかとした。相対論的電子の消失と EMIC との対応に関しては、地上観測結果に基づく研究も盛んに行われている。Hirai et al.（2018）では VLF/LF 帯標準電波の振幅・位相変化から検出される相対論的高エネルギー電子の降下現象と、誘導磁力計により観測された EMIC 波動とが良い対応を示すことが示されている。Kurita et al.（2018b）ではあらせ衛星と Van Allen Probes A/B 両衛星ならびに地上観測網による観測結果の統合的な解析によって、EMIC 波動の発生と同期して MeV 電子のフラックスが数十分の時間スケールで大きく変動する様相を明らかとした。地上観測により EMIC 波動の様相を把握した上で、複数の衛星が近接した領域を異なるタイミングで観測した結果から、MeV 電子消失過程の時間・空間ス

ケールを制約することに成功している。

高エネルギー電子の消失過程に対してコーラス放射が果たす役割としては、マイクロバーストと呼ばれる数百 keV から数 MeV の電子が 1 秒間以下の時間スケールで地球大気に降下する現象との関連が指摘されている。Saito et al.（2012）では磁力線沿いに伝搬するコーラス放射による高エネルギー電子のピッチ角散乱に関してテスト粒子計算を行い、高緯度まで伝搬するコーラス放射により相対論的なエネルギーを持つ電子が散乱され大気に降下する様相と、その時間スケールがコーラス放射のスペクトル微細構造に関連することを示した。他方、Kurita et al.（2018）では高速太陽風が地球磁気圏に到達する期間においてマイクロバーストが頻繁に観測されることに着目して、SAMPEX 衛星および POES 衛星による観測結果の統計解析を行い、高速太陽風が到来している期間においてマイクロバーストの発生頻度と放射線帯電子のフラックス増加が良い対応を示すことを明らかとした。これらの研究結果は、コーラス放射が放射線帯電子の加速と消失の双方に深く関わっていることを示す好例である。

また、Miyoshi et al.（2015）では EISCAT による観測結果の解析から、脈動オーロラの発生と同期して電子密度の増加が高度 68km まで生じたこと、モデル計算により 100 keV 程度の高エネルギー電子が降り込んでいたと結論されることを示した。この高エネルギー粒子の降り込みは、同時期に共役条件を満たしていた Van Allen Probes 衛星により観測されたコーラス放射によるものと考えられている。さらに、Miyoshi et al.（2020）によって、相対論的電子のマイクロバーストは、脈動オーロラ電子と起源を同じとする理論が提案され、観測的な実証を目指した研究がすすめられている。脈動オーロラはコーラス放射によってピッチ角散乱を受けて地球大気に降り込む keV 帯の高エネルギー電子によって生じるとされており、Kasahara et al.（2018）ではあらせ衛星（Miyoshi et al., 2018）による観測結果から、ロスコーン内の電子フラックスの増加とコーラス放射の波動強度の増大が高い相関を示すことが初めて観測的に示されている。一方で、Kitahara and Katoh（2019）ではコヒーレントなホイッスラーモード波動とピッチ角の小さな高エネルギー電子との相互作用においては、波動によって捕捉された電子がピッチ角とエネルギーをそれぞれ大きく増加させる非線形効果の存在が明らかとされた。Kitahara and Katoh の結果は、従来の準線形理論に基づいたピッチ角散乱の議論に加えて、非線形効果を考慮することの重要性を示唆するものであり、ピッチ角散乱に関わる相互作用素過程のさらなる究明が必要とされている。

2.2.5 予測に向けた展望

現代社会は GPS 衛星を用いた測位システムや気象衛星による気象観測など、人工衛星を用いた情報技術をさまざまな分野で利用している。このような人工衛星は地球磁気圏内にその軌道を持っており、高度 1000km 以下の低軌道（Low Earth Orbit: LEO）と 35,000km 付近の静止軌道

（Geosynchronous Equatorial Orbit: GEO）上に多く投入されている。それぞれの軌道は放射線帯内帯と外帯の中を通過しており、高エネルギー電子の影響を受ける。特に低高度極軌道はオーロラに伴う数 keV 程度の電子から相対論的エネルギー（>0.5MeV）に達する電子の降り込みに曝される。このような環境下において、人工衛星は帯放電を起こすことが知られており、電気･電子機器に深刻な障害を起こす危険性がある。このような障害を回避するためには帯電に強固な構造や仕組みを持った衛星開発を行うとともに、放射線帯電子フラックスの致命的な変動を事前に予測し、障害を回避するような運用を行うことが必要になる。宇宙を利用した情報技術は我々に便利さを与える一方で、それが途絶した場合の社会への影響は大きい。我々の社会基盤を守る上で、地球磁気圏内での放射線帯電子の加速メカニズムや降り込み（消失）メカニズムの理解と予測は重要な役割を担っている。

これまで複数の機関で静止軌道上での電子フラックス予測モデルが開発・運用されている。日本の宇宙天気業務を担う情報通信研究機構（NICT）では、2MeV 以上の電子フルエンスを予測するモデルが運用されている。（https://aer-nc-web.nict.go.jp/radi/）この予測値は、実時間で取得可能な太陽風環境データから多変量自己回帰モデルとカルマンフィルターを用いて計算されている。これによりリアルタイムで 24 時間の電子フルエンスの予測値が計算され、今後 1 日から 3 日後の予測が 4 段階のレベルに分けられ公開されている。同様に、アメリカ海洋大気庁（National Oceanic and Atmospheric Administration: NOAA）の宇宙天気予報センター（Space Weather Prediction Center: SWPC）は過去 30 日間の太陽風データを参照しながら線形予測フィルタを用いることで 3 日後までの静止軌道上の電子フルエンス予測を行っている（Relativistic Electron Forecast Model: REFM,https://www.swpc.noaa.gov/products/relativistic-electron-forecast-model）。一方、アメリカコロラド大学のグループでは、拡散方程式を用いたモデルから放射線帯電子フラックスの変動予測を行っている（http://lasp.colorado.edu/space_weather/xlf3/xlf3.html）。この手法は太陽風データから動径方向拡散係数を見積もることで放射線帯電子の動径方向の輸送を再現し、静止軌道上でのフラックス変動を予測している。日本においても名古屋大学が運用している数値宇宙天気モデルシステム（Space-weather-forecast-Usable System Anchored by Numerical Operations and Observations: SUSANOO http://cidas.isee.nagoya-u.ac.jp/susanoo/index.html）の中で動径方向拡散モデルにデータ同化手法を用いた（正確な情報を要確認。参照文献も欲しい）予報システムが稼働している。ここでは静止軌道上の放射線帯フラックスが、ある閾値を超える確率で危険度の評価を行っている。また、この予測モデルと他モデルとの大きな違いは、他予測モデルでは太陽風のリアルタイム観測データを用いていることに対して、SUSANOO の中で予測される太陽風データを用いることで 1 週間先までの予測を可能にしている点にある。

上記の予測手法は主に太陽風データと静止軌道上で観測された放射線帯電子フラックス量からそれらの関係性を見いだすことで予測モデルを構築している。これに加え、近年では低軌道衛星を用いた放射線帯電子の変動予測モデルが提案されている（Chen et al. 2016）。磁気嵐により放射線帯電子が変動する際に、ホイッスラーモード波動やイオンサイクロトロン波動によって放射線帯電子が散乱を受け、低軌道上まで降り込んでくる場合がある。通常、こういった降り込み

現象は、放射線帯の消失の原因として考えられているが、実際は消失と加速が同時に起きており、それらのバランスで放射線帯電子フラックスの変動が決定されると考えられる（例えば Reeves et al. 2003）。近年の観測では、相対論的電子マイクロバースト（相対論的電子の突発的な降り込み現象）が頻繁に発生すると、高エネルギー電子フラックスが増加する傾向にあることが指摘されている（Kurita et al. 2016）。Chen et al.（2016）では低軌道まで到達する高エネルギー電子フラックスの変化を捉えることで、放射線帯電子が今後どの程度増えるのかを予測している。また、彼らはこのモデルを発展させ、放射線帯外帯の全域の予測を試みている（Chen et al. 2018）。このモデルは今後多くの利用が期待されている低軌道と静止軌道上での衛星データを利用することで、放射線帯全域での予測を試みており、将来的な発展が期待される手法であると言える。またさらには、このモデルをもとに機械学習による予測を実現させるという試みも始まっている。（Lima et al. 2020）。

現在多く用いられている放射線帯予測モデルの多くは、観測された物理量間の相関関係を利用した経験的モデルや、準線形拡散モデルを基盤とした物理モデルが主流となっている。今後これらをさらに発展させ、Lima et al.（2020）のように機械学習による予測モデルや、AI を用いた手法等が開発されていくと考えられる。一方で、経験則をもとにしたモデルはこれまで頻繁に「経験」した現象を追跡するには有効であるが、事例発生数があまり多くない変動（特に規模の大きなイベント）についてその予測は難しい。また、準線形拡散モデルについては、非線形的な現象が支配的な変動を適切に再現することが出来ない。近年非線形的な散乱プロセスが放射線帯電子フラックスの急増に重要な役割を担っているという指摘があり、このプロセスを適切に取り込むことが予測をする上で重要な課題の１つである。

この課題を解決するために、実際に起こりえる物理現象を数値シミュレーションで再現し、非線形的な加速や消失機構を含めた放射線帯分布の変動を再現することが重要となる。放射線帯電子、特に killer electron と呼ばれる高エネルギー電子（>MeV）は、背景プラズマを支配する荷電粒子群に比べて圧倒的に数が少ないため、テスト粒子として近似的に記述することが出来る（テスト粒子モデル：荷電粒子によって作られる電流成分が電磁場へフィードバックされないモデル）。磁気圏電磁場やその中で生起する波動をモデル化し、それらによる粒子軌道と散乱を記述することで、放射線帯電子の振る舞いを扱うことが可能になる。こういった散乱モデルを磁気圏全域で再現することが、非線形散乱を含めたより現実的なフラックス変動を追跡する１つの手法として考えられる。

地球磁気圏は閉じた物理システム系ではなく、太陽風という外部境界条件によって支配されている。CME や CIR が到来することによって、地球磁気圏という物理システムは大きな影響を受ける（磁気嵐、サブストーム、オーロラの発生など）。このような太陽風擾乱の到来から、放射線帯電子フラックス増加のピークに達するまでに要する時間は、1 日程度以上の時間を要する（Baker et al. 1994）。このため、太陽風条件を考慮した最も現実的な予測シナリオは、CME や CIR のような磁気圏に擾乱を引き起こすイベントを観測衛星から取得し、半日から 1 日先の予測を行うことであると言える。これ以上のリードタイムで放射線帯電子フラックスの増加を予測す

るためには、太陽風を経験的に仮定するか、SUSANOO のような太陽風予測モデルが必要となる。特に放射線帯電子は太陽風が輸送してくる南向き惑星間空間磁場の影響を強く受けるため、この強度や持続時間の予測が重要になってくる。この予測精度の向上は世界的にも重要な課題として位置付けられている。今後、数日以上の長期的な変動を予測するためには、地球磁気圏内で記述された放射線帯物理モデルの精度向上のみならず、太陽風予測モデルの精度向上が重要な要素となってくる。

参照文献

[1] Baker, D. N., Blake, J. B., Callis, L. B., Cummings, J. R., Hovestadt, D., Kanekal, S., Klecker, B., Mewaldt, R. A., and Zwickl, R. D. (1994). Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX, Geophys. Res. Lett., Vol. 21, No.6, 409-412.

[2] Baker, D. N., McPherron, R. L., Cayton, T. E., and Klebesadel, R. W. (1990), Linear prediction filter analysis of relativistic electron properties at 6.6 RE, J. Geophys. Res., 95(A9), 15133– 15140, doi:10.1029/JA095iA09p15133.

[3] Baker, D. N., S. G. Kanekal, T. I. Pulkkinen, and J. B. Blake (1999), Equinoctial and solstitial averages of magnetospheric relativistic electrons: A strong semiannual modulation, Geophys. Res. Lett., 26, 3193–3196.

[4] Baker, D., Jaynes, A., Hoxie, V. et al. An impenetrable barrier to ultra relativistic electrons in the Van Allen radiation belts. Nature 515, 531–534 (2014). https://doi.org/10.1038/nature13956

[5] Baker, D.N., R.L. McPherron, T. E. Cayton, R. W. Klebesadel (1990), Linear prediction filter analysis of relativistic electron properties at 6.6 RE, doi:10.1029/JA095iA09p15133.

[6] Boyd, A. J., Turner, D. L., Reeves, G. D., Spence, H.E.,Baker, D.N., and Blake, J.B.(2018). What causes radiation belt enhancements: A survey of the Van Allen Probes Era. Geophysical Research Letters, 45, 5253–5259, doi:10.1029/2018GL077699.

[7] Chen, Y., Reeves, G. D., Cunningham, G. S., Redmon, R. J., & Hendersion, M. G. (2016). Forecasting and remote sensing outer belt relativistic electrons form low Earth orbit. Geophysical Research Letters, 43, 1031–1038. https://doi.org/10.1002/2015GL067481

[8] Chen, Y., Reeves, G. D., Fu, X., & Henderson, M. (2019). PreMevE: New predictive model for megaelectron-volt electrons inside Earth's outer radiation belt. Space Weather, 17, 438– 454. https://doi.org/10.1029/2018SW002095

[9] Claudepierre, S. G., O'Brien, T. P., Looper, M. D., Blake, J. B., Fennell, J. F., Roeder, J. L., et al. (2019). A revised look at relativistic electrons in the Earth's inner radiation zone and slot region. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 124, 934–951, doi:10.1029/2018JA026349.

[10] Cohen, I. J., et al. (2016), Observations of energetic particle escape at the magnetopause: Early results from the MMS Energetic Ion Spectrometer (EIS), Geophys. Res. Lett., 43, 5960– 5968, doi:10.1002/2016GL068689.

[11] Cohen, I. J., et al. (2017), Statistical analysis of MMS observations of energetic electron escape observed at/beyond the dayside magnetopause, J. Geophys. Res. Space Physics, 122, 9440– 9463, doi:10.1002/2017JA024401.

[12] doi:10.1029/2018JA026066

[13] Fennell, J. F., S. G. Claudepierre, J. B. Blake, T. P. O'Brien, J. H. Clemmons, D. N. Baker, H. E. Spence, and G. D. Reeves (2015), Van Allen Probes show the inner radiation zone contains no MeV electrons: ECT/MagEIS data, Geophys. Res. Lett., doi:10.1002/2014GL062874.

[14] Foster, J. C., J. R. Wygant, M. K. Hudson, A. J. Boyd, D. N. Baker, P. J. Erickson, andH. E. Spence (2015), Shock-induced prompt relativistic electron acceleration in the inner magnetosphere, J. Geophys.Res. Space Physics, 120, 1661–1674, doi:10.1002/2014JA020642

[15] Green, J. C., Onsager, T. G., O'Brien, T. P., and Baker, D. N. (2004), Testing loss mechanisms capable of rapidly depleting relativistic electron flux in the Earth's outer radiation belt, J. Geophys. Res., 109, A12211, doi:10.1029/2004JA010579.

[16] Hirai, A., Tsuchiya, F., Obara, T., Kasaba, Y., Katoh, Y., Misawa, H., K. Shiokawa, Y. Miyoshi, S. Kurita, S. Matsuda, M. Connors, T. Nagatsuma, K. Sakaguchi, Y. Kasahara, A. Kumamoto, A. Matsuoka, M. Shoji, I. Shionohara, and J. M. Albert (2018), Temporal and spatial correspondence of Pc1/EMIC waves and relativistic electron precipitations observed with ground-based multi-instruments on 27 March 2017, Geophys. Res. Lett., 45, 24, doi:10.1029/2018GL080126.

[17] Jaynes, A. N., et al. (2015), Source and seed populations for relativistic electrons: Their roles in radiation belt changes, J. Geophys. Res. Space Physics,120, 7240–7254, doi:10.1002/2015JA021234.

[18] Kasahara, S., Miyoshi, Y., Yokota, S., Mitani, T., Kasahara, Y., Matsuda, S., Kumamoto, A., Matsuoka, A., Kazama, Y., Frey, H. U., Angelopoulos, V., Kurita, S., Keika, K., Seki, K., and Shinohara, I. (2018). Pulsating aurora from electron scattering by chorus waves, Nature, 554, 337–340, doi:10.1038/nature25505.

[19] Katoh, Y., and Y. Omura (2016), Electron hybrid code simulation of whistler-mode chorus generation with real parameters in the Earth's inner magnetosphere, Earth Planets Space, 68, 192, doi:10.1186/s40623-016-0568-0.

[20] Katoh, Y., Kojima, H., Hikishima, M., Takashima, T., Asamura, K., Miyoshi, Y., Kasahara, Y., Kasahara, S., Mitani, T., Higashio, N., Matsuoka, A., Ozaki, M., Yagitani, S., Yokota, S., Matsuda, S., Kitahara, M., and Shinohara, I. (2018a). Software-type wave-particle interaction analyzer on board the Arase satellite, Earth Planets Space, 70, doi:10.1186/s40623-017-0771-7.

[21] Katoh, Y., Omura, Y., Miyake, Y., Usui, H., and Nakashima, H. (2018b). Dependence of generation of whistler mode chorus emissions on the temperature anisotropy and density of energetic electrons in the Earth's inner magnetosphere, J. Geophys. Res. Space Physics, 123, 1165–1177, doi:10.1002/2017JA024801.

[22] Kitahara, M., and Y. Katoh (2016), Method for direct detection of pitch angle scattering of energetic electrons caused by whistler mode chorus emissions, J. Geophys. Res. Space Physics, 121, doi:10.1002/2015JA021902.

[23] Kitahara, M., & Katoh, Y. (2019). Anomalous trapping of low pitch angle electrons by coherent whistler mode waves. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 124, 5568–5583, doi:10.1029/2019JA026493.

[24] Kitamura, N., M. Kitahara, M. Shoji, Y. Miyoshi, H. Hasegawa, S. Nakamura, Y. Katoh, Y. Saito, S. Yokota, D. J. Gershman, A. F. Vinas, B. L. Giles, T. E. Moore, W. R. Paterson, C. J. Pollock, C. T. Russell, R. J. Strangeway, S. A. Fuselier, J. L. Burch (2018), Direct measurements of two-way wave-particle energy transfer in a collisionless space plasma, Science, 361, 1000-1003, doi:10.1126/science.aap8730.

[25] Kubota, Y., Y. Omura, and D. Summers (2015), Relativistic electron precipitation induced by EMIC-triggered emissions in a dipole magnetosphere, J. Geophys. Res. Space Physics, 120, 4384–4399, doi:10.1002/2015JA021017.

[26] Kurita, S., Y. Miyoshi, J. B. Blake, G. D. Reeves, and C. A. Kletzing (2016), Relativistic electron microbursts and variations in trapped MeV electron fluxes during the 8–9 October 2012 storm: SAMPEX and Van Allen Probes observations, Geophys. Res. Lett., 43, 3017–3025, doi:10.1002/2016GL068260.

[27] Kurita, S., Miyoshi, Y., Kasahara, S., Yokota, S., Kasahara, Y., Matsuda, S., et al. (2018a). Deformation of electron pitch angle distributions caused by upper band chorus observed by the Arase satellite, Geophys. Res. Lett., 45, 7996–8004, doi:10.1029/ 2018GL079104.

[28] Kurita, S., Miyoshi, Y., Blake, J. B., & Friedel, R. H. W. (2018b). Response of relativistic electron microbursts to the arrival of high-speed solar wind streams and its relation to flux variation of trapped radiation belt electrons, J. Geophys. Res. Space Physics, 123, 7452–7461, doi:10.1029/2018JA025675.

[29] Kurita, S., Miyoshi, Y., Shiokawa, K., Higashio, N., Mitani, T., Takashima, T., et al. (2018c), Rapid loss of relativistic electrons by EMIC waves in the outer radiation belt observed by Arase, Van Allen Probes, and the PWING ground stations, Geophys. Res. Lett., 45, 12,720–12,729, doi:10.1029/2018GL080262.

[30] Li, X., D. N. Baker, T. P.O'Brien, L. Xie, and Q. G. Zong (2006), Correlation between the inner edge of outer radiation belt electrons and the inner most plasmapause location, Geophys. Res. Lett., 33, L14107,doi:10.1029/2006GL026294

[31] Li, X., I. Roth, M. Temerin, J. R. Wygant, M. K. Hudson, and J. B. Blake, Simulation of the prompt energization and transport of radiation belt particles during the March 24, 1991 SSC(1993), Geophys. Res. Lett., doi:10.1029/93GL02701.

[32] Li, X., M. Temerin, D. N. Baker, and G. D. Reeves (2011), Behavior of MeV electrons at geosynchronous orbit during last two solar cycles, J. Geophys. Res., 116, A11207, doi:10.1029/2011JA016934

[33] Li, X., R. S. Selesnick, D. N. Baker, A. N. Jaynes, S. G. Kanekal, Q. Schiller,L. Blum, J. Fennell, and J. B. Blake(2015), Upper limit on the inner radiation belt MeV electron intensity, J. Geophys. Res. Space Physics, 120, 1215–1228,doi:10.1002/2014JA020777

[34] Li, X., Selesnick, R., Schiller, Q. et al. Measurement of electrons from albedo neutron decay and neutron density in near-Earth space. Nature 552, 382–385 (2017). https://doi.org/10.1038/nature24642

[35] Li, X., Temerin, M., Baker, D. N., Reeves, G. D., and Larson, D. (2001), Quantitative prediction of radiation belt electrons at geostationary orbit based on solar wind measurements, Geophys. Res. Lett., 28(9), 1887– 1890, doi:10.1029/2000GL012681.

[36] Miyoshi, Y. S., V. K. Jordanova, A. Morioka, and D. S. Evans (2004), Solar cycle variations of the electron radiation belts: Observations and radial diffusion simulation, Space Weather, 2, S10S02, doi:10.1029/2004SW000070

[37] Miyoshi, Y., and R. Kataoka (2005), Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions, Geophys. Res. Lett., 32, L21105,doi:10.1029/2005GL024590

[38] Miyoshi, Y., and R. Kataoka (2008), Flux enhancement of the outer radiation belt electrons after the arrival of stream interaction regions, J. Geophys. Res., 113, A03S09, doi:10.1029/2007JA012506.

[39] Miyoshi, Y. and R. Kataoka (2011), Solar cycle variations of outer radiation belt and its relationship to solar wind structure dependences, J. Atm. Solar-Terr. Phys., 73, doi:10.1016/j.jastp.2010.09.031.

[40] Miyoshi, Y., T. Ono, T. Takashima, K. Asamura, M. Hirahara, Y. Kasaba, A. Matsuoka, H. Kojima, K. Shiokawa, K. Seki, M. Fujimoto, T. Nagatsuma, C.Z. Cheng, Y. Kazama, S. Kasahara, T. Mitani, H. Matsumoto, N. Higashio, A. Kumamoto, S. Yagitani, Y. Kasahara, K. Ishisaka, L. Blomberg, A. Fujimoto, Y. Katoh, Y. Ebihara, Y. Omura, M. Nose, T. Hori, Y. Miyashita, Y. Tanaka, T. Segawa, and ERG working group, The Energization and Radiation in Geospace (ERG) Project, in Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere, Geophys. Monogr. Ser., vol 199, edited by D.Summers, I.R. Mann,D.N.Baker,and M.Schulz, pp.103-116, AGU, Washington, D.C. doi:10.1029/2012BK001304, 2012.

[41] Miyoshi, Y., R. Kataoka,Y. Kasahara, A. Kumamoto, T. Nagai, and M. F. Thomsen (2013), High-speed solar wind with southward interplanetary magnetic field causes relativistic electron flux enhancement of the outer radiation belt via enhanced condition of whistler waves, Geophys. Res. Lett., 40, doi:10.1002/grl.50916.

[42] Miyoshi, Y., et al. (2015), Energetic electron precipitation associated with pulsating aurora: EISCAT and Van Allen Probe observations, J. Geophys. Res. Space Physics, 120, 2754–2766, doi:10.1002/2014JA020690.

[43] Miyoshi, Y., R. Kataoka, and Y. Ebihara (2016), Flux Enhancement of Relativistic Electrons Associated with Substorms, in Waves, Particles, and Storms in Geospace, edited by G. Balasis, I. A. Daglis, and I. R. Mann, Oxford Press. 333-353.

[44] Miyoshi, Y. et al.(2018), Geospace Exploration Project ERG, Earth Planets Space, 70:101, doi:10.1186/s40623-018-0862-0.

[45] Miyoshi, Y., et al.(2020), Relativistic electron microbursts as high-energy tail of pulsating aurora electrons, Geophys. Res. Lett., 47, doi:10.1029/2020GL090360.

[46] Nakamura, S., Omura, Y., Kletzing, C., and Baker, D. N. (2019). Rapid precipitation of relativistic electron by EMIC rising-tone emissions observed by the Van Allen Probes, J. Geophys. Res. Space Physics, 124, 6701–6714. doi:10.1029/2019JA026772.

[47] Ohtani, S., Miyoshi, Y., Singer, H. J., and Weygand, J. M. (2009), On the loss of relativistic electrons at geosynchronous altitude: Its dependence on magnetic configurations and external conditions, J. Geophys. Res., 114, A01202, doi:10.1029/2008JA013391.

[48] Omura, Y. (2021), Nonlinear wave growth theory of whistler-mode chorus and hiss emissions in the magnetosphere, Earth Planets Space, 73, 95, doi:10.1186/s40623-021-01380-w.

[49] Omura, Y. and D. Summers (2006), Dynamics of high-energy electrons interacting with whistler mode chorus emissions in the magnetosphere, J. Geophys. Res., 111, A09222, doi:10.1029/2006JA011600.

[50] Omura, Y., N. Furuya, and D. Summers (2007), Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field, J. Geophys. Res., 112, A06236, doi:10.1029/2006JA012243.

[51] Omura, Y., Y. Katoh, and D. Summers (2008), Theory and simulation of the generation of whistler-mode chorus, J. Geophys. Res., 113, A04223, doi:10.1029/2007JA012622.

[52] Omura, Y., M. Hikishima, Y. Katoh, D. Summers, and S. Yagitani (2009), Nonlinear mechanisms of lower-band and upper-band VLF chorus emissions in the magnetosphere, J. Geophys. Res., 114, A07217, doi:10.1029/2009JA014206.

[53] Omura, Y., and Q. Zhao (2012), Nonlinear pitch angle scattering of relativistic electrons by EMIC waves in the inner magnetosphere, J. Geophys. Res., 117, A08227, doi:10.1029/2012JA017943.

[54] Omura, Y., and Q. Zhao (2013), Relativistic electron microbursts due to nonlinear pitch angle scattering by EMIC triggered emissions, J. Geophys. Res. Space Physics, 118, 5008–5020, doi:10.1002/jgra.50477.

[55] Omura, Y., Y. Miyashita, M. Yoshikawa, D. Summers, M. Hikishima, Y. Ebihara, and Y. Kubota (2015), Formation process of relativistic electron flux through interaction with chorus emissions in the Earth's inner magnetosphere, J. Geophys. Res. Space Physics, 120, 9545–9562, doi:10.1002/2015JA021563.

[56] Paulikas, G. A., and J. B. Blake (1979), Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the synchronous orbit, in Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes, Geophys. Monogr. Ser., vol. 21, pp. 180–202, AGU, Washington, D. C.,

[57] Pires de Lima, R., Chen, Y., & Lin, Y. (2020). Forecasting megaelectron-volt electrons inside Earth's outer radiation belt: PreMevE 2.0 based on supervised machine learning algorithms, Space Weather, 18, e2019SW002399. https://doi.org/10.1029/2019SW002399

[58] Reeves, G. D., K. L. McAdams, R. H. W. Friedel, and T. P. O'Brien (2003), Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms, Geophys. Res. Lett., 30(10), 1529, doi:10.1029/2002GL016513/

[59] Reeves, G. D., S. K. Morley, R. H. W. Friedel, M. G. Henderson, T. E. Cayton, G. Cunningham, J. B. Blake, R. A. Christensen, and D. Thomsen (2011), On the relationship between relativistic electron flux and solar wind velocity: Paulikas and Blake revisited, J. Geophys. Res., 116, A02213, doi:10.1029/2010JA015735

[60] Sakaguchi, K., Miyoshi, Y., Saito, S., Nagatsuma, T., Seki, K. and Murata, K. T. (2013), Relativistic electron flux forecast at geostationary orbit using Kalman filter based on multivariate autoregressive model, Space Weather, 11, 79–89, doi:10.1002/swe.20020.

[61] Sakaguchi, K., Nagatsuma, T., Reeves, G. D., and Spence, H. E. (2015), Prediction of MeV electron fluxes throughout the outer radiation belt using multivariate autoregressive models, Space Weather, 13, 853– 867, doi:10.1002/2015SW001254.

[62] Saito, S., Y. Miyoshi, and K. Seki (2012), Relativistic electron microbursts associated with whistler chorus rising tone elements: GEMSIS-RBW simulations, J. Geophys. Res., 117, A10206, doi:10.1029/2012JA018020.

[63] Saito, S., Y. Miyoshi, and K. Seki (2016), Rapid increase in relativistic electron flux controlled by nonlinear phase trapping of whistler chorus elements, J. Geophys. Res. Space Physics, 121, 6573–6589, doi:10.1002/2016JA022696.

[64] Shoji, M., Y. Miyoshi, Y. Katoh, K. Keika, V. Angelopoulos, S. Kasahara, K. Asamura, S. Nakamura, and Y. Omura (2017), Ion hole formation and nonlinear generation of electromagnetic ion cyclotron waves: THEMIS observations, Geophys. Res. Lett., 44, doi:10.1002/2017GL074254.

[65] Summers, D. and Y. Omura (2007), Ultra-relativistic acceleration of electrons in planetary magnetospheres, Geophys. Res. Lett., 34, L24205, doi:10.1029/2007GL032226.

[66] Tsurutani, T., and W. D. Gonzalez, The cause of high-intensity long-duration continuous AE activity (HILDCAAs): Interplanetary Alfvén wave trains (1988), Planet. Space Sci., 35, doi:10.1016/0032-0633(87)90097-3

[67] Tsyganenko, N. A., and M. I. Sitnov (2005), Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798.

[68] Turner, D. L., et al. (2014), On the cause and extent of outer radiation belt losses during the 30 September 2012 dropout event, J. Geophys. Res. Space Physics, 119, 1530– 1540, doi:10.1002/2013JA019446.

[69] Turner, D. L., Kilpua, E. K. J., Hietala,H., Claudepierre, S. G., O'Brien, T. P.,Fennell, J. F., et al. (2019). The response of Earth's electron radiation belts to geomagnetic storms: Statistics from the Van Allen Probes era including effects from different storm drivers. Journal of Geophysical Research: Space Physics,124, 1013–1034,

[70] Turner, D., Shprits, Y., Hartinger, M. et al. Explaining sudden losses of outer radiation belt electrons during geomagnetic storms. Nature Phys 8, 208–212 (2012). https://doi.org/10.1038/nphys2185

[71] Xiang, Z., X. Li, R. Selesnick, M. A. Temerin, B. Ni, H. Zhan, K. Zhang, L. Y. Khoo (2019), Modeling the Quasi-Trapped Electron Fluxes From Cosmic Ray Albedo Neutron Decay (CRAND), Geophys. Res. Lett., doi:10.1029/2018GL081730.

[72] 小野，三好(2012) 現代地球科学入門シリーズ２太陽地球圏，共立出版

2.3. 地磁気変動と GIC

2.3.1 GIC 発生のメカニズム

中村紗都子（名古屋大学宇宙地球環境研究所）
後藤忠徳（兵庫県立大学 大学院生命理学研究科）
（2020 年 7 月 16 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

地磁気誘導電流（GIC：geomagnetically induced current）とは宇宙天気現象の一つで、太陽風擾乱によって地面や電力網、パイプライン、通信網に発生する電流を指す。ここではその発生メカニズムについて述べる。

太陽風の変動に応じて、磁気圏および電離圏には大規模な電流系が生じることが知られている。こうした磁気圏電離圏電流の電磁エネルギーの一部は地表へ伝搬し、地磁気変動および誘導電場（GIE：Geomagnetically Induced electric field）として観測される。この誘導電場は地表および地下の伝導帯に大規模な電流が生じさせる。こうした地磁気変動に伴って発生する大規模電流系を地磁気誘導電流 GIC：geomagnetically induced current とよぶ。GIC は地面をはじめ鉄道網や通信ケーブルなど大きな伝導体に発生することが知られているが、特に電力網に流入した際の被害が多く報告され研究が進められている。地下に流れる GIC の一部が発電所・変電所の接地点を介して電力網に流れ込むことによって電力網に様々な影響が生じる。概念図を図 1 に示す。上空の電磁場変動、電磁エネルギーの地表入射される電磁場変動、地下構造、変電所の設置条件が GIC に大きくことがわかる。

図 1. GIC 発生の物理プロセスの概念図

ところで、GIC の駆動源として送電線と地面からなるループに生じる誘導電場（図 2 a）や、地表に生じる電位差（図 2 c）を用いた説明がなされることがあるが、これらは物理的には正しくない。上空から入射する電磁場変動は数 100km 以上の非常に大きな空間スケールを持つため、送電網と地面のあいだでは電場は一様とみなすことができる（図 2 b）。送電線と地下とを並列回路として等価回路を考慮して計算する必要がある（図 2 d）。

図 2. GIC の物理メカニズムの概念図 (a) 送電線と地表からなるループ中の誘導電場は起電力となりえない。(b)上空から誘起される電場変動は波長が十分大きく、送電線と地表にはほぼ同じ方向に電場が発生する。(c)地表の静電位が GIC の駆動源となるという説明は間違い。(d)等価回路としては、地面に設置された導電体に起電力が発生すると近似することができる。[Botler et al., 2017]

GIC の駆動源は太陽風に伴う磁気圏電離圏電流である。磁気圏電離圏では、磁気圏界面電流、リングカレント、沿磁力線電流、Sq 電流などに代表されるように、様々な領域で 3 次元的な複雑な電流系が形成され、太陽風に応じて激しく変動している。こうしたダイナミックな電流系時空間発展の理解には、地球周辺の 3 次元シミュレーションや人工衛星による多点観測が必要である。太陽風の速度、電子密度、IMF に応じて駆動される磁気嵐と磁気圏電離圏電流系については 2.3.4 で詳しく述べる。

上空の電流変動は電磁場変動として古くから地表で観測されてきた。地表の電場は、上空の電流構造に加え地下や周辺の電気伝導度構造に強く影響を受けるが、地磁気変動は磁気圏電離圏の状況をよく表す指標として多くの研究が行われている。磁気嵐時の各電流系と地磁気変動

の対応については 2.3.3 で詳しく述べる。

GIC を直接駆動するのは地磁気変動に伴う GIE である。GIE は観測データが少なく、また地磁気変動との関係についても地下の電気伝導度構造に依存するため複雑である。例として、地面が一様な電気伝導度 σ をもつと仮定すると地表の GIE は

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{\omega}{\mu_0 \sigma} \tilde{B}(\omega)$$

で表され、地磁気変動の大きさ$\tilde{B}$と比例関係にあることがわかる。地磁気変動は一般にオーロラ帯で大きな値が観測される。図 3 は過去の大磁気嵐時に各地で観測された地磁気変動の緯度分布である。実際に高緯度のオーロラ帯域では GIC による被害報告が最も多い。これについては 2.3.2 で詳しく述べる。

図 3. 1989 年 3 月 13-15 日（a,c,e）および 2003 年 10 月 29-31 日（b,d,f）の磁気嵐についての、GIE（計算値）と dB/dt（観測値）と H（観測値）。横軸は磁気緯度、縦軸は(a-b)最大|E|, (c-d)最大|dB/dt|, (e-f) 最大 H [Pulkkinen et al., 2012]

上空から誘導される電場は、地下に電流が流れることにより変調される。磁気圏電離圏の電流構造は数 100km から数 Re という非常に大きな空間スケールをもつため、電流の連続性からローカルな電気伝導度のみならず電気伝導度 3 次元構造に依存している。電磁エネルギーが地中に浸透できる深さ d を skin depth とよび、一様な電気伝導度の場合

$$\mathrm{d} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$$

で表される。式より、地中の電気伝導度と外部電磁場の変動周波数が非常に重要であることがわかる。100 s スケールの地磁気擾乱が 0.01 S/m の地面に浸透する場合、d~50km となり、地下深くの情報が必要となることがわかる。

図 4 に日本の周辺の電気抵抗構造（電気伝導度の逆数）をモデル化したものを示す。大まかな構造として、海に比べ陸地が高い抵抗値を持つことがわかる。海の中でも、日本西側の九州近辺は抵抗値が高い。これは大陸棚が存在し海が深いことによる。海陸境界付近の電気抵抗は非常に複雑な構造をしており、実際の海岸線より内陸まで海と同様の低伝導域が広がっている地域もある。また、北海道や東北、関東地域など内陸部に低抵抗の領域が局在していることがわかる。これは地質の違いによるもので、堆積層の厚い地域は電気抵抗が低くなるためである。

図 4. 日本周辺の地表 2km の電気伝導度構造モデル[Nakamura et al., 2019]

図 4 のモデルを用いて、100 s 周期の一様な外部電磁場擾乱によって発生する GIE を計算した結果が図 5 である。空間一様な外部擾乱に対して、地表では GIE が空間構造を持ち非常に大きな値となる地域があることがわかる。特徴として、海岸付近は GIE が大きくなる傾向がある。これは電気伝導度の空間勾配が存在すると、電流の連続性から地下が帯電し 2 次電場が発生するためである。海陸境界と同様に、北海道、東北、関東に存在する堆積層異常帯で GIE が周囲に比べて大きくなっていることがわかる。

図 5. 100s の電磁場変動に対して発生する GIE のシミュレーション結果[Nakamura et al., 2019]

以上のように GIE の発生には地下電気伝導度構造が非常に大きな役割をはたしている。地下の構造については 2.3.5 で詳しく述べる。

地面に発生した電流および GIE によって、電力網に意図しない電流が流れ込み、これを GIC とよんでいる。GIC の大きさは GIE 分布に加え、送電網の配置、接地点付近の地面の電気抵抗値、送電線抵抗の値に影響される。Lehtinen and Pirjola [1985] による計算式が広く使用されており、日本の 500kV 送電網について計算した結果を図 6 に示す。

各地の変電施設に発生する GIC の大きさは一様ではなく、一部の変電施設に集中している。まず海岸付近の変電施設では大きな GIC が発生する傾向にあることがわかる。また、上述した堆積層異常帯のある東北・関東内陸部で特に大きな GIC が観測されている。さらに、GIE だけでなく送電網配位の影響も大きく、日本の送電網が都市部に偏在しており郊外の発電施設に高効率の送電線が集中しているために、郊外の発電施設で最も大きな GIC が発生する。

図 6. 100s の電磁場変動に対して高圧送電網における変電所に発生する GIC のシミュレーション結果。各変電所に生じる GIC の大きさを円の大きさで図示している。電流の向きを青（地下から送電網へ）と赤（送電網から地下へ）で表す。(a-d) 地下構造を一様とした場合の計算結果。印加する電離圏電場を左上に示す。(e-h) 3 次元地下構造モデルを使用した場合の計算結果。[Nakamura et al., 2019]

参考文献

Boteler, D. H., and Pirjola, R. J. (2017), Modeling geomagnetically induced currents, Space Weather, 15, 258– 276, doi:10.1002/2016SW001499.

Lehtinen, M., & Pirjola, R. (1985). Currents produced in earthed conductor networks by geomagnetically-induced electric fields. Annales Geophysicae, 3(4), 479–484.

Nakamura, S., Ebihara, Y., Fujita, S., Goto, T., Yamada, N., Watari, S., & Omura, Y. (2018). Time domain simulation of geomagnetically induced current (GIC) flowing in 500-kV power grid in Japan including a three-dimensional ground inhomogeneity. Space Weather, 16, 1946–1959. https://doi.org/10.1029/2018SW002004

Pulkkinen, A., Bernabeu, E., Eichner, J., Beggan, C., & Thomson, A. W. P. (2012). Generation of 100-year geomagnetically induced current scenarios. Space Weather, 10, S04003. https://doi.org/10.1029/2011SW000750

2.3.2 GIC の観測

亘　慎一（情報通信研究機構）

（2020 年 1 月 8 日受付、2021 年 5 月 31 日公開、2022 年 1 月 28 日改訂）

GIC の影響を評価するためには、観測によりその大きさを知る必要がある。また、シミュレーションによる GIC の計算結果を評価するためにも、実際の観測データによる検証が必要である（Viljanen 2011; Sun and Blach 2019; Nakamura et al. 2019）。GIC については、地磁気や電場の測定結果から求める方法もあるが、電力網の構成や地下の導電率の構造を考慮した計算が必要となる（Pulkkinen et al. 2007; Boteler and Pirjola 2017）。

GIC を直接的に観測する方法としては、稼働中の電力システムに影響を与えないように、ホール素子やフラックスゲート方式磁気検出素子などを用いたクランプタイプの電流プローブを電力トランスの接地線に取り付けて観測するのが一般的である。クランプタイプの電流プローブ、観測装置のブロック図の例を図 1、図 2 にそれぞれ示す。

図 1. クランプタイプの電流プローブの一例

図 2. GIC 観測装置のブロック図の一例

GIC 観測を行う際には、以下のような点を考慮する必要がある（Watari et al. 2021）。

・GIC の細かな変動を捉えるためには、できるだけ速いサンプリングを行うことが望ましい。惑星間空間衝撃波の到来に伴う SSC（Storm Sudden Commencement）あるいは SI（Sudden Impulse）と呼ばれる急激な地磁気変動に伴って大きな GIC が観測されることが知られている（Kappenman 2003）。図 3 に 2017 年 7 月 16 日の SSC に伴う GIC 変化とその周波数スペクトルを示す。データ量との兼ね合いもあるが、１秒以上のサンプリングが望ましいと考えられる。

図 3. 2017 年 7 月 16 日の SSC に伴って東京周辺のＳＦＪで観測された GIC とその周波数スペクトル

・電力網の構成も含めた GIC の評価を行うためには、対向する送電線をカバーする多数の観測点を設けて GIC の流入や流出を観測することが望ましい。流入や流出を評価するためには、GIC の極性の観測が必要である。GIC の流入点あるいは流出点となるような電力網の端点で観測を行うことにより、大きな GIC を観測することができる。

・高時間分解能で観測された GIC 観測データ、地磁気データ、電場データの比較を行うためには、データ間の時刻ずれによる影響を避けるため、記録の際に高精度の時刻情報が必要となる。GPS（Global Positioning System）など GNSS（Global Navigation Satellite System）の受信データを用いて高精度の時刻情報を作成する方法がある。

・観測装置を設置する変電所は人里離れた山中にあることも多く、記録されたデータを取得する方法を考慮する必要がある。一つの方法として、携帯電話回線を用いたインターネット接続の利用がある。インターネット接続を行うと準リアルタイムで観測データを取得することが可能となり、観測装置のデータ記録容量によるサンプルレートの制約を軽減することができる。また、観測装置に問題が発生した場合に観測装置のステータス情報を取得したり、再立ち上げしたりすることが遠隔からできるようになる。

・GIC の観測装置を動作させるためには電源が必要である。設置場所で提供してもらえる場合はよいが、それが難しい場合は、太陽電池の利用などの検討が必要である。

・大きな磁気嵐による影響など様々な地磁気変動に対する GIC 変動をとらえるためには長期間の GIC 観測が必要である。

GIC による電力網への影響は、北欧や北米など地磁気緯度の高い地域のものであると考えられていた。2001 年 11 月 6 日の磁気嵐の際にニュージーランドで発生した送電トランスの障害（Marshall et al. 2012）や 2003 年 10 月末に発生したハロウィンイベントの大きな磁気嵐に伴い南アフリカで起こった送電トランスの焼損（Gaunt and Coetzee 2007）などが報告されることにより、中低緯度でも GIC による電力網への影響が懸念されるようになった。この結果、中低緯度の国々でも GIC の観測が行われるようになってきた。さらに、地磁気データを使った解析などから赤道付近でも惑星間空間衝撃波の到来に伴って、大きな GIC が発生する可能性があることが報告されている（Carter et al. 2015）。図 4 に地理緯度と地磁気緯度の世界地図を示す。

図 4. 地理緯度と地磁気緯度の世界地図

世界各国での GIC の観測例について、以下でいくつか紹介する。

・日本

2005 年 12 月から 2008 年 3 月にかけて北海道の女満別変電所で観測を実施した（Watari et al. 2008; Watari 2015）。一般的には、地磁気変動の時間微分に対応した GIC 変動が観測されると考えられているが、北海道の観測では、地磁気変動に近い変動を示す GIC が観測された。2017 年 2 月からは、東京周辺の 3 つの変電所や山口県の変電所で観測を実施している（Nakamura et al. 2019; Watari et al. 2021）。図 5 に東京周辺の SFJ、STB、SFS での 2018 年 5 月 5 日の磁気嵐の際の GIC 観測データを柿岡地磁気観測所の地磁気および電場データとともに示す。

図 5. 2018 年 5 月 5 日の磁気嵐の際に観測された東京周辺の変電所で観測された GIC と柿岡地磁気観測所の地磁気および電場観測データ

・中国

ホール素子を用いた電流センサの出力があらかじめ定めた値を超えると記録を始める仕組みの観測装置を香港の近くの Ling'ao 発電所のトランスに設置して、2004 年頃から観測を行っている。2004 年 11 月 9-10 日の磁気嵐の際には、55.8A の GIC が観測された（Liu et al. 2009）。

・ニュージーランド

ニュージーランド南島と北島の間で直流送電を行っているため、リターンカレントのモニタとして、送電トランスのアースを流れる電流を計測している。このデータを用いて、2001 年 11 月 6 日 2 時 UT 頃に磁気嵐に伴って複数の送電トランスの保護リレーが動作するなどした現象について解析が行われ、惑星間空間衝撃波の到来による地磁気の急激な変動が原因であったことが明らかにされた（Marshall et al. 2012）。

・オーストラリア

ホール効果を用いた電流センサ（LEM model LT505-S）を数カ所の変電所に設置し、1 分サンプリングで GIC の観測を行っている。2012 年 7 月 14 日の磁気嵐の際には、4～5A 程度の GIC が観測された（Marshall et al. 2013）。

・ブラジル

ブラジル国立宇宙研究所が、電力会社 FURUNAS と協力して、2004 年から GIC の観測を行っている。南北方向より東西方向の電場が卓越する傾向があるので、東西方向の長さ 150 から 200km の 500kV 電力線 Itumbiara（18.4°S, 49.2°W）– Sao Simao（19.0°S, 50.5°W）間及び Pimenta（20.5°S, 45.8°W）– Barreiro（20.0°S, 44.0°W）間で観測を実施している。2004 年 11 月 7-10 日の磁気嵐の際には、15～20A 程度の GIC が観測された（Trivedi et al. 2007）。

・南アフリカ

南アフリカでは、EPRI の SUNBURST プロジェクト（注）に参加して 2001 年から Grassridge 変電所（33.7°S, 25.6°E）と Hartebeesthoek（27.7°E, 25.9°S）変電所で GIC の観測を行っている（Koen and Gaunt 2003; Ngwira et al. 2008）。2003 年 10 月末の大きな磁気嵐（ハロウィンイベント）後の定期点検の際にいくつかの送電トランスで油中ガスの増加が見られ、その中には焼損している送電トランスも見つかった（Gaunt et al. 2007）。

・スペイン

北スペインの Vandellos 変電所に観測装置を設置して観測を行っている。GIC 観測のために開発した装置は、ホール素子を用いた電流センサからの入力を 1kHz でサンプリングして 1 分値を作成し、GPS から取得した時刻情報とともに記録してモバイル回線でデータ伝送を行う（Torta et al. 2012）。

・英国

スコットランドの電力会社 Scottish Power が、GIC 観測装置を 400ｋＶ網の 3 カ所に設置している。

GIC 観測装置は、ホール効果を用いたセンサを使い、入力にローパスフィルタを入れて高い周波数を取り除くようにしている。GIC の大きさが±5A 超えるとシステムの電圧と電流を 0.1 秒あるいは 6.4kHz で高速サンプリングして記録するようになっている。さらに油中ガスのモニタも設置している（Breckenridge et al. 2001）。また、英国地質調査所が地磁気データを提供している。

・スウェーデン

ハロウィンイベントの際、2003 年 10 月 30 日にスウェーデンのマルメで停電が発生した（Pulkkinen et al. 2005）。Simpevarp の 400kV 網の電力トランスで GIC の 1 分値と温度の観測が行われており、2013 年 10 月 29 日には、150A を超える GIC が観測されている（Wik et al. 2009）。

・フィンランド

フィンランド気象研究所が電力会社と協力して、400 k V の送電網で GIC 観測を約 30 年間継続している。これまでの観測の中で最大のものは、1991 年 3 月 24 日の磁気嵐の際に Rauma の送電トランスで観測された 201A（1 分値）である（Pirjola et al. 2007）。

・ロシア

ロシアのコラ半島の 110-330kV の送電網で GIC 観測を行っている（Sakharov et al. 2007）。Belakhovsky et al.（2019）は、この 10 秒値の GIC 観測データを用いて昼側の TCV（Traveling Convection Vortices）など高緯度でローカルに起こる急激な地磁気変動により大きな GIC が観測されるいくつかの例を示している。

・カナダ

1989 年 3 月 13 日の磁気嵐の際、GIC によりカナダの電力会社 Hydro-Quebec の送電網に障害が発生し、ケベックで停電が起こった。1991 年 3 月 24 日の磁気嵐の際には、110A を超える GIC が Radisson の電力トランスで観測された（Bolduc 2002）。カナダの電力会社 Hydro One では、自社の電力網の 17 ヶ所に GIC 測定装置、6 ヶ所に磁力計を設置している（Marti and Yiu 2015）。

・米国

米国の電力会社 Dominion Virginia Power では、カナダで GIC による停電が発生した 2 年後に EPRI の SUNBURST プロジェクト（注）に参加して 500kV 網で GIC の観測を行っている。GIC モニタに加えて、高調波モニタ、油中ガスモニタ、温度モニタをトランスに設置している（Sun et al. 2015）。

（注）SUNBURST プロジェクト（http://sunburstproject.net）

EPRI（Electrical Power Research Institute）が主導して、カナダや米国を中心として、GIC やその電力網

への影響を準リアルタイムで監視するためのプロジェクト。

謝辞
GIC 測定にご協力いただいている（株）東京電力パワーグリッド、地磁気及び電場の観測データを提供いただいた気象庁柿岡地磁気観測所に感謝いたします。

参考文献

Belakhovsky, V. et al., Impulsive disturbances of the geomagnetic field as a cause of induced currents of electric power lines, J. Space Weather Space Clim., 9, A18 (2019). doi:10.1051/swsc/2019015

Bolduc, L., GIC observations and studies in the Hydro-Quebec power system, J. Atmos. and Solar-Terrestrial Phys., 64(16), 1793-1802 (2002). doi:S1364-6826(02)00128-1

Boteler, D.H., and Pirjola, J., Modeling geomagnetically induced currents, Space Weather, 15(1), 258-276 (2017). doi:10.1002/2016SW001499

Breckenridge, T.H., Cumming, T., and Merron, J., Geomagnetic induced current determination and monitoring. 2001 Seventh International Conference on Developments in Power System Protection (IEE), 9-12 April 2001, Amsterdam, Netherlands. doi:10.1049/cp:20010147

Carter, B.A., Interplanetary shocks and the resulting geomagnetically induced currents at the equator, Geophys. Res. Lett., 42(16), 6554-6559 (2015). doi:10.1002/2015GL065060

Gaunt, C.T. and Coetzee, G., Transformer failures in regions incorrectly considered to have low GIC-risk, 2007 IEEE Lausanne Power Tech Conference, 1-5 July 2007, Lausanne, Switzerland. doi:10.1109/PCT2007.4538419

Kappenman, J.G., Storm sudden commencement events and the associated geomagnetically induced current risks to ground-based systems at low-latitude and midlatitude locations, Space Weather, 1(3), 1016 (2003). doi:10.1029/2003SW000009

Koen, J. and Gaunt, T., Geomagnetically induced currents in the Southern African electricity transmission network, 2003 IEEE Bologna Power Tech Conference, 23-26 June 2003, Bologna, Italy. doi:10.1109/PTC.2003.1304165

Liu, C., Liu, L., and Yang, Y., Monitoring and modeling geomagnetically induced currents in power grids of China, 2009 Asia-Pacific Power and Engineering Conference, 27-31 March 2009, Wuhan, China. doi:10.1109/APPEEC.2009.4918502

Marshall, R.A. et al., Geomagnetically induced currents in the New Zealand power network, Space Weather, 10(8), S08003 (2012). doi:10.1029/2012SW000806

Marshall, R.A. et al., Observations of geomagnetically induced currents in the Australian power network, Space Weather, 11(1), 6-16 (2013). doi:10.1029/2012SW000849

Marti, L., Yiu, C., Real-time management of geomagnetic disturbances: Hydro One's eXtreme Space Weather control room tools. IEEE Electrification Magazine, 3(4), 46-51 2 December 2015. doi:10.1109/MELE.2015.2480637

Nakamura, S. et al., Time domain simulation of geomagnetically induced current (GIC) flowing in 500-kV power grid in Japan including a three-dimensional ground inhomogeneity, Space Weather, 16(12), 1946-1959 (2019). doi:10.1029/2018SW002004

Ngwira, C.M. et al., Improved modeling of geomagnetically induced currents in the South African power network, Space Weather, 6(11), S11004 (2008). doi:10.1029/2008SW000408

Pirjola R.J., Viljanen, A.T., and Pulkkinen, A.A., Research of geomagnetically induced currents (GIC) in Finland, 2007 Seventh International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology, 26-29 June 2007, St. Peters-burg, Russia. doi:10.1109/EMCECO.2007.4371707

Pulkkinen et al., Geomagnetic storm of 29-31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system, Space Weather, 3(8), S08C03 (2005). doi:10.1029/2004SW000123

Pulkkinen, A., Pirjola, R., and Viljanen, A., Determination of ground conductivity and system parameters for optimal modeling of geomagnetically induced current flow in technological systems, Earth, Planets and Space, 59, 999-1006 (2007). doi:10.1186/BF03352040

Sakharov, YA.A., Danilin, A.N., and Ostafiychuk, R.M., Registration of GIC in power systems of the Kola Peninsula, 2007 Seventh International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology, 26-29 June 2007, St. Petersburg, Russia. doi:10.1109/EMCECO.2007.4371714

Sun, R. et al., Mitigating geomagnetic disturbances: A summary of Dominion Virginia Power's efforts, IEEE Electrification Magazine, 3(4), 34-45, 2 December 2015. doi:10.1109/MELE.2015.2480636

Sun, R. and Blach, C., Comparison between 1-D and 3-D geoelectric field methods to calculate geomagnetically induced cur-rents: A case study, IEEE Transactions on Power Delivery, 34(6), 2163-2172 (2019). doi:10.1109/TPWRD.2019.2905532

Torta, J.M. et al., Geomagnetically induced currents in a power grid of northern Spain, Space Weather, 10(6), S06002 (2012). doi:10.1029/2012SW000793

Trivedi, N.B. et al., Geomagnetically induced currents in an electric power transmission system at low latitudes in Brazil: A case study, Space Weather, 5(4), S04004 (2007). doi:10.1029/2006SW000282

Viljanen, A., European project to improve models of geomagnetically induced currents, Space Weather, 9(7), S07007 (2011). doi:10.1029/2011SW000680

Watari, S. et al., Measurement of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, 7(3), S03002 (2009). doi:10.1029/2008SW000417

Watari, S., Estimation of geomagnetically induced current besed on the measurement data of a transformer in a Japanese power network and geoelectric field observations, Earht, Planets and Space, 77, 67 (2015). doi:10.1186/s40623-015-0253-3

Watari, S., Nakamura, S., and Ebihara, Y., Measurement of geomagnetically induced current (GIC) around Tokyo, Japan, Earth, Planets and Space, 73, 102 (2021). doi:10.1186/s40623-021-01422-3

Wik, M. et al., Space weather events in July 1982 and October 2003 and the effects of geomagnetically induced currents on Swedish technical systems, Ann. Geophys., 27, 1775-1787 (2009). doi:10.5194/angeo-27-1775-2009

2.3.3 磁気圏電離圏電流系と地磁気変動

菊池　崇（名古屋大学宇宙地球環境研究所）

（2019 年 12 月 9 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

概要

太陽風と磁気圏が相互作用することにより起動される発電機（外部磁気圏ダイナモ）は、磁気圏内部と極から赤道に広がる電離圏にエネルギーを供給し、地球規模の地磁気変動を伴う磁気嵐や極磁気嵐（サブストーム）を発生させる。太陽風の磁場（IMF）が南を向くことで発達するダイナモは朝夕方向の対流電場と領域 1 型沿磁力線電流（R1FAC: Region-1 field-aligned current）を生成する。対流電場は内部磁気圏へ伝搬し地球を取り巻く環電流（RC: ring current）を発達させ、中低緯度で磁気嵐特有の磁場減少を引き起こすとともに、部分環電流（PRC: partial ring current）は内部磁気圏ダイナモとして、夕朝方向の遮蔽電場（shielding electric field）と領域 2 型沿磁力線電流（R2FAC）を生成する。R1FAC, R2FAC はそれぞれオーロラ帯の高緯度側と低緯度側へ流入し、これに伴う電場がオーロラ帯で互いに強め合う結果、午後側で東向き、真夜中から午前側で西向き Hall 電流（AEJ: auroral electrojet）を流し、地上に強い磁場変動（500-3000nT）を発生させる。磁気嵐主相とサブストーム成長相では、南向き IMF により対流電場が増強し、R1FAC を囲む形で高緯度から中緯度の電離圏 E 層に 2 つ渦の Hall 電流（DP2 電流）が流れる。R1FAC は中緯度 E 層を流れて、電気伝導度が大きい赤道 E 層でジェット電流（EEJ: equatorial electrojet）を流す。サブストーム拡大相や IMF が北向きになり R1FAC が弱くなる磁気嵐回復相では、R2FAC が卓越するため DP2 電流が弱められ（遮蔽）、また、遮蔽が卓越する過遮蔽（overshielding）が発生して中緯度から赤道の電場・電流の向きが逆転する。このとき、赤道では逆向きジェット電流（CEJ: counterelectrojet）が流れる。極赤道間の電離圏電流は、電離圏と地面が構成する導波管（Earth-ionosphere waveguide）内の電磁波によって伝送されるため光速度伝搬する。この結果、高緯度と赤道で類似の地磁気変動が同時に発生する。日本が位置する中低緯度では電離圏電流による磁場成分が小さいため、磁気圏境界電流、環電流、沿磁力線電流による磁場変動が卓越する。地上磁場変動には、IMF 変動が主因となる磁気嵐やサブストーム、太陽風動圧変動による磁気急始（SC: geomagnetic sudden commencement）（1 分－10 分）や太陽風動圧変動、そして磁気圏プラズマ不安定による地磁気脈動（geomagnetic pulsation）（1 分－10 分周期）等、原因の異なる何種類かの電流が寄与し、変動の時間変化や大きさは緯度と地方時に大きく依存する。地磁気変動は地上へ達したあと地球内部へ伝搬し、誘導電流を流す。地面では誘導電流により電位差が生じ、接地した変圧器を通して送電線に電流（GIC: geomagnetically induced current）が流れる。この結果、磁気圏ダイナモから発した電磁エネルギーは地中にまで輸送される。磁場と共に電磁エネルギーを構成する電場は高緯度から赤道の電

離圏 F 層プラズマを動かし、全電子数（TEC: total electron content）増大やプラズマ不安定を引き起こす。このため、磁気嵐やサブストーム時の中低緯度電離圏変動の理解に磁気圏電離圏電流系の理解が必要となる。

（本稿の詳細は、AGU Geophysical Monograph 260,Chap.14（Kikuchi,2021）を参照されたい）

2.3.3.1. 対流電場・R1FAC と遮蔽電場・R2FAC

磁気圏プラズマ対流電場を生成するダイナモでは、グローバル MHD（magnetohydrodynamics）シミュレーションによると、磁気再結合により生じる磁気フラックスが熱いプラズマ（圧力 p）を cusp/mantle 領域に集積させ、圧力勾配 ∇p とローレンツ力 $J \times B$ がバランスする形で反磁性電流 $\boldsymbol{J}$ が流れる（図 1（a）R1FAC dynamo）（Tanaka, 1995）。この J が R1FAC のダイナモ電流であり、ダイナモ電流の両端間の電位差が対流電場を与える。対流電場は磁気圏尾部へ伝搬し、プラズマを集積させ、R2FAC と遮蔽電場のダイナモを創る（Vasyliunas, 1972）。図 1（a）は、R1FAC と R2FAC のダイナモ電流（赤色ライン）と沿磁力線電流（黒色ライン）を示し、図 1（b）は極域電離圏へ流入する R1FAC, R2FAC、そして図 1（c）は電離圏電位分布を示す。ダイナモ領域では電場と電流が逆向き（$J \cdot E < 0$）であるが、沿磁力線電流領域や電離圏では $J \cdot E > 0$ を満たす。図 1（b）の R1FAC, R2FAC 分布は、極軌道衛星観測による沿磁力線電流の分布 （Iijima and Potemra, 1976）を再現している。IMF Bz<0 の条件下では R1FAC が成長するために、電離圏電位分布は対流電場が卓越する２つ渦パターン（図 1（c））になり、SuperDARN が観測した 2 つ渦の対流パターン（Ruohoniemi and Greenwald, 1996）を再現している。Bz>0 になると対流電場は減少するため、R2FAC による遮蔽電場が卓越し、２つ渦の低緯度側に逆向き渦が発生し、４つ渦のパターンがみられる（Kikuchi et al., 2010）。電離圏対流は電離圏 E 層での電子の動きを表しているため、Hall 電流パターンと一致し、準周期 DP2 磁場変動（Nishida, 1968）の電離圏等価電流パターンと一致する。

図 1. (a) グローバル MHD シミュレーションにより再現された cusp/mantle 領域の R1FAC ダイナモと磁気圏尾部の R2FAC ダイナモ（Tanaka, 1995）。赤と白色領域は高圧プラズマ領域、赤色ラインはダイナモ電流、黒色ラインは沿磁力線電流を示す（Fig 5 of Tanaka （1995））。（b） 北極域電離圏へ流入する R1FAC と R2 FAC。実線が下向き、点線が上向き電流を示す（同 Fig 2）。（c）極域電離圏電位分布。破線と実践はそれぞれ正負のポテンシャルを示す（同 Fig 4）。

2.3.3.2. 準周期 DP2 磁場変動とサブストーム

図 2（a）は、午後側高緯度（Kilpisjarvi）から赤道（Mokolo）で観測された準周期 DP2 変動（12-14 UT）とその後のサブストーム（14-16 UT）による磁場変動を示す（Kikuchi et al., 1996）。Kilpisjarvi の DP2 は、EISCAT レーダーにより観測された電場と電気伝導度から導かれる東西方向 Hall 電流と相関し、中緯度（Nurmijarvi）および Mokolo とよい相関を示す。一方、低緯度（Tamanrasset）ではほとんど現れない。緯度的減少は電流が電離圏 E 層を二次元的に広がる幾何学的減衰による。極赤道間の高い相関係数（25 秒の精度で 0.9）は、電場が高緯度から赤道までほとんど瞬時に伝搬することを示す。赤道電流が増大する理由は、地球磁場が水平であるために、東西電場による鉛直方向 Hall 電流が二次電場をつくり、これが元の電場と同じ向きに Hall 電流を流すためである。Cowling 効果と呼ばれる（Hirono, 1952）。

図 2.（a）．オーロラ帯（Kilpisjarvi）, 中緯度（Nurmijarvi）, 低緯度（Tamanrasset）, 赤道（Mokolo）で観測された準周期 DP2（12-14UT）とサブストーム（14-16UT）時の X 成分変動（Fig 2 of Kikuchi et al.（1996））。（b）オーロラ帯（EISCAT）と Nurmijarvi で推定される対流電場 E1 と遮蔽電場 E2（Fig 8 of Kikuchi et al.（2000））。（c）真夜中の中低緯度 positive bay の例（Fig 9 of Hashimoto et al.（2011）。

サブストームの Growth phase（成長相）では、南向き IMF により磁気圏対流と部分環電流（PRC）、電離圏 DP2 電流が発達する。続く拡大相では夜側を中心に R1FAC（SCW: substorm current wedge）が発達し、夕方から午後にかけて R2FAC が発達する。このため、図 2（a）の DP2 のあと、14-16UT に発生したサブストーム拡大相で、X （Kilpisjarvi）が増加する反面、X（Nurmijarvi）は減少する。この相関の破れは、両地点の中間に R2FAC が流入したためである。磁場変動の緯度分布から、図 2（b）に示すようにオーロラ帯（上段）と中緯度（下段）での対流電場 E1 と遮蔽電場 E2 を分離できる（Kikuchi et al., 2000）。サブストーム時の R2FAC 増大は、磁気圏尾部の磁気双極子化（dipolarization）が近地球プラズマシートに磁化プラズマを集積させ、PRC を発生させるためである（Tanaka et al., 2010）。中緯度夜側では、成長相で PRC による磁場減少（negative bay）のあと、拡大相で SCW による正の湾型磁場（positive bay）が発生する（図 2（c））（Hashimoto et al.,2011）。増強した R2FAC は過遮蔽を発生させ、午後の赤道（Mokolo）では CEJ のために negative bay の振幅増大が発生する（図 2（a））。

図 3（a）は、DP2 やサブストーム成長相、また後述する磁気嵐主相時に R1FAC が卓越したときの電流系を模式的に示す。中高緯度で R1FAC を取り囲む形で朝夕方向電場が 2 つ渦の Hall 電流（DP2 電流）を流し、R1FAC は中緯度 Pedersen 電流を経て昼間赤道に EEJ を流す（Kikuchi et al., 1996）。図 3（b）は、内部磁気圏で PRC が発達したときの電流系を示す（Kikuchi et al., 2003）。IMF Bz>0 時やサブストーム拡大相で R2FAC が卓越すると、これを取り巻く Hall 電流が中低緯度の電場・電流を逆転させる過遮蔽が発生する。昼間赤道では西向き CEJ による磁場減少が重畳する（Rastogi and Patel, 1975）。一方、遮蔽電場は午後から夕方のオーロラ帯の電場

を強めるために電離圏プラズマ高速流（SAPS: sub-auroral polarization stream）が発生する（Foster and Burke, 2002）。遮蔽電場が継続する時間は、20-30 分程度である（Somayajulu et al., 1987; Senior and Blanc, 1984）が、磁気嵐時にはこの時間が長くなり、2 時間以上の過遮蔽が発生する（Kikuchi et al., 2008）。

図 3.（a）IMF Bz<0 で発達する電流系の模式図。対流電場による R1FAC 周辺の 2 つ渦 Hall 電流と R1FAC が中緯度を経由して赤道で流す EEJ（Fig.9 of Kikuchi et al. （1996））。（b）サブストーム時に発達する電流系の模式図。PRC により駆動されるＲ２ＦＡＣの低緯度側で流れる逆向き Hall 電流と R2FAC が流入して流す赤道 CEJ（Fig.11 of Kikuchi et al., （2003））。

2.3.3.3. 磁気嵐主相電場と DP2 電流

磁気嵐では太陽風衝撃波による磁場増加（SC）に続いて、強い南向き IMF により発達する環電流（RC）が中低緯度の磁場を減少させる（Ebihara and Ejiri, 2000）。図 4（a）は低緯度（OKI）磁場が主相（main phase）で急速に減少し、回復相（recovery phase）でゆっくり回復する磁気嵐を示す（Kikuchi et al., 2008）。磁気赤道（YAP）では OKI の磁気嵐の 2.7 倍に達する振幅増大を示す。このとき、図 4（b）に示すように、主相で 2000nT の強い西向きオーロラジェット電流（AEJ）が中緯度（TAR）で流れ、回復相で AEJ がオーロラ帯（KIL）に移動した。図 4（a）の H（YAP）と H（OKI）の差として求めた赤道ジェット電流は主相で正（EEJ）、回復相で負（CEJ）となり（図 4（c）下段）、主相 EEJ と回復相 CEJ が重畳したことにより磁気嵐の振幅が増大した。AEJ の緯度は、図 4（c）（上段）に示すように、中緯度（55˚CGM）から急速に 65˚まで移動しており、回復相初期にサブストーム過遮蔽が発生したことを示す。磁気嵐電場の低緯度への伝搬は図 4（c）で示す磁力計のほか、Jicamarca 非干渉性レーダー（Fejer et al., 2007）や低軌道衛星の DMSP, C/NOFS，ROCSAT-1（Burke et al., 2000; Huang et al., 2015）で観測される。

図 4. （a）磁気嵐時の低緯度（OKI）、磁気赤道付近（GAM）、磁気赤道（YAP）の磁場変化（Fig.6 of Kikuchi et al.（2008））。（b）IMAGE 磁力計チェーンで観測された西向き AEJ による磁場減少（同 Fig.5）。（c）AEJ 強度の緯度分布（上段）および主相 EEJ と回復相 CEJ（下段）（同 Fig.8）。AEJ は赤道 EEJ の主相で中緯度、赤道 CEJ の回復相でオーロラ帯を流れる。

2.3.3.4. 磁気圏内の波動現象

磁気嵐時には、地磁気脈動 Pc5（周期 150–600 秒）、Pi2（周期 40-150 秒）、SC（1-10 分インパルス）の波動が発生し、磁力線に平行な磁場変動が磁力線に垂直方向に伝搬して中低緯度で観測される。これと並行して、沿磁力線電流が生成され、極域電離圏へ流入して DP2 型電離圏電流を流す。この結果、極域と赤道で同時に磁場変動が発生する。

〔Pc5 地磁気脈動〕

Pc5 はオーロラ帯で観測されるほか、磁気嵐時には中緯度から赤道でも観測される。オーロラ帯ではある緯度を境に位相が 180 度変化し、正午を境に位相が反転する（Samson et al., 1971）。この特性は、磁力線共振（FLR）で説明され、波動の励起源として、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定（KHI）（Chen and Hasegawa, 1974）や磁気圏空洞共振（Kivelson and Southwood, 1985）が提唱されている。磁気嵐時の低緯度 Pc5 は、太陽風動圧により励起された圧縮性 MHD 波で伝搬し、昼間赤道で振幅増大する（Reddy et al., 1994）。図 5（a）に示す事例では、DP2 型の電離圏電流が発達し、Pc5 が高緯度（SFV）と昼間赤道（ANC,SLZ）で時間差なく発生している（Motoba et al., 2002）。電離圏電流が高緯度から瞬時に赤道へ伝送されたことを示す。

〔磁気急始 SC〕

太陽風衝撃波が磁気圏に衝突して発生する磁場増加が圧縮性 MHD 波で伝搬し、中低緯度で SC として観測される（図 5（b）中段）。高緯度 SC は PI（1 分）と MI（5－10 分）で構成され、PI は午前で正、午後で負のインパルスであり、MI は PI と正負が逆である（上段）。昼間の磁気赤道（下段右）では、低緯度磁場増加に負 PI と正 MI が重畳する。PI, MI はそれぞれ夕朝方

向、朝夕方向電場による DP2 型電離圏電流による（Kikuchi et al., 2016, 2021）。このため、図 5（c）に示すように、日本の子午線上の中緯度 Mamambetsu（mmb）-赤道 yap で観測される SC は強い緯度依存を示す（Kikuchi et al., 2001）。SC 時の 2 種類の沿磁力線電流の生成が MHD シミュレーションにより再現された（Slinker et al., 1999; Fujita et al., 2003）。PI は開始時刻が 10 秒以内の精度で同定できるために、地球規模の電場・電流の伝搬機構を知る手がかりを与える（Araki, 1994）。

図 5.（a）. 高緯度（SFV）と赤道（ANC,SLZ）で同時に観測された Pc5（Fig.2 of Motoba et al.（2002））。（b）高緯度（上段）、低緯度（中段）、赤道（下段）で観測される SC の典型的な型（Fig.11 of Araki （1994））。（c）同一子午線上の中緯度（mmb）、低緯度（oki）、赤道（yap）で観測された SC（Fig.3 of Kikuchi et al.（2001））。

2.3.3.5. 地磁気誘導電流 GIC

磁気圏電離圏から地上へ伝搬する磁場は、さらに地球内部へ伝搬する過程で、誘導電流を流す。地表面を流れる電流は地上の 2 地点間で電位差を生じるため、電力送電線網の変圧器間に電位差が生じ、電力送電線中を準直流の電流（GIC）が流れる。北海道女満別で観測された GIC は地磁気東西成分 By との相関がよいことが知られている（Watari et al., 2009）。図 6（a）は、地磁気 Bx, By（上段）と観測された GIC（下段、実線）を示す。GIC の Bx, By との相関係数はそれぞれ-0.04, 0.8 であり、By との強い相関を示している。By との強い相関は、地下の電気伝導度分布が上層で大きく下層で小さいとき、誘導電流が上層に集中するためと考えられる（Pirjola, 2010）。二層電気伝導度モデル（上層 σ_1、下層 σ_2）において By が誘導する電場 Ex は、二層モデルのステップ応答関数 G（t）（次式 1）と dBy（t）/dt との convolution（次式 2）で与えられる。

$$G[t]=\frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma_1}}\frac{1}{\sqrt{t}}\left(1+2\sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\sqrt{\sigma_1}-\sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1}+\sqrt{\sigma_2}}\right)^{j}e^{-\frac{(jd)^2\mu\sigma_1}{t}}\right)U(t) \qquad (1)$$

$$E_x(t)=\int_0^t G(t-\tau)\frac{dB_y(\tau)}{d\tau}d\tau \qquad (2)$$

上式を使って図 6（a）の By から計算した Ex と GIC の相関係数は 0.98 で、GIC に重ねてプロットすると両者はほぼ一致する（図 6（a）下段、破線）。図 6（b）に、磁気インパルス、サブストーム、磁気嵐などの種々の擾乱時に観測された GIC（実線）と二層モデルで計算した Ex（点線）を示す。擾乱の種類によらず、高い相関（>0.95）を示している。

図 6.（a）. Memambetsu（MMB）で観測された Bx, By（上段）および GIC（下段、実線）と二層モデルで計算した By が誘導する電場（下段、破線）。（b）種々の地磁気擾乱時に観測された GIC（実線）と二層モデルで計算した誘導電場（破線）。

2.3.3.6. 磁気圏から低緯度・赤道電離圏へ電流が流れるメカニズム

磁気圏境界付近で太陽風動圧または南向き IMF によりつくられるプラズマ圧（F）によって地球磁場が圧力を受けると電流,FxB/B^2 が流れる。この電流がつくるベクトルポテンシャル $A_\perp$ が磁力線に垂直に圧縮性 MHD 波として、平行方向へ TM モード（Alfven）波として伝搬する。その伝搬は、それぞれ次式（3）（4）で表される（Tamao, 1964）。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A{}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\nabla_z \times A_\perp = -\mu_0 \nabla_z \times \left(\frac{F \times B}{B^2}\right) \qquad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A{}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\nabla \cdot A_\perp = -\mu_0 \nabla \cdot \left(\frac{F \times B}{B^2}\right) \qquad (4)$$

$\nabla_z \times A_\perp$ は磁場増加 b_z を表し、SC 時に低緯度地上へ磁場増加をもたらす。$\nabla \cdot A_\perp$ は、ローレンツ変換 $\nabla \cdot A_\perp + 1/V_A^2 \cdot dV/dt = 0$ によりダイナモ電流がつくる電位 V を表し、これが沿磁力線電流を伴って極域電離圏に極冠電位を与える。極域電離圏電位は、地面との間に鉛直電場を与え、これがゼロ次 TM モード電磁波によって赤道方向へ光速度で伝搬する（図 7（a））。この結果、極赤道間の電離圏で閉じる電流回路が形成される（図 7（b））。電離圏の高さを h とし、高さ積分電気伝導度を Σ、極赤道間距離を d として、距離 x を流れる電離圏電流は次式で与えられる（Kikuchi, 2014）。

$$I(x,t) = V_0 \frac{1}{Z} e^{-\frac{\alpha}{2}t} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} U(t - t_{n1}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2 - t_{n1}{}^2}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} U(t - t_{n2}) I_0\left(\frac{\alpha}{2}\sqrt{t^2 - t_{n2}{}^2}\right) \right\} \qquad (5)$$

$$t_{n1} = \frac{2(n-1)d_2 + x}{c} \qquad t_{n2} = \frac{2nd_2 - x}{c} \qquad \alpha = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h}$$

ここで、I_0はゼロ次の第一種変形ベッセル関数、Z は地球電離圏導波管の特性インピーダンスで形状に依存するが、約 18 オームである。図 7（c）に電気伝導度 1,3,30,100 オームに対する電離圏電流を示す。準定常値に達するまでの時定数は電気伝導度が大きくなると増え、数秒から 20 秒程度である。赤道 PI が極域と同時に開始するが、ピークに 20 秒程度の遅れがある（Takahashi et al., 2015）のは、電流の成長に時定数があるためである。電離圏電流を電気伝導度で除した水平電場は磁力線沿いに E 層から F 層へ伝搬し、電離圏プラズマ運動を駆動する。電離圏プラズマの運動は非干渉性レーダーや短波ドップラーサウンダーで観測される。

図 7.（a）. 地球電離圏導波管モデル。FAC が与える電離圏電位 V_0 が TM_0 モード波により光速度で赤道へ伝送される。（b）一対の沿磁力線電流が地球電離圏導波管と結合した磁気圏-電離圏-地面伝送線モデル。（c）高緯度電位を階段関数で与えたとき、赤道へ伝送される電離圏電流は電離圏電気伝導度に依存する時定数（数秒-20 秒）を持って成長する。図（a）,（b）,（c）はそれぞれ Kikuchi （2014）の Fig.1, Fig.12, Fig.10 より抜粋。

参考文献

Burke, W. J., A. G. Rubin, N. C. Maynard, L. C . Gentile, P.J. Sultan, F. J. Rich, O. de La Beaujardiere, C. Y. Huang, and G. R. Wilson (2000), Ionospheric disturbances observed by DMSP at middle to low latitudes during the magnetic storm of June 4-6, 1991, *J. Geophys. Res., 105,* 18,391-18,405.

Chen, L., and A. Hasegawa, A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Steady state excitation of field line resonance, J. Geophys. Res. 79, 1024, 1974

Ebihara, Y. and M. Ejiri (2000), Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *J. Geophys. Res., 105*, 15843-15859.

Fejer, B. G., J. W. Jensen, T. Kikuchi, M. A. Abdu, and J. L. Chau (2007), Equatorial Ionospheric Electric Fields During the November 2004 Magnetic Storm, *J. Geophys. Res., 112,* A10304, doi:10.1029/2007JA012376.

Foster, J. C. and W. J. Burke (2002), SAPS: A New Characterization for Sub-Auroral Electric Fields, EOS, 83, 393-394.

Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, M. Itonaga (2003), A Numerical Simulation of the Geomagnetic Sudden Commencement: 2. Plasma Processes in the Main Impulse, *J. Geophys. Res., 108*(A12), 1417, doi:10.1029/2002JA009763.

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.

Hirono, M. (1952), A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region, *J. Geomag. Geoelectr. Kyoto, 4,* 7-21.

Huang, C.-S. (2015), Storm-to-storm main phase repeatability of the local time variation of disturbed low-latitude vertical ion drifts, Geophys. Res. Lett., 42, 5694–5701, doi:10.1002/2015GL064674.

Iijima, T. and T. Potemra (1976), The Amplitude Distribution of Field-Aligned Currents at Northern High Latitudes Observed by Triad, *J. Geophys. Res., 81*, 13, doi:10.1029/JA081i013p02165.

Kikuchi, T., H. Lühr, T. Kitamura, O. Saka, and K. Schlegel (1996), Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains and the EISCAT radar, *J. Geophys. Res., 101*, 17161-17173.

Kikuchi, T., H. Lühr, K. Schlegel, H. Tachihara, M. Shinohara, and T.–I. Kitamura (2000), Penetration of auroral electric fields to the equator during a substorm, *J. Geophys. Res., 105,* 23251-23261.

Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki (2001), Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res., 106,* 15,555-15,565.

Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, T.-I. Kitamura, H. Tachihara, and B. Fejer (2003), Equatorial counterelectrojets during substorms, *J. Geophys. Res., 108* (A11), 1406, doi:10.1029/2003JA009915.

Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and K. Nozaki (2008) Penetration of magnetospheric electric fields to the equator during a geomagnetic storm. *J Geophys Res 113:*A06214. doi:10.1029/2007JA012628

Kikuchi, T., Y. Ebihara, K. K. Hashimoto, R. Kataoka, T. Hori, S. Watari, and N. Nishitani (2010), Penetration of the convection and overshielding electric fields to the equatorial ionosphere during a quasiperiodic DP 2 geomagnetic fluctuation

event, *J. Geophys. Res.*, 115, A05209, doi:10.1029/2008JA013948.

Kikuchi, T. (2014), Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res. Space Physics, 119*, doi:10.1002/2013JA019515.

Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma (2016), Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, J. Geophys. Res. Space Physics, 121, doi:10.1002/2015JA022166.

Kikuchi, Takashi (2021), Penetration of the magnetospheric electric fields to the low latitude ionosphere, *Space Physics and Aeronomy Collection Volume 3: Ionosphere Dynamics and Applications, Geophysical Monograph 260*, Edited by Chaosong Huang and Gang Lu. © 2021 American Geophysical Union. Published by John Wiley & Sons, Inc. DOI: 10.1002/9781119507512.ch14

Kikuchi, Takashi, Jaroslav Chum Ichiro Tomizawa Kumiko K. Hashimoto Keisuke Hosokawa Yusuke Ebihara, Kornyanat Hozumi Pornchai Supnithi (2021), Penetration of the electric fields of the geomagnetic sudden commencement over the globe as observed with the HF Doppler sounders and magnetometers, Earth Planets and Space, DOI: 10.1186/s40623-020-01350-8.

Kivelson, M. G., and D. J. Southwood (1985), Resonant ULF waves: A new interpretaion, Geophys. Res. Lett. 12, 1, 49-52.

Motoba, T., T. Kikuchi, H. Lühr, H. Tachihara, T.-I. Kitamura, K. Hayashi, and T. Okuzawa (2002), Global Pc5 caused by a DP2-type ionospheric current system, *J. Geophys. Res., 107,* A2, 10.1029/2001JA900156.

Nishida, A. (1968b), Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations, *J. Geophys. Res., 73,* 5549-5559.

Pirjola, R. (2010), Derivation of characteristics of the relation between geomagnetic and geoelectric variation fields from the surface impedance for a two-layer earth, *Earth Planets Space*, 62, 287–295.

Rastogi, R. G.., and V. L. Patel (1975), Effect of interplanetary magnetic field on ionosphere over the magnetic equator, *Proc. Indian Acad. Sci., 82*, 121-141.

Reddy, C. A., Sudha Ravindran, K. S. Viswanathan, B. V. Krishna Murthy, D. R. K. Rao, T. Araki (1994), Observations of Pc5 micropulsation-related electric field oscillations in the equatorial ionosphere, *Annales Geophysicae 12* (6): 565-573.

Ruohoniemi, J.M., and Greenwald, R.A. (1996), Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res., 101,* A10, 21,743-21,763.

Samson, J. C., J. A. Jacobs, and G. Rostoker, Latitude dependent characteristics of long-period geomagnetic pulsations, J. Geophys. Res., 76, 3675, 1971.

Senior, C., and M. Blanc (1984), On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res., 89,* 261-284.

Slinker, S. P., J. A. Fedder, W. J. Hughes, and J. G. Lyon (1999), Response of the ionosphere to a density pulse in the solar wind: simulation of traveling convection vortices, Geophys. Res. Lett., 26, 3549-3552.

Somayajulu, V. V., C. A. Reddy, and K. S. Viswanathan (1987), Penetration of magnetospheric convective electric field to the equatorial ionosphere during the substorm of March 22, 1979, *Geophys. Res. Lett., 14*, 876-879.

Takahashi, N., Y. Kasaba, A. Shinbori, Y. Nishimura, T. Kikuchi, Y. Ebihara, and T. Nagatsuma (2015), Response of ionospheric electric fields at mid-low latitudes during sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics, 120*, 4849–4862, doi:10.1002/2015JA021309.

Tamao, T. (1964), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr., 48,* 89-114.

Tanaka, T. (1995), Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes. *J. Geophys. Res.* 100*,* 12057-12074.

Tanaka, T., 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.

Vasyliunas, V. M. (1972), The interrelationship of magnetospheric processes, *Earth's Magnetospheric Processes, ed. B. M. McCormac,* 29-38.

Watari, S., et al. (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, *7*, S03002, doi:10.1029/2008SW000417.

2.3.4 磁気圏電離圏対流とは

藤田　茂（気象大学校）

（2020 年 7 月 30 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.3.4.1 はじめに

太陽風－地球磁気圏相互作用により駆動される磁気圏電離圏対流は、磁気圏物理学の基本問題として古くから研究されている。高緯度域の地上磁場の日変化は、午前側に＋午後側に－のポテンシャル分布に対応する電離圏の2セル対流パターンで説明されることが分かっていた [Nagata and Kokubun, 1962]。この対流は、電離圏の極冠域では昼から夜に向けてプラズマが流れ、夜に明け方側と夕方側に分岐し、最終的に昼に戻ることを意味する。電離圏に根元をもつ磁気圏の磁力線も電離圏の対流に合わせて磁気圏内を周回する。

上で述べた磁気圏電離圏対流は定常であるとみなし、それを説明するために、Dungey（1961）は磁力線つなぎ替えによるモデルを模式図（図1）で提案した。この模式図では、つなぎ替えを起こしている1’-1の磁力線は鋭く曲がり、大きな磁場張力を持つので、プラズマは昼から夜側に加速されて、対流が駆動されることになる。つなぎ替えの後で、太陽風と繋がった地球磁力線は、太陽風磁力線の流れよって、2→6の順で尾部に移動する。6においては再び磁力線の繋ぎ替えが起き、生成された閉じた磁力線は6→9の順に昼間に戻り、最後に1の磁力線となって、定常対流過程が完成する。理想電磁流体では磁力線とプラズマの動きは一致するので、磁気圏での磁力線の対流に呼応してプラズマも磁気圏内を対流している。さらに、図1の上の図に示した磁気圏対流に対応して、下の図に示すような対流が電離圏に現れることになる。観測は電離圏対流から磁気圏の磁力線対流を想定したが、Dungeyはこのようにして、磁力線つなぎ替えによる磁気圏対流を説明し、その電離圏への投影として電離圏対流を説明した。

電離圏に対流があることは電離圏に電場が存在していることを示す。よって、磁気圏電離圏対流にはかならず電離圏に繋がる電流が必要である。磁気圏電離圏系が定常なら、磁力線に沿ってエネルギーが運ばれるという回路論 [Siebert and Siscoe, 2002]が成立する。この理論に従うと、電離圏で電磁エネルギーは散逸するので磁気圏に電流を作り出す機構（ダイナモ）が必要となる。（なお、現実の磁気圏電離圏系は時間変化しているので、回路論は厳密には成り立たない。Ebihara et al.（2019）はダイナモ領域で生成した磁場エネルギーが電離圏にポインティングフラックスの形で運ばれることを示している。）図1で示したポンチ絵の対流モデルでは、尾部のmagnetopauseの赤い四角で囲った部分がダイナモが発生する領域の候補になった [Hamrin et al., 2012]。薄いMagnetopauseに沿って北半球では電流が紙面の表側に流れると想定すれば、そ

こで磁力線は図のように曲がり、反太陽向きの磁場張力が発生することになる。これはプラズマの運動を妨げる向きなので、運動エネルギーが磁場エネルギーに変換し、電流が流れる。最新の教科書 [Russell et al., 2016]もこの図を使い磁気圏対流駆動機構を説明しているなど、図1の磁気圏電離圏対流モデルは広く受け入れられている。

図 1. Dungey (1961)の考えに沿って Hughes (1995)が描いた対流の模式図。磁気圏磁力線は 1 から 9 の順で循環する。電離圏の磁力線の根元も 1 から 9 の順で循環する。太陽風磁力線(1')は☆の所で磁気圏磁力線(1)と反平行になり、磁場が相殺し、磁力線のつなぎ替えが起こる。尾部の赤い四角で囲った部分では、プラズマの動き（黒矢印）と磁場張力（赤矢印）が逆方向になる。

ここで指摘すべきことは、図1で示された対流は物理法則を厳密に満たす解として得られたものではないということである。特に問題となる点は、①図1の領域に充満しているプラズマは圧力を持つため磁場張力があってもプラズマは自由に加速されにくいこと、②地球の主磁場である双極子磁場と一般に東西成分を持つ太陽風の一様磁場を重ねた磁力線構造が太陽風磁気圏境界の磁力線構造の基礎であると想定できるが、図1の磁力線構造はこのことを考慮していないことである。（図1の磁力線構造は太陽風磁場が完全に真南の時だけに現れるものである。）これらの問題への解答は、数値モデルが現れ、磁気圏電離圏系の物理プロセスが正しく解かれるようになることを待つことになる。

2.3.4.2 シミュレーション時代の磁気圏電離圏対流理論

まず、これから示す定常磁気圏電離圏対流とその物理過程は、Dungey [1964]が考えた太陽風と磁気圏の相互作用による対流生成の考え方を完全に否定するものではないことを注記しておく。Dungeyの考え方の枠内で電磁流体力学を満たす解はどのようなものであるかを示したものである。

定常磁気圏電離圏対流は、電離圏のジュール損失によってエネルギーを消費するので、それに釣り合うダイナモが必要である。磁気圏電離圏対流生成機構を考える時、このダイナモの生成を考えることがまず重要である。図1においては、尾部のmagnetopause（赤い枠で囲んだ場所）における曲がった磁力線が作る磁場張力に逆らうプラズマフローが減速されるためにダイナモが出来るとされている [Hamrin et al., 2012]。この考えにはプラズマの圧力の効果が考慮されていない。プラズマの圧力の効果（①の問題）を考えることにより、磁気圏電離圏対流に必要なダイナモ生成理論がどのように修正されたかをTanaka（1995, 2007）に沿って考えてみよう。特に、ここでは電離圏の2セルパターンの対流を引き起こす磁気圏電離圏電流系とそれを駆動するダイナモの生成を論じる。まずシミュレーションによって同定された電離圏対流電場を引き起こす電流系を図2に示す。この図の黒い曲線が磁気圏と電離圏を結んでいる電流である。この電流は、電離圏付近では磁力線に沿った電流（沿磁力線電流）となっている。この電流はIijima and Potemra（1976）によって発見されたRegion 1 電流系である。さらに、これらの電流が通っているcusp-mantle域では、ダイナモが発生している（$\vec{E}\cdot\vec{J}<0$）ことが、図3（A）から分かる。この結果から、ダイナモ域は図1で示す尾部のmagnetopause域と明らかに異なることが分かる。なお、図2に示すように、cusp-mantle域のダイナモで生成される電流は電離圏と繋がる電流だけでなく、磁気圏昼側のmagnetopauseを流れるChapman-Ferraro電流、および磁気圏尾を形成する尾部電流も作り出している。

図 2. Tanaka (1995)を元に描いた磁気圏電離圏対流を引き起こす電離圏に繋がる電流の流線。この電流は cusp-mantle 域を通って、電離圏に流れる沿磁力線電流となる。磁気圏尾部を形成する尾部電流と昼間の magnetopause を作る Chapman-Ferraro 電流も cusp-mantle 域を通っている。

図 3. (A) J ∗ E：正/負は磁場エネルギーの損失（ロード）/生成（ダイナモ）、(B) $-v_{\perp} * vdv/dt$：正/負は運動エネルギーの減少（減速）/増加（加速）、(C) $-v_{\perp} * \nabla p$ ： 正/負は熱エネルギーの減少/増加。各図は、それぞれの量の午後側赤道面と北半球子午面での各量の分布を示す。青が負、赤が正である。磁気圏電離圏対流を駆動するダイナモは矢印の部分である。[Tanaka et al., 2016]

シミュレーション結果を解析することにより、図2の電流系を駆動するダイナモを駆動するエネルギー変換機構についても調べられた [Tanaka, 1995; Tanaka et al, 2016]。図3A～Cの矢印で示すダイナモ域では、運動エネルギーの変化はほとんど現れず（図3B）、一方、熱エネルギーの減少は顕著である（図3C）。すなわち、ダイナモ生成機構は、図1のポンチ絵が示唆する運動エネルギーから磁場エネルギーへの変換ではなく、熱エネルギーから磁場エネルギーへの変換であることが分かった。すなわち、高圧のcuspを昼から夜に向けて通過する対流は、mantleに向けて減少する圧力分布の中を流れ下る（$-v_{\perp} * \nabla p > 0$）ことで、熱エネルギーを磁場エネルギーに変換している。このように、圧力の効果を取り入れることにより、図1で示されたダイナモは、場所が異なり、さらに磁場エネルギーへの変換は、運動エネルギーではなく熱エネルギーからもたらされていることが示された。

次に、太陽風と磁気圏境界における磁力線の繋ぎ替え（②の問題）を論じる。図1では太陽風磁場と磁気圏磁場が反平行になって磁力線つなぎ替えが起きているように描かれている。しかしながら、双極子磁場と一様磁場を重ね合わせると、磁場が0になる点（null点）が現れ、そこ

で両磁力線が平行になってつながる [Crooker, 1990]。この特徴は、シミュレーションから得た太陽風磁気圏境界の磁場構造にも現れている（図4）。従って、図4が想定している太陽風磁力線と磁気圏磁力線の繋ぎ替えのトポロジーは根本的に異なる。さらに、図4の磁力線形状は、基本的に双極子磁場と一様磁場の重ね合わせなので、null点付近には大きな電流が流れないことが想定できる。従って、磁力線つなぎ替えによって、磁場張力が発生し、プラズマが加速される仮説（図1の1-1'の磁力線）は、見直すことが必要である。なお、太陽風磁場が真南である場合の磁力線つなぎ替えは、赤道面に沿って線上に現れ、null点は現れない。これは図1と同じになるが、この条件が実現するのは稀であり、null点が現れない特異的な太陽風と磁気圏磁場の繋ぎ替えの様相である。

図 4. シミュレーションによる null 点を介した磁力線つなぎ替え(北半球部分)。太陽風磁場が南向き成分を持つ場合。s1 の太陽風磁力線はプラズマ流に運ばれて、null 点(☆)に近づく。つなぎ替えを起こす直前の、太陽風磁力線(s2)と閉じた磁気圏磁力線(c1)は、お互いに平行に近くなり、null 点を通って開いた磁気圏磁力線(o1)につなぎ変わる。(磁場強度が弱い null 点近傍では対流速度は速く、磁力線は急に null 点に向けて曲がる)。c1 が図 1 の 1、s2 が 1'、o1 が 1'-1 にほぼ対応する。図 1 の反平行磁場つなぎ替えと対照的である。等高線は 12 時子午面のプラズマ圧力分布である。

定常磁気圏電離圏対流では、複数の物理過程がお互いに矛盾のない状態で現れる。すなわち、cusp-mantleダイナモが磁力線に垂直電流を作り、その電流は沿磁力線電流に変換して電離圏電場（対流）を駆動する。さらに磁力線が等ポテンシャルであることから、電離圏電場は磁気圏電場（対流）と一体になる。この対流はプラズマの圧力分布を決定し、cusp-mantle域で負の$v_{\perp} * \nabla p$を作り出してダイナモを生成する。このように一連の物理要素が定常な状態を作り出している。磁気圏電離圏系は閉じた系ではないので、そこには太陽風からのプラズマ、運動量、エネルギーの流入があり、さらに尾部では太陽風に再び流出していく。これらを全て合わせ、複数の物理要素が複合して一つの状態を作っている磁気圏電離圏対流系をTanaka （2003,

2007）は磁気圏電離圏複合系と名付けた。

シミュレーションで得られた磁気圏電離圏対流のうち、磁気圏部分は直接観測で検証することは難しい。従って、本章で説明した磁気圏電離圏対流モデルは、観測で確認されたものではない。しかし、磁気圏電離圏規模のグローバル現象はまず電磁流体力学が成り立つと仮定して、現象の振る舞いを理論的に把握することは重要である。本章で示した磁気圏電離圏対流像はこのようなものである。計算機シミュレーションの技術がさらに進歩した将来においては、電磁流体を超えた精密な力学過程を取り入れた、より精密なモデルが出来るかもしれないが、本章において示したものが現時点においては最も物理的に適切なモデルであると考えられる。なお、太陽風からcup-mantle領域のダイナモ領域へのエネルギー輸送過程と図4の磁場構造とはお互いに関係しあっているはずであるが、本章では扱っていない。今後の問題である。

参考文献

Crooker, N. U., (1990), Morphology of magnetic merging at the magnetopause, *J. Atmosph. Terrerstr. Phys.*, **12**(12), 1123-1134.

Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47.

Ebihara, Y., Tanaka, T., and 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**, 360-378. https://doi.org/10.1029/2018JA026177

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.

Hughes, W. J. (1995), The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection, in *Introduction to Space Physics*, p. 243, ed. by M. Kivelson and C. T. Russell, Cambridge, ISBN 0521451043.

Iijima, T. and T. A. Potemra (1976), The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.,* **81**, 2165-2174.

Nagata, T. and S. Kokubun (1962), A Particular Geomagnetic Daily Variation (S_q^p) in the Polar Regions on Geomagnetically Quiet Days, *Nature*, **195**, 555-557 (11 August 1962); doi:10.1038/195555a0.

Russell, C. T. Luhmann, J. G. and R. J. Strangeway, (2016), p. 288 in *Space Physics, An Introduction*, Cambridge, ISBN 978-1-107-09882-4.

Tanaka, T. (1995), Generation mechanisms for magnetosphere - ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes, *J. Geophys. Res.*, **100**, 12057-12074.

Tanaka, T. (2003), Formation of magnetospheric plasma population regimes coupled with the dynamo process in the convection system, *J. Geophys. Res.*, **108**(A8), 1315, doi:10.1029/2002JA009668.

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., 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.*, **121**, doi: 10.1002/2016JA022822.

2.4 電離圏変動

2.4.1 電離圏中の電波の伝搬

大塚　雄一（名古屋大学宇宙地球環境研究所）
（2020 年 3 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.1.1 はじめに

短波帯（周波数3～30MHz）の電波は、電離圏と地上の間を反射しながら遠くまで伝わるため、従来から長距離の放送や通信などに用いられてきた。電離圏の発見も、電波を反射する層の存在を確認したことに始まる。近年では、電離圏を透過する高い周波数の電波を人工衛星から送信する衛星通信や放送、GPS（Global Navigation System）などの全地球航法衛星システム（Global Navigation Satellite System: GNSS）による測位が行われている。電波は、現在、我々の生活に欠かせないものになっているが、電離圏によって様々な影響を受ける。本節では、電波伝搬に対する電離圏の影響について述べる。

2.4.1.2 電離圏中での電波の反射・屈折

電離圏にはプラズマが存在しているため、電離圏内を伝搬する電波は、荷電粒子との相互作用による影響をうけ、真空中での伝搬とは異なった速度をもつ。その影響は、屈折率μによって表され、アップルトン・ハートレーの式として知られている（前田、木村 1984）。電波の周波数fが、電子のジャイロ周波数よりも十分に高いとき、μは

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}, f_p = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \qquad (2.4.1.1)$$

と表される。ここで、f_pはプラズマ周波数であり、電子密度n_eの関数である。また、eは素電荷、ε_0は真空中の誘電率、m_eは電子の質量である。真空中では、$n_e = 0$であるからμは1となる。電子密度が増加すると、μは小さくなり、$\mu = 0$となるところ、つまり電波の周波数がプラズマ周波数と一致するところで電波は反射される。

図 1. 電離圏による電波の反射

電離圏に対して、電波が斜めに入射する場合（図1）、電波はスネルの法則に従って屈折する。電波が、屈折率μ_1の媒質から入射角i_1で屈折率μ_2の媒質に入射する時、屈折角をi_2とすると、

$$\mu_1 \sin i_1 = \mu_2 \sin i_2 \qquad (2.4.1.2)$$

の関係がある。電離圏下部では、高度ともに電子密度が増加するため、屈折率は高度とともに小さくなる。よって、電波の屈折角は高度とともに大きくなる。屈折角が90º になるところで、電波は反射する。式（2.4.1.2）より、地上から天頂角i_0で送信した電波が電離圏で反射する条件は、地上における屈折率を1とすることにより、

$$f = \frac{f_p}{\cos i_0} \qquad (2.4.1.3)$$

となる。よって、地上から送信する電波の天頂角が大きくなるほど、高い周波数の電波でも反射され、プラズマ周波数よりも高い周波数の電波でも反射される。このため、VHF帯（周波数30～300MHz）の電波もスポラディックE（Es）層によって反射され、遠くまで伝搬することがある（2.4.7節で詳しく述べる）。ある一定の距離において、電波が電離圏で反射されることにより通信ができる最大の周波数は、最高使用可能周波数（Maximum Usable Frequency: MUF）と呼ばれ、電波により遠距離通信の指標になっている。

2.4.1.3 電離圏中での電波の遅延

衛星通信・放送や、GPSなど衛星測位では、電波が電離圏を透過できるよう、プラズマ周波数f_pよりも十分に大きな周波数fの電波が用いられている。この時、屈折率μは、式（2.4.1.1）から$f_p \ll f$として近似でき、

$$\mu = 1 - \frac{e^2 n_e}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e f^2} \qquad (2.4.1.4)$$

となる。電波の位相速度は、真空中における光速をcとすると、c/μと表される。電離圏中において、μは1よりも小さいことから、電離圏中では電波の位相速度は光速よりも大きくなる。一方、電波の群速度は、群屈折率μ'

$$\mu' = 1 + \frac{e^2 n_e}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e f^2} \qquad (2.4.1.5)$$

を用いて、c/μ'と表される。GPSなどの衛星測位や、人工衛星から海面の高度を計測する手法では、人工衛星から送信された電波が地表の受信機まで届く時間を計測し、電波の進む速さとの積をとることにより距離を測定している（Misra and Enge 2006）。上述したように、電離圏中では、電波の進む速さは、一定ではなく、電子密度に依存するため、これらの方法による距離の測定にとって電離圏は誤差の要因となる。人工衛星から送信された電波が、電離圏を透過して地上で受信されるとき、電波の位相遅延距離Δr_p及び群遅延距離Δr_gは、

$$\Delta r_g = -\Delta r_p = \frac{e^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e f^2} T \qquad (2.4.1.6)$$

となる。ここで、Tは、電波の伝搬経路に沿って電子密度を積分した値であり、全電子数（Total Electron Content: TEC）とよばれる。Δr_gとΔr_pの大きさは等しいが符号は逆転しており、群遅延によって距離は長くなり、位相遅延では短くなる。また、両遅延量とも、周波数の2乗に反比例し、全電子数に比例する。従って、周波数が低いほど、遅延量は大きくなる。電離圏の研究では、全電子の大きさを表す単位としてTECU（TEC Unit）が、10^{16}個/m^{2}を1 TECUと定義され、広く用いられている。GPSで用いられているL_1波の周波数$f = 1.57542$GHzにおいて、1 TECUの全電子数は、約16cmの遅延距離に相当する。電離圏の全電子数は、場所や時刻、太陽活動度によって大きく変動するが、1～100 TECU（10^{16}～10^{18}個/m^2）程度である。電離圏の影響により、100m程度の影響がGPSによる測位に現れることがある。

2.4.1.4 電離圏中での電波の吸収

電波は電場の変動を伴うため、電波が電離圏中を伝搬するとき、電離圏中の電子は振動する。電離圏の下部に位置する*D*領域（高度60-90km）では、中性の大気も多く存在するため、電子は中性大気と多く衝突し、エネルギーを失う。このため、*D*領域の電子密度が増加すると、電波が電離圏において吸収されることがある。特に、太陽フレアが発生すると、急増したX線によって*D*領域において電離が起こり、通常は電離圏と地表との間を反射しながら長距離伝搬する短波帯の電波が吸収されてしまい、数分から数時間にわたって長距離の通信が途絶えてしまうこと（ブラックアウト）がある。この現象は、太陽フレアとの関連を指摘した人の名前がつけられ、デリンジャー現象と呼ばれている（恩藤、丸橋 1999）。

また、極冠域では、太陽フレア時に太陽から放出されたエネルギーの高いプロトンによりD領域が電離され、電波の吸収が起こる。この現象は、極冠域吸収（Polar Cap Absorption: PCA）と呼ばれる。極冠域吸収については、2.4.4.4節で詳しく述べる。

2.4.1.5 シンチレーション

電離圏中に電子密度の疎密構造が存在すると、電離圏を透過する電波の位相や振幅が変動することがある。この現象はシンチレーションと呼ばれている。シンチレーションは、衛星放送・通信やGPSなどの衛星測位などに影響を及ぼすことがある。

2.4.1.2節で述べたように、電離圏中を伝搬する電波の位相速度は、電子密度が高いほど早くなる。電子密度が空間的に不均一な場合、電波の伝搬経路によって電波の位相が異なり、受信される電波の位相が変動する。この現象は位相シンチレーションと呼ばれている。

一方、受信電波の振幅が変動する振幅シンチレーションは、電離圏プラズマの疎密構造、つまり屈折率の疎密構造による電波の回折が原因で発生する。図2に示すように、人工衛星から送信された電波が電離圏を透過して受信点Rで受信される場合を考える。静止衛星やGPS衛星など高高度を飛翔する人工衛星の場合、人工衛星の位置から電離圏までの距離は十分に長く、電波は平面波と考えることができる。受信点Rでは、経路PRを通る電波と、電子密度の疎密構造によって回折され、経路QRを通る電波が同時に受信される。経路PRとQRの距離の差が波長の整数倍の場合、2つの電波は同位相であるため電波は強め合い、経路差が波長の半分である場合は逆位相となり弱めあう。このため、点Rでの受信信号の振幅は変動する。経路差が波長と同じになるときの疎密構造の大きさDはフレネル・スケールとよばれ、その大きさは

$$D = \sqrt{2\lambda z} \qquad (2.4.1.7)$$

と表され、シンチレーションを起こすプラズマの疎密構造の特徴的な空間スケールを表す。ここで、z は電子密度の疎密構造と受信点との間の距離、λ は電波の波長である。GPSのL_1波（λ～19cm）の場合、Dは300m程度になる。式（2.4.1.7）から、フレネルゾーンは、電波の波長が大きいほど大きいことが分かる。一般に、シンチレーションを起こす電子密度の疎密構造の波長が大きいほど、疎密の振幅が大きいことが知られている。従って、シンチレーションの強さも、電波の波長に依存し、波長が大きいほどシンチレーションが強くなる傾向がある。

図 2. 振幅シンチレーションの原理を表す模式図

振幅シンチレーション発生の地理分布と時間分布の特性を図3に示す。振幅シンチレーションの強さは電子密度の揺らぎの大きさに依存する。そのため、電子密度が高い赤道異常の領域でもっとも頻度が高い。赤道域付近で発生するシンチレーションは、プラズマバブルの内部に発生するプラズマの疎密構造によって発生するため、太陽活動と顕著な正の相関がある。また、プラズマバブルが発生する日没直後に最も発生頻度が高い（Basu et al. 1988）。プラズマの疎密構造は、拡散により消滅するため、シンチレーションの発生頻度は時間とともに小さくなる。その消滅する速度は、空間スケールが小さいものほど早い。VHF帯（周波数30-300MHz）の電波に起こるシンチレーションは、日没後から日出直前まで夜間を通して発生するが、GPSのL1信号（周波数約1.6GHz）では、シンチレーションは、真夜中以降はほとんど発生しない（Secan et al. 1995）。プラズマバブルについては、2.4.6節で解説する。

高緯度域では、シンチレーションは、極冠域と夜側のオーロラオーバル、昼側のカスプ領域で発生している。極域におけるシンチレーションについては、2.4.4節で詳しく述べる。

中緯度では極域や赤道域に比べて発生が少ないが、地磁気擾乱時にはシンチレーションが観測されることもある（Ogawa et al. 1980）。

図 3. 太陽活動極大期（左）と極小期（右）におけるシンチレーション発生の世界分布（Basu et al. 1988）

参考文献

Basu, S., MacKenzie, E., & Basu, Su.: Ionospheric constraints on VHF/UHF communication links during solar maximum and minimum periods, Radio Sci., 23, 363 (1988).

Misra, P., & Enge, P.: Global Positioning System: Signals, Measurements, and Performance (Re-vised Second Edition), Ganga-Jamuna Press (2006).

Ogawa, T., Sinno, K., Fujita, & M., Awaka, J.: Severe disturbances of VHF and GHz waves from geostationary satellites during a magnetic storm, J. Atmos. Terr. Phys., 42, 7, 637-644 (1980).

Secan, J. A., Bussey, R. M., Fremouw, & E. J., Basu, S: An improved model of equatorial scintillation, Radio Sci., 30 (3), 607– 617, doi:10.1029/94RS03172 (1985).

恩藤忠典、丸橋克英 (eds.): 宇宙環境科学. オーム社, 東京 (2000).

前田憲一、木村磐根: 現代 電磁波動論, オーム社 (1984).

2.4.2 太陽フレアによる電離圏変動

陣　英克（情報通信研究機構）
（2020 年 4 月 14 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.2.1 はじめに

太陽放射光は中低緯度における超高層大気（電離圏と熱圏）にとって最も重要な電離および加熱のエネルギー源である。太陽フレアの発生時には幅広い波長域の太陽放射光強度が増加し、X 線～極端紫外光（EUV）の増加が超高層大気成分の電離や分子の解離を促進させる。これに対応して電離圏の広い高度域（*D* 層～F_2 層）のイオン・電子密度が一時的に増加し、前節のように電波伝搬の乱れを引き起こす。熱圏においては加熱による大気の膨張が生じ、人工衛星の大気抵抗を増加させる。本節では PSTEP 期間に開発を進めた数値モデルの例などを用い、これらについて具体的に概説する。

2.4.2.2 太陽放射変動の例（2017 年 9 月の X9.3 フレア）

太陽フレアによる電離圏の変動について述べる前に、変動の源である太陽放射が波長ごとにどう変わるか知る必要がある。ここでは実際の太陽フレアの事例を一つ紹介する。太陽フレア自体の全般的な解説は第 3 章を参照されたい。図 1 は、2017 年 9 月 6 日に発生した太陽フレアの例である。同図で示す太陽放射強度は GOES 衛星による太陽 X 線の観測をプロキシとする経験モデル「FISM（Flare Irradiance Spectral Model）」（Chamberlin et al. 2008）から得られたものである。この事例では X クラスのフレアが 2 回発生している（8:50UT に X2.2、11:53UT に X9.3 フレア）。同図（右）では 2 回目のフレアについて発生前後の放射スペクトルを比較している。放射スペクトルの変化はフレアごと異なるが、本事例の場合は 0.1-10 nm の X 線で放射強度が 2-40 倍程度に増加し、30-110nm の EUV 帯では 1.5-4 倍程度の増加が見られた。

図 1. （左上）2017 年 9 月 6 日に発生した X9.3 の太陽フレア（太陽観測衛星 SDO による波長 9.4nm の撮像）。（左下）同じ日の時刻 7-18 時 UT における太陽 X 線強度の変化（FISM モデルの出力。波長 0.5nm）。（右）X9.3 フレア発生前後の太陽放射スペクトルの比較（FISM モデルの出力）。

2.4.2.3 超高層大気による太陽放射の吸収、電離率の変化

高度 100-400km あたりの熱圏の主な大気成分は窒素分子や酸素分子・原子である（参考：4.5 節の図）。入力する光エネルギーに対して分子・原子がどれくらい電離するか表す量を光電離断面積という。図 2 で示されるように、酸素原子・分子、窒素分子の光電離断面積は波長 30-100nm の EUV 帯で大きく、この波長帯の太陽光は高度 100km 以上で吸収される。より短波長側（0-30nm）の光電離断面積は数分の 1～2 桁以下であり、太陽光は熱圏で吸収しきれず高度 100km 以下の中間圏にまで到達する。この波長帯では光電離断面積は小さいが、生成する光電子のエネルギーが大きいため、光電離自体より光電子の衝突による電離率が数倍～2 桁も大きい（Solomon and Qian 2005）。120nm より長波長側の紫外～赤外光は熱圏では吸収されず、中間圏以下の大気で吸収される、あるいは地表まで到達する。

図 2. 入力光の各波長に対応する（左）酸素原子の光電離断面積、（中）酸素分子の光電離および光解離性電離の断面積、（右）窒素分子の光電離および光解離性電離の断面積。断面積データは Solomon and Qian（2005）に基づく。

前述の太陽放射スペクトル（図）および大気成分の光電離断面積（図 2）を用いて、フレア発生時にどの波長帯の太陽放射光がどの高度の電離を促進するか計算したものが図 3 である。太陽フレアによる電離率の増加は *F* 層から *E* 層にかけて高度が下がるほど大きい（2017 年 9 月の X9.3 フレアの例では、フレア前後で高度 150km から 100km にかけて全イオンの電離率が 1.8 倍-10 倍程度増加している（同図 f）。このうち F_2 層は主に波長 25-90nm の EUV 光の寄与により、O^+、N_2^+の電離率が増加している（同図 a-e）。*E* 層では波長 7nm 以下の X 線による N^+、N_2^+、O^+の電離率（より正確には光電子による電離）と波長 95-105nm の EUV 光による O_2^+の電離率が増加している。このように太陽放射光の波長によって作用する大気の高度域・成分が異なる。一方、太陽放射スペクトルはフレアごとに様相が異なり、例えば X 線放射ピークのレベルが同じでも太陽面上でのフレア発生位置によって放射スペクトルが変わる。地球に対して真正面でフレアが発生する場合と太陽面の縁で発生した場合を比べると、X 線強度はさほど変わらないが、太陽大気の光学的な厚みにより EUV 光は減衰する。従って、超高層大気への作用の仕方が変わりうる（Qian et al. 2010）。

図 3. 2017 年 9 月に発生した X9.3 フレアによる各イオンの電離率の変化（太陽光による電離と 2 次的な光電子による電離を含む）。場所は（0oE、30oN）。（a）O+、（b）O2+、（c）N+、（d）N2+、（e）全イオン合計のそれぞれについてフレア前後の電離率の差分を太陽光の波長の関数として示す（単位は Log10（W m-2 nm-1））。（f）各イオンの電離率の高度分布の変化。各実線はフレア発生直後（12:00UT）、各点線はフレア発生前（11:30UT）。

2.4.2.4 電離圏の変動

太陽フレアが発生した直後の電離圏の変動として、2017 年 9 月 6 日の太陽フレアの例を図 4 に示す。同図は前述の FISM による太陽放射スペクトル（図 1）を超高層大気シミュレーションモデルの一つである GAIA に入力して計算した結果である（Jin et al. 2011; Matsumura et al. 2018）。太陽フレアの影響を抽出するために、2 種類の太陽放射スペクトルモデル（太陽フレアを含む

バージョンと含まないバージョン）を入力し、計算結果を比較している。同図（右）は図 3（f）のイオン電離率と同じ場所・時間のイオン高度分布である。*F* 層高度では O^+や N_2^+の電離が全イオンの生成に占める割合が大きいが、N_2^+は O や NO との化学反応を経て O^+や NO^+の密度増加に寄与する。*E* 層高度ではN^+やN_2^+、O^+の生成量の増加が多いがO_2やN_2などと反応してNO^+や O_2^+の密度増加に寄与している。フレアによる密度増加の割合は *F* 層から *E* 層に高度が下がるほど大きい（この例では、高度 250km から 100km にかけて約 1.5～7 倍程度）。より高い高度では、化学反応の時定数が遅く、拡散など運動の効果の方が卓越する。広域の電離圏の時間変化として図 4（左）に全電子数（TEC）の計算結果を示す。2 つのフレア（8:50UT に X2.2、11:53UT に X9.3 フレア）に対応する TEC の増加が見られる。TEC 増分は赤道域で最大となり中高緯度まで広がる。電離圏イオン・電子密度の増加はフレアの太陽放射強度に依ると考えられるが、太陽天頂角との相関が観測的に示唆されている（Zhang and Xiao 2005）。また、本計算の例では赤道域でフレア直後に 5TECU（=5.0×10^{16} electrons m^{-2}）程度の増加（～12%増）となっているが、観測事例では 2000 年 7 月 14 日の X5.7 で同程度（～5TECU）、2003 年 10 月 28 日の X17.2 フレアの際には最大で 25TECU（30%）の増加が報告されている（Tsurutani et al. 2006）。

図 4. 2017 年 9 月 6 日に発生した太陽フレアによる電離圏への影響の数値シミュレーション結果。（左上）全電子数（TEC）の変動（経度 0oE）。単位は TECU（=1016 electrons m-2）。（左下）太陽フレアによる太陽放射を入力した場合と入力していない場合の計算結果について TEC の差分をとったもの。（右）X9.3 の太陽フレアが発生した直後（12UT）において、太陽フレアによる太陽放射を入力した場合（実線）と入力していない場合（点線）の各イオンの高度分布を比較したもの。場所は（0oE, 30oN）。

2.4.2.5 熱圏の変動

太陽フレアが発生した直後の熱圏の変動として、2017 年 9 月 6 日の太陽フレアの例を図 5 に示す。同図は前述の GAIA によるシミュレーション結果である。高度 400km における温度および質量密度が 2 つのフレア（8:50UT に X2.2、11:53UT に X9.3 フレア）に対応して広域で増加している。この例では 2 つ目の X9.3 フレアにより温度と質量密度がそれぞれフレアのピークから 2 時間くらい遅れて最大 6%、18%程度増加している。人工衛星による観測データの統計からは、X5 以上のフレアに対して高度 400km 近傍における質量密度の増加のピークが 10-13%程度であり（最大は 2003 年 10 月 28 日に発生した X17.2 フレアに対して熱圏質量密度が 27%増）、太陽 X 線のピークに対する遅れが 4 時間以内と報告されている（Le et al. 2012）。

図 5. 2017 年 9 月 6 日に発生した太陽フレアによる熱圏への影響の数値シミュレーション結果。（左上）中性大気の温度の変動（経度 0oE、高度 400km）。単位は K。（左下）太陽フレアによる太陽放射を入力した場合と入力していない場合の計算結果について温度の差分をとったもの。（右上）中性大気の質量密度の変動（経度 0oE、高度 400km）。単位は kg m-3。（右下）太陽フレアによる太陽放射を入力した場合と入力していない場合の計算結果について質量密度の差分をとったもの。

2.4.2.3 節で述べたように太陽光は波長によって異なる高度域・大気成分の電離・解離に作用し、さらに熱圏の加熱につながる。波長 25-90nm の EUV 光は主に高度 150km 以上の *F* 層の電離に寄与し、X 線含む波長 15nm 以下および波長 95nm 以上の EUV 帯の太陽光は高度 130km 以下の *E* 層の電離に寄与する。これらの高度域でイオン・電子密度が増加することにより、発熱を伴うイオン-中性大気の反応（例えば解離性再結合 $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$ など）が促進されたり、温度の高いプラズマとの衝突頻度が増加したりして熱圏が加熱される。また、酸素原子の再結

合など発熱性の中性大気組成同士の反応が促進され、熱圏の加熱に寄与する（Smithtro and Solomon 2008; Roble et al. 1987）。フレアによる熱圏への入射エネルギーの増加はX線による寄与が大きいものの、EUV 光の方が高い高度すなわち希薄な大気に作用するため、大気質量当たりのエネルギー入射量が大きく、温度の増加への寄与が大きい（Huang et al. 2014）。従って、大気の膨張による熱圏質量密度の増加についてもEUV帯の寄与が大きい。熱圏の変動はフレアの規模だけでなく太陽面での発生位置に依存することが報告されている。これは、太陽EUVの放射強度が X 線と異なり、フレアの発生位置が太陽面中央から縁に行くに従い減衰するためである（Qian et al. 2010; Le et al. 2012）。

2.4.2.6 おわりに

本節で既述したように太陽フレアによる電離圏・熱圏への影響は、太陽放射スペクトルに依存する。社会への影響の観点では、X 線は E 層以下の低高度の電離層の密度増加に寄与し、2.4.1 節で説明されたように短波の減衰を引き起こす。一方、EUV 帯は F 層の電離や熱圏の加熱・膨張に寄与し、電離層伝搬の最大使用可能周波数や、GNSS の測位遅延量、人工衛星の大気抵抗の変動などを引き起こす。ただし、概して太陽フレア自体より、それに続く磁気嵐による電離圏・熱圏への影響の方が大きい場合が多い。磁気嵐の影響については次節で扱う。

参考文献

Chamberlin, P. C., Woods, T. N., and Eparvier, F. G.: Flare Irradiance Spectral Model (FISM): Flare component algorithms and results, Space Weather 6, S05001, doi:10.1029/2007SW000372 (2008)

Huang, Y., Richmond, A. D., Deng, Y., Chamberlin, P. C., Qian, L., Solomon, S. C., Roble, R. G., and Xiao, Z.: Wavelength dependence of solar irradiance enhancement during X-class flares and its influence on the upper atmosphere: J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 115–116, 87-94 (2014)

Jin, H., Miyoshi, Y., Fujiwara, H., Shinagawa, H., Terada, K., Terada, N., Ishii, M., Otsuka, Y., and Saito, A.: Vertical connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new Earth's whole atmosphere‐ionosphere coupled model. J. Geophys. Res. 116, A01316 (2011) doi:10.1029/2010JA015925

Le, H., Liu L., Wan W.: An analysis of thermospheric density response to solar flares during 2001–2006. J. Geophys. Res. 117, A03307 (2012) doi:10.1029/2011JA017214

Matsumura, M., et al.: GAIA simulations of the ionospheric response to successive X-class solar flares on September 6, 2017. unpublished manuscript, (2018)

Qian, L., Burns, A. G., Chamberlin, P. C., and Solomon, S. C.: Flare location on the solar disk: Modeling the thermosphere and ionosphere response. J. Geophys. Res. 115, A09311, (2010) doi:10.1029/2009JA015225

Roble, R. G., Ridley, E. C., and Dickinson, R. E.: On the global mean structure of the thermosphere. J. Geophys. Res. 92 (A8), 8745– 8758 (1987) doi:10.1029/JA092iA08p08745

Smithtro, C., and S., Solomon: An improved parameterization of thermal electron heating by photoelectrons, with application to an X17 flare. J. Geophys. Res. 113, (2008) 10.1029/2008JA013077

Solomon, S. C., and Qian, L.: Solar extreme‐ultraviolet irradiance for general circulation models. J. Geophys. Res. 110, A10306 (2005) doi:10.1029/2005JA011160

Tsurutani, B. T. et al.: Extreme solar EUV flares and ICMEs and resultant extreme ionospheric effects: Comparison of the Halloween 2003 and the Bastille Day events. Radio Sci. 41, RS5S07 (2006) doi:10.1029/2005RS003331

Zhang, D. H., and Xiao, Z.: Study of ionospheric response to the 4B flare on 28 October 2003 using International GPS Service network data. J. Geophys. Res. 110, A03307 (2005) doi:10.1029/2004JA010738

2.4.3. 磁気嵐による電離圏：変動

品川　裕之（情報通信研究機構）
（2020 年 3 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.3.1 はじめに

磁気嵐が起こると極域の超高層大気では電場、電流が増大するほか、磁気圏からのオーロラ粒子の降り込みなどによって熱圏や電離圏が通常の状態から大きく変化する。電離圏中の電場は電離圏プラズマのドリフト運動を引き起こし、降り込み粒子は中性大気を電離して電子密度や電気伝導度を増大させる。また、電離圏電流によるジュール加熱や降り込み粒子は熱圏中性大気を加熱し、熱圏の風系や大気組成の変化を通して電離圏の電子密度分布やダイナミクスに影響を与える。これらの影響は極域だけでなく中低緯度にまで及び、全球的な熱圏・電離圏変動を引き起こす。ここでは磁気嵐の超高層大気への影響として、電離圏嵐、大規模伝搬性電離圏擾乱、熱圏擾乱と大気ドラッグについて述べる。

2.4.3.2 電離圏嵐

磁気嵐に伴って電離圏の電子密度が大きく変動する現象は「電離圏嵐と呼ばれ、電離圏の *F* 領域において特に顕著に現れる。電離圏嵐は、電子密度が増加する「正相嵐」と、電子密度が減少する「負相嵐」に分けられる（図 1）。正相嵐の発生時には、電離圏を通過する電波の遅延量が増大するため、測位誤差が増大する可能性がある。負相嵐では、通常電離圏で反射される電波が周波数によっては反射されなくなり、通信に影響を及ぼす場合がある。

正相嵐を引き起こす主な原因としては、（1）磁気圏からの電場の侵入、（2）極域熱圏の加熱に伴う熱圏風の増大、の二つがある。（1）のメカニズムは、磁気嵐に伴って、磁気圏から極域に印加される電場が増加し、低緯度にまで電場が侵入するものである（Kikuchi et al. 1996, 2008）。電場の向きは昼側で東向き、夜側で西向きである（図 2）。

電離圏に東向き電場が印加されると、E×B ドリフトにより電離圏は上方に持ち上げられる。電離圏 *F* 領域では、酸素イオン O^+は主に窒素分子との化学反応によって消滅するが、高度が高くなると酸素原子に対する窒素分子の割合、すなわち $[N_2]/[O]$の減少により O^+の消滅率が減少する。光電離生成は依然として存在するため、結果として電子密度は増大する。この現象は過

渡的な東向き侵入電場によるものであるので、継続時間は一般には 2～3 時間程度と短い。磁気圏からの電場の侵入過程は、磁気圏と電離圏・熱圏の相互作用過程があるため、実際には電場の向きが変わる場合があり、単純な正相嵐とはならない場合もある。

図 1. 正相嵐（左）と負相嵐（右）の例。上段は Dst（実線）と K インデックス（青の棒グラフ）。中段は全電子数（TEC）で、27 日の中央値（黒の実線）、と観測値（赤の実線）。下段は、沖縄での foF2 値 （Nishioka et al. 2015）。

図 2. 極冠域電場の低緯度への侵入過程。極域に印加された電場が中・低緯度にまで侵入し東向きの電場となる（Kikuchi et al. 1996）。

正相嵐を引き起こすもう一つのメカニズムは、極域の持続的な加熱による熱圏中性風の変化である。磁気嵐時には極域のジュール加熱や降り込み粒子による加熱によって極域熱圏が加熱され、赤道向きの風の増大や移動性大気擾乱（TADs: Traveling Atmospheric Disturbances）が生じる。その結果、*F* 層の電離圏プラズマが磁力線方向上向きに押し上げられる。さらに、極域の加熱による熱圏大気の上昇が、低緯度側では下降流となり、$[N_2]/[O]$の小さい中性大気が下降す

ることによっても電子密度が増大する。$[N_2]/[O]$の減少領域は次第に低緯度へ移動し、中緯度には$[N_2]/[O]$の増大領域が進出する。$[N_2]/[O]$の小さい中性大気の下降による正相電離圏嵐の効果は、低緯度で現れやすいことが知られている。

一方、負相嵐の主要な要因は中性大気組成の変動であると考えられている。正相嵐と同様、その起源は磁気嵐によって極域にエネルギーが注ぎ込まれることにあるが、正相嵐が主に直接のダイナミクスの効果によるのに対し、負相嵐では、極域の熱圏加熱に伴う上昇流が$[N_2]/[O]$を増大させ、その大気組成が赤道向きの風や移動性大気擾乱（TAD）として緯度の低い地域まで伝搬する過程で生じる。その最初の段階では赤道向きの風が強まるため、傾いた磁力線に沿って電離圏プラズマを押し上げ、電子密度の増加を引き起こす正相嵐が先行する場合もある。実際の磁気嵐では、発生の時間帯によって、電子密度変動が変わってくることが知られている。

上記の電離圏嵐のほか、大きな磁気嵐では局所的に電子密度が大きく増加する SED（Storm Enhanced Density）と呼ばれる現象が知られている（図 3）。SED では、主に午後側オーロラ領域の赤道側で電子密度が大きく増加する傾向がある（Foster 1993）。さらに、SED プルーム（plume）と呼ばれる高電子密度の細長い構造が昼側カスプ域から極冠内に伸びることもある。この極冠内の特徴的構造は特に、Tongue of Ionization（TOI）と呼ばれている（2.4.4.2 節参照）。SED や SED プルームの生成メカニズムはまだ完全には解明されていないが、磁気嵐に伴う極域の局所的な電場増加によるプラズマの輸送、極域の加熱に伴う熱圏風による電子密度変動、磁気嵐に伴う赤道異常の高緯度への拡大などさまざまな要因が考えられている。

図 3. 2003 年 10 月の磁気嵐に伴って現れた SED。極に向かって SED プルームが伸びている（Foster and Rideout 2007）。

2.4.3.3 電離圏嵐の評価

電離圏嵐では電子密度が大きく変動するが、その評価や予測を困難にしている一つの要因として、同じ規模の磁気嵐でも、太陽活動度、季節、緯度、地方時などによって電子密度の変動幅が大きく異なってくるという点がある。しかし、これまではその一般的な指標がなく、電離圏擾乱の規模を定量的に表すことができなかった。最近、擾乱の程度を一律に表す基準として I-scale（アイ・スケール）という指標が考案された（Nishioka et al. 2017）。I-scale は、電離圏パラメータ（TEC や foF2 など）の直前 27 日平均値からのずれが、その緯度帯・地方時・季節の 18 年分のずれの分散に比べてどの程度大きいかを示したものである（図 1）。正相嵐については、規模の大きいものから IP3、IP2、IP1、パラメータが減少する負相嵐については、規模の大きいものから IN3、IN2、IN1 とし、静穏時は I0 と定義される。

情報通信研究機構の宇宙天気予報においては、電離圏全電子数（TEC）および電離圏臨界周波数（foF2）のそれぞれについて、I-scale により電離圏嵐を評価している（http://swc.nict.go.jp/trend/ionosphere.html）。

2.4.3.4 大規模伝搬性電離圏擾乱

大規模伝搬性電離圏擾乱（Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbances: LSTID）は、磁気嵐やサブストームに伴って発生する擾乱である。この電離圏擾乱は、極域の加熱によって励起された熱圏の大気重力波が伝搬性大気擾乱（Traveling Atmospheric Disturbances: TAD）となって電離大気に擾乱を与えることによって生じていると考えられている（Hunsucker 1982）。この擾乱は 600-800m/s の位相速度を持って赤道方向へ伝搬する。伝搬していく赤道向きの風の変動は、磁力線に沿ってプラズマを上下に動かし、電離圏 F 領域の高度変動を引き起こすことになる。また、電離圏 F 領域高度が上下動した場合、高度によって$[N_2]/[O]$比が異なるためにイオン消滅率が変動し、電子密度にも擾乱が引き起こされる。これらの TAD によって引き起こされる電離圏の大規模な変動が LSTID であると考えられている。図 4 に日本付近の全電子数に現れた LSTID の例を示す。

図 4. 日本付近の全電子数の変動量の２次元分布図。図（a）–（c）で全電子数が増大した領域（LSTID）が北から南に伝搬する様子が見える。図（d）–（f）でもう一つ LSTID が日本付近を北から南に移動している（Tsugawa et al. 2003）。

2.4.3.5 熱圏擾乱と大気ドラッグ

磁気嵐が起こると極域熱圏では、ジュール加熱や降下粒子による加熱のために中性大気の温度、密度が大きく上昇する。その結果、高度約 400km 以下を周回する人工衛星に対し、大気による抵抗力（大気ドラッグ）を及ぼし、その軌道や姿勢を変化させる場合がある。従って、実際の衛星運用では熱圏大気密度の変動を常にモニターし、さらに予測することが重要となっている。しかしながら、ある磁気嵐がどの位の熱圏の密度上昇を引き起こすかは、さまざまな物理・化学過程が複雑に関係してくるため、定量的に見積もることは簡単ではない。そのためにさまざまな数値シミュレーションモデルや経験モデルが開発されてきた。

熱圏大気の数値シミュレーションモデルは、1980 年代から開発が進められてきており、磁気嵐やサブストームに伴う熱圏密度の上昇が定性的には良く再現されている（Lu et al. 2015、図 5 参照）。しかし、磁気圏からのエネルギー入力や物理・化学過程に不確定な部分があり、実際に起きる個々の磁気嵐に伴う熱圏密度の変動量に関しては観測結果を十分に再現できていないのが現状である。

図 5. （上）TIEGCM（Thermosphere-Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model）で再現された高度380km での中性大気の質量密度。（下）高度積分した南半球のジュール加熱率。図を斜めに横切る点の並びはCHAMP 衛星で観測された中性大気の質量密度（Lu et al. 2016）。

大気ドラッグに関しては、熱圏質量密度の再現に特化した経験モデルが開発されている。基本的な方法としては、太陽極端紫外線のパラメータである F10.7 や、衛星で観測される太陽風パラメータ、地磁気データに基づく地磁気活動の指標（Kp, ap, Dst など）などを入力パラメータとして、衛星観測によって得られた熱圏質量密度データを再現する経験モデルを構築して、実際の質量密度を推定するものである。

これまでにさまざまな経験モデルが開発されているが、古くから良く知られているものとしては、Jacchia-70 モデル（Jacchia 1970）、MSISE-90（Hedin et al. 1991）、NRLMSISE-00（Picone et al. 2002）などがある。また、近年の衛星データを総合的に用いて開発されたモデルとしては、JB2008（Bowman et al. 2008）、DTM-2013（Bruinsma 2015）などがある。また、最近では、ニューラルネットを用いた予測（Chen et al. 2014）や、数値モデルと経験モデルを組み合わせた方法（Fedrizzi et al. 2012）なども研究されている。現状では、熱圏大気の密度変動に関しては、経験モデルのほうが数値シミュレーションモデルよりも精度が良いため、衛星の運用などでは経験モデルが広く利用されている。

2.4.3.6 おわりに

磁気嵐に伴う熱圏・電離圏変動現象の予測は、宇宙天気予報における重要課題の一つであるが、実際の熱圏・電離圏では多くの物理・化学過程が複雑な相互作用をしながら同時に進行するため、ある場所、ある時刻での変動を十分な精度で予測することはこれまではほとんど不可能であった。しかし近年、太陽風、磁気圏、電離圏、熱圏、大気圏のそれぞれの領域について高精度の数値シミュレーションモデルが着実に発展する一方、衛星観測や地上観測のデータも急速に増えてきている。また最近では、データ同化や AI を用いた予測技術なども応用され始めており、近い将来実用的な擾乱予測が可能になると期待されている。

参考文献

Bowman, B.R., Tobiska, W.K., Marcos, F.A., Huang, C.Y., Lin, C.S., Burke, W.J.: A new empirical thermospheric density model JB2008 using new solar and geomagnetic indices, AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference. 18–21 August 2008, Honolulu, Hawaii, paper AIAA 2008-6438 (2008)

Bruinsma, S.: The DTM-2013 thermosphere model. J. Space Weather Space Clim. 5, A1 (2015) doi: 10.1051/swsc/2015001

Chen, H., Liu, H., Hanada, T.: Storm-time atmospheric density modeling using neural networks and its application in orbit propagation. Adv. Space Res. 53, 558–567 (2014)

Fedrizzi, M., Fuller-Rowell, T. J., Codrescu, M.V.: Global Joule heating index derived from thermospheric density physics-based modeling and observations. Space Weather. 10, S03001 (2012) doi:10.1029/2011SW000724

Foster, J.C. : Storm Time Plasma Transport at Middle and High Latitudes. J. Geophys. Res. 98, 1675–1689 (1993)

Foster, J.C., Rideout, W.: Storm enhanced density: magnetic conjugacy effects. Ann. Geophys. 25, 1791–1799. www.ann-geophys.net/25/1791/2007/ (2007)

Jacchia, L.G., New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. Smithson. Astrophys. Special Report 313 (1970)

Hedin, A.E.: Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. J. Geophys Res. 96, 1159–1172 (1991)

Hunsucker, R.D.: Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: a review. Rev. Geophys. Space Phys. 20, 293–315 (1982)

Kikuchi, T., Lühr, H., Kitamura, T., Saka, O., Schlegel, K.: Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains and the EISCAT radar. J. Geophys. Res. 101(A8), 17,161–17,173 (1996)

Kikuchi, T., Hashimoto, K. K., Nozaki, K.: Penetration of magnetospheric electric fields to the equator during a geomagnetic storm, J. Geophys. Res. 113, A06214 (2008) doi:10.1029/2007JA012628

Lu, G., Richmond, A.D., Lühr, H., Paxton, L.: High-latitude energy input and its impact on the thermosphere. J. Geophys. Res. Space Physics. 121, 7108–7124, (2016) doi:10.1002/2015JA022294.

Picone, J.M., Hedin, A.E., Drob, D.P., Aikin, A.C.: NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues. J. Geophys. Res. 107 (A12), 1468 (2002)

Prölss G.W.,: Thermosphere-ionosphere coupling during disturbed conditions. J. Geomag. Geoelectr. 43, Suppl., 537-549 (1991)

Nishioka, M., Tsugawa, T., Jin, H., Ishii, M.: A new ionospheric storm scale based on TEC and foF2 statistics. Space Weather. 15, 228–239 (2017) doi:10.1002/2016SW001536

Tsugawa, T., Saito, A., Otsuka, Y., Yamamoto, M.: Damping of large-scale traveling ionospheric disturbances detected with GPS networks during the geomagnetic storm. J. Geophys. Res. 108(A3), 1127 (2003) doi:10.1029/2002JA009433

2.4.4. 極域における電離圏変動

細川　敬祐（電気通信大学）
（2019 年 11 月 19 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.4.1 オーロラに伴うシンチレーションに関する最近の観測結果

極域の超高層大気において見られる現象として有名なものにオーロラがある。オーロラはエネルギーの高い荷電粒子（電子や陽子）が磁気圏から磁力線に沿って降下し、大気を励起することによって発光させるものである。オーロラ電子の降下は、大気の励起だけでなく電離も引き起こすため、電離圏の電子密度（主として 100 km 高度付近、電離圏の E 領域に相当）に顕著な変動を作り出すことが知られている。例えば、オーロラ爆発（オーロラ・サブストーム爆発相の急始）に伴って、GPS 衛星の測位信号の位相に揺らぎである位相シンチレーション（2.4.1.4 節参照）が生じることが明らかになっている（Hosokawa 2014、図 1 参照）。ただし、これらの位相シンチレーションが GNSS 信号のロック損失に繋がる場合は多いとは言えず、測位の途絶に直結するわけではないことが知られている．これは、オーロラに伴う電離が電離圏 E 領域を主としたものであり、電子密度変動の絶対値が F 領域と比べると小さいことに起因すると考えられる。以下では、極域電離圏 F 領域に見られるオーロラ以外の電離圏現象を対象として、これまでの観測を紹介する。

図 1. オーロラに伴って発生した GPS シンチレーションの例．（a）オーロラサブストームの発生を示す地磁気の減少、（b）オーロラ全天画像の南北断面を時系列で示したもの、中央の時間においてオーロラの急激な増光が見て取れる、（c）GPS 受信機のデータから計算された電離圏全電子数、（d）振幅シンチレーション、（e）位相シンチレーション、オーロラ爆発の開始時に、位相シンチレーション指数が短時間急激に増大していることが分かる（Hosokawa et al. 2014）。

2.4.4.2 極冠パッチの生成メカニズム，TOI/SED との関連

極冠パッチ（Polar Cap Patches）は、磁気緯度が 80 度を超える極冠域と呼ばれる領域の電離圏 *F* 領域高度（約 300 km 高度）において発生する、電子密度が高い領域がパッチ状になって出現する現象である。極冠パッチは、惑星間空間磁場（Interplanetary Magnetic Field: IMF）が南向き

の時に、磁気圏と太陽風の相互作用によって駆動される極域のプラズマ対流（極冠域では反太陽方向を向くプラズマの流れを作り出す）が、昼間側の日照域に分布する高密度電離圏プラズマを輸送することによって生じると考えられる。電離圏 *F* 領域は、原子イオン（酸素イオン）が支配的な領域であるために、日陰域にプラズマが輸送され太陽放射による生成が停止しても、再結合によってプラズマが消滅するまでに数時間という長い時間がかかる。このため、日照域プラズマが電子密度が高い状態のまま、夜側日陰域まで輸送され、イオノゾンデやレーダー、大気光イメージャによって極冠パッチとして観測される。パッチが島状に分裂した状態で観測される理由については様々なメカニズムが提唱されているが、そのいずれもが極域対流の強さや形状（パターン）が内包する時間変動・空間的な非一様性が、昼間側高密度プラズマをより小さいスケールの構造に切断するというプロセスをベースにしている。

極冠パッチは、電子密度増大領域が500-1000 km の水平スケールをもってパッチ状に分裂して伝搬する現象であるが、それよりも空間スケールが大きく、極冠域を昼間側から夜側に横断するように電子密度の増大が見られることがある。このような巨大な電子密度増大領域は、Tongue of Ioniza-tion（TOI）と呼ばれており（Foster et al. 2005）、昼間側の日照領域で太陽からの紫外線照射によって作られた高密度プラズマが、極域の電離圏対流に沿って分割されないままに夜側に輸送されることによって形成されると考えられている。以下の図2は、Foster et al.（2005）が GPS 全電子数観測を用いて、TOI が昼間側日照域から夜側日陰域まで延びるように発生している様子を可視化したものである。TOI は CME 型の磁気嵐などの擾乱時に発生することが多いが、これは、CME に伴う IMF の時間変動が CIR 型のそれと比べると安定的に南向きを向いている場合が大きく、IMF Bz の時間変動が少ないために極域対流の時間変化が小さく、結果として高電子密度領域がパッチ状に分裂せずに連続的な形状を取るためであると考えられている（Hosokawa et al. 2010）。また、Foster et al.（2005）は、中緯度トラフの内部に現れる高速の西向きプラズマ流（Subauroral Polarization Stream: SAPS）が夕方側に分布する高密度日照プラズマをはぎ取ることによってつくられる Storm Enhanced Density（SED）と TOI がシームレスに接続している事例を GPS 全電子数の観測によって示し、中緯度域の GNSS シンチレーションのソースである SED と、極冠域シンチレーションを作り出す TOI が同一の現象である場合があることを示唆している。

図2. GPS 全電子数観測によって可視化された TOI の大規模構造。円の中心が磁気極、上側が昼間側になっており、昼間側の高密度日照プラズマ（赤い領域）が、夜側の日陰領域までプラズマ対流によって連続的に輸送されている様子が見て取れる（Foster et al. 2005）。

2.4.4.3 極冠パッチに伴う電離圏不規則構造とシンチレーション

極冠パッチの内部には電離圏電子密度の不規則構造（イレギュラリティ）が分布していることが観測的に知られている。これは、衛星・地上間の通信電波にシンチレーションが発生することによって検出されるものである。このような電子密度のイレギュラリティは、干渉性散乱レーダーの後方散乱を作り出すことが知られており、Super Dual Auroral Radar Network（SuperDARN）による観測では、パッチの後縁部に振幅が大きいイレギュラリティが形成されていることが示唆されてきた（Milan et al. 2002）。このような、極冠パッチ内部のイレギュラリティは、勾配ドリフト不安定（Gradient-Drift Instability: GDI）によって、その振幅が成長しているということが古くから指摘されている。GDI に基づいてパッチに伴うイレギュラリティの生成を考えると、極冠パッチの外縁部における電子密度の空間勾配と背景のプラズマ対流が同じ方向になったときに密度の微小な擾乱が増幅されることが予想され、初期の SuperDARN レーダーの観測を説明することができる。しかし、近年の大気光イメージャによって観測される極冠パッチと、それに伴うイレギュラリティ（レーダーの後方散乱エコー）の空間的な対応を見た研究では、極冠パッチの全域にイレギュラリティが存在していることが確認されており（Hosokawa et al. 2009、図 3 参照）、GDI によるイレギュラリティの成長が比較的短いタイムスケール（数十分）で、極冠パッチの全域に及び、シンチレーションを作り出していることを示唆している。また、極冠パッチに伴うシンチレーションは主として位相シンチレーションであることが知られている。これは赤道域のプラズマバブルとは大きく異なる。これは、パッチが極域対流に乗って、早い場合は 1 km/s にも達するスピードで伝搬することによって、電波経路上の屈折率が時間変化するために、電波の位相速度が急激に変動することに起因すると考えられている。

図 3. （左）大気光観測によって可視化された極冠パッチ、（右）SuperDARN レーダーによって観測された極冠パッチに伴うプラズマイレギュラリティ、（中央）大気光イメージャとレーダーによる観測を重ね合わせたもの。大気光で観測された極冠パッチの全域に、プラズマイレギュラリティが存在していることが分かる（Hosokawa et al. 2009）。

2.4.4.4 極冠吸収（Polar Cap Absorption: PCA）

太陽フレアに伴って放出される高エネルギーのプロトン（Solar Proton Events: SPEs）が地球の大気に貫入することによって、電離圏の下部（*D* 領域: 50-90 km 高度）が強く電離される。SPEs によって電離される領域の広がりは、高エネルギープロトンのエネルギーおよび磁力線の形状に依存するが、典型的には磁気緯度で 60-90 度の極域に分布する（Kress et al. 2010）。特に、極冠域においてはこの異常電離に伴って電波の吸収が発生することが多く、極冠吸収（Polar Cap Absorption: PCA）という現象として識別されている。PCA は、規模の大きな太陽フレアの際には、数分から数時間の時間遅れを伴って、必ずと言ってよいほど高い頻度で観測される。PCA によって、*D* 領域が強く電離されることによって、長距離通信に用いられる HF 帯・VHF 帯の電波が吸収を受けるために、その性質が古くから調べられてきた。PCA は数日継続する場合もあるため、北極航路を運航する航空機との通信に使用される短波帯の通信に大きな影響を与えると考えられている（Jones et al. 2005）。PCA の研究は、リオメータや非干渉散乱レーダー、VLF 電波観測、GPS 全電子数観測などによって得られたデータによって進められてきた。近年は、短波帯の電波を用いた干渉性散乱レーダーのネットワークである SuperDARN によって、

PCA の時空間発展を可視化しようとする試みがなされている（Bland et al. 2018）。図 4 では、広い領域をカバーする SuperDARN のデータを用いて、SEP によって電離が生じ、電波の吸収が起こった領域の広がりを可視化したものである。明るい色の領域において電波の吸収が強く、低高度において電離が生じていることを示している。

図 4. SuperDARN のデータを用いて、SEP によって電離が生じ、電波の吸収が起こった領域の広がりを可視化したものである。明るい色の領域において電波の吸収が強く、低高度において電離が生じていることを示している（Bland et al. 2018）。

参考文献

Bland, E. C., Heino, E., Kosch, M. J., Partamies, N.: SuperDARN radar-derived HF radio attenuation during the September 2017 solar proton events. Space Weather, 16, 1455– 1469 (2018) https://doi.org/10.1029/2018SW001916

Foster, F. C. et al.: Multiradar observations of the polar tongue of ionization. J. Geophys. Res. 110, A09S31 (2005). https://doi.org/10.1029/2004JA010928

Hosokawa, K., Otsuka, Y., Ogawa, Y. et al.: Observations of GPS scintillation during an isolated auroral substorm. Prog. Earth Planet Sci. 1, 16 (2014) doi:10.1186/2197-4284-1-16

Hosokawa, K, Shiokawa, K., Otsuka, Y., Ogawa, T., St-Maurice, J.-P., Sofko, G. J., Andre, D. A.: Relationship between polar cap patches and field-aligned irregularities as observed with an all-sky airglow imager at Resolute Bay and the PolarDARN radar at Rankin Inlet. J. Geophys. Res. 114, A03306 (2009) https://doi.org/10.1029/2008JA013707

Jones, J. B. L., Bentley, R. D., Hunter, R., Iles, R. H. A., Taylor, G. C., Thomas, D. J.: Space weather and commercial airlines. Adv. Space Res. 36, 2258–2267 (2005) https://doi.org/10.1016/j.asr.2004.04.017

Kress, B. T., Mertens, C. J., Wiltberger, M.: Solar energetic particle cutoff variations during the 29–31 October 2003 geomagnetic storm. Space Weather 8, S05001 (2010) https://doi.org/10.1029/2009SW000488

2.4.5. 中規模伝搬性電離圏擾乱(MSTID）

大塚　雄一(名古屋大学宇宙地球環境研究所）

（2020 年 3 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.5.1 はじめに

電離圏電子密度の変動が伝搬する現象として、伝搬性電離圏擾乱（Traveling Ionospheric Disturbance: TID）が知られており、従来から多くの観測及び研究が行われてきた（Hunsucker, 1982; Hocke and Schlegel, 1996）。TID は、その特徴に基づき、周期 15-60 分程度、水平波長が数百 km 程度のものを中規模 TID（Medium-Scale TID: MSTID）、周期 30 分から 3 時間程度、水平波長が 1000km 以上のものを大規模 TID（Large-Scale TID: LSTID）と分類されている（Hunsucker, 1982）。Hines（1960）以来、TID は中性大気の振動である大気重力波が原因と考えられてきたが、1990 年代後半になると、全天大気光イメージャーや多点の GPS 受信機網による観測が行われるようになり、TID の水平二次元構造が明らかになると（図 1）、中緯度において夜間に観測される MSTID は、北半球では南西方向に、南半球では北西方向に伝搬するものが殆どであることなど、従来の大気重力波が原因とする考え方では説明できない特徴があることが明らかになった（Kelley and Miller, 1997）。LSTID は、2.4.3 節で述べたように、地磁気擾乱時に頻繁に現れ、赤道方向に伝搬するため、地磁気擾乱により高緯度域で発生した大気重力波が原因と考えられている。本節では、地磁気静穏時にも頻繁に現れる MSTID について述べる。MSTID による電子密度の変動は、背景の数%程度であるが、GPS など衛星測位において、精密な測定が要求される場合には、測位誤差の要因となり得る。

図 1. 日本上空の全電子数変動。(左）昼間と(右）夜間における中規模伝搬性電離圏擾(MSTID）の例 (https://aer-nc-web.nict.go.jp/GPS/DRAWING-TEC/）。

2.4.5.2 昼間に発生する MSTID

昼間に現れる MSTID は、赤道方向に伝搬するものが多く、冬に発生頻度が高い。この特徴は、経度に依らず、また南北両半球において見られる。赤道方向に伝搬するものが多いことは、昼間の MSTID が大気重力波に起因するものであると考えられる理由の一つである。大気重力波による中性大気風速変動と電離圏電子密度変動n_e'との関係は、下の式のように表される（Hooke, 1968）。

$$n_e' = \frac{i}{\omega} u_b' \left\{ \frac{\partial n_e}{\partial z} \sin I - i k_b n_e \right\} \qquad (2.4.5.1)$$

ここで、u_b'とk_bは、それぞれ中性大気風速の変動と波数ベクトルの磁力線平行方向成分、ωは角周波数、n_eは背景の電子密度、zは高度、Iは磁力線の伏角であり、iは複素数を表す。電離圏中のイオンは、中性大気との衝突により力を受けるが、イオンは、磁場が存在するため磁場と直交方向にはジャイロ運動する。このため、イオンは、中性大気との衝突により、磁場と平行方向にのみ動き、磁力線平行方向には、イオンは中性大気と同じ速度u_b'で動く。電子密度変動n_e'の大きさは、u_b'に比例することが分かる。式（2.4.5.1）の右辺第一項は、イオンが上下方向に動かされることに起因する電子密度の変動に対応する。右辺第二項目は、イオンの集束・発散に伴う電子密度変動を表している。大気重力波による中性大気の集束・発散は起こらないが、イオンは磁力線平行方向にしか動かないため、集束・発散が起こり、電子密度の変動が起こる。

図 2. （左）赤道向きおよび（右）極向きに伝搬する大気重力波による中性大気の振動方向とイオンの振動方向との関係。

図 2 に、上方伝搬する大気重力波の波面と大気の振動方向の関係を表す。図の横軸は大気重力波の水平伝搬方向の水平距離であり、縦軸は高度を表す。水平・鉛直断面内において、大気は、大気重力波の波面と平行方向に振動する。図 2 の左図は、中緯度において、大気重力波が赤道方向に伝搬する場合であり、右図は、極方向に伝搬する場合を示す。地球の磁力線と大気

が振動する方向とを比較すると、大気重力波が赤道方向に伝搬する場合、極方向に伝搬する場合に比べて、大気の振動の磁力線平行成分が大きい。これは、式（2.4.5.1）においてu_b'が大きいことに対応し、大気重力波が赤道方向に伝搬する場合に、電子密度変動n_e'の振幅が大きくなることを意味する。一方、右図に示すように、大気重力波が極方向に伝搬する場合、磁力線平行方向の大気の振動（u_b'）の振幅は小さいため、n_e'の振幅は小さくなる。このように、磁力線に対して、イオンの運動は非等方的であるため、大気重力波に対する電子密度変動も非等方的になる。たとえ大気重力波が等方的に伝搬する場合においても、電子密度変動である TID は、赤道方向に伝搬するものが大きな電子密度変動を伴う。このため、観測される MSTID は、赤道向きに伝搬するものが多い、と説明される。また、磁力線を横切る方向の中性大気の運動は、イオンとの衝突により抗力を受ける（イオン抗力）。このため、大気重力波は、減衰する。赤道方向に伝搬する大気重力波は、他の方向に伝搬する場合と比べて受けるイオン抗力も小さいため、減衰が小さく長距離の伝搬が可能である。このことも、赤道方向に伝搬する MSTID の頻度が高いことの原因と考えられる。

MSTID による電子密度変動の鉛直構造は、大型の大気レーダーである非干渉散乱レーダーによって観測されている。図 3 に示すように、電子密度の変動が時間とともに低高度に伝搬している様子が見られる。大気重力波の位相速度と群速度の方向は 90 度異なることから、この電子密度の変動は、上方伝搬する大気重力波によるものと言える。また、電子密度変動の鉛直波長は、高高度ほど長くなる傾向が見られる。これは、熱圏では、高高度ほど大気の密度が小さくなることにより、大気の粘性や熱伝導率大きくなるためと考えられている（Pitteway and Hines 1963）。この特徴は、大気圏・電離圏結合モデルである GAIA（Ground-to-topside model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy）によっても再現されている（Miyoshi et al. 2018）。

図 3. プエルトリコのアレシボにある非干渉散乱レーダーで観測された、周期 1-2 時間の成分をもつ電子密度変動の時間高度変化（Livneh et al. 2007）。

大気重力波は、鉛直波数m、水平波数k、水平位相速度cの関係を表す分散関係

$$m^2 = \frac{N^2}{(c-U)^2} - k^2 - \frac{1}{4H^2}$$

を満たす。ここで、Uは背景の風速、mはブラント・バイサラ角振動数N、Hはスケールハイトを表す。大気重力波の鉛直波数mは、Uに依存することが分かる。成層圏・中間圏では、強い東西風が吹くため、Uは重力波の位相速度cに近くなる。$(c-U)^2$が小さくなると、上記の分散関係式から分かるように、mは大きく（鉛直波長は短く）なる。$c = U$となる高度では、mが無限大（鉛直波長がゼロ）になり、大気重力波はこの高度よりも上方に伝搬できなくなり、やがて砕波する。また、大気重力波の鉛直波長が短いほど粘性の効果がはたらき、大気重力波ははやく減衰する。このように、下層大気から電離圏にまで大気重力波が伝搬する途中の風速は、大気重力波の伝搬に大きな影響を与える。

また、大気重力波が伝搬途中で減衰や砕波すると、そこからあらたに大気重力波が励起されることがある（Vadas and Liu 2009）。成層圏・中間圏では、東西風速が大きくなることから、このような二次的な大気重力波が発生しやすいことが指摘されている。下層大気で励起された大気重力波が直接電離圏に伝搬するだけでなく、伝搬途中で破砕し、二次的に発生した大気重力波も、昼間の MSTID の原因となっていると考えられる。このように、昼間の MSTID は、下層大気から上方伝搬する大気重力波が原因と考えられるが、大気重力波がどこで励起され、どのように電離圏まで伝搬するかは、未だ明らかになっていないことが多く、理論的・観測的研究が進められている。

2.4.5.3 夜間に発生する MSTID

夜間において MSTID は、昼間とは異なり、北半球では南西方向に、南半球では北西方向に伝搬するものが多い。これは、夜間の MSTID が大気重力波に起因するものではなく、電磁力学的な作用によって発生するためである。図 4 に、MSTID とそれに伴う電場変動の観測結果を示す（Shiokawa et al. 2003)。図には、大気光イメージャーで観測された酸素原子が発する波長 630nm の大気光の二次元分布が示されており、北西から南東にのびる波面をもつ夜間の MSTID による大気光変動が見られる。同時刻に人工衛星で観測された電場変動を、磁力線沿って大気光が発光する高度 300km に投影したものが黒線で示されている。電場変動$\delta\boldsymbol{E}$は、大気光発光強度の増大領域では南西向き、減少領域では北東向きであることが分かる。このような MSTID に伴う電場変動は、下のように説明される。熱圏における中性大気風速$\boldsymbol{U}$は、圧力傾度力とイオン抗力の釣合いによって決まるため、夜間では、北半球の中緯度において南西方向に吹く。従って、$\boldsymbol{U}$によるペダーセン電流$\boldsymbol{J}$は、$\boldsymbol{U} \times \boldsymbol{B}$方向である北東向きに流れる。630nm 大気光の発光強度は、F 領域の電子密度と酸素分子の密度の積に比例するため、ペダーセン導電率Σ_{P}にも比例する。

よって、630nm 大気光の変動は、Σ_Pの空間変動と見なすことができる（Makela and Kelley 2003)。$\boldsymbol{J}$が、空間的に不均一なΣ_Pを流れるとき、図中に示すように正または負の電荷が溜まり、分極電場$\delta\boldsymbol{E}$が生じる。このようにして生成された$\boldsymbol{E}_P$が東（西)向き成分をもつと、$E \times B$ドリフトにより F 領域プラズマは上（下)方に動かされ、高（低)高度では中性大気密度が減少（増大)するため、大気光の減（増)光する。発光強度が減少する。このように、夜間の MSTID の生成には分極電場が重要な役割を担っている。電離圏を通る地球の磁力線は、導電率が高く、電離圏電場はほぼ減衰することなく南北両半球の F 領域に伝わるため（Farley 1960)、南北両半球において鏡像の構造をもつ MSTID が同時に発生する（Otsuka et al. 2004)。

図 4. MSTID による 630nm 大気光変動と分極電場との関係（Shiokawa et al.（2003)に電流$\boldsymbol{J}$、分極電場及び電荷を加筆)。

上述したように、夜間の MSTID による電子密度変動は分極電場を伴っている。この電子密度変動と分極電場が成長するメカニズムとして、パーキンス不安定が提唱されている（Perkins, 1973)。夜間の中緯度 F 領域におけるプラズマは、下向きの重力拡散速度と、磁力線に平行な赤道向きの中性風及び東向き電場による$E \times B$ドリフト速度が釣り合った状態にあり、安定である。しかし、パーキンス不安定は、その上下方向の釣り合いがくずれる現象である。図 5 に、中緯度における磁力線直交面内における高度積分したペダーセン電流$\boldsymbol{J}$、ペダーセン導電率（Σ_P)の変動と分極電場との関係を示す。$\boldsymbol{J}$は、導電率の変動を横切って流れる。$\boldsymbol{J}$を MSTID の波面に垂直方向と平行方向の二成分（$\boldsymbol{J}_\perp$と$\boldsymbol{J}_\parallel$)に分けて考える。波面と垂直な方向では、電流は連続して流れるため、高導電率領域と低導電率領域で同じ電流$\boldsymbol{J}_\perp$が流れる。一方、波面と平行方向の電流$\boldsymbol{J}_\parallel$は、高導電率領域において大きく、低導電率領域では小さくなる。このため、プラズマに働く$\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}$の力は、高（低)導電率領域で下向きに大きく（小さく)、プラズマは下（上)向きの力を受ける。この結果、高（低)導電率領域のプラズマは低（高)高度に動かされ、さらに導電率が高く（低く)なる。このように、初期の微小変動が時間と共に成長する。パーキンス不安定は、

Σ_P変動の波数ベクトルが、***J***の方向と東西方向との間にある場合に不安定が成長する。夜間のMSTID は、北（南)半球において北西-南東（南西-北東)にのびる波面をもつことから、パーキンス不安定が MSTID の生成機構と考えられる。

図 5. 磁力線直交面内における電流と導電率変動の関係。電流および導電率は *F* 領域全体を磁力線に沿って積分したもの。パーキンス不安定の発生機構を示す。

参考文献

Farley, D. T.: A theory of electrostatic fields in the ionosphere at nonpolar geomagnetic latitudes. J. Geophys. Res. 65, 869–877 (1960)

Hines, C. O.: Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. Can. J. Phys. 38, 1441-1481 (1960)

Hocke, K., Schlegel, K.: A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995. Ann. Geophys. 14, 917– 940 (1996)

Hooke, W. H.: Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. J. Atmos. Terr. Phys. 38, 1441–1481 (1968)

Hunsucker, R. D.: Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review. Rev. Geophys. 20, 293–315, doi:10.1029/RG020i002p00293 (1982)

Kelley, M. C., Miller, C. A.: Electrodynamics of midlatitude spread F, 3. Electrohydrodynamic waves? A new look at the role of electric fields in thermospheric wave dynamics. J. Geophys. Res. 102, 11,539–11,547 (1997)

Livneh, D. J., Seker, I., Djuth, F. T., Mathews, J. D.: Continuous quasiperiodic thermospheric waves over Arecibo. J. Geophys. Res. 112, A07313, doi:10.1029/2006JA012225 (2007)

Makela, J.J., Kelley, M.C.: Using the 630.0-nm nightglow emission as a surrogate for the ionospheric Pedersen conductivity. J. Geophys. Res. 108(A6), 1253 (2003)

Miyoshi, Y., Jin, H., Fujiwara, H., Shinagawa, H.: Numerical study of traveling ionospheric disturbances generated by an upward propagating gravity wave. J. Geophys. Res. Space Phys. 123, 2141–2155, https://doi.org/10.1002/2017JA025110 (2018)

Otsuka, Y., Shiokawa, K., Ogawa, T., Wilkinson, P.: Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using all-sky airglow imagers. Geophys. Res. Lett. 31, L15803, doi:10.1029/2004GL020262 (2004)

Perkins, F.: Spread F and ionospheric currents. J. Geophys. Res. 78, 218–226 (1973)

Pitteway, M. L. V., Hines, C. O.: The viscous damping of atmospheric gravity waves. Can. J. Phys. 41, 1935– 1948 (1963)

Vadas, S. L., Liu, H.: Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves. J. Geophys. Res. 114, A10310, doi:10.1029/2009JA014108 (2009)

Shiokawa, K., Otsuka, Y., Ihara, C., Ogawa, T., Rich, F. J.: Ground and satellite observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbance at midlatitude. J. Geophys. Res. 108(A4), 1145. doi:10.1029/2002JA009639 (2003)

2.4.6. プラズマバブル

大塚　雄一（名古屋大学宇宙地球環境研究所）
（2020 年 3 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.6.1 はじめに

電離圏 *F* 領域において、電子密度は、高度 300km 付近に極大を持つが、地球の磁力線が水平になる磁気赤道では、電離圏 *F* 領域下部は不安定になることがあり、局所的に著しく電子密度が減少することがある。この現象は、上昇する泡に例えられてプラズマバブルと呼ばれている。プラズマバブルは、日没後の電離圏 F 領域下部において発生し、高高度に上昇する。図 1 の左図に、鹿児島県佐多とオーストラリア・ダーウィンに設置された全天大気光イメージャーで同時に撮像された酸素原子が発する 630nm 大気光の全天画像を示す（Otsuka et al., 2002）。大気光の明るさは、電離圏 *F* 領域下部における電子密度に比例するため、両全天画像中に見られる赤道方向から極方向に伸びる大気光の減光領域がプラズマバブルに相当する。プラズマバブルの東西方向の幅は、約 100km である。南北両半球で同時に観測されたプラズマバブルの構造は、赤道に対して対称になっていることが分かる。これは、図 1 右図に示すように、同一の磁力線が佐多とダーウィンを通っており、プラズマバブルによる電子密度減少領域が地球の磁力線に沿った構造をもつためである。

図 1. （左）鹿児島県佐多とオーストラリアのダーウィンで同時観測された波長 630nm の大気光の全天画像。プラズマバブルによる減光領域が見られる（Otsuka et al. 2002）。（右）プラズマブルの構造を表す模式図。

このように、プラズマバブルは、局所的に電子密度が急に減少する現象であるため、2.4.1 節で述べたように、GPS など衛星測位にとって大きな誤差をもたらす。また、プラズマバブルの内部には、様々な空間スケールをもつ電子密度の疎密構造が存在するため、そこを通る電波の振幅や位相が変動し（シンチレーション）、衛星放送や通信、衛星測位などに影響を与える。

2.4.6.2 レーリー・テーラー不安定

一般に、レーリー・テーラー不安定は、重たい流体が軽い流体の上にある場合に起こるが、磁気赤道上において、高高度ほど電子密度が大きくなる電離圏 F 領域下部においても発生する。図 2 に、磁気赤道における F 領域下部の電子密度分布の模式図を示す。F 領域において、電子は磁力線の周りをジャイロ運動するが、質量が大きいイオンは重力$\boldsymbol{g}$と磁場$\boldsymbol{B}$による$\boldsymbol{g}\times\boldsymbol{B}$ドリフトするため、磁場が水平で北向きになる磁気赤道では、東向きに電流が流れる。また、日没直後には、プレリバーサル・エンハンスメントと呼ばれる東向き電場が増大する現象が起こる。この東向き電場も、東向きのペダーセン電流に寄与する。図に示すように、F 領域下部において、等電子密度面の高度方向の微小変動を考える。電子密度の疎密は、電流の流れやすさである導電率の非一様性をつくるため、東向き電流が低電子密度の領域に流れ込むところででは正の電荷が、流れ出すところでは負の電荷が蓄積される。これらの電荷により、最初に等電子密度面が高高度に持ち上げられたところでは、東向きの分極電場が生じ、この分極電場による$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ドリフトにより、さらに高高度にプラズマが持ち上げられる。反対に、最初に等電子密度面が低高度に押し下げられたところでは、西向きの電場が生じ、下向きの$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ドリフトによりさらに低高度に押し下げられる。このように、初期の微小変動が時間と共に成長する不安定な状態になる。この不安定がプラズマバブルの生成原因となるレーリー・テーラー不安定である。

レーリー・テーラー不安定の線形成長率γは、

$$\gamma = \left(\frac{E_0}{B} + \frac{g}{\nu_{in}}\right)\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} \qquad (2.4.6.1)$$

と表される。ここで、E_0は東向き電場、Bは磁場、gは重力加速度、ν_{in}はイオン・中性大気の衝突周波数、n_eは電子密度、zは高度を表す。式（2.4.6.1）より、（1）東向き電場E_0が大きく、（2）プラズマがν_{in}の小さい高高度にあり、（3）電子密度の高度方向の勾配 $\left(\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z}\right)$ が大きいときに成長率が大きくなることが分かる。（1）と（2）は、東向きの電流が大きいことに相当する。また、東向き電場は、（1）だけでなく、$\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ドリフトによりプラズマを高高度に持ち上げることにより（2）の効果にも寄与するため、プラズマバブル発生に重要な要素となる。

レイリーーテイラー不安定の線形理論では、電子密度勾配が鉛直上向きとなる電離圏 F 領域下部においてのみ不安定が成長することになるが、実際には、密度勾配が下向きになる電離圏上部にもプラズマバブルは到達する。

図 2. レーリー・テーラー不安定の模式図

2.4.6.3 プラズマバブル発生の特徴

プラズマバブルの発生頻度は、太陽活動度が高いほど高く、また、顕著な季節および経度変化を示す（Burke et al. 2004、図 2.4.6.3 参照）。大部分の経度域において、プラズマバブルは春と秋に発生頻度が高いが、プラズマバブル発生頻度は、地球の磁力線の偏角に依存する。図中の実線は、日没線と磁力線が平行になる日を示している。この実線は、プラズマバブル発生頻度が最大となる時期とよく一致している。特に、南米において偏角が西向きに大きくなる経度域では、プラズマバブル発生頻度が最大になる時期は 12 月に近くなる。このようなプラズマバブル発生頻度の季節・経度変化は、日没時における東向き電場の増大の季節・経度変化とよく一致する（Tsunoda 1985）。しかし、発生頻度が大西洋域では非常に高く、太平洋域では低いことや、春と秋との非対称が見られるなど、説明できない特徴もある。これらは、下層大気から電離圏・熱圏に上方伝搬する大気重力波など中性大気の変動に起因している可能性が指摘されている。

図 3. プラズマバブル発生頻度の経度・季節変化（Burke et al. 2004）。図中の黒線は、日没線が地球の磁力線と平行になる日を表す。

地磁気擾乱も、プラズマバブルの発生に影響を与えることが知られている。地磁気嵐の主相において、強い東向きの電場が電離圏に印加されると、中・高緯度にまで達するプラズマバブルが発生することが報告されている（Aa et al. 2018）。一方、地磁気嵐の主に回復相では、2.4.2 節で述べたように、熱圏における中性大気の循環が地磁気静穏時とは変わり、プラズマバブルの発生を抑制されることが多い（Carter et al. 2014）。

2.4.6.4 日没時の東向き電場の増大

E 領域では、日没後にプラズマの生成が無くなると、再結合が進み、電子密度が急速に低下する。このため、日没線を挟んで、昼側と夜側とで、導電率の空間勾配が大きくなり、強い東西電場がつくられる。電離圏電場は、昼間は東向きであるが、夜間は反転して西向きになる。西向きに反転する前の日没時に東向き電場が増大することから、この現象はプレリバーサル・エンハンスメントと呼ばれており、Farley et al.（1986）によって以下のように説明される。図 4 に示すように、①*F* 領域において、日没時に中性風**U**が東向きに吹く。②**U**によるダイナモ電場 $\mathbf{E} = -\mathbf{U} \times \mathbf{B}$が生成される（**B**は磁場であり、磁気赤道において、水平で北向き）。③**E**が磁力線に沿って*E*領域に伝わり、E 領域において昼側に西向きのホール電流が流れる⑤夜側は電子密度が小さく電流が流れないため、⑤日没線に負の電荷がたまり、⑥日没線の昼側に東向き電場、夜側に西向きの電場$\mathbf{E}_\phi$ができる。⑥$\mathbf{E}_\phi$が *F* 領域に伝わり、日没線の昼側において強い東向き電場ができる。この東向き電場は、上向きの E×B ドリフトによりプラズマを高高度に持ち上げるため、プラズマバブルが発生しやすい状態になる。

図 4. プレリバーサル・エンハンスメントの生成機構を表す模式図（Farley et al.（1986）の図 7 に番号を加筆）。図の横方向は東西方向を表しており、左側が昼、右側の斜線の部分が夜側を表す。図の上部は *F* 領域、下部は *E* 領域を表わす。両領域は、磁力線（曲線）によってつながっている。

2.4.6.5 数値モデルによるプラズマバブル発生予測

レーリー・テーラー不安定の成長率が大きいほど、プラズマバブルが発生しやすいと考えられることから、地球大気を計算することができる数値モデル用い、日々のレーリー・テーラー不安定の成長率を計算し、プラズマバブルの発生を予測しようとする試みがなされている（Carter et al. 2014; Shinagawa et al. 2018)。Shinagawa et al.（2018)は、全大気圏－電離圏結合モデル GAIA（Ground-to-topside model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy)により、線形成長率を計算し、実際のプラズマバブル発生の有無と比較した。図 5 は、プラズマバブルの発生頻度が高い高太陽活動期にあたる 2011 年において、各日毎にレーリー・テーラー不安定の線形成長率の最大値を求め、観測から得られたプラズマバブル発生日と比較したものである。プラズマバブル発生は、インドネシア・コトタバン（東経 100.32 度、南緯 0.2 度)における赤道大気レーダー（EAR)及び同サイトに設置された全地球測位システム（GPS)の観測データに基づいて決定したものである。線形成長率が高い値を持つ日ほど、実際に、プラズマバブルが発生している傾向が見られる。この結果は、全大気圏－電離圏結合モデルを用いることによってプラズマバブルの発生を予測できる可能性を示している。

しかし、プラズマバブルの発生は、必ずしもレーリー・テーラー不安定の成長率だけで決まるのではなく、大気波動による不安定の”シーディング“の効果も大きいと考えられている（Tsunoda, 2010)。Yokoyama et al.（2019)は、電離圏プラズマの運動を数値的に解く局所高精度モデルを開発し、数 m/s 程度の中性大気の鉛直風がプラズマバブルのシーディングになり得ることを示した。従って、プラズマバブルの発生を予測するためには、電離圏・熱圏に伝搬する大気波動の予測も必要と考えられている。

図 5. GAIA で求められたインドネシア・コトタバンにおける 2011 年のレーリー・テイラー不安定の線形成長率の日々変動（黒の実線)。緑と赤の縦棒は、GPS（緑)と赤道大気レーダー（赤)でプラズマバブルが観測された日を示す。

参考文献

Aa, E., Huang, W., Liu, S., Ridley, A., Zou, S., Shi, L. et al.: Midlatitude plasma bubbles over China and adjacent areas during a magnetic storm on 8 September 2017. Space Weather 16, 321–331, https://doi.org/10.1002/2017SW001776, (2018)

Burke, W.J., Huang, C.Y., Gentile, L.C., Bauer, L.: Seasonal-longitudinal variability of equatorial plasma bubbles. Ann. Geophys. 22, 3089-3098 (2004)

Carter, B. A., Retterer, J. M., Yizengaw E., Groves, K., Caton, R., McNamara, L et al.: Geomagnetic control of equatorial plasma bubble activity modeled by the TIEGCM with Kp. Geophys. Res. Lett. 41, 5331–5339, doi:10.1002/2014GL060953 (2014)

Farley, D.T., Bonelli, E., Fejer, B. G., Larsen, M. F.: The prereversal of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. J. Geophys. Res. 91, 13,723–13,728 (1986)

Otsuka, Y., Shiokawa, K., Ogawa, T., Wilkinson, P.: Geomagnetic conjugate observations of equatorial airglow depletions. Geophys. Res. Lett. 29(15), doi:10.1029/2002GL015347 (2002)

Shinagawa, H., Jin, H., Miyoshi, Y. Fujiwara, H., Yokoyama, T., Otsuka, Y.: Daily and seasonal variations in the linear growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in the ionosphere obtained with GAIA. Prog. Earth Planet Sci. 5, 16, https://doi.org/10.1186/s40645-018-0175-8 (2018)

Tsunoda, R. T.: Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by the longitudinal gradient in the integrated E-region Pedersen conductivity. J. Geophys. Res. 90, 447 (1985)

Tsunoda, R. T.: On equatorial spread F: Establishing a seeding hypothesis. J. Geophys. Res. 115, A12303, doi:10.1029/2010JA015564 (2010)

Yokoyama, T., Jin, H., Shinagawa, H., Liu, H.: Seeding of equatorial plasma bubbles by vertical neutral wind. Geophys. Res. Lett. 46, 7088– 7095 https://doi.org/10.1029/2019GL083629 (2019)

2.4.7 スポラディック *E* 層

津田 卓雄（電気通信大学）

（2020 年 3 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2.4.7.1 はじめに

スポラディック *E* 層（*Es* 層）は、電離圏 *E* 領域高度に非定常的に出現する高密度の電子・イオンの層として知られている。本節では *Es* 層に関する基本的な内容について概説する。より詳細な情報については *Es* 層についての複数のレビュー論文（Whitehead 1970; Whitehead 1989; Mathews 1998）等も参照すると良い。

2.4.7.2 電波伝搬への影響

最も代表的な観測例としてイオノゾンデによる *Es* 層の観測例を図 1 に紹介する。イオノゾンデは、短波帯の送信電波の周波数を掃引しながら電離圏を観測する装置であり、送信電波の反射周波数が反射高度の電子密度に依存することを利用して電離圏の電子密度の情報を得ることができる。正常波モード（O-mode）の送信電波の上限反射周波数 f と電子密度 n_e の関係は、2.4.7.1 節で述べたように、アップルトン・ハートレーの式を基に、

図 1. 2013 年 7 月 4 日 07:30 UT に東京都国分寺市（35.71ºN, 139.49ºE）のイオノゾンデで観測された Es 層（from WDC for Ionosphere and Space Weather, Tokyo, NICT: http://wdc.nict.go.jp/IONO/HP2009/ISDJ/index-E.html）。

$$f = \sqrt{e^2 n_e / 4\pi^2 m_e \varepsilon_0} \approx 8.98 \times \sqrt{n_e} \quad \text{[Hz]} \qquad (2.4.7.1)$$

と簡易的に記述される（恩藤, 丸橋 1999）。高度 100 km 付近の強い反射エコー（図 1 参照）は、周波数 >20 MHz に達しており、従って電子密度 >5×10^{12} m^{-3} 相当の *Es* 層による反射エコーであると考えられる。以上は送信電波が垂直入射の場合であるが、送信電波が斜め入射の場合、2.4.7.1 節の式（2.4.7.3）に記したように、電波が反射する周波数fは、

$$f = \frac{f_p}{\cos i_0} \qquad (2.4.7.2)$$

となり（恩藤, 丸橋 1999）、入射角i_0が大きくなると、反射周波数 fは垂直入射した場合の反射周波数 f_pよりも大きくなる。例えば、電子密度 >5×10^{12} m^{-3} の *Es* 層に入射角 80º で送信電波が入射する際の反射周波数は >115 MHz となり、VHF 帯の電波をも反射することになる。このように、*Es* 層の社会的重要性として電波伝搬環境への影響、特に短波帯/超短波帯（HF/VHF 帯）の通信・放送等に与える影響（e.g., Sakai et al. 2019）が指摘されており、*Es* 層の動態を監視、予測することが重要である。

2.4.7.3 *Es* 層の特徴と観測

続いて、非干渉散乱レーダーによる *Es* 層の観測例（Mathews et al. 1997）を図 2 に紹介する。昼間の日照によって形成された電離圏が日没後に徐々に減衰していく様子が 15–17 LT に見られる。この減衰の時間スケールは、主に電離圏 *E* 領域の主イオンである NO^+、O_2^+ のライフタイム（再結合の時定数）に依存していると考えられる。一方で、高度幅の狭い高電子密度の *Es* 層が日没以降も長時間維持されている様子が捉えられている。これは *Es* 層の主成分イオンが比較的ライフタイムの長い金属イオンで構成されている為であると考えられている。金属組成の源は大気に突入した流星の燃えかすであり、Fe、Mg、Si、Na、Ca、K 等、多種の金属組成が電離圏の下部領域に原子状、イオン状、分子状で分布している（cf. Plane et al. 2015）。例えば、金属イオンの主成分イオンである Fe^+ イオン（cf. Kopp 1997） のライフタイムは、高度 110 km で 10^6 秒（約 11 日） 程度（cf. Matuura et al. 2013）と考えられている。図 3 に示すレーザーセンシング（ライダー）で得られた Ca^+ イオンの観測例（Ejiri et al. 2019）においても *Es* 層に対応する高度幅の狭い（>1 km） Ca^+ イオンの高密度の層が捉えられており、このことからも金属イオンが *Es* 層の主成分イオンを構成していることが示唆される。

Ca^+ ライダーの高分解能データ（図 3a 参照）では *Es* 層中に存在する微細な不規則構造が確認できる。*Es* 層中の不規則構造は、全地球航法測位システム（Global Navigation Satellite System: GNSS）等で用いられているマイクロ波帯電波の振幅・位相シンチレーションの要因となる為、

GNSS 測位精度への影響が懸念されている。一方で、*Es* 層によるシンチレーションを観測することで *Es* 層の全球分布の情報が得られている（図 4 参照）。夏半球の中緯度で *Es* 層によるシンチレーションが大きい様子が確認できるが、この特徴はイオノゾンデ等による長年の電離圏観測によって調査が進められてきた *Es* 層の一般的な季節特性、緯度特性を良く示している。また、中緯度ほど顕著ではないが、低緯度や高緯度でも *Es* 層が発生することが知られている（cf. Whitehead 1970, 1989; Mathews, 1998）。

図 2. 1994 年 9 月 2 日にアレシボ（18.34ºN, 66.75ºW）の非干渉散乱レーダー（送信周波数: 430 MHz）で観測された *Es* 層（Mathews et al. 1997）。

図 3. 2014 年 12 月 24 日に東京都立川市（35.7ºN, 139.4ºE）の Ca+ ライダー（送信波長: 393 nm）で観測された高密度の Ca^+ 層（Ejiri et al. 2019）。（a）時間分解能: 5 s、高度分解能: 15 m の Ca^+ データ、（b）時間分解能: 10 s、高度分解能: 300 m の Ca^+ データ。

図 4. 2002 年 6–8 月の Global Positioning System（GPS） L1 バンド（約 1.6 GHz）の掩蔽観測で得られた高度 100–110 km の（左) 振幅、（右） 位相の変化率の分散（シンチレーション）の全球分布（Wu et al. 2005）。

2.4.7.4 生成機構: ウインドシア理論

最も顕著な中緯度 *Es* 層の代表的な生成機構であるウインドシア理論について紹介する。イオンの運動は衝突を介して中性風（中性大気の運動）の影響を受けるが、地球磁場の効果を考慮すると水平方向の中性風が鉛直方向のイオンの運動（イオン速度）を発生させる。これについてイオンの運動方程式を基に幾つかの仮定を置きながら鉛直イオン速度 w_iを導出すると、

$$w_i = [v \cos I \sin I + (\nu_{in}/\omega_i) u \cos I]/[1 + (\nu_{in}/\omega_i)^2] \qquad (2.4.7.3)$$

と表現される（Shinagawa et al. 2017）。ここで、ν_{in}はイオンと中性大気の衝突周波数、ω_iはイオンのジャイロ周波数である。南向き風v と東向き風uの正負の符号によって、即ち水平風の風向によって、鉛直イオン速度の向きが変化することがわかる。もしある特定の高度より上方で下向きイオン速度、下方で上向きイオン速度を生じさせるような高度方向の水平風の変化（水平風シア）があると、その高度領域にイオンが集積して高密度の電子、イオンの層（*Es* 層）を形成する。図 5 に、水平風シアによって生成される *Es* 層の北半球の例を示す。北半球の場合、高高度の西向き水平風が生成する鉛直下向きイオン速度と低高度の東向き水平風が生成する上向きイオン速度によって、それらの間の高度領域にイオンが集積することで *Es* 層が形成される。同様に、高高度で北向き風、低高度で南向き風の条件においても *Es* 層が形成される。このウインドシア理論を基に、全球大気モデルで計算された風速データを用いて鉛直方向のイオンの集積率を導出する試みが行われている（Shinagawa et al. 2017）。図 6 に示すように、全球大気モデルから得られた鉛直イオン集積率の全球分布は *Es* 層の基本特性である夏半球の中緯度で顕著となる特徴を良く再現しており、ウインドシア理論が *Es* 層の形成に対して重要な役割を果たしていることを示唆している。

図 5. ウインドシア理論による *Es* 層形成の模式図（Shinagawa et al. 2017）。（a）東西風シアの場合と（b）南北風シアの場合。

図 6. 全球大気モデル（Ground-to-topside model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy: GAIA）で計算された 2002 年 6–8 月 の鉛直イオン集積率の全球分布（Shinagawa et al. 2017）。

参考文献

Ejiri, M. K., Nakamura, T., Tsuda, T. T., Nishiyama, T., Abo, M., Takahashi, T., Tsuno, K., Kawahara, T. D., Ogawa, T., Wada, S.: Vertical fine structure and time evolution of plasma irregularities in the Es layer observed by a high-resolution Ca+ lidar. Earth Planets Space 71, 3 （2019) https://doi.org/10.1186/s40623-019-0984-z

Kopp, E.: On the abundance of metal ions in the lower ionosphere. J. Geophys. Res. 102, 9667–9674 （1997) https://doi.org/10.1029/97JA00384

Mathews, J. D.: Sporadic E: Current views and recent progress. J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 60, 413–435 （1998) https://doi.org/10.1016/S1364-6826（97)00043-6

Mathews, J. D., Sulzer, M. P., and Perillat, P.: Aspects of layer electrodynamics inferred from high-resolution ISR observations of the 80–270 km ionosphere. Geophys. Res. Lett. 24, 1411–1414 （1997) https://doi.org/10.1029/97GL01320

Matuura, N., Tsuda, T. T., and Nozawa, S.: Field-aligned current loop model on formation of sporadic metal layers. J. Geophys. Res. Space Physics 118, 4628–4639 （2013) https://doi.org/10.1002/jgra.50414

Plane, J. M. C., Feng, W., and Dawkins, E. C. M.: The Mesosphere and Metals: Chemistry and Changes. Chem. Rev. 115, 4497–4541 （2015) https://doi.org/10.1021/cr500501m

Sakai, J., Hosokawa, K., Tomizawa, I., Saito, S.: A statistical study of anomalous VHF propagation due to the sporadic-E layer. Radio Sci. 54, 426–439 （2019) https://doi.org/10.1029/2018RS006781

Shinagawa, H., Miyoshi, Y., Jin, H., and Fujiwara, H.: Global distribution of neutral wind shear associated with sporadic E layers derived from GAIA. J. Geophys. Res. Space Physics 122, 4450–4465 （2017) https://doi.org/10.1002/2016JA023778

Whitehead, J. D.: Production and prediction of sporadic E. Rev. Geophys. 8, 65–144 （1970) https://doi.org/10.1029/RG008i001p00065

Whitehead, J. D.: Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 51, 401–424 （1989) https://doi.org/10.1016/0021-9169（89)90122-0

Wu, D. L., Ao, C. O., Hajj, G. A., Juarez, M. T., and Mannucci, A. J.: Sporadic E morphology from GPS-CHAMP radio occultation. J. Geophys. Res. 110, A01306 （2005) https://doi.org/10.1029/2004JA010701

恩藤忠典, 丸橋克英 （eds.): 宇宙環境科学. オーム社, 東京 （2000)

3. 太陽嵐と宇宙天気予報

一本　潔（京都大学）

（2021 年 1 月 25 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽は太陽系の中心にあってその膨大な電磁波エネルギーの放射とプラズマの流出（太陽風）により、いうまでもなく地球や惑星を含む太陽圏の環境を支配している。そして、太陽で発生する爆発的なエネルギー解放現象は、X 線や紫外線の急激な増光、および、大量の磁化されたプラズマや高エネルギー粒子の放出となって、太陽圏環境の劇的な変動、「太陽嵐」をもたらす。宇宙天気予報の第一歩は、太陽における爆発的現象の発生と、それに伴って地球に飛来する放出物の規模を予測することに他ならない。本章では、太陽外層大気の基本的な構造と、最新の観測によるフレア爆発や突発的な質量放出現象の概要を解説するとともに、これらの現象にたいする予測研究の現状を、PSTEP の成果を交えて解説する。また、激甚太陽嵐の可能性を示唆する太陽型恒星における巨大フレア、および歴史文献に記録された過去の宇宙天気現象に関する最新の研究成果も紹介する。

3.1 太陽大気の構造と磁気現象

3.1.1 太陽の基本定数と太陽大気の平均的構造

一本　潔（京都大学）

（2020 年 2 月 23 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽は宇宙においては標準的な恒星（G 型星）である。直径は約 150 万 km、質量 10^{30}kg、約 27 日の周期で自転する、主として水素とヘリウムからなるガス体で、表面重力は地上の 28 倍に及ぶ。水素の核融合反応によって太陽の中心部で発生した熱エネルギーは、半径の約 7 割程度まで放射で輸送され、その後対流運動によって表面まで運ばれる。光球の温度は約 5800K で、全球からは毎秒 10^{26}J のエネルギーが光として放出されている。地球は太陽から約 1 億 5000 万 km の距離にあり、大気圏外で 1.37kW/m^2 のエネルギーを受け取っている（太陽定数）。そのエネルギーの大部分は近紫外-可視-近赤外域に含まれるが（図 1）、太陽から放射されるスペクトルは X 線から電波にかけた広範な範囲にわたる。総放射エネルギーの中で占める割合は小さいが、X 線から紫外線にかけての放射強度は太陽活動に伴う変化が大きく、地球の環境変動にとって重要な領域となる。

図 1. 太陽放射スペクトル。青い線は地球大気圏外、赤い線は地表でのスペクトルを示す。緑の線（右側目盛り）は太陽周期活動に伴う変動の割合を示す。（Fröhlich and Lean, 2004）

可視から赤外域の太陽スペクトルには、太陽大気に含まれる様々な元素に対応した無数の吸収線スペクトルが存在する。吸収線は光を放出する光球大気の温度が高さと共に低下するために形成される。一方、190nm よりも短い波長では線スペクトルが輝線に転じる。このことは、光球よりも上空に、より温度の高い領域（彩層・遷移層）が存在することを物語っている。さらに軟 X 線放射は、100 万度を超える温度領域（コロナ）の存在を意味している。観測される太陽スペクトルを再現するように構築された平均的な太陽大気の温度・密度構造を図２に示す。ここで、高度（横軸）の原点は、慣例として波長 500nm 連続光の光学的深さが１となるところをとっている。対流層の上には大気温度が高度と共に低下する光球があり、大部分のエネルギーは近紫外、可視、赤外光としてここから放出される。約 500km の高さで温度は上昇に転じ、2000km 程度の高度まで約１万度の彩層が続く。彩層では密度が高度と共に約４桁減少するが、この間水素の電離が進み、電子密度は高さに対してほぼ一定となっている。彩層は Hα 線（656.2nm）をはじめとする吸収係数の大きい吸収線や紫外域の輝線で観測することができる。高度約 2000km を境に温度は一気に 100 万度以上に上昇し、上空に軟 X 線や極紫外線を放射するコロナを形成する。彩層とコロナの境界領域は遷移層と呼ばれ、ここからは多様なイオンからの輝線スペクトルが放出される。

図 2. 太陽大気の平均的モデル（VAL-C; Vernazza, Avrett, & Loeser (1981) ）

図３に異なる光でみた太陽像を示す。光球には黒点（群）が存在し、それらが強い磁場を介して彩層やコロナの明るい構造と繋がっていることが見て取れる。黒点を含み明るいコロナが存在する領域を活動領域、それ以外の領域を静穏領域と呼ぶ。静穏領域では光球はほぼ一様に輝いてみえるが、コロナには比較的小スケールのコロナ輝点や、暗くて大きなスケールのコロナホールといった構造が認められる。紫外線や X 線では局所的に明るい領域が存在するため、これらの波長では地球に届く放射強度が、太陽の自転に伴って約 27 日の周期で変動する。

図 3. 異なる波長で見た太陽。左上から右へ，SoHO/MDI, 飛騨天文台/SMART，野場山電波ヘリオグラフ, SoHO/MDI, SoHO/EIT 171A,（以上 2003 年 10 月 30 日），右下 :「ようこう」

3.1.2 光球 ― 対流と磁場の相互作用

一本　潔（京都大学）

（2020 年 2 月 23 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

静穏領域の可視光高解像画像を見てまず目に入るのは、太陽全面を覆う粒状斑である（図 1）。大きさ 1500km 程度の対流泡で 10 分程度の時間スケールで生成消滅し、内部から熱エネルギーを運ぶことにより太陽の表面温度を維持している。粒状斑と粒状斑の間隙には大きさ 100~200km の明るい輝点が列状に存在している。これは 1kG 程度の磁場が集中したところで、動画を見ると粒状斑の対流運動によって絶えず水平方向に揺り動かされているのがわかる。これらの光球輝点が並ぶ領域は、粒状斑よりも空間スケールの大きな水平流がぶつかるところであり、静穏領域に存在する磁場が掃き寄せられて集まった結果、形成される。この大きな流れの構造は超粒状斑と呼ばれ、典型的な大きさは約３万 km、１日程度の寿命を持つ。太陽面にはその他にもサイズ１万～２万 km の中間粒状斑が存在することも知られており、このように対流は階層構造をなしている。

図 1. 静穏領域の高解像度画像。2006.11.22　「ひので」可視光望遠鏡 430nm（G-band）

図 2 に、ひので衛星が太陽の中央付近で観測した静穏領域の FeI 656.2nm 吸収線の円偏光（中央）と直線偏光（右）シグナルの分布を示す。太陽面を真上からみているため、円偏光は太陽面に垂直な磁場成分、直線偏光は太陽面に沿った水平な磁場成分と考えて良い。これから分かるように、静穏領域といえども太陽面には至る所に磁場が離散的な形態で存在している。太陽面に垂直な磁場は kG 強度の磁束管として、とくに超粒状斑又は中間粒状斑の境界に集中しており、ネットワーク状に分布している。水平磁場は数百 G と見積もられ、個々の粒状斑に付随して粒状斑と同等のタイムスケールで

絶えず発現・消滅を繰り返している。いずれもプラズマの対流運動によってダイナミックに変動しており、磁場を介したエネルギーの供給は上空高温大気の形成に重要な役割を果たしている可能性が指摘されている（Ishikawa and Tsuneta 2009）。

図 2. 太陽中心の静穏領域。連続光強度、円偏光、直線偏光。ひので SP（The Sun as a Guide to Stellar Physics, 2019）

強い磁場がより大きなスケールで集中したところは、下からのエネルギー供給源である対流運動が抑制されるため、表面温度が下がって黒点が形成される。黒点の典型的な磁場の強度は 2000-4000G であるが、6250G に達する強度が報告されている（Okamoto and Sakurai 2018）。図 3 にひので衛星が観測した活動領域における光球磁場の分布を示す。黒点中央の暗い部分（暗部）には、粒状斑のような対流は見られないが、多数の暗部輝点として弱い磁気対流現象が認められ、黒点内部の温度 3000-5000K を維持している。暗部を取り巻く半暗部は放射状に伸びた多数の筋構造から形成され、光球ではほぼ水平な磁場をもつ筋に沿って秒速数 km を超える激しい外向きの流れがある（Evershed 1909）。半暗部の内側から上昇した熱いガスが流出し冷えた後に半暗部外縁で沈み込む現象であり、これも強い磁場の影響下における熱対流現象であると理解されている（Ichimoto et al. 2007）。

図 3 に見られる上下の黒点は、磁場の仰角から分かるように極性が異なっており、それぞれ S 極と N 極となっている。右下のマップには２つの黒点を繋ぐ水平磁場の方向を示しているが、N 極と S 極を素直に繋ぐ形状とは大きく異なり、磁気中性線にほぼ沿った、強くシアした構造を示している。これは磁場構造が電流のないポテンシャル磁場（rotB=0）から大きく外れていることを示しており、強い電流系によって磁場が大きな自由エネルギーを持っていることを物語っている。フレア爆発の起源となるものであり、光球のベクトル磁場の解析は宇宙天気研究にとって重要な意味を持つことになる。

図 3. 黒点の磁場構造。ひので SP。

光球では、黒点内のとくに磁場が強い場所を除いてガスの圧力が磁場の圧力に対して優勢であり、対流が持つガスの運動がコロナを貫く磁場を歪めることにより、エネルギーが渡される。周期５分にそのパワーのピークを持つ光球の振動も、一部高周波成分は波動となって上空へエネルギーを伝達すると考えられる。

3.1.3 彩層 — ガス優勢から磁場優勢へ

一本　潔（京都大学）

（2020 年 2 月 23 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

彩層は高さとともに密度が減少することに伴い、ガス圧優勢から磁気圧優勢に転じる領域であり、彩層を構成する密度構造の形状は磁場の構造に支配されている。中でも最も普遍的に存在する彩層構造は、表面から突出したスピキュール（針状体）である。太陽縁において Hα 線やカルシウム HK 線等でよく観測され（図 1）、ガスの上昇に始まり下降またはそのまま消滅することで数分の寿命を終える。典型的な大きさは長さ約 1 万 km、幅 100~300km である。その横揺れからは、アルフベン波的な波が上方に通過していることが捉えられている（Okamoto and de Pontieu., 2011）。スピキュールは超粒状斑の境界領域に密集していると考えられ、それらによって打ち上げられるガスの総流束は、コロナから太陽風として流れ出す質量の 100 倍とも見積もられている。その成因については、足下における圧力増加によって圧縮波が発生し、上空に伝搬する過程の中で非線形化して衝撃波となり、それが遷移層を通過すると同時に彩層ガスを放出する、という描像が作られているが（Suematsu et al. 1982, Shibata and Suematsu. 1982）、足下の圧力増加の起源についてはまだ解明されていない。

図 1. 太陽縁で見られるスピキュール。ひので CaH 画像（上）Hα ドップラーマップ（下）。

図 2 は連続光および Hα 線による活動領域の画像である。この領域は東西の極性の異なる黒点群から構成されている。Hα 線による画像から、彩層が筋状の密度構造で構成されていることが分かる。極性の異なる黒点群をつなぐ筋、また黒点から外に向かって放射状に広がる筋構造が特徴的である。

また両黒点群の間には小さな黒点が存在し、短いアーチ状の筋が複数並んで存在している。これは光球下より新しく磁束が浮上している領域である。磁気浮上は黒点群の成長期によく見られる現象であり、大規模な磁場構造の不安定化を誘発することもあるため、フレアの発生予測においては重要な要素である。このような彩層を構成する無数の微細筋構造には絶えずガスの流れが伴っている。

図 2. 連続光（上）、Hα（下）。飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡。

プロミネンス（太陽面上ではダークフィラメント）は 100 万度の高温コロナに浮かぶ約 1 万度のプラズマである。サイズは大小様々であるが、比較的大きいものだと長さ数十万 km、高さは数万 km に達し、数日以上にわたって安定して存在する。圧力バランスよりプロミネンスの密度は周囲のコロナよりも 2 桁高く、支える力が無ければ太陽の強い重力によって 10 分程度で表面に落下することになる。プロミネンスを支えている力は磁場と電流によるローレンツ力であると考えられる。プロミネンスが磁場と深く関わる現象であることは、それらが常に光球の大局的な磁気中性線の上に出現することからも示唆される（図 3）。

図 3. Hα 像（飛騨天文台 SMART）と視線方向磁場（MDI）。（Ichimoto 2019）

プロミネンスは大別して静穏領域型プロミネンスと活動領域型プロミネンスに分類される（図 4）。前者は背が高く、垂直方向に伸びた多数の筋構造からなり、大局的な安定性とは裏腹に、小スケールのプラズマ塊が対流のごとく堪えず上下に運動している（Berger et al. 2008）。一方後者は主として水平方向に伸びた筋構造からなり、ここにはしばしばアルフベン波的な横波が励起されていることが知られている（Okamoto et al. 2008）。

プロミネンスを支える磁場の構造は、光球の正極と負極を繋ぐコロナ中の磁力線が下に凸になったところにコロナのプラズマが冷えて溜まっている、という描像が描かれているが（Hillier et al. 2012）、磁場の計測は偏光シグナルが弱いために難しく、その磁場構造の詳細はまだわかっていない。プロミネンスは突如不安定化して上昇し、そのまま太陽の重力を振り切って飛んでいくことがあり、多くの場合 CME を伴うことが知られている。従ってプロミネンスの磁場を精度良く計測し、その安定性を解析することが、宇宙天気研究において 1 つの重要な課題となっている。

図 4. 静穏領域型プロミネンス（左）と活動領域型プロミネンス（右）。ひので可視光望遠鏡。（Ichimoto 2019）

参考文献

Berger,T.E., Shine,R.A., Slater, G.L., Tarbell, T.D., Title,A.M., Okamoto,T., Ichimoto, K., Katsukawa,Y., Suematsu,Y., Tsuneta, S., Lites,B.W., Shimizu, T.,"Hinode SOT Observations of Solar Quiescent Prominence Dynamics", ApJ, 676L, 89B (2008)

Frohlich, C., and Lean, J.,"Solar radiative output and its variability: evidence and mechanisms", Astronomy and Astrophysics Review, 12, 273-320 (2004)

Evershed, J., "Radial movement in sun-spots", Mon. Not. R. Astron. Soc., 69, 454-457 (1909)

Hillier, A., Berger, T., Isobe, H., Shibata, K., "Numerical Simulations of the Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in the Kippenhahn-Schluter Prominence Model. I. Formation of Upflows", ApJ, 746, 120-132 (2012).

Ichimoto,K., Shine,R.,A., Lites,B., et al., “Fine Scale Structures of the Evershed Effect Observed by the Solar Optical Telescope aboard Hinode,”, PASJ, 59, 593-599 (2007)

Ichimoto, K., "Spectropolarimetry and Magnetic Structures", in "The Sun as a Guide to Stellar Physics", ed. Engvold, O., Vial, J.C., & Skumanich, A., p.185-205 (2019)

Ishikawa, R. and Tsuneta, S., "Comparison of transient horizontal magnetic fields in a plage region and in the quiet Sun", A&A, 495, 607-612 (2009)

Okamoto,T., Tsuneta,S., Berger,T.E., et al., “Coronal transverse magnetohydrodynamic waves in a solar prominence”, Science, 318, 1577-1580 (2007)

Okamoto, T., and de Pontieu., B., "Propagating Waves Along Spicules ", ApJL, 736, L24-29 (2011)

Okamoto, T., and Sakurai, T., "Super-strong Magnetic Field in Sunspots", ApJL, 852, L16-21 (2018)

Shibata,K., Suematsu, Y., "Why are spicules absent over plages and long under coronal holes? ", SolPhys, 73, 33 (1982)

Suematsu, Y., Shibata, K., Neshikawa, T., Kitai, R., " Numerical Hydrodynamics of the Jet Phenomena in the Solar Atmosphere - Part One - Spicules", SolPhys. 75, 99, (1982)

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., Loeser, R., "Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun", ApJ, Suppl. 45, 635-725 (1981)

3.1.4 コロナと太陽風 — 磁場が支配する高温大気

清水 敏文（宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所）

（2020 年 3 月 10 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽コロナは、6000 度の太陽表面（光球）の上空に形成された 100 万度以上の温度を持つ太陽外層大気である。このコロナでは、太陽磁場とプラズマがつくる多様なダイナミクスに満ち溢れている。本節では、太陽コロナに関して焦点を当てて解説する。

コロナのダイナミクスのなかで、最も大規模なものがフレア現象である。そのエネルギーの源は、コロナなど太陽表面上空にある磁場に蓄えられた磁気エネルギーである。これが熱や運動エネルギーに短時間に変換されることで、突発的なプラズマ加熱が起き、X 線や紫外線の突発的な増光としてフレアが認識される。また、フレアには、プラズマ噴出（ジェットやコロナ質量放出 CME）が付随することがある（3.2.1 参照）。

図 1. Solar Dynamics Observatory （SDO）搭載の観測望遠鏡 AIA が取得する紫外線画像。a）Fe IX 輝線を含んだ 17.1nm バンド画像（約 80 万度）や b）Fe XIV 輝線を含んだ 21.1nm バンド画像（約 200 万度）は、コロナプラズマの温度を捉える。c）紫外線域には彩層プラズマを起源とする He II 30.4nm 輝線（5 万度）が存在し、AIA はそれを含んだ 30.4nm バンド画像も取得している。 (c)NASA/SDO

フレアの発生は、GOES 衛星による軟 X 線の強度が増加することから認識できる。紫外線や軟 X 線で２次元空間情報として撮像される画像からは、太陽面上のどこで、どのような形態（モロフォロジー）で発生したかが分かる。さらに、プラズマ噴出といった動的な運動についても、画像のタイムラプス撮影から捉えることができる。図 1 は、2010 年から常時観測を行う NASA の Solar Dynamics Observatory （SDO）搭載の観測望遠鏡 AIA が取得する極端紫外線画像の例である。Fe IX （17.1nm, 60 万度）や Fe XIV （21.1nm, 200 万度）をはじめ、コロナ大気を構成するプラズマ温度から発生する輝線多数が極端紫外線域（10～120nm）に存在する。SDO は、多層膜が特定の波長バンドのみを反射選択する性質を用いて、様々な波長バンドで撮像している。これらの紫外線画像は、ある温度に限定

したコロナプラズマの分布を捉えることに長けている。一方で、100 万度から 1000 万度を超える広い温度を捉えることは、軟 X 線望遠鏡が得意である。図 2 は、太陽観測衛星「ひので」搭載の X 線望遠鏡（XRT）が撮影した例である。

図 2. 軟 X 線コロナ画像。太陽観測衛星「ひので」搭載の X 線望遠鏡 （XRT）による撮影。 (c)JAXA/NAOJ/モンタナ州立大学/SAO

紫外線や軟 X 線のコロナ画像から、太陽コロナは、のっぺりとした太陽表面から想像し難いほど、構造化されていることが分かる。明るい領域を「活動領域」コロナと呼び、コロナの放射がほとんど見られない領域を「コロナホール」と呼ぶ。その中間の領域は「静穏領域」コロナと呼ぶ。

活動領域は、多くのフレアが発生する領域である。その表面には、黒点が存在することが多く、太陽磁場がとりわけ集積した領域である。正極と負極が分布する表面磁場の上空には、それをつなぐように筋状のコロナ構造が存在する。この構造を「コロナループ」と呼ぶ。図 3 のように、円弧状の安定した（ポテンシャル的な）コロナループの他に、エネルギーが蓄積されたと推定されるねじれた構造などが可視的に捉えることができ、フレアや CME 発生の源にある磁場構造を推定するのに有用である。

図 3. TRACE 衛星 （NASA）が高解像度の紫外線画像で捉えたコロナループ

図 2 で、静穏領域コロナには、多数の小さな輝点が存在することが分かる。これらは「X 線輝線」（X-ray Bright Point; XBP）と呼ばれ、数時間から数十時間の寿命の現象である。その太陽表面では、短命な小双極磁場 （ephemeral region）の形成や正負の磁極が接近して消滅する現象（magnetic cancellation）が観測される場合がある。

コロナホールは、太陽の極域で大規模な例が見られることが多いが、中低緯度でも観測される。太陽風の流源として宇宙天気を考える上で重要な構造と考えられている （詳細は次節で解説される）。

図 4. SoHO 衛星（ESA/NASA）に搭載されたコロナグラフ（LASCO, Large Angle and Spectrometric COronagraph experiment）による画像。

太陽コロナから太陽圏に噴出するプラズマの様子は、コロナグラフで捉えることができる。コロナグラフは、非常に明るく輝く太陽光球を取り除いた人工の”皆既日食”を作る特殊な望遠鏡であり、太陽周辺のコロナからの淡い可視光を観測することができる。図 4 は、SoHO 衛星 （ESA/NASA）に搭載されたコロナグラフ（LASCO, Large Angle and Spectrometric COronagraph experiment）による画像である。太陽から噴出するコロナプラズマの様子を太陽の何十倍の距離まで捉えることができる。

3.1.3 節にあるように、約 6000 度の太陽光球から上空に向かうと、温度が上昇に転じ、コロナの温度が 100 万度を超える。高温なコロナの存在は、熱力学的なエネルギーの流れでは説明できない。コロナでは、熱放射（主に紫外線や軟 X 線波長域）や太陽表面への熱伝導、磁場構造が太陽圏に開いた領域では、太陽風の加速によってエネルギーの損失が絶えずあり、遅かれ早かれ冷えてしまう。常に存在するコロナを形成するために、これらの損失に見合うエネルギーがコロナに非熱的な手段によって注入され、プラズマ加熱が起きている。活動領域で 10^4 J/m^2/s、静穏領域で 10^2 J/m^2/s のエネルギー注入であり、この物理的な機構が何であるかが「コロナ加熱問題」である。エネルギーの根源は光球に見られる対流の乱流運動であり、磁場を介して運動エネルギーの一部を上空コロナに持ち上げ・散逸させると想像される。大別して、波動がエネルギーの伝播・散逸に寄与する説（波動加熱説）と非常に多数の小さなフレア（ナノフレア）のエネルギー散逸が寄与する説（ナノフレア加熱説）があり、様々なアプローチで観測や理論的研究が進められている。

参考文献

Golub, L. and Pasachoff, J.M. (eds.): The Solar Corona, Cambridge University Press (2009)

Phillips, K.J.H., Feldman, U., and Landi, E (eds.): Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere (Cambridge Astrophysics, Series Number 44), Cambridge University Press (2008)

桜井隆, 小島正宜, 小杉健郎, 柴田一成 （eds.）: 太陽 （シリーズ現代の天文学 [第２版] 第 10 巻）,日本評論社 （2018）

3.1.5 太陽風と太陽圏

岩井　一正（名古屋大学）
（2020 年 11 月 12 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

前節で述べた通り、太陽コロナは何らかの物理的な機構によって絶えず加熱され、高温に保たれている。そのため、コロナのプラズマ大気の一部は、その熱的圧力で太陽の重力を振り切り、超音速の風「太陽風」となって宇宙空間へと流出する（Parker 1958）。太陽風の速度は 300km/s から 800km/s 程度まで領域によって大きく変化し、300-400km/s の低速風と 700km/s 以上の高速風に大別される二様態構造をなしている。高速風は低速風に比べて低密度・高温な特徴がある。高速風はコロナホールと呼ばれる磁力線が宇宙空間に向かって開いた状態の領域から流出していることがわかっている。コロナホールは周囲より低温・低密度であるが、この領域から流出する高速風は高温であることは注意が必要である。

太陽風を加速するメカニズムは詳しく分かっておらず、太陽物理学・宇宙空間物理学における共通の問題として活発に研究が行われている。どのように太陽風を加速するのか、という素過程的な問題から、どのような領域からそのような速度の太陽風が流出するのか、という構造的な問題まで様々な階層で未解明の問題が残されており、それらの未解決問題は相互に関係し合っている（Viall & Borovsky 2020）。太陽風の風速は流源におけるコロナの磁場構造が関係していると考えられている。主に地球軌道の飛翔体によって太陽風をその場観測し、伝搬を逆算することで、その太陽風が流出したと考えられる領域を導出する試みが数多く行われてきた。ここから太陽風速度と太陽表面の磁場構造の特徴が経験的に求まる。太陽風速度は流源のコロナ磁場の開き角（expansion factor: f）の逆数やコロナホールの面積（A）と正の相関があることがわかっている（Wang and Sheeley 1990; Nolte et al 1976）。一方、惑星間空間シンチレーション観測からは、磁場強度（B）と expansion factor の比（B/f）の方が太陽風速度と相関が高いことが示唆され（Fujiki et al. 2005）、その理論的説明も行われている（Suzuki 2006）。様々な観測データの蓄積に伴い、現在も経験則の改良の試みが行われている。

太陽風は基本的に動径方向に進行するが、加えて太陽は約 25 日で自転している。太陽風中では磁場はプラズマに凍結されているため、太陽風中の磁場は、太陽風の動径方向の進行と太陽の自転が足し合わさった螺旋構造になる（Parker スパイラル）。この螺旋構造と動径方向のなす角度は地球軌道では約 45 度で、太陽から遠ざかるほど大きくなっていく。太陽表面の西側に低速風の流源があり、東側に高速風の流源があると、同じ経度上の動径方向前方に低速風が、後方に高速風が並ぶ場合が発生する。このとき、高速風は前方の低速に追いつき、後ろから押し込む領域が形成される。この領域では、太陽風の密度・温度が上昇した領域が形成され、このような領域が地球に到来すると地磁気擾

乱の原因になる。

太陽風が影響を及ぼす領域を「太陽圏」と呼ぶ。太陽風は恒星間を流れる星間物質と相互作用することで減速し、亜音速になる領域に終端衝撃波が形成される。さらに、外側で太陽風と星間物質の境界にヘリオポーズが形成され、ヘリオポーズの外側が星間空間となる。また、終端衝撃波とヘリオポーズの間の領域をヘリオシースと呼ぶ。1970 年代に打ち上げられた Voyager 1 号機および 2 号機は惑星探査の後に、太陽圏外縁部まで飛翔した。Voyager 1 は 2004 年に 94AU の領域で、2 号機は 2007 年に 84AU の領域で終端衝撃波を通過したとみられる。両探査機はその後さらに太陽圏外部へと飛翔を続け、2012 年に Voyager 1 号機が、2018 年に 2 号機が太陽から約 120 太陽半径の位置でヘリオポーズを通過し、人工の探査機として初めて星間物質の中に到達した（Burlaga et al. 2013; 2019）。

太陽活動が約 11 年で変動するのに呼応し、グローバルな太陽風の分布も変動する。一般的に、太陽活動極小期には太陽極域のコロナホールが発達し、高速風の領域が中・低緯度まで拡大し、低速風の領域は赤道付近の細い帯状の領域に限られる。太陽活動極大期には極域コロナホールの領域が縮小し、それに伴い、高速風の領域が高緯度へと縮小し、低速風の領域が拡大する（図 1）。太陽活動の低下が見られた 23 活動周期の終盤から 24 活動周期にかけては、太陽風の構造にも変化が示唆され（Tokumaru et al. 2015）、今後の詳細な観測が求められる。

図 1. 惑星間空間シンチレーション観測から得られた太陽風速度の分布の太陽活動依存性。太陽活動極小期（2009 年、上）と太陽活動極大期（2014 年、下）。赤から青になるにつれて、高速の太陽風に対応する。

太陽風は宇宙空間を飛翔する探査機による直接観測に加えて、太陽風中のプラズマが電波を散乱する「惑星間空間シンチレーション」を利用して、地上からも観測できる（Hewish 1964）。探査機によるその場観測では、その場所の詳細なプラズマパラメータが得られる一方、探査領域が限られる。特に地球軌道から大きく外れた太陽圏の高緯度領域や太陽近傍の観測は難しい。一方、惑星間空間シン

チレーション観測では地上から様々な方向の電波天体を観測することで、高緯度領域を含む太陽圏のグローバルな構造を導出することができ、探査機によるその場観測と相補的関係にある。国内では名古屋大学が 1980 年代から 327MHz で観測を行なっており（Tokumaru et al. 2011, 図 2）、太陽風や（Tokumaru et al. 2010）太陽嵐（Iwai et al. 2019）の観測的研究に用いられている。2020 年代には、10 太陽半径程度まで太陽に近づく Parker Solar Probe や Ulysses 以来の高緯度領域の探査を行う Solar Orbiter など多くの探査機によって内部太陽圏の観測データが飛躍的に増加することが期待される。一方、太陽圏外縁部では太陽風と星間物質との相互作用によって高エネルギー中性粒子（ENA）が生成される。これを地球軌道で観測する IBEX 衛星は太陽圏の構造において多くの知見をもたらした（McComas et al. 2009）。その後継機で 2020 年代に計画される IMAP にもさらなる期待がかかる。これら飛翔体観測、地上からの惑星間空間シンチレーション観測、そして太陽風のモデル・シミュレーションとが一体となった研究が求められる。

図 2. 名古屋大学宇宙地球環境研究所が所有する惑星間空間シンチレーション観測用電波望遠鏡（愛知県豊川市）

参考文献

Burlaga, L. F., Ness, N. F., Berdichevsky, D. B., Park, J., Jian, L. K., Szabo, A., Stone, E. C., Richardson, J. D.: Magnetic field and particle measurements made by Voyager 2 at and near the heliopause, Nature Astronomy, 3, 1007-1012, (2019)

Burlaga, L. F., Ness, N. F., Stone, E. C.: Magnetic Field Observations as Voyager 1 Entered the Heliosheath Depletion Region, Science, 341, 147-150, (2013)

Fujiki, K., Hirano, M., Kojima, M., Tokumaru, M., Baba, D., Yamashita, M., Hakamada, K.: Relation between solar wind velocity and properties of its source region, Advances in Space Research, 35, 2185-2188, (2005)

Iwai, K., Shiota, D., Tokumaru, M., Fujiki, K., Den, M., Kubo, Y.: Development of a coronal mass ejection arrival time forecasting system using interplanetary scintillation observations, Earth, Planets, and Space, 71, 39, (2019)

Kojima, M., Breen, A. R., Fujiki, K., Hayashi, K., Ohmi, T., Tokumaru, M.: Fast solar wind after the rapid acceleration, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, A04103, (2004)

McComas, D. J., Allegrini, F., Bochsler, P., Bzowski, M., Christian, E. R., Crew, G. B., DeMajistre, R., Fahr, H., Fichtner, H., Frisch, P. C., Funsten, H. O., Fuselier, S. A., Gloeckler, G., Gruntman, M., Heerikhuisen, J., Izmodenov, V., Janzen, P., Knappenberger, P., Krimigis, S., Kucharek, H., Lee, M., Livadiotis, G., Livi, S., MacDowall, R. J., Mitchell, D., Möbius, E., Moore, T., Pogorelov, N. V., Reisenfeld, D., Roelof, E., Saul, L., Schwadron, N. A., Valek, P. W., Vanderspek, R., Wurz, P., Zank, G. P.: Global Observations of the Interstellar Interaction from the Interstellar Boundary Explorer (IBEX), Science, 326, 959, (2009)

Nolte, J. T., Krieger, A. S., Timothy, A. F., Gold, R. E., Roelof, E. C., Vaiana, G., Lazarus, A. J., Sullivan, J. D., McIntosh, P. S.: Coronal holes as sources of solar wind., Solar Physics, 46, 303-322, (1976)

Parker, E. N.: Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., The Astrophysical Journal, 128, 664, (1958)

Suzuki, T. K., Inutsuka, S.-. ichiro .: Making the Corona and the Fast Solar Wind: A Self-consistent Simulation for the Low-Frequency Alfvén Waves from the Photosphere to 0.3 AU, The Astrophysical Journal, 632, L49-L52, (2005)

Suzuki, T. K.: Forecasting Solar Wind Speeds, The Astrophysical Journal, 640, L75-L78, (2006)

Tokumaru, M., Kojima, M., Fujiki, K., Maruyama, K., Maruyama, Y., Ito, H., Iju, T.: A newly developed UHF radiotelescope for interplanetary scintillation observations: Solar Wind Imaging Facility, Radio Science, 46, RS0F02, (2011)

Tokumaru, M., Kojima, M., Fujiki, K.: Solar cycle evolution of the solar wind speed distribution from 1985 to 2008, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 115, A04102, (2010)

Tokumaru, M., Fujiki, K., Iju, T.: North-south asymmetry in global distribution of the solar wind speed during 1985-2013, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 120, 3283-3296, (2015)

Viall, N. M., Borovsky, J. E.: Nine Outstanding Questions of Solar Wind Physics, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 125, e26005, (2020)

Wang, Y.-M., Sheeley, N. R.: Solar Wind Speed and Coronal Flux-Tube Expansion, The Astrophysical Journal, 355, 726, (1990)

3.1.6 コラム：宇宙回収サンプルに記録された CME

圦本　尚義（北海道大学）

（2020 年 3 月 30 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

3.1.6.1 序論

米国 NASA が 2001 年 8 月 8 日に打ち上げた Genesis 探査機は、人類初の太陽風のサンプルリターンミッションである（Burnett, 2013）。同年 12 月 3 日から 2004 年 4 月 1 日までの 2 年 4 ヶ月間、探査機は太陽と地球の間のラグランジュ点（L_1）において、4 枚の太陽風収集アレイを展開して太陽風の採取を行った（図 1）。太陽風は平均速度が約 450 km s^{-1} の荷電粒子からなる。この高速の荷電粒子がアレイ表面に衝突すると、アレイ中に注入されることを利用した太陽風収集法である。この収集期間後半の 2003 年 10 月末から 11 月初めにかけて、米国の静止気象衛星 GOES の観測史上最大の太陽嵐（2003 年のハロウィーン太陽嵐と呼ばれている）が発生した。この太陽嵐による地上の被害は幸い限定的なものであったが、当時運行中の多くの人工衛星・惑星探査機に大きな影響があった（NOAA, 2004）。例えば、太陽風を常時観測している米国 ACE 探査機は、この太陽風により一部の検出器が損傷を受けた。

ACE 探査機は 1997 年 8 月 25 日に打ち上げられ、Genesis 探査機の太陽風収集地点と同じラグランジュ点（L_1）において、現在も、太陽観測を続けている。したがって、Genesis 太陽風収集アレイに照射された期間の太陽風の経時変化が、この探査機により記録されている。ACE 探査機の SWICS 測定器が観測した太陽風 He 粒子の速度変化を、Genesis 太陽風収集期間において、積算して得られた太陽風 He 粒子数の速さ分布図を図 2 に示す。同じ観測データから新旧 2 種類のキャリブレーションにより得られた速さ分布を比較すると、太陽風の低速度成分と高速度成分の速さ分布は一致が良いにも関わらず、速さが 1000 km s^{-1} を超えるコロナ質量放出（CME）成分については 1 桁以上の不一致がある。時系列測定により CME 成分のこの部分は、2003 年のハロウィーン太陽風の積分値を表していることがわかっている。このキャリブレーションの不一致は、もしかすると、ハロウィーン太陽嵐により発生した高フラックスの太陽風に起因する装置上の不具合の発生のせいなのかもしれない。探査機を用いた観測は、原理的に測定が一度きりなので、キャリブレーションに不定性が見つかった時は、定量性の正確さを検証することが難しい。

一方、Genesis 収集アレイに採取された太陽風は、収集期間中の積分値であるので、期間中の経時変化を見ることはできないが、その期間の太陽風は太陽風収集アレイの物質中に保存されている。そのため、アレイの物質を何回でも測定し、再現性を検討できる。ただし、その測定法は、定量性を含め、これまで全く未踏であった。今回、二次イオン質量分析法を工夫することに加え、新しい二次中性粒子質量分析法を開発し、ハロウィーン太陽嵐の CME 太陽風を Genesis 収集アレイから測定すること

に初めて成功した。この方法は、地質学的試料から過去の太陽嵐の歴史を解読することにも応用できる。

図 1. ラグランジュ点（L1）において太陽風を採集している NASA Genesis 探査機の模式図（左）と太陽風収集アレイ（右）（クレジット：JPL NASA）

図 2. ACE/SWICS の測定値から推定された太陽風 He 粒子数の速さ分布。グラフは Genesis 運用期間（2001 年 12 月～2004 年 3 月）の太陽風 He の積分値。2013 年（赤線,（Reisenfeld et al., 2013））と 2017 年（青線, Reisenfeld, 私信）のキャリブレーション結果の比較。

3.1.6.2 固体中に注入された太陽風の分析法

太陽風を構成する主な元素は、水素（95%）とヘリウム（5%）である。また、太陽風のような数～数百 keV の運動エネルギーを持つ荷電粒子が固体に衝突すると、個々の粒子のエネルギーの大きさに応じ、固体の表面から約数～数百 nm の深さに、注入される。従来、このような固体中に注入された粒子を分析するために、二次イオン質量分析法（SIMS）が用いられてきた。SIMS による水素の検出感度は大きいので、水素分析に対して SIMS の適用は合理的である（Greenwood et al., 2011）。本研

究で用いた SIMS はマイクロメーターサイズに絞った Cs の一次イオンビームを固体表面に照射し、スパッタリングに伴い発生する二次イオンを質量分析した。この時、水素検出のバックグラウンドは、スパッタされている一次イオン照射面上への真空中の残留水蒸気の吸着量により決定され、本実験では数 ppm であった。深さ方向の空間分解能は約 5nm である。

一方、ヘリウムはもっとも大きいイオン化エネルギーを持つ元素なので二次イオンになる効率が非常に小さい。そのため、SIMS に代わる新しい分析法が必要である。我々は、固体中に注入されたヘリウムを分析するため同位体ナノスコープ（LIMAS，日本電子）を開発した（Bajo et al., 2015; Tonotani et al., 2016）（図 3）。同位体ナノスコープはナノメーターサイズの Ga の一次イオンビームを固体表面に照射し、スパッタリングにより発生する二次中性粒子を、高強度レーザーによりトンネルイオン化し、質量分析する新しい二次中性粒子質量分析法（SNMS）である。本研究の条件では、トンネルイオン化により He では 70%、その他の元素では 100%のイオン化が起きる。注意するのは、このトンネルイオン化の時、レーザービーム中にある真空中の残留ガスも同時にイオン化されることである。分析中のサンプル室の真空度は全圧 10^{-9} Pa なので、He の分圧はもっと小さいが、それでもイオン化された残留ガス中の He がバックグラウンド信号として検出される。このヘリウム検出のバックグラウンドは、固体中の He 原子濃度換算で、数 ppm に相当する。また、SIMS 同様、深さ方向の空間分解能は、こちらも約 5nm である。

図 3. 同位体ナノスコープ LIMAS。Ga LMIS: Ga 液体金属イオン源、UHV chamber: 超高真空サンプル室、fs laser: フェムト秒レーザー、ToF MS: 飛行時間型質量分析計。

3.1.6.3 宇宙空間で採集された太陽風の測定結果

米国 NASA Genesis ミッションにより、2001 年 12 月 3 日から 2004 年 4 月 1 日までの 2 年 4 ヶ月間の太陽風が宇宙空間で採取され地上に持ち帰られた。太陽風収集アレイは、鏡面表面を持つ 15 種類の高純度固体物質（アルミニウム、サファイヤ、シリコン、ゲルマニウム、ダイヤモンドライクアモルファスカーボン、金等）の板で構成されている（図 1）。我々は、ダイヤモンドライクアモルファス

カーボン（diamond-like amorphous carbon: DLC）の破片を分析した。DLC を選んだ理由は、DLC には、2 年 4 ヶ月間収集アレイに降り注いだ太陽風水素と太陽風ヘリウムの全量が、アレイから逃散せずに、蓄積されているからである（Heber et al., 2012; Huss et al., 2020）。DLC 層は、500 μm 厚のシリコン基板の上にプラズマ CVD 法により、1 μm の厚さに成膜されている（図 4）。

DLC 中の水素とヘリウムの深さ方向濃度プロファイルを図 5 に示す。水素の注入飛程は 12 nm で 6.0×10^{21} cm^{-3}（12 原子%）のピークを持つ。その後、濃度は深さとともに減少し、さらに深さ 100 nm のところから減少率がなだらかになり、250 nm 以深で減少が止まり、一定濃度 20 ppm となる。この一定値の水素量は、DLC 膜の成膜時から元々含有している量である。一方、ヘリウムの注入飛程は、水素の時よりやや深いところ 22 nm でピークを持つ。ピーク濃度は、1.7×10^{20} cm^{-3}（0.34 原子%）である。その後、濃度は減少し、深さ 100nm を超えるところでなだらかな減少になり、深さ 400 nm のところで一定値となる。ただ、この一定値 4 ppm は、上述したように、サンプル室の真空中の残留 He ガスによる見かけ上のものであり、DLC の He 含有量を示す訳ではないことに注意しよう。

太陽風の DLC 中への飛程は、衝突する荷電粒子の運動エネルギーにより決定される。したがって、衝突する荷電粒子と物質との相互作用から物質中の荷電粒子輸送を計算する数値シミュレーション SRIM/TRIM（Ziegler et al., 2012）を用いると、図 5 に示された深さ方向プロファイルを衝突する荷電粒子の速さ分布に変換できる（図 6）。

このようにして太陽風回収試料の分析から復元した太陽風の速さ分布は、約 400 km s^{-1} のところに最大値を持つ。この最大値は実測した太陽風の平均速度と等しい。また、He の速度分布は ACE 探査機が観測した速さ分布（図 2）と表面付近ではほぼ一致している。したがって、Genesis の太陽風収集期間中の太陽風の低速度成分（インターストリーム成分）と高速度成分（コロナホール成分）の速さ分布は、太陽風回収試料の深さ方向分析結果から再現されていることがわかる。

一方、速さ 1000 km s^{-1} を超える CME 成分は ACE 観測に不定性があった（図 2）。太陽風回収試料から得た結果と比較すると、照射量としては ACE の 2013 年のキャリブレーション値に近いが、速度変化の度合いは 2017 年のキャリブレーション値の傾きに近い。また、最高速度が、ACE で観測されていた 2000 km s^{-1} をはるかに超え、水素の速さ分布も考慮すると、太陽風の最高速度は 3000 km s^{-1} を超えていたかもしれないことが明らかになった。2003 年のハロウィーン太陽嵐時には、このような超高速の CME が地球を襲っていたことが初めて明らかになった。

図 4. 太陽風が打ち込まれたダイヤモンドライクアモルファスカーボン（DLC） 片（左上）。DLC の断面構造の模式図（右上）。同位体ナノスコープ LIMAS による分析後のスパッタクレーターの走査電子顕微鏡写真（左下）。スパッタクレーターの形状図（右下）。

図 5. DLC 中の H と He の深さ方向プロファイル。水素の 210 nm と 430 nm のところのスパイク上の濃度上昇は、DLC 成膜工程により水素が一時的に混入した結果である。

図 6. 太陽風回収試料の分析から復元した太陽風の速さ分布。

3.1.6.4 結論

NASA Genesis 探査機により回収された太陽風を、新しく開発した SIMS 法と SNMS 法を用いて測定することに成功した。これにより、宇宙空間でしか観測できなかった太陽風を地上の実験室中で分析できるようになった。太陽風を実験室中で分析する第一のメリットは、過去の太陽風を何回も分析し検証できることである。宇宙空間の衛星観測では太陽風観測はリアルタイムの一回きりで、やり直しはできない。実験室で決定した 2001 年 12 月 3 日から 2004 年 4 月 1 日まで 2 年 4 ヶ月間の太陽風の速さ分布は、インターストリーム成分とコロナホール成分の部分に関して、ACE 探査機により観測されていた速さ分布と一致した。しかし、CME 成分に関しては今回の測定によりはじめて、速さ 3000 km s^{-1} に達する CME 太陽風が 2003 年のハロウィーン太陽嵐の期間に地球を襲っていたことが判明した。このように、太陽風回収サンプルを地上の実験室で分析することにより、衛星で観測した事象を検証することが可能になった。さらにこの方法を月の試料やイトカワやリュウグウのような小惑星試料に適用することにより、太古の太陽活動の歴史を再現することが可能になるかもしれない。

参考文献

Bajo, K.-i., Olinger, C. T., Jurewicz, A. J. G., Burnett, D. S., Sakaguchi, I., Suzuki, T., Itose, S., Ishihara, M., Uchino, K., Wieler, R. and Yurimoto, H. (2015) Depth profiling analysis of solar wind helium collected in diamond-like carbon film from Genesis. Geochem. J. 49, 559-566.

Burnett, D. S. (2013) The Genesis solar wind sample return mission: Past, present, and future. Meteorit. Planet. Sci. 48, 2351-2370.

Greenwood, J. P., Itoh, S., Sakamoto, N., Warren, P., Taylor, L. and Yurimoto, H. (2011) Hydrogen isotope ratios in lunar rocks indicate delivery of cometary water to the Moon. Nature Geoscience 4, 79-82.

Heber, V. S., Baur, H., Bochsler, P., McKeegan, K. D., Neugebauer, M., Reisenfeld, D. B., Wieler, R. and Wiens, R. C. (2012) Isotopic Mass Fractionation of Solar Wind: Evidence from Fast and Slow Solar Wind Collected by the Genesis mission. Astrophys. J. 759, 121.

Huss, G. R., Koeman-Shields, E., Jurewicz, A. J. G., Burnett, D. S., Nagashima, K., Ogliore, R. and Olinger, C. T. (2020) Hydrogen fluence in Genesis collectors: Implications for acceleration of solar wind and for solar metallicity. Meteorit. Planet. Sci. 55, 326-351.

NOAA. (2004) Halloween space weather storms of 2003. NOAA Technical Memorandum OAR SEC-88.

Reisenfeld, D. B., Wiens, R. C., Barraclough, B. L., Steinberg, J. T., Neugebauer, M., Raines, J. and Zurbuchen, T. H. (2013) Solar Wind Conditions and Composition During the Genesis Mission as Measured by in situ Spacecraft. Space Science Reviews 175, 125-164.

Tonotani, A., Bajo, K.-i., Itose, S., Ishihara, M., Uchino, K. and Yurimoto, H. (2016) Evaluation of multi-turn time-of-flight mass spectrum of laser ionization mass nanoscope. Surf. Interface Anal. 48, 1122-1126.

Ziegler, J. F., Biersack, J. P. and Ziegler, M. D. (2012) SRIM, the stopping and range of ions in matter. Lulu Press Co., http://www.srim.org.

3.2 太陽嵐現象

3.2.1 太陽嵐の観測網

花岡　庸一郎（国立天文台）
（2019 年 11 月 29 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽表面の磁気現象の中でも、規模の大きなフレアやコロナ質量放出のうち特に地球を含む惑星間空間に多大な影響を与えるものを、太陽嵐と称している。フレアの電磁放射（特に X 線と電波）の桁違いの増大、通常の太陽系空間よりはるかに密度の高い磁気プラズマ雲の到達、多量の高エネルギー粒子の飛来、といった現象が起こるのが太陽嵐である。

そのため太陽表面の磁気現象の監視が長く続けられている。最初は地上光学観測から始まり、現在では様々な波長での宇宙からの太陽の監視観測や、宇宙空間でのその場の磁気プラズマ・高エネルギー粒子の捕捉へと発展している。最初は先端的な科学観測として始まったものも、時代とともに定常的な太陽嵐監視へと進展し、社会的要請に対する科学の貢献にもなっている。

3.2.1.1 フレアからの電磁波の放射をとらえる

a）地上からの Hα 線監視観測

Carrington らによって 1859 年に最初にとらえられたフレアは白色光で見えた巨大なものであったが、これは例外的なものである。フレアは彩層の現象として頻繁にとらえられるので、Hα 線などの観測が日常的に行われるようになって以降、太陽フレアと磁気嵐や突発性電離層擾乱との関係が明らかになってきた。このため、Hα 線での系統的なフレアの監視が早くから行われ、フレアリボンの輝度や面積が記録されてきた。

現在も多くの観測所で Hα 線での監視観測が行われている。発生したフレアを逃さず捉えられるよう、24 時間切れ目なく観測を継続するために、世界各地の望遠鏡によるネットワーク観測も組織されている。もともとアメリカは独自の Hα 観測ネットワークを持っていたが、現在では世界の 6 カ所においた日震学の観測装置群 Global Oscillation Network Group （GONG）に Hα の観測装置を加えて監視観測を行っている（Hill et al. 2018）。また、5 か国 7 カ所の機関の協働による Hα 観測網である Global High-Resolution Hα Network （Steinegger et al. 2000）も運用中である。日本では国立天文台と京都大学で観測が行われているが、Hα 線ではコロナ質量放出の一部でもあるフィラメント噴出をとらえることもできるため、精細な Hα 画像の取得に加え、ドップラー効果による視線速度測定が行われている

のが特徴である。京都大学ではこのような観測をさらに進めるため、国外 2 か国で Hα 望遠鏡を展開し（Continuous H-Alpha Imaging Network; CHAIN, UeNo et al. 2009）、観測網の充実を図っている。

b）スペースからの X 線などの観測

フレアは本来コロナ中の高いエネルギーの現象であり、Hα で見えるフレアは、その副産物としての彩層加熱を見ている。高温・高エネルギーの成分は、電子と太陽表面磁場との相互作用で放射される電波で最初に直接観測された。スペースからの X 線観測が始まってからは、フレアの高温プラズマからの熱的放射そのものである軟 X 線の測定がより直接的な情報として使われており、現在は電波の中ではメートル波が後述のはるか上空の太陽大気におけるフレア高エネルギー粒子のふるまいを示すものとして活用されている。

太陽の軟X線フラックスの定常観測はアメリカの気象衛星により 1970 年代には既に始まっており、Synchronous Meteorological Satellites、及び現在まで続く衛星シリーズである Geostationary Operational Environmental Satellite（GOES）に搭載された Space Environment Monitor（SEM, https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/）によって継続的に観測がなされている。1975 年以降は検出されたフレアの時刻・規模が公表されるようになり（https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/index.html）、現在では Hα に代わってこれがフレアリストの世界的標準となっている。本来地球を向いているはずの気象衛星で太陽を観測することになるので、太陽用の機器は、衛星本体ではなく常に太陽を向く太陽電池パネルに搭載されている。

軟 X 線フラックスの観測では太陽全体から来る軟 X 線を積分して測定しているため、フレアの発生場所を知ることができず、2 次元的な情報は Hα 観測に頼っていた。一方、かつては断片的にしかなかった X 線や極端紫外線でのコロナ画像の取得は、1990 年代以降、次々に打ち上げられた科学目的の太陽観測衛星により継続的に行われるようになっている。それらは宇宙天気監視を目的にしたものではなかったが、上記 GOES 衛星でも 2001 年からは Solar X-ray Imager、2016 年からは Solar UltraViolet Imager というコロナ撮像装置が搭載され、フレアについての X 線・極端紫外線での 2 次元的な情報取得が、監視観測の中で定常的に行われるようになっている。

c）太陽表面磁場の観測

フレアは太陽表面の磁場進化の過程で発生するものであるので、太陽フレアの直接観測では無いものの、磁場の観測も太陽嵐をそのエネルギー蓄積段階から追跡する上で重要である。太陽表面磁場をとらえるための偏光観測は、装置・解釈の両面で今でもまだ発展途上であり、基本的に科学的観測として様々な観測所・衛星で最新の技術を次々に投入して行われてきた。その中でも、先に述べた GONG、米欧が 1995 年に打ち上げた SOlar and Heliospheric Observatory（SOHO, Domingo et al. 1995、地球から太陽方向に 150 万 km 離れたラグランジュ点 L1 に置かれた太陽観測用宇宙機）の Michelson Doppler Imager（MDI, Scherrer et al. 1995）、アメリカが 2010 年に打ち上げた Solar Dynamics Observatory 衛星（SDO, Pesnell et al. 2012）の Helioseismic and Magnetic Imager（HMI, Scherrer et al. 2012）による、日

震学的観測と並行での太陽全面の光球磁場観測、ひので衛星（Kosugi et al. 2008）の Solar Optical Telescope （SOT, Tsuneta et al. 2008）による高空間分解能磁場観測では、長期間にわたって継続してデータが得られており、宇宙天気の側面でも貢献してきている。

また、光球よりも上空にある彩層の磁場を測ることが、フレアを引き起こすコロナ磁場の推定に極めて重要であることが認識され、将来の宇宙天気監視目的の磁場観測で必須となるであろう定常的な彩層磁場観測も、アメリカ Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun （SOLIS）・日本の太陽フレア望遠鏡によって赤外域の吸収線を用いて試みられてきた実績がある（Keller et al. 2003, Sakurai et al. 2018）。特に、太陽フレア望遠鏡で行っているヘリウムの吸収線の偏光観測では、フィラメント磁場の定常的な測定が可能になり、PSTEP の研究の中ではその磁場パターンの南北半球依存性が明らかになる（Hanaoka and Sakurai 2017）などの成果が挙がっている。フィラメント磁場を知ることは、そのフィラメントが CME として噴出したときに、それが磁気嵐の原因となり得るような磁場を持っているかどうかをあらかじめ知ることにつながり（Hanaoka et al. 2020）、宇宙天気的予測のひとつの鍵となる。 このことから、現在検討されている GONG を発展させた次世代のネットワーク観測装置（ngGONG, Hill et al. 2019）でも、ヘリウム吸収線での彩層磁場の常時測定を導入し、新たな宇宙天気予報として磁気嵐の磁場予測を行うことが計画されている。

3.2.1.2 太陽からの質量放出をとらえる

a）コロナ質量放出を撮像する

太陽から大量のプラズマが飛来することが磁気嵐の原因となることは 1930 年頃には推定されていたが（e.g., Cliver 2006）、太陽コロナ物質がプラズマ雲として惑星間空間に放出される様子が実際に観測されたのは、1960 年代以降、電波や地上コロナグラフ、そしてスペースでの可視光観測によるものである。特にアメリカの宇宙ステーション Skylab によるコロナグラフ観測では、コロナ質量放出は頻繁に起こるありふれた現象であることが明確になった（e.g., Gopalswamy 2016）。

コロナ質量放出で噴出したプラズマ塊は、その中の電子が太陽光を Thomson 散乱するため、衛星コロナグラフを使えば太陽からかなり離れたところまで可視光で追跡することができる。SOHO 宇宙機の Large Angle and Spectrometric COronagraph （LASCO, Brueckner et al. 1995）装置は、3 台のコロナグラフを搭載し、30 太陽半径までのコロナ質量放出をとらえられる装置である。この装置の登場で、磁気嵐を起こすようなコロナ質量放出はほとんど全てとらえられるようになり、コロナ質量放出の観測研究に革命をもたらした。2021 年現在なお 2 台のコロナグラフは稼働中である。さらに、Solar TErrestrial RElations Observatory （STEREO、2006 年打ち上げのアメリカの宇宙機, Kaiser et al. 2008）はやはりコロナグラフを搭載し、2 機が地球軌道上を地球から反対方向に離れながら惑星間空間を広視野でとらえることで、太陽から地球へ向かうプラズマ雲の様子を横からとらえることに成功した。LASCO など地球方向だけからコロナ質量放出をとらえる場合、視線方向の運動がわからないという

弱点があるが、限られた期間とはいえ、3 次元的速度場を得ることができたのである。

これらの衛星はもともと太陽の研究観測を主目的としており、GOES の太陽観測装置のように、監視目的の観測を中断なく継続することは想定されていない。そこで、宇宙天気監視を最重要目的とした新たな宇宙機を L5（地球から見て太陽より 60° 東側にあるラグランジュ点）に置く計画が提案されている（https://www.esa.int/Safety_Security/Lagrange_mission2）。

b）プロミネンス噴出の運動を捉える

コロナ質量放出の観測では、直接撮像は有力な手段ではあるものの、視線速度の情報を定常的に得るのは難しく、またプラズマ雲が惑星間空間に噴出してからでないととらえることができない。一方 Hα 線ではフィラメントを視線速度も含めてとらえることにより、噴出開始前から噴出初期における 3 次元的な進化をとらえることができる。上述のように日本ではこのような 3 次元速度場をとらえる観測が充実している。特に PSTEP の研究の中で新たにフィラメントの速度場を±400km/s の広範囲で 3 次元的にとらえる Solar Dynamics Doppler Imager （SDDI, Ichimoto et al., 2017）が開発され、フィラメント噴出前の前兆現象の検出（Seki et al. 2017）や、CME に発展するフィラメント噴出の特徴の抽出（Seki et al. 2019）といった成果を挙げており、速度場を含む Hα 線観測の宇宙天気現象の早期予報への貢献が期待される。

c）電波で見る Type II burst

前述のように、コロナ質量放出はメートル波帯の電波でもとらえることができるが、現在特に有用なのは、プラズマ雲の前面にできる衝撃波面から放射される Type II burst と呼ばれる電波の動スペクトル（スペクトルの時間変化）による観測である。放射される電波の周波数はその場のプラズマ周波数で決まるが、プラズマ周波数を決めるコロナ中の電子密度は太陽表面からの高さに依存するため、電波のスペクトルを高速に得ることで、周波数とその時間変化から衝撃波面の高さと動きを知ることができる。コロナグラフの観測のような 2 次元の空間分解能は無いが、コロナ質量放出の方向によらず、高さ方向の情報を直接得ることができる。世界各地で観測が行われてきており、現在日本においては情報通信研究機構の山川動スペクトル計（70-9000MHz）が稼働中である（Iwai et al. 2017）。この装置では、およそ 2 太陽半径の高さまで Type II burst の追跡ができる。地上での観測は電離層の影響を受けるおよそ 30MHz 以下の周波数では不可能であるため、さらに低周波（つまり太陽のより上空）での観測は飛翔体観測によって行われ、アメリカの Wind 衛星（1994 年打ち上げ、L1 点に位置する）では 20kHz という低周波まで Type II burst を追跡することができる。

d）Interplanetary Scintillation

太陽を遥かに離れて惑星間空間を移動していくプラズマ雲は、interplanetary scintillation （IPS）の観測によってもとらえることができる。惑星間空間は太陽風の存在のため有限の電子密度を持っており、またそれが変動している。安定した宇宙の電波源からの電波は、惑星間プラズマによる屈折に起因す

る変動（すなわち IPS）を示す。コロナ質量放出のような通常より電子密度の高いプラズマ雲が移動すると、さらに大きな電波の擾乱が観測される。天球上の様々な場所の電波源からの電波の擾乱を観測していると、それら電波源を背景にプラズマ雲が動いていく様子もとらえることができる。このような IPS 観測により太陽風・コロナ質量放出をとらえる装置は、日本では名古屋大学宇宙地球環境研究所が 327MHz の電波をとらえる装置を 3 カ所で運用している（Kojima & Kakinuma 1990）他、世界各地で稼働している。

e）惑星間空間におけるその場観測

上述のような、遠方からの電磁波を通した観測だけでなく、惑星間空間にある宇宙機による、まさにその場（in situ）を吹き過ぎるコロナ質量放出のプラズマ雲の、電子密度や磁場の観測も行われている。上述の GOES、Wind といった宇宙機にも測定装置が搭載されているが、特に 1997 年アメリカが打ち上げ、L1 点にて現在も運用中の Advanced Composition Explorer （ACE, Stone, et al. 1998）宇宙機は、太陽風の粒子や磁場を測定する充実した装置群を持っている。通常は太陽風を測定しているが、急激に密度が上がるなど宇宙機にコロナ質量放出のプラズマ雲が到来したことも検知できる。L1 点は地球から太陽方向に 150 万 km のところなので、このような時にはプラズマ雲はじきに地球にも到来し、磁気嵐を起こすことも想定されるので、宇宙機のデータに基づいてそれをあらかじめ予想することも可能である。2015 年打ち上げのアメリカの Deep Space Climate Observatory （DSCOVR, https://www.nesdis.noaa.gov/content/dscovr-deep-space-climate-observatory）宇宙機は、地球観測に加えて宇宙天気・宇宙気候監視を目的としていて、やはり L1 点に位置し、コロナ質量放出のプラズマ雲の到来をいち早く検出することを一つの目的としている。このように、宇宙天気監視を主眼にした装置も整備されつつある。

3.2.1.3 太陽からの高エネルギー粒子をとらえる

地球の外から飛来する高エネルギー粒子は、まず銀河宇宙線として発見された。その後、地上での銀河宇宙線観測の副産物として、太陽フレアの発生時に太陽からも高エネルギー粒子、すなわち太陽宇宙線が飛来することが明らかになった。ただ、地上で太陽宇宙線が検出される（Ground Level Enhancement）頻度は低く、1942 年以降現在（2021 年）まで、72 例しかない（https://gle.oulu.fi/#/）。観測例が少ないのは地球大気による減衰の効果であるが、人工衛星などが数多く飛翔し、人も宇宙空間で活躍する現在は、これらに降り注ぐ、減衰なしの高エネルギー粒子が問題となる。このため、現在では人工衛星上に高エネルギー粒子の観測装置が搭載され、常に監視が行われている。

その代表的なものが、先にも述べた GOES 衛星の SEM である。SEM は、X 線の測定装置に加え、高エネルギー粒子（陽子など）の測定装置も搭載している。GOES の X 線フレア検出情報が決まった形式で公表されているのと同様、高エネルギー粒子（陽子フラックス）の測定値も、10MeV 以上、

50MeV 以上、100MeV 以上の 3 つのランクで公表され、さらにフラックスが決まった閾値を超えると警報が出される、というように、既に気象警報のような運用がなされている。

参考文献

Brueckner, G. E.; Howard, R. A.; Koomen, M. J.; Korendyke, C. M.; Michels, D. J.; Moses, J. D.; Socker, D. G.; Dere, K. P.; Lamy, P. L.; Llebaria, A.; Bout, M. V.; Schwenn, R.; Simnett, G. M.; Bedford, D. K.; Eyles, C. J.: The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). Sol. Phys. 162, 357-402 (1995)

Cliver, E.W.: The 1859 space weather event: Then and now. Adv. Sp. Res. 38, 119-129 (2006)

Domingo, V., Fleck, B., Poland, A.I.: The SOHO Mission: an Overview. Sol. Phys. 162, 1-37 (1995)

Gopalswamy, N.: History and development of coronal mass ejections as a key player in solar terrestrial relationship. Geosci. Lett. 3, 8 (2016).

Hanaoka, Y., Sakurai, T.: Statistical Study of the Magnetic Field Orientation in Solar Filaments. Astrophys. J. 851, 130 (2017)

Hanaoka, Y., Sakurai, T., Otsuji, K., Suzuki, I. and Morita, S.: Synoptic solar observations of the Solar Flare Telescope focusing on space weather. J. Space Weather Space Clim. 10, 41 (2020)

Hill, F.: The Global Oscillation Network Group Facility - An Example of Research to Operations in Space Weather. Space Weather, 16, 1488-1497 (2018)

Hill, F., Hammel, H., Martinez-Pillet, V., de Wijn, A., Gosain, S. et~al.: ngGONG: The Next Generation GONG - A New Solar Synoptic Observational Network. In Astro2020: Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics, APC white papers, no. 74; Bulletin of the American Astronomical Society, 51, 74 (2019)

Ichimoto, K., Ishii, T.T., Otsuji, K., Kimura, G., Nakatani, Y., Kaneda, N., Nagata, S., UeNo, S., Hirose, K., Cabezas, D., Morita, S.: A New Solar Imaging System for Observing High-Speed Eruptions: Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI). Sol. Phys., 292, 63 (2017)

Iwai, K., Kubo,Y., Ishibashi, H., Naoi, T., Harada, K., Ema, K., Hayashi, Y., Chikahiro, Y: OCTAD-S: digital fast Fourier transform spectrometers by FPGA. Earth, Planets and Space 69, 95 (2017)

Kaiser, M.L., Kucera, T.A., Davila, J.M., St. Cyr, O.C., Guhathakurta, M., Christian, E.: The STEREO mission: An introduction. Space Sci. Rev. 136, 5-16 (2008)

Keller, C.U., Harvey J.W., Giampapa, M.S.: SOLIS: an innovative suite of synoptic instruments, Proc. SPIE 4853, 194-204 (2003)

Kojima, M., Kakinuma, T.: Solar Cycle Dependence of Global Distribution of Solar Wind Speed. Sp. Sci. Rev. 53, 173-222 (1990)

Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., Shimizu, T., Sone, Y., Tachikawa, S., Hashimoto, T., Minesugi, K., Ohnishi, A., Yamada, T., Tsuneta, S., Hara, H., Ichimoto, K., Suematsu, Y., Shimojo, M., Watanabe, T., Shimada, S., Davis, J.M., Hill, L.D., Owens, J.K., Title, A.M., Culhane, J.L., Harra, L.K., Doschek, G.A., Golub, L.: The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview. Sol. Phys. 243, 3-17 (2007)

Pesnell, W.D., Thompson, B.J., Chamberlin, P.C. The Solar Dynamics Observatory (SDO). Sol. Phys. 275, 3-15 (2012)

Sakurai, T., Hanaoka, Y., Arai, T., Hagino, M., Kawate, T., Kitagawa, N., Kobiki, T., Miyashita, M., Morita, S., Otsuji, K., Shinoda, K., Suzuki, I., Yaji, K., Yamasaki, T., Fukuda, T., Noguchi, M., Takeyama, N., Kanai, Y., Yamamuro, T.: Infrared spectro-polarimeter on the Solar Flare Telescope at NAOJ/Mitaka. Publ. Astron. Soc. Japan, 70, 58 (2018)

Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T. D., Title, A., Wolfson, C. J., Zayer, I., MDI Engineering Team: The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. Sol. Phys. 162, 129-188 (1995)

Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogart, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall, T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk, S.: The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). Sol. Phys. 275, 207-227 (2012)

Seki, D., Otsuji, K., Isobe, H., Ishii, T.T., Sakaue, T., Hirose, K.: Increase in the Amplitude of Line-of-sight Velocities of the Small-scale Motions in a Solar Filament before Eruption. Astrophys. J. Let. 843, L24, 5 pp. (2017).

Seki, D., Otsuji, K., Ishii, T., Hirose, K., Iju, T., UeNo, S., Cabezas, D., Asai, A., Isobe, H., Ichimoto, K., Shibata, K.: SMART/SDDI Filament Disappearance Catalogue. Sun and Geosphere, 14, 95-103 (2019)

Stone, E.C., Frandsen, A.M., Mewaldt, R.A., Christian, E.R., Margolies, D., Ormes, J.F., Snow, F.: The Advanced Composition Explorer. Sp. Sci. Rev. 86, 1-22 (1998).

Steinegger, M., Denker, C., Goode, P. R., Marquette, W. H., Varsik, J., Wang, H., Otruba, W., Freislich, H., Hanslmeier, A., Luo, G., Chen, D., Zhang, Q.: The New Global High-Resolution Hα Network: First Observations and First Results. In ESA-SP 463, A. Wilson ed., The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Solar and Space weather, 617-622 (2000)

Tsuneta, S.; Ichimoto, K.; Katsukawa, Y.; Nagata, S.; Otsubo, M.; Shimizu, T.; Suematsu, Y.; Nakagiri, M.; Noguchi, M.; Tarbell, T.; Title, A.; Shine, R.; Rosenberg, W.; Hoffmann, C.; Jurcevich, B.; Kushner, G.; Levay, M.; Lites, B.; Elmore, D.; Matsushita, T. Kawaguchi, N.; Saito, H.; Mikami, I.; Hill, L. D.; Owens, J. K.: The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview. Sol. Phys. 249, 167-196 (2008)

UeNo, S., Shibata, K., Kitai, R., Ichimoto, K., Nagata, S., Isobe, H., Kimura, G., Nakatani, Y., Kadota, M., Ishii, T.T., Morita, S. and Otsuji, K.: The CHAIN-Project and Installation of Flare Monitoring Telescopes in Developing Countries. Data Science Journal, 8, S51-S58 (2009)

3.2.2 フレア放射

渡邉　恭子（防衛大学校）

（2020 年 3 月 30 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

1. フレア放射の宇宙天気への影響

a. 太陽フレア放射

太陽フレアが発生すると、電波からガンマ線までのあらゆる波長の電磁波や大量の高エネルギー粒子などが太陽-地球圏に放出され、これらは急激な時間変動を見せる。図 1 に色々な太陽フレア放射の典型的な時間変動を示す （Kane, 1974）。フレア初期 （インパルシブ期） には電波や硬 X 線放射の急激な時間変動が見られ、メインフェーズには Hα 線や軟 X 線の放射が緩やかな時間変動をしていることがわかる。

図 1. 太陽フレア放射の典型的な時間変動 （Kane, 1974）

図 2. GOES 衛星によって観測された軟 X 線放射の強度変動の例 （2017 年 9 月 6 日に発生した X9.3 クラスフレア）。上方の線が 1-8Å の、下方の線が 0.5-4Å の X 線の時間変動を表している。

太陽フレアの規模は、GOES （Geostationary Operational Environmental Satellite; Bornmann et al., 1996）によって観測されている 1-8Å の軟 X 線強度のピーク値で表されており、規模の小さい方から A, B, C, M, X と分類されている。X クラスが最大で、その強度は $>10^{-4}$ W/m^2 、規模が 1 つ小さくなるごとに強度は一桁小さくなる。図２に 2017 年 9 月 6 日に発生した X9.3 クラスフレアの軟 X 線放射の強度変動を示す。このフレアでは、1-8Å の軟 X 線強度のピーク値は 9.3×10^{-4} W/m^2 であったことが分かる。このように太陽フレアが発生すると軟 X 線放射の強度は急激に数桁変わる。

b. 地球電離圏に影響するフレア放射

太陽フレア放射のうち紫外線や X 線などのフレア放射の強度が強いと、地球電離圏の電子密度の異常な増大を引き起こすことがある。図３に紫外線放射の地球大気における吸収高度を示す。特に低層の地球大気に影響するのは 100nm 以上の長波長の紫外線であるが、10nm 以下の短波長の紫外線・X 線も中間圏に影響していると考えられる。実際にこれらの短波長の紫外線放射は地球の高度 60-90km の電離層 D 領域まで到達し、この領域の電子密度の増大を引き起こす。この電子密度の変化によって HF 帯電波が吸収されることにより、デリンジャー現象という通信障害が発生する（Dellinger, 1937）。HF 帯電波は短波ラジオ放送だけでなく、洋上航空無線や船舶無線などに日常的に用いられているため、デリンジャー現象が発生するという予報や、その影響が何時間続くのかという予測は、日常生活に影響するとても重要な情報となっている。

図 3. 紫外線放射の地球大気における吸収高度 （Woods et al.（2000） に加筆）。上方の線は、それぞれの分子が紫外線吸収に影響している波長範囲を示す。

一般的にデリンジャー現象は、M クラス以上 （1-8Å の軟 X 線強度のピーク値が $>10^{-5}$ W/m^2） の太陽フレアの発生により引き起こされていると考えらえており、現在では発生した太陽フレアの規模を用いて予報が行われている。しかし、実際の観測では C クラスフレアでもデリンジャー現象が発生したり、また、X クラスフレアであっても発生しなかったりという現象も報告されている（Tao et al., 2020）。これらの観測から、デリンジャー現象の発生に寄与しているフレア放射は、X 線強度とは比例していない放射も影響しているのではないかと考えられる。

c. フレア放射の観測

太陽フレア放射のうち、どの波長の放射がデリンジャー現象の発生に影響しているかを検証するためには、まず、太陽フレア放射の全波長スペクトルの観測データが必要である。しかし、デリンジャー現象に大きく寄与していると考えられている紫外線や X 線のスペクトル観測データは、観測波長や観測衛星が運用されていた時期など、データが限られている。

まず、X 線の放射は GOES 衛星によって 1975 年から連続的に観測されている。ただし、観測波長は 0.5-4Å と 1-8Å の二つの波長帯のみである（Bornmann et al., 1996）。一方、EUV（極紫外線 : extreme ultraviolet）放射は、宇宙天気予報の観点から色々な観測衛星が打ち上げられている。近年では、Solar and Heliospheric Observatory（SOHO）衛星に搭載された Solar EUV Monitor（SEM）（Judge et al. 1998）、Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics （TIMED） 衛星に搭載された Solar EUV Experiment （SEE） （Woods et al., 2005）、そして Solar Dynamics Observatory （SDO）衛星に搭載された Extreme Ultraviolet Variability Experiment （EVE） （Woods et al., 2012） などによって観測が行

われている。SOHO/SEM は、1996 年 1 月以降、15 秒の時間分解能で紫外線を継続的に観測している。しかし、観測波長域は 260-340Å と 1-500Å のみで波長分解能はないため、これらの EUV 放射を波長積分した強度の時間変動しか分からない。TIMED/SEE は、2002 年 1 月から 1-1940Å の波長域を 4Å の分解能で観測を行なっており、SOHO/SEM にはないスペクトル情報を持っているが、時間分解能が 1 日程度であるため、フレアの時間変動など短時間の変動は追えない。SDO/EVE は 2010 年 5 月から 1−1060Å の放射を 1Å の波長分解能および 10 秒の時間分解能で観測しており、太陽フレア EUV 放射スペクトルの時間変動を調べるのに十分な能力を持っている。しかし、SDO/EVE の中で 50-370Å の波長域を観測している MEGS-A という機器は、故障により 2014 年 5 月以降観測ができていない。以上のように、現在でも利用可能な太陽 EUV 放射データは存在しているが、十分な波長および時間分解能を持っているものは SDO/EVE しかなく、それも観測時間が限られているのが現状である。

d. フレア放射の再現モデル

以上のように、太陽フレア放射の観測は限られているため、観測がなくても太陽フレア放射スペクトルを補完・予測するモデルが構築されている。現在、最も広く使用されているモデルは Flare Irradiance Spectral Model （FISM; Chamberlin et al., 2006, 2007, 2008） である。FISM は 1 分毎に 1–1900Å の波長領域における太陽フレア放射スペクトルを 10Å の波長分解能で求めることができ、その計算結果は Web 上で公開されている（https://lasp.colorado.edu/lisird/）。2020 年 10 月からは波長分解能が 1Å の FISM2 のデータが公開されている （Chamberlin et al., 2020）。しかしながら、FISM はフレア放射の時間発展が GOES の軟 X 線放射に比例すると仮定されているため、軟 X 線放射とは起源が異なる EUV ライン放射の時間発展の違いは再現できない。フレア放射を理解し再現するためには太陽フレアの物理的プロセスを考慮する必要があるが（Klimchuk et al., 2008; Cargill et al., 2012）、FISM は経験則に基づいたモデルであるため、この物理過程を理解することはできない。これより、物理過程が明確なフレア放射モデルの構築が待たれている。

2. フレア放射の統計的性質（Nishimoto et al., 2020）

フレア放射がどのようなスペクトルを持ち、どのような時間変化をするのか、その統計的な性質を調べ、太陽フレアのどのような様相がこれらの性質に影響しているのかについて探るために、フレア放射観測データの統計研究を行なった。解析には SDO/EVE MEGS-A で軟 X 線強度が M3 クラス以上のイベントを用いた。この条件に当てはまるフレアイベントは 50 例あった。

また、これらのフレアの幾何学的構造がフレア放射スペクトルにどのような影響を与えているのかについて調べるために、SDO/AIA 1600Å の画像を用いて、太陽表面付近におけるフレアの発光領域（フレアリボン）の長さとリボン間距離を求め、これらの統計研究も行った。この解析を行うために十分な強度のフレアリボンが SDO/AIA で観測された例は 32 例あった。

図 4. （上）GOES 衛星で 2013 年 11 月 1 日に観測された M6.3 クラスフレアの軟 X 線放射の光度曲線。（下）上図の時間微分値の時間変動（黒実線）とその 30 秒移動平均値（赤実線）。縦の点線は、左からフレアの開始時間（19:49 UT）、ピーク時間（19:54 UT）、終了時間（20:06 UT）をそれぞれ示している。水平の点線は、上からそれぞれ、軟 X 線放射時間微分の 30 秒移動平均値のピークの 5%、0、およびマイナスピークの 5%を示している。

a. フレア放射の観測例

まず、統計解析に用いるデータの導出方法を、2013 年 11 月 1 日に発生した M6.3 クラスフレアを例として説明する。

太陽軟 X 線放射強度は GOES 衛星により常時観測されており、そのフレア時におけるピーク強度はフレアの規模の指標でもあるため、この軟 X 線データから得られる値をフレアの様相を表す基本的なパラメータとして扱うこととした。本研究で用いた基本パラメータは、フレアの規模と立ち上がり時間、立ち下がり時間である。立ち上がり時間はフレアの開始時刻からピークに達するまでの時間、立ち下がり時間はピークからフレア終了時刻とした。フレアの開始時刻と終了時刻については、軟 X 線放射強度の時間微分データより導出した。図 4 に軟 X 線放射の光度曲線（上）とその時間微分値の時間変動（下）を示しているが、時間微分値は短時間の時間変動が大きいことから、30 秒間の移動平均値（図 4 下図赤線）を用いてフレア開始・終了時刻を決定した。フレアピーク時刻より以前で、軟 X 線放射時間微分の 30 秒移動平均値（赤線）のピークの 5%を最後に下回る時刻をフレア開始時刻、フレアピーク後に赤線がマイナスピークの 5%を初めて上回る時刻をフレア終了時刻とした。

図 5. 2013 年 11 月 1 日に発生した M6.3 クラスフレアのピーク時間（19:54UT）に SDO/EVE により観測された極紫外線放射のスペクトル。解析に用いた 6 つの EUV ラインを点線で示す。

次に、基本フレアパラメータとの比較対象として、SDO/EVE で観測された EUV ライン放射を用いることとした。図 5 に SDO/EVE により観測された EUV 放射のスペクトルを示しているが、紫外線放射はほとんどライン放射で構成されていることがわかる。この中でもフレア時の変動が大きいと考えられている 6 つの EUV ライン（Fe VIII-Fe XX 131Å、Fe XV 284Å、Fe XVI 335Å、Fe XVIII 94Å、Fe XX 133Å、He II 304Å）を解析対象として選んだ。EUV ラインは電離したイオンから放射しており、これらのイオンの形成温度を反映している。例えば Fe XX は 20 階電離した鉄イオンからの放射であることを表しており、主に 9-13MK 程度の太陽フレアプラズマの放射である。鉄イオンの電離はプラズマの温度が高いほど進み、Fe XV は 2MK、Fe XVI は 3MK、そして Fe XVIII は 6MK のプラズマに由来している。131Å にあるラインには Fe VIII と Fe XX の成分が両方とも影響しており、形成温度としては 0.4-13MK であるが、フレアが発生していないときは低温の様相を、フレア中は高温の様相を呈す。He II は形成温度が低く、0.05MK プラズマからの放射である。

上記で選んだ 6 つの EUV ラインの光度曲線を描き、各放射のピーク放射強度と立ち上がり時間を調べた。図 6 にも見られるように、EUV ラインの光度曲線（黒線）では短時間の時間変動が見られるため、大まかなフレアによる変動値を取り出すために、110 秒平均値（赤線）を解析に用いた。EUV ラインの立ち上がり時間は、軟 X 線放射の開始時刻から EUV ライン強度がピークに達するまでの時間とした。

図 6. 2013 年 11 月 1 日に発生した M6.3 クラスフレアにおいて SDO/EVE により観測された各 EUV ライン放射の光度曲線。赤線は 110 秒移動平均である。

図 7. (a) SDO/AIA 1600Å で観測されたフレアリボン（等高線領域）とフレアリボンの長さ（赤矢印）。(b) フレア開始時におけるフレアリボンの様相（等高線領域）とリボン間距離（赤矢印）

フレアリボンの長さとリボン間距離をフレアループの幾何学的構造の特徴値とした。これらの値は SDO/AIA 1600Å の画像より導出した。図 7 (a) にフレアリボンの長さ (b) にリボン間距離の導出例を示す。フレアピーク時刻付近でバックグラウンドからの強度が 40σ 以上の領域をフレアリボン領域

とし、その中からリボンと見られる連続した二つの領域の最長の長さ（２本の赤矢印）の合計をフレアリボンの長さとした。また、フレア開始時刻前後で強度がバックグラウンドから 40σ 以上となった領域で最も輝度の高い２点の最短距離（赤矢印）をリボン間距離とした。

b. フレア放射の統計的性質（特に EUV 放射について）

フレア放射の統計的性質を求めるため、前章で導出した EUV データとフレアの基本パラメータとの比較を行なった。各 EUV ラインのピーク強度と軟 X 線ピーク強度との関係を図８に示している。これらの結果より、Fe XX、Fe VIII-Fe XX および Fe XVIII は軟 X 線と良い相関があることが分かったが、Fe XV と Fe XVI は他の鉄のラインと比べて相関が悪く、He II については相関がないことが分かった。これらの EUV ラインでは、短波長（λ<140Å）の EUV ラインで軟 X 線強度と良い相関があり、長波長（λ>280Å）で相関が悪いという関係性が見られた。

図 8. 各 EUV ラインと軟 X 線放射のピーク強度の関係。直線は近似線である。(f) He II の光度曲線はピークを２つ持つことがあるため、軟 X 線放射ピークよりも前の時間にピークが見られた場合は白丸、軟 X 線放射ピーク後にピークが見られた場合は黒丸で表した。

図 9. 各 EUV ラインと軟 X 線放射の立ち上がり時間の関係。実線は近似線、点線は傾き 1 の線である。(f) 白丸と黒丸は図 8 と同様。

次に、EUV ラインと軟 X 線放射の立ち上がり時間の比較を行った。結果は図 9 のようになり、どの EUV ラインの立ち上がり時間も軟 X 線放射のそれと良い相関を示した。これらの傾きが 1（点線）より大きい場合、EUV ラインの立ち上がり時間が軟 X 線の立ち上がり時間より長いことを示し、傾きが 1 より小さい場合は EUV ラインの立ち上がり時間は軟 X 線の立ち上がり時間よりも短いことを示している。図 6 からも確認できるが、各 EUV ラインがピークに達する時刻は、鉄の電離度が高いほど（ライン形成温度が高いほど）早い傾向が見られ、実際、Fe XVI から Fe XX ではライン形成温度が高いほど立ち上がり時間が早い傾向が見られる。しかし、Fe XVI の立ち上がり時間は Fe XV よりも遅く、一概にこのような傾向が見られるわけではない。また、He II は形成温度が低いが、立ち上がり時間は軟 X 線と同程度に早かった。このようになった理由としては、他の温度の EUV ラインのブレンドが考えられる。CHIANTI データベース（Dere et al., 1997, 2019）によると、Fe XV は Ni XIX

（～10MK）ラインとのブレンド、Fe XVI は Fe XXI（～13MK）とのブレンド、また Fe XVIII は Fe XX（～13 MK）とのブレンドが考えられる。He II ラインは遷移層起源のラインであり非熱的な様相を示すことが知られている（Woods et al., 2011）ため、形成温度が低くても立ち上がり時間が短いと考えられる。このように EUV ラインは、色々なブレンドラインの影響などが考えられるため、ライン形成温度が高いほど立ち上がり時間が早い傾向は、統計的には明確に出てこないことが分かった。

図 10. SDO/AIA 1600Å で観測されたフレアリボン間距離（a）（b）・リボン長（c）（d）と、軟 X 線放射の立ち上がり時間（a）（c）・立ち下がり時間（b）（d）との関係

c. フレアループの幾何学的形状とフレア放射の関係

フレアループの幾何学的特徴（リボン間距離・リボン長）とフレアの基本パラメータ（軟 X 線立ち上がり時間・立ち下がり時間）との関係を統計的に調べたところ、図１０のような結果が得られた。リボン間距離については、軟 X 線の立ち上がり時間（a）・立ち下がり時間（b）、両方とよく相関していた。一方、リボン長は軟 X 線立ち上がり時間（c）・立ち下がり時間（d）、どちらとも相関していないことが分かった。リボン間距離はループ長と、リボン長はフレアループの奥行きと比例していると考えられる。これらの結果より、フレアの立ち上がり時間はリボン間距離（ループ長）より予測することができると言える。

3. フレア放射モデル計算

a. フレア放射モデルの構築

観測されたフレア放射を再現するために、物理過程が明確なフレア放射モデルの構築を行った。我々のモデルでは、CANS（Coordinated Astronomical Numerical Software）1D パッケージ（http://www-space.eps.s.u- tokyo.ac.jp/~yokoyama/etc/cans/index-e.html）を用いた 1 次元流体力学計算と CHIANTI 原子データベース（Dere et al., 2019）を組み合わせることにより、フレアループ内のプラズマの物理過程を再現して太陽フレア EUV・X 線放射を求めた （Imada et al., 2015; Kawai et al., 2020）。今後、このモデルを 1 次元流体モデルと呼ぶ。

上記の 1 次元流体モデルの中で用いている CANS 1D には、フレアループ内のプラズマの物理プロセスを考慮した 1 次元流体力学モデルがある。このパッケージでは、フレアループへのエネルギー注入後のループ内でのプラズマのふるまいを計算することができ、磁気ループに沿った 1 次元の流体運動とエネルギー伝達をシミュレートする。磁気ループの断面積は時間とともに変化しないことを前提としており、流体は非粘性で圧縮性であると見なしている。また、熱伝導と放射冷却が含まれ、重力も考慮されている。このモデル計算への入力値は、フレアループの長さとループに注入するエネルギー量である。

また、上記の 1 次元流体モデルの中で CANS 1D とともに用いている CHIANTI 原子データベースは、CANS 1D の計算結果から X 線および EUV 放射を再現するために用いている。CHIANTI には原子エネルギーレベルや波長、放射遷移確率、イオン化の速度係数、さまざまな放射を計算するためのデータなど、天体物理スペクトルを分析するための大量の原子データが含まれている（Dere et al., 1997）。1 次元流体モデルでは太陽コロナ中のプラズマのみを扱うため、CHIANTI の太陽コロナ組成モデルを用いた。CANS 1D で得られたフレアループ内のプラズマ分布に CHIANTI を適応することにより、観測と比較可能なフレア放射データを得ることができる。

b. フレア放射モデル計算と観測との比較

まず、SDO/EVE MEGS-A によって観測された M3 クラス以上の太陽フレア 21 イベントについて、この 1 次元流体モデルを用いて太陽フレア放射スペクトルを求めた。1 次元流体モデルの中の CANS 1D への入力値であるループの長さについては、それぞれのフレアイベントにおいて、フレア開始時刻あたりのフレアリボンの様相（SDO/AIA 1600Å）からリボン間距離を導出し、そのリボン間距離を直径とする半円を用いた。フレアの加熱量については、GOES 衛星で観測された 1-8Å と 0.5-4Å の流量を再現できる加熱量を用いた。コロナ中のフレア放射を取り扱うため、このようにして計算したフレアループ内の太陽フレア放射のうち、10 万度以下の温度となった高度以下の放射は彩層からの放射として、本研究では用いないこととした。これは Kawai et al. （2020）と同様の扱いである。

次に、上記で得られたモデル計算結果と観測値との比較を行った。まずスペクトルの比較を行ったところ、1 次元流体モデルの計算結果は EVE で観測された太陽フレア発生時の EUV 放射の時間積算

スペクトルをよく再現していることが分かった。これらの比較の一例を図１１に示す。これより、1次元流体モデルは特に EUV ライン一本一本をよく再現していることがわかる。一方 FISM は、EUV ラインを分解できる分解能を有してないため各ラインの再現はできていないが、大まかなスペクトルの様相は再現していることがわかる。

図 11. 2014 年 1 月 1 日に発生した M9.9 クラスフレアの積算スペクトル。積算時間はフレア開始から終了時間。

図 12. EUV 放射エネルギーのモデル計算値（1 次元流体モデル：赤, FISM：青）と観測値（SDO/EVE）との比較。(a) EVE MEGS-A の観測波長における EUV 放射エネルギー、(b) 140Å 以下の波長の EUV 放射エネルギー。

次に 1 次元流体モデルと FISM で求めた EUV 放射エネルギーを EVE の観測値と比較したところ（図１２a)、どちらのモデルも観測値に近い値が得られていた。しかし、FISM で予測精度が低いことが知られている 140Å 以下の波長の EUV 放射エネルギーについて観測値と比較したところ（図１２b)、1 次元流体モデルは観測値をよく再現しているが、FISM は観測値の半分程度のエネルギー量であり、観測値とはかけ離れた値になっていることが分かった。

図 13. 各 EUV ラインの立ち上がり時間のモデル計算値（1 次元流体モデル）と観測値（SDO/EVE）との比較。点線は傾き 1 の線を表しており、点線よりも上の点は観測の方の立ち上がり時間が、点線よりも下の点ではモデル計算の方の立ち上がり時間が短いことを示している。

また、６つの EUV ラインの立ち上がり時間について、1 次元流体モデルで得られた値と観測値とを比較したところ、図１３のような結果が得られた。He II のデータ点は傾き１の点線から離れている点が多いが、他はどの EUV ラインでも傾き１の点線周りにデータ点があり、良い相関が得られていた。

図 14. 2014 年 1 月 1 日に発生した M9.9 クラスフレアにおける各 EUV ラインの光度曲線。FISM はそれぞれの EUV ラインを含む波長バンドの光度曲線を表示。

以上の 1 次元流体モデルの計算値と観測値の比較により、フレア期間中の積算スペクトルの一致と EUV 放射エネルギーの一致、そして EUV ラインの立ち上がり時間の比例関係が確認された。これより、我々が構築した 1 次元流体モデルは各 EUV ラインの時間変動まで再現できたと考えられるが、個々の観測値と比較すると、まだ観測値を完全には再現できていない。計算値と観測値の比較の一例として、図１４に 2014 年 1 月 1 日に発生した M9.9 クラスフレアにおける各 EUV ラインの光度曲線を示す。1 次元流体モデルは観測されている EUV ラインのピーク時間の違い（遅れ）を再現しているが、ラインによっては大きくかけ離れた時間変動となっていることが分かる。以上の結果より、我々の 1 次元流体モデルは、観測された EUV 放射スペクトルとその時間変化を比較的良く再現しているが、ループ内のプラズマの温度・密度分布とその時間変動を正確には再現はできておらず、改善の余地があることが分かった。

4. まとめと今後の課題

これまでデリンジャー現象に影響する太陽フレアスペクトルを導出するために、観測データの統計研究とフレア放射モデルの構築を行ってきた。まず、太陽フレアから観測された紫外線スペクトルデータの統計解析を進めた結果、フレアからの主だった紫外線ライン放射は GOES の X 線強度変化と良く相関していることが分かったが、時間発展についてはピーク時間などにズレがあり、この時間のズレはフレアループ中のプラズマの温度分布と関係していることが分かった。次に、フレア放射モデルとして 1 次元流体モデルを構築し、フレア放射スペクトルの再現を行った。この計算結果と実際に観測された軟 X 線・紫外線スペクトルの強度変化との比較を行ったところ、いくつかの紫外線ライン放射については強度・時間変化ともに再現に成功したが、強度が再現できない紫外線ライン放射もあった。これは実際の放射プラズマのループ内での様相が正確には再現できていないことを表しているが、全エネルギー量はほぼ再現できており、そのスペクトル分布も FISM より良い結果を得た。

以上より 1 次元流体モデルによってフレア放射スペクトルの再現精度を高めることが可能となった。この 1 次元流体モデルより得られた太陽フレア放射スペクトルの変動を、情報通信研究機構で開発されている地球電離圏のモデル（Ground-to-topside atmosphere and ionosphere model for aeronomy（GAIA）; Jin et al., 2011）へ入力値として与えることによって、太陽フレア放射の電離圏への影響の再現を行うことが今後の課題として考えられる。太陽紫外線放射に対する地球電離圏の応答は、フレア時に限らず未だ確立していない。そこで 1 次元流体モデルで得られた太陽フレア放射スペクトルを導入し、観測されている全電子数の分布や地上で発生したデリンジャー現象と比較することにより、電離圏密度構造の予測精度改善と、太陽フレアに応じた応答の評価が可能となると考えられる。

また今後、以上の二つの数値計算モデルをつないだシステムを構築することにより、地球に降り注ぐ太陽フレア放射スペクトルを X 線やフレアリボンの観測から推定でき、地球電離圏への影響まで予測できるモデルを構築することができる。最終的には、太陽フレア放射による通信障害に関する宇宙天気予報の運用が可能となるであろう。

参考文献

Kane S. R.: Impulsive (flash) Phase of Solar Flares: Hard X-Ray, Microwave, EUV and Optical Observations. Coronal Disturbances: Proc. 57th IAU Symp., 105 (1974).

Bornmann, P.L., Speich, D., Hirman, J., et al.: GOES X-ray sensor and its use in predicting solar-terrestrial disturbances. Proceedings of the SPIE. 2812, 291-298 (1996). https://doi.org/10.1117/12.254076

Dellinger, J. H.: Sudden disturbances of the ionosphere. J. Appl. Phys. 8, 732 (1937). https://doi.org/10.1063/1.1710251

Tao, C., Nishioka, M., Saito, S. et al.: Statistical analysis of short-wave fadeout for extreme space weather event estimation. Earth,

Planets and Space. 72, 1, 173 (2020).

Judge, D.L., McMullin, D.R., Ogawa, H.S. et al.: First Solar EUV Irradiances Obtained from SOHO by the CELIAS/SEM. Solar Physics. 177, 161-173 (1998). https://doi.org/10.1023/A:1004929011427

Woods, T.N., Eparvier, F.G., Bailey, S.M., et al.: Solar EUV Experiment (SEE): Mission overview and first results. J. Geophys. Res. 110, A01312 (2005). https://doi.org/10.1029/2004JA010765

Woods, T.N., Eparvier, F.G., Hock, R., et al.: Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments. Solar Physics. 275, 115–143 (2012). https://doi.org/10.1007/s11207-009-9487-6

Chamberlin, P.C., Woods, T.N., Eparvier, F.G.: Flare Irradiance Spectral Model (FISM) use for space weather applications. Proceedings of the ILWS Workshop. 153 (2006)

Chamberlin, P.C., Woods, T.N., Eparvier, F.G.: Flare Irradiance Spectral Model (FISM): Daily component algorithms and results. Space Weather. 5, 7, S07005 (2007). https://doi.org/10.1029/2007SW000316

Chamberlin, P.C., Woods, T.N., Eparvier, F.G.: Flare Irradiance Spectral Model (FISM): Flare component algorithms and results. Space Weather. 6, 5, S05001 (2008). https://doi.org/10.1029/2007SW000372

Chamberlin, P.C., Eparvier, F.G., Knoer, V.: The Flare Irradiance Spectral Model-Version 2 (FISM2). Space Weather. 18, 12, e2020SW002588 (2020). https://doi.org/ 10.1029/2020SW002588

Klimchuk, J.A., Patsourakos, S., Cargill, P.J.: Highly Efficient Modeling of Dynamic Coronal Loops. The Astrophysical Journal. 682, 2, 1351-1362 (2008). https://doi.org/10.1086/589426

Cargill, P.J., Bradshaw, S.J., Klimchuk, J.A.: Enthalpy-based Thermal Evolution of Loops. III. Comparison of Zero-dimensional Models. The Astrophysical Journal. 785, 1, 5 (2012). https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/1/5

Nishimoto, S., Watanabe, K., Imada, S. et al., Statistical and observational research on solar flare EUV spectra and geometrical features. Astrophysical Journal. 904, 1, 31 (2020).

Dere, K.P., Landi, E., Mason, H.E., et al.: CHIANTI - an atomic database for emission lines. Astronomy & Astrophysics Supplement series, 125, 149-173 (1997). https://doi.org/10.1051/aas:1997368

Dere, K.P., Del Zanna, G., Young, P.R., et al.: CHIANTI—An Atomic Database for Emission Lines. XV. Version 9, Improvements for the X-Ray Satellite Lines. The Astrophysical Journal Supplement Series. 241, 2, 22 (2019). https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab05cf

Woods, T.N., Hock, R., Eparvier., F.G., et al.: New Solar Extreme-ultraviolet Irradiance Observations during Flares. The Astrophysical Journal. 739, 59 (2011) https://doi.org/10.1088/0004-637X/739/2/59

Imada, S., Murakami, I., Watanabe, T.: Observation and numerical modeling of chromospheric evaporation during the impulsive phase of a solar flare. Physics of Plasmas. 22, 101206 (2015) https://doi.org/10.1063/1.4932335

Kawai, T., Imada, S., Nishimoto, S., et al.: Nowcast of an EUV dynamic spectrum during solar flares. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 205, 105302 (2020)

Jin, H., Miyoshi, Y., Fujiwara, H. et al.: Vertical Connection from the Tropospheric Activities to the Ionospheric Longitudinal Structure Simulated by a New Earth's Whole Atmosphere-Ionosphere Coupled Model. J. Geophys. Res. 116, A01316 (2011) https://doi.org/10.1029/2010JA015925

3.2.3 コロナ質量放出

八代　誠司（米国カトリック大学　NASA ゴダード宇宙航空センター）
（2020 年 5 月 22 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

磁化したプラズマが太陽から惑星間空間へと噴出する突発現象があり、これをコロナ質量放出、英語では Coronal Mass Ejection（CME）という。CME の噴出速度は数十 km/s から 3500 km/s と２桁ほど幅があり、その平均値は 450 km/s 程度である。前面を流れる太陽風の流速よりも CME が十分速い場合、その前面には衝撃波が形成され粒子加速が起こる。高速 CME が発生した場所が地球から見て太陽の西半球だった場合は、加速粒子は惑星間磁場に沿って地球へ到達し、プロトン現象として観測される（Reames 1999）。巨大な CME が地球方向へ噴出されれば 18 時間～５日後に地球に到達し、CME が南向き磁場を持っていると磁気嵐を引き起こす（Gosling et al. 1991, Zhang et al. 2007）。このように CME は私たちの生活に影響をおよぼす宇宙天気現象の主原因である。

図 1.　SOHO 探査機搭載 LASCO コロナグラフで観測された CME。白い半円は太陽の場所と大きさを表す。

図１に SOHO 衛星搭載の LASCO コロナグラフで観測された CME の時間変化を示す。時間とともに膨張しながら太陽から遠ざかる明るい塊が CME である。中心にある明るい構造は Core と呼ばれる。Core は、太陽表面付近ではプロミネンス（フィラメント）に対応する（Webb & Hundhausen 1987, Gopalswamy et al. 2003）。最も外側にある、やや明るい半円のループが Leading Edge（LE）、Core と LE の間にある暗い領域が Cavity または Void と呼ばれる。これら LE, Cavity, Core は Three-Part Structure

と呼ばれ、CME の基本構造である（Illing & Hundhausen 1985, Webb 1988）。

表 1. 主な宇宙天気現象の発見の歴史

観測年	現象	発見者
1859 年	太陽フレア	Carrington 1859
1891 年	高速プロミネンス噴出	Fenyi 1892
1908 年	黒点磁場	Hale 1908
1942 年	太陽高エネルギー粒子（SEP）	Forbush 1946
1947 年	II 型電波バースト	Payne-Scott et al. 1947
1962 年	惑星間ショック	Sonett et al. 1964
1971 年	コロナ質量放出（CME）	Tousey 1973

CME 観測の歴史

CME は宇宙天気研究の骨格となる現象であると今日では知られているが、その発見は他の関連現象に比べてかなり遅い（表１）。人工日食により太陽コロナを観測できるコロナグラフは 1931 年に発明されたが（Lyot 1939）、非常に暗い CME は直ぐには発見されなかった。Seventh Orbiting Solar Observatory（OSO-7; 1971 年-1973 年）により地球大気の影響を受けない宇宙からのコロナグラフ観測が行われ、1971 年 12 月 13 日から翌日にかけて、初めて CME は観測された（Tousey 1973）。OSO-7 は 1974 年 7 月までの２年半で 20 例の CME を観測した。CME の発見により宇宙からのコロナグラフ観測の重要性が認識された。

発見当初は Coronal Mass Ejection でなく Coronal Transient と呼ばれていた。本稿執筆時の日本語版 Wikipedia には命名の理由として「当時は太陽フレアに伴う爆風ではないかと考えられており」とあるが、この説明は誤りと思われる。そのような文献は見つけられないし、発見された現象がプロミネンス噴出に関連したプラズマ雲の噴出であると、当時のプレスリリース（NRL SSD Research Achievements: 1960–1970）や Tousey and Koomen（1972, アメリカ天文学会紀要）で説明されている。Gosling et al.（1974）によれば（コロナグラフで観測される）コロナの急激な変化を示す現象全般を Coronal Transient と命名したようだ。その中のカテゴリーとして Mass Ejection Coronal Transient があり、後に Coronal Mass Ejection と改名される。

1973 年 5 月から性能が向上したスカイラブのコロナグラフが観測をはじめ、1974 年 2 月までに 110 例の CME を観測した。CME 活動の起源が磁場にあること、強いフレアを伴う CME は速いことなどが発見された（MacQueen et al. 1974, Hildner et al. 1976, Gosling et al. 1976）。

P78-1 衛星（Solwind; 1979-1985）は約 1000 例の CME を観測し太陽周期変化を明らかにした。また地球方向に飛来する Halo CME を発見し、宇宙天気研究における Halo CME の重要さを示した（Howard et al. 1985）。Solar Maximum Mission（SMM; 1980, 1984-1989）も約 1000 例の CME を

観測し、CME の基本的構造を明らかにし（Illing & Hundhausen 1985）、その特徴や太陽周期変化を明らかにした（Hundhausen 1993, Hundhausen et al. 1994）。

Solar and Heliospheric Observatory（SOHO; 1995-Present）搭載の Large Angle and Spectrometric Coronagraph（LASCO）は 1996 年から観測をはじめ、30,000 例以上の CME を観測した（http://cdaw.gsfc.nasa.gov/; Yashiro et al. 2004）。24 年以上長期観測で異なる太陽活動周期の比較が可能となり、また大量のデータ取得によりフレアなど様々な現象との関連研究も進展し、2 つの CME が関連する CME Interaction とそれに伴う粒子加速（Gopalswamy et al. 2001）などの新しい現象も発見された。そして Solar Terrestrial Relations Observatory（STEREO; 2006-Present）が 2006 年に打ち上げられ、CME 多点観測により詳細な宇宙天気研究が可能となった。

図 2. 宇宙天気現象の発生数の太陽周期変化。

図 2 に主な宇宙天気現象の発生数の太陽周期変化を示す。CME（赤）は高速 CME の発生数で、1979-1985 が Solwind、1984-1989 が SMM、そして 1996 年以降が SOHO による観測である。コロナグラフの性能が大きく異なるので、Solwind と SMM は速度が 1000 km/s 以上の CME を、SOHO では 1500 km/s 以上の CME の観測数を表示している。太陽フレア（青）は GOES 衛星による分類で X クラスフレアの数である。表示の関係でその半分をプロットしている。太陽高エネルギー粒子（緑; Solar Energetic Particles（SEPs））は GOES 衛星の >10 MeV フラックスで 10 pfu（particle flux unit; proton/（cm^2 s sr））以上のイベント数、磁気嵐（橙; Geomagnetic Storms）は Dst 指数が -100 nT 以下の磁気嵐の発生数を表示している。Dst 指数は京都大学地磁気世界資料解析センターから取得した。灰色の

背景は黒点数（Royal Observatory of Belgium より取得）の変化を示す。

すべての宇宙天気現象の増減は、おおまかには黒点数の増減に対応する。極大期には発生数が増加し、極小期には減少する。第 21 太陽活動周期（Solar Cycle 21; SC21）は当てはまらないが、SC22、SC23、SC24 とピーク黒点数が減少するのに対応して、フレア数、CME 数、SEP 数、磁気嵐数も減少しているのが分かる。太陽活動の減衰期には巨大黒点が現れることが知られており、少数の巨大黒点が多数の宇宙天気現象を引き起こすため、例えば 2005 年は黒点数の割には宇宙天気現象のイベント数が大きい。

また SC24 を詳細にみると、高速 CME 発生数のピークは 2012 年に、フレア発生数のピークは 2014 年にある。それぞれ北半球と南半球での黒点数ピークに対応する。SEP 数と磁気嵐数のピークは 2012 年にあり、高速 CME 数のピークと一致する。フレアと CME は密接に関連した爆発現象であるが、約 10%の X クラスフレアは CME を伴わず（Yashiro et al. 2005）、そのようなフレアは SEP も磁気嵐も引き起こさないためである。

CME の発生頻度

図 3. 太陽フレア（青）と CME（赤）の発生数の太陽周期変化。

図３左に Carrington Rotation（27.3 日）ごとの LASCO コロナグラフで観測された CME（赤; 幅 30°以上）と太陽フレア（青; C クラス以上）の平均発生頻度を示す。表示の関係でフレア数を半分にして表示しており、実際のフレア数のピークは 10 個/day を超える。CME もフレアなどの活動現象と同様に、極小期に発生数が少なく、極大期に多く発生する現象であることがわかる。極小期には CME が発生しない日も多くあり、平均すると 0.5 個 / day 未満となる。極大期には発生数が 3 個/day を超えることもある。第 23 太陽周期（Solar Cycle 23; SC23）と第 24 太陽周期（Solar Cycle 24; SC24）を比較すると、平均黒点数は 40%減少しているのに対し、CME 発生数は変化があまりない（Gopalswamy et al. 2020）。CME を自動認識している CACTus のカタログ（http://sidc.be/cactus/）でも同様の結果がみられる。CME のおよそ半数は静穏領域で発生するので、その寄与が大きいのかもしれない。

図３右に高速 CME（赤; 速度が 900 km/s 以上）と M クラス以上のフレア（青）の発生頻度を示す。SC23 のピークでは高速 CME の発生数は 1 個 /day を超えている。これは 2003 年 10 月のハロウィーンイベント群を含む期間である。SC23 と SC24 を比較すると、黒点数の減少に対応して高速 CME 数も減少しているのがわかる。これは高速 CME のほとんどが活動領域で発生するためである。

図 4. LASCO で観測された Halo CME。

Halo CME

CME が太陽のディスク中心付近（または真裏）で発生し、Sun-Earth Line を貫くように伝播すると、遮光板の周りを覆い尽くす CME として観測され（図４）、Halo CME と呼ばれる（Howard et al. 1982）。太陽前面で発生した Halo CME は地球に到達するので宇宙天気研究において非常に重要である。

図 5. HALO CME（上）と幅 30°以上の CME（下）の速度分布。

図 5 に Halo CME（上）と幅 30°以上の CME（下）の速度分布を示す。速度は見かけの速度であり、射影効果の補正は行っていない。分布のピークは、幅 30°以上のすべての CME が 300 km/s であるのに対し、Halo CME は 500 km/s にある。 Halo CME は分布が右側（高速側）に大きく広がり、平均速度で比較すると、すべての CME の 427 km/s に対し、Halo CME は 984 km/s と２倍以上も速い。幾何学的に考えた場合、ディスク中心で発生する Halo CME は、速度ベクトルが視線方向に近いので射影効果が大きく働き、見かけの速度は遅くなるように思われる。

Halo CME として観測されるためには、Sun-Earth Line が CME を貫く必要がある。元々の幅が広い CME ほど、Sun-Earth Line が CME を貫く確率があがるので、Halo CME として観測されやすい。CME が Cone 形状をしていると仮定して Halo CME の実際の幅を見積もると 120°程度となり、Halo CME は本来の幅が大きいことが確認されている（Michałek et al. 2003）。そして CME には幅が広いほど速度が大きいという関係がある（Yashiro et al. 2004）。したがって、速度の大きい、幅の大きい CME ほど Halo CME として観測される確率が高くなる。この選択的バイアスのため、Halo CME は非常に速い CME の集まりとなっている。

参考文献

Carrington, R.C. 1859, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 20, 13

Cliver, E. W, Feynman, J., & Garrett, H. B., 1990, J. Geophys. Res., 95, 17103

Dryer, M. 1994, Space Sci. Rev., 67, 363

Fenyi, J. 1892, Astron. Astrophys. 11, 63

Forbush, S. E. 1946, Physical Review, 70, 771

Gopalswamy, N., et al. 2001, J. Geophys. Res., 106, 29207

Gopalswamy, N., et al. 2003, ApJ, 586, 562

Gopalswamy, N., et al. 2004, J. Geophys. Res., 109, A12105

Gopalswamy, N., et al. 2005, J. Geophys. Res., 110, A09S00

Gopalswamy, N., et al. 2008, J. of Atmos. Solar-Terr. Phys., 70, pp. 245

Gopalswamy, N., et al. 2009, J. Geophys. Res., 114, A00A22

Gosling, J. T. 1993, J. Geophys. Res., 98, 18937

Gosling, J. T., et al. 1976, Sol. Phys., 48, 389

Gosling, J. T., et al. 1991, J. Geophys. Res., 96, 7831

Hale, G. E., 1908, ApJ, 28, 315

Harrison, R. A., 1986, A&A, 162, 283

Harrison, R. A., et al. 1990, J. Geophys. Res., 95, 917

Hildner, E., et al. 1976, Sol. Phys., 48, 127

Howard, R. A., et al. 1982, ApJ, 263, L101

Howard, R. A., et al. 1985, J. Geophys. Res., 90, 8173

Hundhausen, A. J. 1993, J. Geophys. Res., 98, 113

Hundhausen, A. J., et al. 1994, J. Geophys. Res., 99, 6543

Illing, R. M. E. & Hundhausen, A. J. 1985, J. Geophys. Res., 90, 275

Kahler, S. W. 1992, ARA&A, 30, 113

Kahler, S. W. et al. 1984, JGR, 89, 9683

Kahler, S. W., Sheeley, N. R., & Ligget, M. 1989, ApJ, 344, 1026

Kahler, S. W., Reames, D. V., & Sheeley, N. R. 2001, ApJ, 562, 558

Lin, J., 2004, Sol. Phys., 219, 169

Lyot, M. B. 1939, "Study of the solar corona and prominences without eclipses", Mon. Not.Royal Astron. Soc., 99, 578

MacQueen, R. M., et al. 1974, ApJ, 187, L85

Michałek, G., et al., 2003, ApJ, 584, 472

Munro, R. H. et al. 1979, Sol. Phys., 61, p. 201-215.

Payne-Scott R., Yabsley D.E., Bolton J.G. 1947, Nature 160, 256

Reames, D. V. 1999, Space Sci. Rev., 90, 413

Sonett, C. P. et al. 1964, Physical Review Letters, 13, 153

Tousey, R., Koomen, M. 1972, Bulletin of the American Astronomical Society, 4, 394

Tousey R. 1973, in Space Research XIII, edited by M. J. Rycroft and S. K Runcorn, p. 713, Akademie-Verlag, Berlin

Vourlidas, A., et al. 2002, in Proc. 10th European Solar Physics Meeting, Solar Variability: From Core to Outer Frontiers, Prague, Czech Reg., ed. A. Wilson (ESA SP-506; Noordwijk: ESA Publications Division), 91

Vršnak, B., et al. 2004, Solar Physics, 225, 355

Webb, D. F. 1988, J. Geophys. Res., 93, 1749

Webb, D. F. & Hundhausen, A. J. 1987, Sol. Phys., 108, 383

Yashiro, S., et al. 2004, J. Geophys. Res., 109, A07105

Yashiro, S., et al. 2005, J. Geophys. Res., 110, A12S05

Yashiro, S., et al. 2006, ApJ, 650, L143

Yashiro, S., et al. 2008, ApJ, 673, 1174

Zhang, J. et al. 2001, ApJ, 559, 452

Zhang, J. et al. 2007, J. Geophys. Res., 112, A10102

3.2.4 太陽高エネルギー粒子

八代　誠司（米国カトリック大学　NASA ゴダード宇宙航空センター）
（2020 年 6 月 17 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽嵐によって引き起こされる宇宙天気現象の一つが太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particle; SEP）である。太陽嵐により最大数 GeV まで加速された荷電粒子（電子、陽子、イオン）が、らせん状の惑星間磁場に沿って地球に飛んでくる現象である。SEP は狭義には加速陽子を意味し、プロトン現象（Proton Event）と呼ばれることもある。電磁波と比較すると遠回りをして地球に飛来するが、数 GeV 陽子の速度は光速の 90%程度と非常に高速のため、太陽嵐発生（を地球で観測した時刻、実際の発生時刻の約 500 秒後）から数分後には地球軌道に SEP が到達する。SEP は宇宙飛行士や高緯度飛行航空機内の乗客・乗員の被ばく、衛星障害などの宇宙天気被害をもたらす。

3.2.4.1 SEP 観測

SEP は米国の気象衛星（静止衛星で地球磁気圏内に位置）の GOES 衛星でモニター観測されている。静止軌道における地球磁場の強さは約 100 nT で、陽子のラーモア半径は（ピッチアングルが 90°の場合）、0.7 Re（10 MeV）、2.3 Re（100 MeV）、8.9 Re（1 GeV）である。ここで Re は地球半径である。地球磁気圏の大きさ（太陽側で 10 Re）と比較すると 100 MeV 以下の陽子のラーモア半径は小さいので、陽子は遮蔽されて静止軌道（6.6 Re）まで届かないと思われるかもしれない。しかし実際には 20 MeV 以上の陽子は静止軌道まで自由に侵入することが、磁気圏内外の衛星データの比較から判明している（Paulikas and Blake, 1969）。また低エネルギーの SEP は磁気圏尾部より静止軌道に侵入してくる。太陽近傍で加速されて飛んでくる粒子ではあるが、イベント初期を除き SEP は等方的になる。

SEP の規模を表す陽子フラックスには、微分フラックス（Differential Flux）と積分フラックス（Integral Flux）の 2 種類がある。単位はそれぞれ Particles/（cm2 s sr MeV）と Particles/（cm2 s sr）であり、後者は pfu（Particle Flux Unit）とも表記される。米国 NOAA は積分フラックスの、とくに >10 MeV フラックスを SEP の多寡を表す指標として使っている。GOES 衛星は様々なエネルギーチャンネルで Differential Flux を測定しており、Integral Flux は計算で求められている。

3.2.4.2 Impulsive SEP と Gradual SEP

SEP はその組成や継続時間などから Impulsive SEP と Gradual SEP に分類される（Reams, 1999,

2003)。表 1 にその特徴をまとめる。一番の違いは 3He の多寡にある。3He/4He 比を調べると Gradual SEP は太陽風と変わらないのに対し、Impulsive SEP では 1 程度と 3He が非常に多いため、両者で異なる加速メカニズムを考える必要がある。Impulsive SEP は鉄の電離度が高いため、フレアによって高温になった粒子が加速されていると考えられている。加速電子が観測される領域の広がりの違いは、自然に考えれば、加速領域の大きさの違いを反映している。Impulsive SEP が 30° 以内と狭い範囲なのに対し、Gradual SEP は 120° 以上に広がる。そのため Gradual SEP は広範囲に膨張する CME の前面に発生する衝撃波で加速されているのと考えられている。完全な一対一対応ではないが、付随する電波バーストも異なる。Impulsive SEP は III 型電波バースト（フレア領域で加速された電子が惑星間空間へと逃げ出すときに発生する電波放射）が付随するのにたいし、Gradual SEP は II 型電波バースト（高速 CME によって駆動される衝撃波によって起こる電波放射）を伴う。このように様々な観測から Impulsive SEP は太陽フレアで、Gradual SEP は CME 前面の衝撃波によって加速されると結論されている。

表 1. SEP の分類。Reams （1999, 2003） より。

	Impulsive SEP	Gradual SEP
別名	^{3}He-Rich	Long-duration
組成	Electron rich	Proton rich
^{3}He/^{4}He 比	~1	~0.0005
Fe/O 比	~1	~0.1
鉄の平均電離度	~20	10 – 14
継続時間	数時間	数日
加速粒子の広がり（経度）	<30°	~180°
太陽電波バースト	III 型	II 型
起源	太陽フレア	CME 衝撃波

3.2.4.3 Gradual SEP と CME

1942 年２月 28 日に発生した太陽フレアにともなって宇宙線の増加が観測され、SEP は発見された（Forbush 1946）。この場合のように地上で観測される SEP は、Gradual SEP の中でも特別に Ground Level Enhancement （GLE）と呼ばれる。当時は Gradual SEP も太陽フレアで加速されていると考えられていたが、30 年後に CME が発見され（Tousey 1973）、そして CME 衝撃波による SEP 加速が提案され広く受け入れられている（Kahler et al. 1978, 1984）。Gradual SEP への太陽フレアの寄与が無いのかは検証が難しい問題であるが、少なくとも CME を伴わないフレアはたとえ X クラスと巨大であっても Gradual SEP を発生させることはないので、Gradual SEP の加速に CME が本質的に重要であることは疑いようがない。

図 1.（左）高速 CME （>900 km/s）が発生したときの SEP 付随率の経度依存性。（右）E10-W100 で発生した高速 CME の SEP 付随率の CME 速度に対する依存性。網掛のビンにはサンプル不足のためデータがない。（Kihara et al. 2020 より）

図１左は高速 CME（速度 900 km/s 以上）が発生したときの SEP 付随率で、CME の発生場所が太陽中心から西 40° あたりにピークを持つ。高速 CME が太陽のどの場所で発生しても同じように SEP は発生するはずなので、発生経度による SEP 付随率の違いは加速された粒子が観測者（地球）に届くかどうかの違いを反映している。Gradual SEP は CME 衝撃波により太陽近傍で加速され、スパイラル状の惑星間磁場にそって地球に飛来してくると考えられており、その描像と図１は一致している（太陽風の速度が 450 km/s のとき西 50° 付近からの磁場が地球へとつながっている）。E10-W100 の範囲で CME が発生したときに SEP が観測されやすく、地球との磁力線を介した結びつきから Well-Connected Longitude と呼ばれる。Well-Connected Longitude は研究ごとに異なり、きっちりとした経度範囲は決まっていない。

Well-Connected Longitude（E10-W100）で発生した高速 CME の SEP 付随率の CME 速度に対する依存性を図１右に示す。Major SEP（>10 MeV 陽子のフラックスの最大値が 10 pfu を超える SEP）の付随率は、1000 km/s の CME で 10%強程度であり、速度増加とともに増加し、2000 km/s 超で 100%になる。CME 速度（すなわち衝撃波速度）が本質的に重要であることを示している。

図 2. SEP 微分フラックス（左; Kahler et al. 2001 より）と SEP 積分フラックス（右; Kihara et al. 2020 より）の CME 速度との関係。

CME 速度と SEP フラックスの関係を図２に示す。左図の Y 軸は 2 MeV、20 MeV 付近の微分フラックスで、右図は >10 MeV の積分フラックスと違いがある。両者とも CME 速度の増加とともに、ピーク SEP フラックスが増加しているのがわかり、高速な CME ほど宇宙天気にとって重要であることは明らかだ。しかし一方相関は強くなく、ある CME 速度に対し SEP フラックスは 3-4 桁もの幅がある。Kihara et al. は Well-Connected Longitude の外側のイベント（オレンジ）と比較して、内側のイベント（青）は平均的には強いことを示したが、両者はオーバーラップしている。また Well-Connected Longitude で発生したイベントに限っても、ある CME 速度に対する SEP フラックスは 3 桁もの幅が残っている。我々の SEP 現象の理解が著しく不足していることを示している。

参考文献

Forbush, S. E. 1946, Physical Review, 70, 771

Kahler, S. W., Hildner, E., & Van Hollebeke, M. A. I. 1978, SoPh, 57, 429

Kahler, S. W., Sheeley, N. R., Howard, R. A., Jr., et al. 1984, JGR, 89, 9683

Kihara, K., Huang, Y., Nishimura, N., Nitta, N. V., Yashiro, S., Ichimoto, K., Asai, A 2020, ApJ 900, 75

Paulikas, G. A., Blake, J. B., 1969 Penetration of solar protons to synchronous altitude. Journal of Geophysical Research, Volume 74, Issue 9, p. 2161

Reames, D. V. 1999, Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. Space Science Reviews, v. 90, Issue 3/4, p. 413-491

Reames, D. V., 2013, The Two Sources of Solar Energetic Particles. Space Science Reviews, Volume 175, Issue 1-4, pp. 53-92

3.3 太陽嵐の予測

3.3.1 フレア活動領域の形成

鳥海　森（宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所）
（2019 年 10 月 31 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

3.3.1.1 黒点分類とフレア活動性

黒点の形状はフレア活動度を定める重要な要因である。例えば、代表的な黒点分類法であるマッキントッシュ分類（チューリッヒ分類の拡張版）では、黒点群を、広がり方、半暗部の対称性、全体の分布によってグループ分けするが、形状的に複雑な黒点ほどフレア活動度が高いことが統計的に示されている （Bornmann & Shaw 1994）。また、黒点群の磁気的構造に着目した分類法としてよく用いられるのがウィルソン山天文台分類であり、これは以下の四つの識別子の組み合わせで表される。

- α：単極型の黒点群
- β：正極と負極からなる単純な双極型の黒点群
- γ：正極負極いずれの黒点も不規則に分散しておりβ型とは分類できない複雑な黒点群
- δ：正極負極の暗部が互いに 2° 以下で近接し同一の半暗部を共有する黒点群

このうち、デルタ黒点は非常に高いフレア活動度を示す。様々な黒点群についてフレア強度を調べた統計研究 （Sammis et al. 2000）からは、黒点群の面積とフレア強度の間には明瞭な相関が存在するが、同時に、黒点群の複雑性が増すに従ってフレア規模が増大することが示された。特に、X4 クラス以上のフレアは全て 1000 MSH（MSH は太陽の半球表面積の 100 万分の 1 で約 300 万 km^2 に相当）以上の面積を持つベータ・ガンマ・デルタ黒点から発生している。

このように、面積が大きい黒点、また複雑な黒点ほど、より大型の太陽フレアを生じやすいことが一般的な傾向として知られるが、これらは大型フレアの十分条件ではないことに注意を払う必要がある。例えば、1947 年 4 月に出現した、19 世紀後半以降で最大の面積を持つ黒点群は顕著なフレア活動を示さなかったことが知られている （Aulanier et al. 2013）。すなわち、フレア発生には複数の要因が存在する可能性があり、観測・理論研究を進めることでその組み合わせ条件などを解明する必要がある。

3.3.1.2 フレア活動領域の形成と磁気的特徴

長年に渡るビッグベア天文台での観測から、H. Zirin らはデルタ黒点の形成過程を

- タイプ I：磁束が同時多発的に浮上
- タイプ II：既存の黒点の近傍に磁束が浮上
- タイプ III：2 つの浮上磁場が衝突し四重極型の黒点群を形成

の 3 種類に大別した （Zirin & Liggett 1987）。これらはデルタ黒点の形成が大局的な磁束浮上の結果として生じること、すなわち、太陽表面下における磁束の理解が本質的に重要であることを示唆している。しかしながら、太陽内部を光学的に観測することは不可能である。

そこで、太陽表面で観測された見かけの黒点運動から、太陽内部における磁束の形状を推定する試みがなされた。例えば、強くねじれた磁束がキンク不安定性によって浮上する可能性 （Tanaka 1991; Linton et al. 1996; Ishii et al. 1998, 2000）や、最上部が U 字型に凹んだ形状を持つ磁束が浮上する可能性 （Poisson et al. 2013）などが指摘された。しかし、これらはいずれも黒点観測からの推測であり、浮上磁場の幾何学的構造とフレア活動領域の形成との因果関係を解明するには、磁気流体数値シミュレーションの登場を待たねばならなかった。

一方、フレア活動領域の観測的特徴づけは、磁場診断技術の発展、特に光球ベクトル磁場観測の実現に伴って格段の進歩を遂げた。太陽フレアは磁気リコネクションを通じたエネルギー解放現象であるため、磁気エネルギーが蓄積される磁気中性線（磁場の極性が反転する領域）の近傍にフレアの発生と関連する特徴的な磁場構造が現れるのは自然なことと言える。大規模なフレアを生じる活動領域の磁気中性線は、以下のような特徴を持つことが知られる （Hagyard et al. 1984）。

- 磁場強度：強い水平磁場（太陽面に平行な磁場成分）強度を示す
- 磁場空間勾配：磁気中性線を横切る向きに、垂直磁場（太陽面に垂直な磁場成分）が急峻な空間勾配を持つ
- 磁気シア：水平磁場が磁気中性線とほぼ平行に揃っており、ポテンシャル磁場からの逸脱が顕著である

これらの磁場構造は黒点の回転運動やシア運動に伴って形成されることが多い （Harvey & Harvey 1976）。

図 1 は「ひので」衛星による X クラスフレアの彩層画像と黒点のベクトル磁場データを示している。フレアは近接した正負極黒点（デルタ黒点）に挟まれた磁気中性線を中心として発生し、そこでは水平磁場が強くシアしている。また、フレアが発生する磁気中性線にしばしば現れる「磁気チャンネル」と呼ばれる正負極磁場の縞模様が見られる （Zirin & Wang 1993）。

磁気中性線の上空で観測される特徴的な構造として、Hα 線などで見られる「フィラメント」や軟 X 線で見られる S 字状の「シグモイド」などが挙げられる。これらはいずれもフラックスロープと呼ばれるねじれた磁力線の束を反映しており、フレアに伴い宇宙空間へ放出されることでコロナ質量放出（CME）の磁気的な骨格になると考えられている。

光球で観測されるデルタ黒点、シア磁気中性線や黒点回転、上空に現れるフラックスロープなどは、いずれも活動領域の大局的な成長に伴って形成される構造であり、フレア活動領域の理論モデルはこれらの形成を矛盾なく説明できなければならない。

図 1. 「ひので」衛星による X クラスフレアの観測。（上） カルシウム H 線画像。岡本丈典氏提供。（下）光球ベクトル磁場。白黒は視線方向磁場の正極・負極成分、緑矢印は視線方向と垂直な平面内の磁場を表す。赤、青、黒線は正極黒点、負極黒点、磁気中性線を示す。Wang et al. （2008）より許可を得て転載。

3.3.1.3 フレア活動領域の形成理論

これまで観測家たちが指摘してきたように、デルタ黒点を含むフレア活動領域の形成過程を理解するには、太陽内部から磁束が浮上する様子を追跡せねばならない。それを理論的に解決する手段として、磁気流体（MHD）シミュレーションを用いた浮上磁場のモデル計算がなされてきた。これは、太陽成層大気を模した計算領域を設置し、対流層内部から磁束を浮上させ、活動領域を形成させる数値実験である。浮上磁場の計算条件を工夫することで、デルタ黒点を再現する試みが行われてきた。

1990 年代にはねじれの強い磁束管がキンク不安定性によって浮上するプロセスが検証された。キンク不安定性によって磁束管のねじれ（磁束管軸周りの磁力線の巻きつき）がよじれ（磁束管の軸自体の旋回）に変換され、全体として浮上磁束管は強く変形を受ける。その結果、太陽表面で近接した

正負極黒点（すなわちデルタ黒点）や周囲の複雑な磁場配置、強い黒点回転が生じることが示された（Fan et al. 1998; Takasao et al. 2015）。キンク不安定性によってもたらされる複雑な磁場配置は、タイプ I 型のデルタ黒点を想起させる。

2000 年代に入り、2 本の浮上磁束管が互いに衝突することで、太陽表面にデルタ構造を作るモデルが提案された （Murray & Hood 2007）。2 本の磁束管に非対称性を仮定すれば（例えば一方が先行して浮上しもう一方が遅れる）、これはタイプ II 型のデルタ黒点をよく説明する。

図 2. 浮上磁場シミュレーションによるフレア活動領域の形成モデル。左からキンク不安定性モデル、磁束管衝突モデル、複数浮上モデル、複数磁束管独立浮上モデル。上から、黒点の磁場配置、計算条件、光球磁場、磁力線を表す。Toriumi & Takasao （2017）より許可を得て転載。

さらに別の可能性として、1 本の磁束管が 2 箇所で浮上するモデルが提案された （Toriumi et al. 2014）。この場合、太陽表面では 2 つの浮上磁場が互いに衝突することで、シアした磁気中性線を内部に持つ四重極型のデルタ黒点が形成される。すなわち、これはタイプ III 型のデルタ黒点に相当する。

図 2 では、上に挙げた 3 種類を含むフレア活動領域の理論モデルを比較している。対流層内部の磁束管に対し、ねじれを強くする、付随する小規模な磁束管を設置する、浮上箇所を 2 箇所にするなど、幾何学的構造に変更を施すことで多彩なデルタ黒点が作られる。また、磁束浮上によって形成されたコロナ磁場を詳細に観察すると、フラックスロープ状のねじれた磁力線構造が存在することも明らかになった。さらに近年では、太陽内部の乱対流を再現する輻射磁気流体シミュレーションを活用することで、磁場が対流と相互作用しながら浮上する、よりリアリスティックなデルタ黒点の再現計算が

可能となっている（図 3）。これらの数値実験により、フレア活動領域の観測的特徴を矛盾なく説明できるようになりつつある。

図 3. 輻射磁気流体シミュレーションにより再現されたデルタ黒点。磁気中性線の上空にはフラックスロープが形成されている。Toriumi & Hotta （2019）より許可を得て転載。

3.3.1.3.4 まとめと今後の課題

これまで見てきたように、フレア活動領域にはデルタ黒点、シア磁気中性線、黒点回転やフラックスロープなどの特徴的な磁場構造が存在し、それらは大局的な磁束浮上――特に太陽内部における磁束のねじれや対流との相互作用が大きな役割を果たす――の結果として形成されることが明らかになった。これは、ベクトル磁場データなどに基づく観測的研究と、浮上磁場シミュレーションを応用した理論的研究を相補的に組み合わせることで得られた描像である。

フレア活動領域の研究は私たちの物理的理解を深めるだけでなく、近年では、得られた知見をフレア発生の予測に応用する取り組みも精力的に進められている。例えば、機械学習を応用したフレア予測システムでは、活動領域で測定されるカレントヘリシティ・ローレンツ力・自由磁気エネルギー・電流など磁場のねじれに関連する物理量や、活動領域の面積や総磁束量など黒点サイズに対応する物理量と、発生するフレアの軟 X 線強度との対応関係を学習することで予測を行っている （Bobra & Couvidat 2015）。数値シミュレーションに基づく物理モデルと組み合わせることで、近い将来には精度の高いフレア予報が実現するであろう。

その一方で、未解明の問題が残されていることも指摘しておきたい。例えば、そもそもフレア活動領域を形成する浮上磁場がどのようにねじれを獲得するのかは依然としてはっきりしておらず、太陽・恒星ダイナモ理論の解決すべき重要課題として残されている。フレア発生メカニズムとの関連では、フレアを駆動する微細な磁場構造が存在する可能性が観測的、理論的に指摘されているが、そのような微細構造がフレア活動領域の内部にどのように形成されるかも明らかにする必要がある。これらを解明するには、観測技術と理論モデルの双方を高度化することが不可欠である。

参考文献

Bornmann, P.L., Shaw, D.: Flare Rates and the Mcintosh Active Region Classifications. Solar Physics 150, 127-146 (1994)

Sammis, I., Tang, F., Zirin, H.: The Dependence of Large Flare Occurrence on the Magnetic Structure of Sunspots. The Astrophysical Journal 540(1), 583-587 (2000)

Aulanier, G., Demoulin, P., Schrijver, C.J., Janvier, M., Pariat, E., Schmieder, B.: The standard flare model in three dimensions. II. Upper limit on solar flare energy. Astronomy and Astrophysics 549, A66 (2013)

Zirin, H., Liggett, M.A.: Delta spots and great flares. Solar Physics 113, 267-283 (1987)

Tanaka, K.: Studies on a very flare-active delta group: Peculiar delta spot evolution and inferred subsurface magnetic rope structure. Solar Physics 136, 133-149 (1991)

Linton, M.G., Longcope, D. W., Fisher, G. H.: The Helical Kink Instability of Isolated, Twisted Magnetic Flux Tubes. The Astrophysical Journal 469, 954-963 (1996)

Ishii, T.T., Kurokawa, H., Takeuchi, T.T.: Emergence of a Twisted Magnetic Flux Bundle as a Source of Strong Flare Activity. The Astrophysical Journal 499, 898-904 (1998)

Ishii, T.T., Kurokawa, H., Takeuchi, T.T.: Emergence of Twisted Magnetic-Flux Bundles and Flare Activity in a Large Active Region, NOAA 4201. Publications of the Astronomical Society of Japan, 52, 337-354 (2000)

Poisson, M., Lopez Fuentes, M., Mandrini, C.H., Demoulin, P., Pariat, E.: Study of magnetic flux emergence and related activity in active region NOAA 10314. Advances in Space Research 51(10), 1834-1841 (2013)

Hagyard, M.J., Smith, J.B.Jr., Teuber, D., West, E.A.: A Quantitative Study Relating Observed Shear in Photospheric Magnetic Fields to Repeated Flaring. Solar Physics 91, 115-126 (1984)

Wang, H., Jing, J., Tan, C., Wiegelmann, T., Kubo, M.: Study of Magnetic Channel Structure in Active Region 10930. The Astrophysical Journal 687(1), 658-667 (2008)

Harvey, K.L., Harvey, J.W.: A study of the magnetic and velocity fields in an active region. Solar Physics 47, 233-246 (1976)

Zirin, H., Wang, H.: Narrow lanes of transverse magnetic field in sunspots. Nature 363, 426-428 (1993)

Toriumi, S., Takasao, S.: Numerical Simulations of Flare-productive Active Regions: delta-sunspots, Sheared Polarity Inversion Lines, Energy Storage, and Predictions. The Astrophysical Journal 850(1), 39 (2017)

Fan, Y., Zweibel, E. G., Linton, M.G., Fisher, G.H.: The Rise of Kink-Unstable Magnetic Flux Tubes in the Solar Convection Zone. The Astrophysical Journal Letters 505(1), 59-63 (1998)

Takasao, S., Fan, Y., Cheung, M.C.M., Shibata, K.: Numerical Study on the Emergence of Kinked Flux Tube for Understanding of Possible Origin of delta-spot Regions. The Astrophysical Journal 813(2), 112 (2015)

Murray, M.J., Hood, A.W.: Simple emergence structures from complex magnetic fields. Astronomy and Astrophysics 470(2), 709-719 (2007)

Toriumi, S., Iida, Y., Kusano, K., Bamba, Y., Imada, S.: Formation of a Flare-Productive Active Region: Observation and Numerical Simulation of NOAA AR 11158. Solar Physics 289, 3351-3369 (2014)

Toriumi, S., Hotta, H.: Spontaneous Generation of δ-sunspots in Convective Magnetohydrodynamic Simulation of Magnetic Flux Emergence. Astrophysical Journal Letters 886(1), 886, L21 (2019)

Bobra, M.G., Couvidat, S.: Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data with a Machine-learning Algorithm. Astrophysical Journal 798(2), 135 (2015)

3.3.2 太陽フレア予測

草野　完也（名古屋大学）
（2020 年 3 月 23 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

3.3.2.1 序論

太陽系最大の爆発現象である太陽フレアは最も激しい宇宙天気擾乱の原因である。それゆえ、その発生予測は太陽地球圏予測における最重要課題の一つといえる。太陽コロナにおける突発的現象である太陽フレアの発生機構の詳細は未だ明確に理解されていないため、その予測はこれまで経験的な方法に依存せざるを得なかった。しかし、2010 年代に入り、衛星からの太陽面ベクトル磁場観測が安定かつ継続的に実施されたことで、太陽フレアの理解と予測に向けた研究は新しい時代を迎えつつある。本章では太陽フレア予測研究の必要性とその方法を経験的予測と物理予測に分けて解説すると共に、予測の評価方法の概要と今度の展望について述べる。

3.3.2.2 太陽フレア予測の必要性

太陽フレアは太陽光球面と太陽大気（彩層、コロナ）中で発生する爆発現象であり、様々な宇宙天気擾乱の原因となる。太陽フレアの予測は宇宙天気予報における重要課題である。ただし、太陽フレアにおいて「予測すべき情報（predictand）」や予測のためのリードタイム（どれほどフレアが発生する前に予測すべきか）は、注目する宇宙天気影響によって異なる。太陽フレアからの電波、X 線、（極端）紫外線など様々な波長の電磁放射は光速度で伝搬し、フレア発生の観測と同時に地球に到達する。また、太陽フレアで加速された後、直接地球に到達するインパルシブな太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particles; SEP）はフレア発生の後、数十分から数時間で地球に到達する。それゆえ、それらの初期影響に備えるためには、フレア発生そのものを事前に予測する必要がある。また、フレア発生のみならず、フレアの電磁放射や高エネルギー粒子フラックスの強度やスペクトルも重要な predictand である。太陽フレアに影響を受ける人工衛星の運用や宇宙飛行士の作業スケジュール、航空機のフライトプランなどを変更するためには数日から数時間を要すると思われるので、それ以上に長い太陽フレアの事前予測が求められる。一方、磁気嵐の原因となるコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection; CME）が地球に到達するのは、フレア発生から十数時間～数日後である。それゆえ、たとえフレア発生の後であっても、CME の性質（速度、規模、磁場、地球への到達時刻など）を正確に予測するこ

とができれば、CME に起因する磁気嵐に備えることができる。

本章では主に、太陽フレアの発生とその規模（主に解放エネルギー量）の事前予測について論じる。太陽フレアの規模については通常、GOES 衛星（米国の Geostationary Operational Environmental Satellite）によって測定される軟 X 線のエネルギーフラックスの最大値によって表 1 のようにクラス分けされている。これを GOES フレアクラスと呼ぶ。例えば、1–8Å の波長域のエネルギーフラックス $F_{1\text{–}8\text{Å}}$ が $10^{-4}\mathrm{Wm}^{-2}$ を超えるフレアは X クラスフレアと呼ばれ、大型フレアに分類される。$F_{1\text{–}8\text{Å}}=3\times10^{-4}\mathrm{Wm}^{-2}$ のフレアは X3 クラスフレア、$F_{1\text{–}8\text{Å}}=5\times10^{-6}\mathrm{Wm}^{-2}$ は C5 クラスフレアである。

最大エネルギーフラックである $F_{1\text{–}8\text{Å}}$ とフレアの全放射エネルギーE との関係に関する多くの統計的研究がなされており、その結果は $F_{1\text{–}8\text{Å}}\propto E^{0.84\sim1.75}$ の範囲に分布していることから、GOES フレアクラスはフレアの総エネルギーの近似的な指標になっている（Reep & Knizhnik 2019）。我が国の情報通信研究機構（NICT）など多くの宇宙天気予報機関では、24 時間以内に発生する最大の GOES フレアクラスについての予報を毎日発している（Kubo, Den & Ishii 2017）。

表 1. フレアクラスの分類

$F_{1\text{–}8\text{Å}}$ (Wm^{-2})	GOES フレアクラス
10^{-4} 以上	X
$10^{-5}\sim10^{-4}$	M
$10^{-6}\sim10^{-5}$	C
$10^{-7}\sim10^{-6}$	B
$10^{-8}\sim10^{-7}$	A

3.3.2.3 太陽フレア予測の方法

突発現象である太陽フレアを正確に予測する方法は未だに確立していないが、様々な方法がこれまでに試みられている。それらは、「経験的予測（empirical prediction）」と「物理予測（physics-based prediction）」に大別することができる。経験的予測とは過去の観測データより、太陽フレアの発生とその性質の決定に関係する可能性のある観測量を経験的に抽出し、それらを「予測のための情報（predictor）」として利用し、過去の観測から predictor と predictand の間の統計的関係をもとに未来予測を実施する方法である。後述するように、近年ではそのために機械学習を用いた新たな方法が多数提案されている。ただし、経験的に見出された predictor が太陽フレア発生と因果関係を本当に持つかを判断するためには、慎重な分析が必要となる。また、太陽フレアの発生とその規模の決定には複数の要因が関与している可能性がある。それゆえ、優れた経験的予測を実現するためには、正確かつ客観的な評価を通して真に有用な predictor を見出す必要がある。太陽フレア予測の評価については 3.3.2.5 章で後述する。

一方、物理予測は物理法則に従う太陽フレアの発生機構に基づき、観測可能で有用な predictor を導くことで、予測を実現する方法である。しかし、未だに太陽フレアの発生機構は十分解明されていないため、物理予測は開発途上であり、宇宙天気予報運用としてはまだ実用化されていない。物理予測の実現のためには、仮説をたてそれに基づく予測を客観的に検証することによって、研究を深化させることが必要である。著者らが近年取り組んでいるそうした取り組みについても後述する。

現在、各国の宇宙天気予報機関が運用している太陽フレア予測は基本的に経験的予測による。しかし、これまでに様々な predictor が提唱されているものの、その予測能力は未だに限定的であり、太陽フレアの発生と性質を決定づけるパラメタについては未だ明確に理解されていない。特に、極めて発生頻度は低いが（例えば、10 年に 1 度や 100 年に 1 度）、大きな社会影響を与える超巨大フレアの規模や発生位置、様々な性質を事前に予測することは宇宙天気災害を未然に防ぐためとても重要な課題であるが、未だ挑戦的な課題となっている。以下では、経験的予測と物理予測の現状について、いくつかの取り組み例を紹介する。

3.3.2.4 経験的予測の試み

これまでに様々な観測量を predictor とする経験的予測が提唱され、利用されている。経験的予測は前述したように経験的に predictor となりそうなパラメタに注目し、そのパラメタとフレア発生の統計的な関係を用いて、未来のフレア発生を予測する方法である。ここでは、はじめにこれまで predictor として提唱されてきたいくつかのパラメタを説明する。その後、統計的なデータから予測判別する代表的な方法について紹介する。

黒点群の形態分類

最も古くから使われている太陽フレア予測の predictor は白色光で観測した黒点群の形態的性質、すなわちその「大きさ」や「形状」である。McIntosh（1990）は改訂 Zurich 黒点分類（7 タイプ）、各黒点群で最大の黒点の半暗部の形態（6 タイプ）、黒点の広がり（4 タイプ）に関する分類をそれぞれ行い、各タイプのフレア発生確率を過去の観測データから統計的に求めることで、フレア予測を行うことを提唱した。黒点形状は地上から小型望遠鏡でも容易に観測可能であるため、この方法は長い間幅広く利用されており、多くの宇宙天気予報機関で現在も利用されている。しかし大型フレアである X クラスフレアは非常に稀にしか起きないため、最も X クラスフレアの発生確率が高い McIntosh 分類タイプの黒点群であっても、X クラスフレアが発生する確率は数%にすぎない （Gallagher, et al. 2002）。それゆえ、白色光観測による黒点の形態分類による大型フレアの発生予測能力は限定的である。

活動領域の磁場パラメタ

太陽フレアは磁気エネルギーの爆発的な解放現象であるため、黒点及び活動領域の磁場構造がフレア発生に関係することは容易に想像できる。それゆえ、太陽活動領域の磁場構造を予測に使う試みが多数提案されている。例えば、Hale （1919）は活動領域磁場の構造を 3 つの型について分類（α:単極型、β:単純双極型、γ:複雑型）することを提唱した。その後、Künzel（1960）は異なる磁極の暗部が共通の半暗部を持つ δ 型を提唱した。これらは Mount Wilson 分類として現在でも使われている。Mount Wilson 分類の型は互いに排他的ではなく、例えば、複雑な磁極構造を持つ活動領域は βγ 型や βγδ 型として分類される。

Mount Wilson 分類と太陽フレアの関係についても統計的に解析されている。Sammis, et al.（2000） は Mount Wilson 分類ごとに黒点の面積とフレア・クラスとの関係を統計的に調べ、より複雑な磁場構造を持つより大きな黒点が大型フレアを発生させやすい傾向があることを示した。特に、δ 型領域は他の型に比べて大型フレアをより発生しやすいことが示された。例えば、1987 年～1997 年に観測された X1 クラス以上のフレアの 82%、X4 クラス以上のフレアの 100%が δ 型領域で発生した。また、βγδ 型で 1000μh 以上 [1]の面積を持つ黒点が X クラス・フレアを 24 時間以内に発生させる確率は 40%であった。このことは磁場データは大型フレアの predictor として重要であることを意味する。ただし、磁場構造の Mount Wilson 分類と黒点面積だけでは大型フレアの半数以上を予測することがまだできない。それ故、フレア発生を決定する「隠されたパラメタ （hidden parameters）」があると考えられる。

この隠されたパラメタが何であるかを明らかにすることは、太陽フレアの発生機構の解明のためにとても重要な課題である。そのために多くの研究がなされ、様々なパラメタがこれまで提案されている。その先駆的な研究として、Hagyard, et al. （1984）の磁気シアと太陽フレアの関係に関する研究がある。磁気シアとは、太陽表面のポテンシャル磁場 [2]の水平成分を基準にして観測された水平磁場成分が成す角である。磁気中性線（太陽表面磁場の太陽表面に対する法線成分の符号が変わる境界線、Polarity Inversion Line すなわち PIL と呼ばれる）上でシア角が反時計回りの場合、シア角を正値で定義する。この符号のつけ方は、シア角が正値の場合、磁場の捻じれ（magnetic twist）が右手系の捻じれを持ち、正の磁気ヘリシティ（magnetic helicity）を生むことに対応する。逆に、磁場の水平成分がポテンシャル磁場に対して時計回りに回転し

---

[1] μh は micro-hemisphere を意味し、太陽半球面積の百万分の 1 を意味する面積の単位である。https://spaceweather.com/sunspots/history.html によれば、1874 年以降に観測された最大黒点は 1947 年 4 月 3 日に観測された領域で、その面積は 6000μh 程度であった。興味深いことに、この領域で大きなフレアは発生しなった（Taylor, P. O. 1989）。次に大きな黒点の記録は、1946 年 2 月 7 日に観測された領域で面積は 5000μh 程度あったとされる。

[2] ポテンシャル磁場は考える領域内に電流が流れていない場合の磁場である。太陽コロナのポテンシャル磁場 BP=-は太陽表面上の法線磁場成分を境界条件としてラプラズ方程式 2=0 を解くことによって求めることができる。

ている場合、磁気シアを負値で定義する。磁気シアがゼロ度の場合、その点の磁場ベクトルはポテンシャル磁場に平行である。一方、シア角が±90 度に近づくにつれ、磁場は非テンシャル磁場成分をより多く有しているとみなすことができる。

ポテンシャル磁場はコロナ中に電流を持たない場であるため、太陽表面の法線磁場成分が変化しない限り、コロナ磁場の最小エネルギー状態はポテンシャル磁場B_pで与えられる。それゆえ、シア角がより大きいと非ポテンシャル磁場がより大きく、フレアで解放可能な自由エネルギーもまたより大きいことに対応する。Hagyard, et al. （1984）は、ある X クラスフレアの発生前の太陽表面磁場ベクトルの観測データより、シア角の絶対値がある値（80 度～85 度）以上の領域が PIL に沿って一定程度存在する領域で X クラスフレアが発生することを見出した。このことから、PIL 上でのシア角の分布が predictor となる可能性を提唱した。

また、Martin, et al. （1985）は崩壊期の活動領域で発生する多くのフレアが正と負の磁束消失（flux cancellation）に伴って発生することを報告し、flux cancellation の重要性を指摘した。Wang & Shi （1993）など多くの研究は活動領域における磁束消失 （flux cancellation）と共に磁束生成（flux emerging）がフレア発生に関係する可能性を指摘している。一方、Kusano, et al. （2012）は、シア角の大きな PIL 近傍に現れる小スケール双磁極の向きが、大きな空間スケールのポテンシャル磁場成分または非ポテンシャル磁場成分の向きと逆である場合（opposite polarity または reversed shear）、フレアが発生しやすいことをコンピュータシミュレーションと観測データから示した。彼らは、そうした小スケール双磁極がフレア発生のトリガとなると説明している。ただし、flux emerging、flux cancellation、opposite polarity、reversed shear などフレア発生の原因となる可能性がある磁場構造をパラメタ化し、それぞれがどれほどフレア発生予測に貢献するかを定量的に評価する研究は未だ十分になされていない。

PIL 近辺の磁場構造に注目したパラメタとして Schrijver （2007） が提唱する *R* パラメタがある。*R* パラメタは PIL 上で法線磁場成分の勾配が強い点の近傍領域における符号なし法線成分磁束である。PIL 近傍の法線磁場が強くなるほど *R* パラメタは増加する。Schrijver （2007） は *R* パラメタの増加に伴い 24 時間以内に M1 クラス以上のフレアが発生する確率が上昇することを示した。しかし、*R* パラメタが十分大きくても、X クラスフレアが 24 時間以内に発生する確率は 10~20%にすぎない。さらに、X4 クラス以上の巨大フレアの発生確率は、その場合でも 1%であった。このことは、巨大フレアの発生は *R* パラメタのみでは決定しないことを示唆している。その後、Falconer, et al. （2008） も強い磁場勾配や大きなシア角を持つ PIL の長さを太陽面爆発現象の predictor として提唱している。

活動領域における磁場構造の複雑さを定量化することでフレア予測に役立てようとする試みもこれまで多くの研究者によってなされている。Abramenko （2005） は活動領域磁場のマルチフラクタル解析によって、McAteer, et al. （2005） はフラクタル次元解析により、それぞれ複雑な磁場構造を持つ活動領域がより活発にフレアを発生させる傾向を報告している。また、Georgoulis & Rust （2007） は磁場分布を一定の基準で複数の要素に分割し、その間を繋ぐ磁束量の構造からフレアの発生しやすさを推定する方法を提唱している。

2010 年に NASA の太陽観測衛星 Solar Dynamics Observatory （SDO）が打ち上げられ、同衛星に搭載されている Helioseismic and Magnetic Imager （HMI）が太陽全面のベクトル磁場観測を連続的に開始した （Scherrer, et al. 2012）。これにより各活動領域の様々な磁場パラメタとフレア活動の関係に関する広範な研究が可能になった。近年では各活動領域について多くの磁場パラメタを計算し、機械学習を用いてフレア発生の predictor としてより有用なパラメタを抽出する試みが多数行われている。例えば、Bobra & Couvidat （2015）は SDO/HMI が 4 年間観測した太陽光球面ベクトル磁場を使い、各活動領域について 25 の異なるパラメタを計算すると共に、それらを使った M クラス以上のフレア予測を support vector machines （SVM） （Cortes & Vapnik 1995）を使った機械学習により行い、比較的良い予測ができることを示した。さらに彼らはどのパラメタがフレア予測により貢献するかを評価した。その結果、total unsigned current helicity や total magnitude of Lorentz force など少数のパラメタが予測向上に役立つことを報告した。これらのパラメタはベクトル磁場観測によってはじめて与えられる。それゆえ、視線方向磁場だけでなく、ベクトル磁場の観測データがフレア予測に有効であると考えられる。ただし、Bobra & Couvidat （2015）の結果は完全な予測からは程遠いものであった。その後、同様の研究が多くの研究者により進められており、様々な磁場パラメタに基づく経験的予測が試みられている。

前兆現象としてのコロナ活動

Gaizauskas （1989） によれば、様々な波長帯での観測によってフレア発生の前に小規模な発光現象が観測されることがあり、それらは preflare、preflash、preheating などと呼ばれている。例えば、Martine （1980） は Hα 線や 5303Å コロナ緑線の観測からフレア発生前の発光について指摘している。また、フレア前の発光のみならずフィラメント（磁場に支えられたコロナ中の低温高密度プラズマ）の運動など様々な現象がフレアの前兆現象の候補として報告されている。

Canfield, et al. （1995） は軟 X 線によってシグモイド（sigmoid）と呼ばれる S（または逆 S）字型構造が観測された領域で噴出現象が起きやすいことを指摘した。その後現在に至るまで、シグモイドとフレアやコロナ質量放出（CME）などの爆発現象の関係について多くの研究がなされている（Rust & Kumar 1996, Moore, et al. 2001）。

Harra, et al. （2001）は輝線スペクトルの観測から活動領域での非熱的速度がフレア発生の前に増加する場合があることを報告している。Zhou, et al. （2016）, Tan, et al. （2016）, Chen, et al. （2019）などはフレアの発生前に活動領域中で観測される様々な振動現象を報告している。Imada, et al. （2014）はフレアの前に大規模なコロナループが拡大する現象を報告している。これら以外にもそれぞれの活動領域における過去のフレア活動からその後のフレア活動を予測する試みが Wheatland （2004）などによって提案されている。一方、Park, et al. （2018）は太陽表面磁場の連続観測データより光球面速度を推定し、PIL 付近の特徴的な光球面速度とフレア発生との確率的な関係を報告している。

予測判別手法

あるパラメタを Predictor として利用し、フレアの発生確率を判別するための一つの方法として discriminant analysis （DA）がある。これは注目するパラメタのベクトルxの関数として、注目するクラスのフレアが発生した場合の数$N_f(x)$とフレアが発生しなかった場合の数$N_q(x)$を過去の観測から求め、$N_q < N_f$となるxのパラメタ空間領域を見出し、xがその領域にある時にフレア発生を予測する方法である。Leka & Barnes （2003, 2007） は活動領域の様々な磁場パラメタについて DA を使ってフレア発生確率を求め、予測を実施するための方法を開発している。

近年では、様々な機械学習アルゴリズムを応用して統計データより特定のパラメタ空間におけるフレア発生予測を確率的に行う試みが急速に拡大している （Qahwaji & Colak 2007, Muranushi et al. 2015, Bobra & Couvidat 2015, Nishizuka et al. 2017, Florios et al. 2018）。

3.3.2.5 物理予測の試み

英国の天文学者エドモンド・ハレー（1656—1742）がニュートン力学に基づいてハレー彗星の回帰を予測して以来、ニュートン力学は天体軌道予測に不可欠な方法論となった。また、かつて経験的な方法に頼らざるを得なかった気象現象の予測においても、湿潤大気の力学法則を基本とする数値予測が今や強力な方法論となっている。これは、観測データの拡大と精密な計算モデル及びコンピュータの進歩による成果である。ただし、気象予測は天体軌道計算のように全てを力学法則から計算することは現代においても難しく、雲過程などの複雑なプロセスの計算には依然としてパラメタリゼーションと呼ばれる経験的手法が使われている。こうした予測研究の歴史は、科学技術の発展に伴い、経験的予測から物理法則を第 1 原理とする物理予測への進展がみられ、そのことが我々の予測能力の向上にも貢献してきたことを物語っている。

さらに、物理予測の試みは新しい発見をもたらす様々な機会を我々に与えることができる。例えば、海王星の存在は天王星の軌道運動の不規則性により実際の観測的な発見の前にすでに予測されていた。物理法則を通した現象の「予測」と「理解」は互いを刺激しあい、近代科学を発展させてきたといえる。

この過程は太陽フレアや様々な宇宙天気現象の予測でも同様に繰り返されるであろう。我が国では、新学術領域研究「太陽地球圏環境予測（PSTEP）」がそうした観点から新たな宇宙天気予測研究を目指して実施された[3]。太陽フレアの物理予測は未だ実用化されていないが、そのための研究は近年急速に進展している。本章では著者らの取り組みを基に、太陽フレアの物理予測の現状と今後の課題を議論する。

[3] https://www.pstep.jp/
http://www.isee.nagoya-u.ac.jp/pstep/

フォースフリー場 （force-free field）

物理予測を実現するためには、現象の物理機構を理解する必要がある。しかし、太陽フレアの発生機構は未だ十分に解明されていない。それゆえ、物理予測の実現のためには仮説実証型の研究が必要となる。すなわち、まず仮説を立て、それに基づく予測を実施し、それを評価することによって仮説そのものを検証する試みの繰り返しである。それによって、理解と予測能力を互いに発展させることができる。

太陽フレアのような大きなスケールの磁化プラズマ現象では電磁流体力学（MHD）が良い近似となる。また、太陽フレアは磁場に蓄積されたエネルギーの爆発的な解放現象であるため、何らかの MHD 不安定性（Bateman 1978）が関与していると考えられる。すなわち、フレアが起きる前に安定な平衡状態であった太陽活動領域の磁場が不安定化することとフレアが発生することには強いつながりがあるはずである。

活動領域のコロナプラズマではプラズマ β（磁気圧に対するプラズマの熱的圧力の比）が 1 より十分小さいため、フレアが発生する前の安定平衡状態（力のつり合いが成り立った安定状態）はローレンツ力 $J \times B = 0$ を満たすフォースフリー磁場 （force-free field: FFF）で近似できると考えられる。ここで、Jは電流密度、Bは磁束密度である。このことは、電流が磁場に平行に流れることを意味する。MHD では電束電流は無視できるので、電流密度は$J = \mu_0^{-1} \nabla \times B$で与えられる。$\mu_0$は真空の透磁率である。このため、フォースフリー磁場はフォースフリー方程式

$$\nabla \times B = \alpha B$$

を満たさなくてはならない。αはフォースフリーパラメタと呼ばれる擬スカラー場 [4]である。上式の発散（$\nabla \cdot$）をとり、マックスウェル方程式$\nabla \cdot B = 0$を用いると

$$B \cdot \nabla \alpha = 0$$

を導くことができる。すなわち、αは磁力線関数であり、磁力線に沿って一定な値を持つ。もし、α が空間的に一様であれば、フォースフリー方程式は磁場に対する線形方程式となる。その解を線形フォースフリー場（linear force-free field: LFFF）と呼ぶ。これに対して、α が磁力線ごとに異なる値を持つ場合の解は非線形フォースフリー場（nonlinear force-free field: NLFFF）と呼ばれる。

太陽表面の磁場ベクトル観測データを境界条件として使い、フォースフリー方程式を数値的に解き、NLFFF を近似的に求めるための方法がいくつか開発されている（Schrijver et al. 2006, Inoue 2016）。NLFFF は磁場の 3 次元構造を近似的に再現できるため、それを用いて不安定性の評価が可能となる。このため、NLFFF はフレアの予測にも重要な情報を与えると考えられる。ただし、現在可能な磁場ベクトル観測は光球面磁場に限られる。光球面はコロナと異なり、プラズマ β が大きいため、圧力や重力を無視することができない。このため、光球面ではフォースフリー条件が成り立たないという問題がある。これを克服し、圧力や重力を考慮したより現

[4] 座標の回転変換に対しては通常のスカラー場と同じく不変であるが、鏡像変換に対して絶対値は不変で符号が変わるスカラー場を擬スカラー場と呼ぶ。

実に近い 3 次元磁場を求めるための方法の開発も進められている（Miyoshi, et al. 2020）。

キンク不安定性 （kink instability）とトーラス不安定性（torus instability）

MHD 不安定性には数多くのモードが存在するが、太陽フレアの発生機構となり得る MHD 不安定性として古くから考えられてきたものに、キンク不安定性とトーラス不安定性がある。

キンク不安定性（Kruskal, et al. 1958）はトーラスプラズマ中に流れる電流によって駆動する電流駆動型不安定性である。トーラス・プラズマの一部を円柱プラズマとして近似して考えてみよう。この円柱プラズマ内に円柱の中心軸に沿って電流が流れる場合、この電流が折れ曲がる（キンク）変形を受けると、電流が作る磁場（ポロイダル磁場）がキンク変形の外側で弱まり、内側で強まるため、変形がさらに成長する。これがキンク不安定性が成長する基本メカニズムである。もし軸方向の電流に沿った磁場（トロイダル磁場）があると、その張力が変形を抑制し安定化させる効果を持つ。それゆえ、電流がある閾値を超え、ポロイダル磁場による不安定化がトロイダル磁場の安定化を凌駕するときのみキンク不安定性は成長できる。この閾値は磁力線の磁気ツイスト数（magnetic twist number, T_w）で与えられる。磁気ツイスト数は磁力線が円柱の中心軸の周りを回転する数である。それぞれの磁力線のまわりの磁場を、磁力線に沿った微小な円柱磁場の連なりによって近似するならば、各磁力線の磁気ツイスト数はフォースフリーパラメタ α を使って

$$T_w = \frac{1}{4\pi}\int \alpha dl$$

で与えられる（Berger & Prior 2006）。ここで積分は磁力線に沿った線積分である。T_wがある閾値T_cを超えると（すなわち、$T_w > T_c$のとき）キンク不安定性は成長する。

周期系、すなわちトーラスの場合、$T_c = 1$である [5]。太陽コロナ磁場の場合、磁力線は太陽表面に足を持つ。この境界条件が安定化に効くため、T_cは 1 より大きくなる。閾値T_cは磁力線の形状や境界条件の種類に依存するが、Hood & Priest （1979）によれば一様なツイストを持つフォースフリー磁場の場合、$T_c = 1.65$である。

一方、トーラス不安定性はトーラス電流系（図 1a の J_{torus}）に常に外向きにかかるフープ力（hoop force）によって駆動される不安定性である。トカマクなどのトーラス・プラズマ閉じ込め実験では図の紙面に垂直（紙面に向かう方向）の外部磁場B_{ex}をかけることによってフープ力を打ち消して平衡状態を作る。この外部磁場がトーラスの主半径Rの関数であり、その減衰率（decay index）

$$n = -\frac{R}{B_{ext}}\frac{dB_{ext}}{dR}$$

が臨界値n_cを超えると、外向きの変位に対してトーラス電流は不安定となる（Shafranov 1966）。

[5] この不安定化条件はトカマクなどのトーラス・プラズマに流す電流の限界値を与え、その限界は Kruskal-Shafranov limit と呼ばれている。

図 1. a.トーラス電流系、b. 太陽コロナ中のループ電流系におけるトーラス不安定性の基本原理。

Kliem & Török （2006）はこの不安定性が太陽面からの噴出現象（噴出フレア、CME）の原因となることを提案した。太陽コロナ中の電流ループは太陽表面に足を持つが、太陽表面（光球面）上で磁場の法線成分はフレアのような短い時間ではほとんど変化しない。この磁場の境界条件はコロナに流れるループ電流 J_{loop} のイメージ電流 J_{image} が太陽内部に流れることと等価である（図 1b）。それゆえ、コロナ中の電流にはトーラス電流系と同じように外向きのフープ力がかかる。このフープ力はトーラス系の場合と同様に、ループ電流に直交する外部磁場によって打ち消され、平衡状態が作られている。しかし、トーラス系と同様に外部磁場の減係率（n）が臨界値n_cを超えるとき電流ループは不安定化し、噴出現象が発生すると考えられる。臨界減衰係数n_cの値は電流ループや外部磁場の構造に依存するが、典型的にはn_c~1.5程度である。

太陽表面磁場の観測データから前述した NLFFF を求めることで、実際の活動領域のT_wやnなどを評価することが原理的には可能である。Jing, et al. （2018） は M5 クラス以上のフレア 38 イベントについて、フレア発生直前の活動領域のT_wとnを NLFFF を使って統計的に解析した。しかし、ほとんどの領域でこの２つのパラメタの値は不安定性の理論的な臨界値より小さいものであった。同様の研究は Duan, et al. （2019） によっても行われたが、やはり不安定性の理論的臨界値と観測データとに明瞭な関係は見出されなかった。ただし、これらの解析ではnが大きな場合、噴出型のフレアが発生する傾向がみられた。それゆえ、キンク不安定性とトーラス不安定性の臨界条件からフレア発生を予測することは今のところできていない。しかし、トーラス不安定性が噴出型フレアや CME の形成に関係していることが示唆されている。

ダブルアーク不安定性（double-arc instability）と κ スキーム

太陽フレアでは MHD 不安定性と同時に磁気リコネクションが重要な役割を果たすと考えられている。特に、MHD 不安定性と磁気リコネクションが互いを駆動し、相乗的に成長するというシナリオは、太陽フレアの爆発的な振る舞いを説明する有力なモデルである（Zhang & Dere

2006, Welsch 2018）。また、Moore et al. （2001）はシア角の大きな２つの磁気ループがその足元で磁気リコネクション（tether-cutting reconnection）を受けることが、太陽フレアや噴出現象発生の原因となることを観測データの形態学的な解析から提唱している。

図 2. ダブルアーク不安定性の発生過程。電流が磁力線に沿って流れる２つの磁気ループ (a) が磁気リコネクションによってダブルアープを形成する(b)。ダブルアークが不安定化すると。フープ力によって上昇を開始する。

Ishiguro & Kusano （2017） はこうしたシナリオに基づき、フレア発生を説明する新たな MHD 不安定性を見出した（図 2）。すなわち、彼らは磁力線に沿って流れる電流を持つ２つの磁気ループ（図 2a）が磁気リコネクションによってダブルアークを形成することを考え、その安定性を数理的に解析した。その結果、臨界条件

$$\kappa = \frac{\int T_w d\phi}{\Phi_{over}} > \kappa_0$$

を満たすとき、ダブルアークはフープ力によって不安定化し上昇を開始することが見いだされた。これを「ダブルアーク不安定性」と呼ぶ。κ パラメタの分子の積分はダブルアークを形成する磁束について行われ、分母はダブルアークを覆う磁束（overlying flux）を表す。ダブルアークが上昇すると磁気リコネクションがさらに進み、正のフィードバックを通して不安定性は爆発的に成長し、フレアを発生させると考えられる。ここで、閾値κ_0の厳密な値は磁場の空間構造に依存するが、通常 0.1 程度である。

さらに、Kusano, et al. （2020）はダブルアーク不安定性の理論に基づく大型フレアの予測スキーム（κ スキーム）を開発した。κ スキームでは、ダブルアークを形成する磁気リコネクションが磁気中性線（PIL）の近傍で起きると仮定し、上記の不安定化条件を満たすために必要な PIL 上の磁気リコネクション領域の最小半径r_cとダブルアーク不安定性によって解放可能なエネルギーE_rを求めることができる。彼らは、κ スキームで第 24 太陽周期（2008 年～2019 年）において X2 クラス以上の巨大フレアを太陽中心付近で起こした 7 つの活動領域すべて（全 9 イベント）を解析した。その結果、そのうち、6 活動領域で起きた 7 イベントにおいて、巨大フレアの発生前にE_rが4×10^{31}erg を超えると共に、r_cが 1Mm 以下に減少する点が存在することを見出した。また、大きな黒点を持ちながら巨大フレアを起こさなかった 198 領域の解析も行い、少数の例外を除きそうした領域では上記の条件を満たす点が現れなかったことも確認した。r_cが 1Mm 以下に減少する点では、微小な磁気リコネクションが巨大フレアを引き起こすことができるため、そうした点の存在は巨大フレアが発生する可能性が大きいと考えることができる。実

際、フレアの初期リボン発光とそうしたフレア予測点を比較したところ、小さなr_cを持つ予測点を中心としてフレアリボンが出現し拡大することが示された（図 3）。このことは MHD 不安定性の理論に基づいて巨大フレアの発生のみならずその位置を（僅かな例外を除いて）予測できる可能性を意味している。さらに、κ スキームの予測能力の高さから、κ 値に大きな影響を与える PIL 近傍の磁束捻じれ密度（magnetic twist flux density）の分布が巨大フレア発生を決定づける重要なパラメタであることが新たに見出された。すなわち、この研究は不安定性理論に基づいて巨大フレアの正確な予測を実現するのみならず、フレア発生機構の理解にも大きな貢献を与えるものとなった。

図 3. κ スキームによる 2017 年 9 月 1 日に活動領域（AR）12673 で発生した X9.3 クラスフレアの予測例。左図：太陽全面の視線方向磁場成分の分布。中央図：AR12673 の法線成分磁場分布と κ スキームによる巨大フレアの予測点。右図：フレア予測点と SDO/AIA1600 Å で観測されたフレアの初期リボン発光。地球の大きさを参考として表示している。

また、κ スキームで予測できなかった例外的なフレアでは初期の 2 リボンが互いに離れて出現する特徴が見出された。これは初期の磁気リコネクションが太陽表面から離れた上空で起きたことに対応している。κ スキームでは初期リコネクションは PIL の近傍で起きることを仮定したため、そうした例外的なフレアを予測することができなかったと考えることができる。このように因果律に基づく物理予測では確率に基づく経験的予測と異なり、予測できなかったそれぞれのイベントについて仮説の再検証を通して「なぜ予測できなかったのか」を調べることが可能である。「失敗から学ぶ」ことにより、物理予測は科学の進歩をさらに促すことができるのである。

図 4. 予測パラメタ（predictor）x に対する予測が成功したイベント(positive)と予測が失敗したイベント(negative)の数の分布。a は一般的な場合を、b は理想的な予測の場合を表す。TP, TN, FP (FA), FN は True Positive, True Negative, False Positive (False Alarm), False Negative を意味する。

3.3.2.6 予測評価

あるパラメタxを predictor として使い、明確な条件（例えば、X クラスフレアが 24 時間以内に発生する）についてフレア予測を行ったとしよう。もし閾値x_0を導入し、$x > x_0$の時にフレア発生を予測したとする。その予測結果を、「フレアが発生する」という予測が真であったイベント（true positive: TP）と偽であったイベント（false positive: FP あるいは false alarm: FA）、「フレア発生しない」という予測が真であったイベント（true negative: TN）と偽であったイベント（false negative: FN）に分類することができる（図 4a）。これを表としたものが contingency table であり、日本語ではしばしば分割表などと呼ばれている（表２）。

イベントの発生を完全に予測できる場合（図 4b）、FP=FN=0 となる。そうした理想的な予測にどれほど近いかを表現するために様々な指標（スキル・スコア）が提唱されている（Bobra & Couvidat 2015）。例えば、Probability of Detection （POD） あるいは Hit rate

POD=TP/(TP+FN)

は起きたイベントのうちで正確に予測できたものの割合を示し、理想的予測の場合に 1 となる。

表 2. 分割表（contingency table）

	イベントあり	イベントなし
イベントありを予測	TP	FP (FA)
イベントなしを予測	FN	TN

Probability of False Detection

$$POFD=FP/(FP+TN)$$

はイベントが起きない場合のうちで予測に失敗した割合（起きないイベントを起きると予測した割合）を示し、理想的予測の場合に０となる。また、False Alarm Ratio

$$FAR=FP/(TP+FP)$$

は、イベントが起きるという予測のうちで失敗した割合を示し、理想的予測の場合に０となる。[6]

スキル・スコアは閾値x_0の選び方に依存する。一方、閾値の取り方に関係なく、predictor そのもののスキルを評価する方法に ROC 曲線（Receiver Operating Characteristic Curve）がある。図 5 のように横軸を POFD、縦軸を POD からなるパラメタ平面を考えよう。いずれの範囲も０から１である。この時、閾値x_0を定めると POFD と POD は決定し、パラメタ平面に点を打つことができる。この点の位置は閾値x_0の取り方に依存する。もし、x_0が十分小さい場合は POFD=1, POD=1 となり、十分大きな場合には POFD=0, POD=0 となる。それゆえ、x_0を変化させるとこの２つの極端な場合（図 5 の左下と右上）を繋ぐ曲線を描くことができる。これが ROC 曲線である。ROC 曲線の下側の領域の面積を AUC （Area Under Curve）と呼ぶ。

図 4b のように理想的な予測が可能な場合、ROC 曲線は POFD=0, POD=1 を通る矩形関数（図 5 の破線）となり、AUC は１となる。図 4a のように予測能力がある程度ある場合には ROC 曲線は図 5 の実線で示すような曲線となる。一方、predictor の関数としてイベントが発生した分布関数と発生しない分布関数が完全に重なる場合には、その predictor は予測能力を全く持たない。この場合、POD=POFD となり、AUC は 0.5 である。そこで、AUC がどれほど 0.5 を超えて 1 に近い値をとれるかが、その predictor の予測性能の評価となる。

図 5. ROC 曲線（Receiver Operating Characteristic Curve）。破線は理想的な予測が可能である場合、点線は予測能力が全くない場合、実線はやや予測能力がある場合を示す。

[6] 文献によっては、上式の POFD を False Alarm Ratio (FAR)と呼ぶものもあるので用語の定義に注意すべき。

Crown （2012）は NOAA Space Weather Prediction Center が 1996 年 5 月から 2008 年 12 月まで行ったフレア予測の評価を行った。24 時間以内に X クラスフレアが発生するイベントに関して、その結果は TP=50, FP=67, FN=52, TN=31315 であった。TN が他の要素に対して大きな値をとることは、X クラスフレアが非常に稀にしか起きない現象であることを示している。この予測のスコアは、POD=0.42, FAR=0.57, POFD=0.0021 である。

Barns, et al. （2016）, Leka, et al. （2019a）, Leka, et al. （2019b）は現在運用されているフレア予測の相互評価を行った。その結果は、突出して優れた予測手法は存在していないというものであった。評価スコアによって予測能力の評価結果が変わるため、予測評価は複数のスコアを使って複眼的に行うべきと彼らは結論している。また、現在運用されている予測スキームではそれぞれの活動領域で最初に発生する大型フレアと最後に発生する大型フレアを正確に予測することはほとんどできていないことも示された（Park, et al. 2020）。このことは現在のフレア予測が、各活動領域で発生したフレア活動そのものによってバイアスされていることを示唆している。

3.3.2.7 まとめ

現在、各宇宙天気予報機関で運用されているフレア予測のほとんどは経験的予測に依存しており、過去 30 年間、残念ながらフレア予測の能力に大きな進展はみられていない。しかし、2010 年代に入り、太陽面ベクトル磁場の衛星観測が実現したことにより、様々な予測パラメタ（predictors）が試されている。また、機械学習によって最適な predictor と予測スキームを見出す努力が続けられている。さらに、MHD 不安定性の理論に基づく先進的な物理予測への挑戦が近年開始された。

天体軌道予測や気象予測のように、太陽フレア予測についても経験的予測から物理予測への進展が今後進むと筆者は考えている。同時に、物理予測研究によってこれまで謎であった太陽フレアの発生機構が解明される可能性が高い。太陽フレアの予測と理解を目指した研究は今まさに新たな時代を迎えつつある。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP15H05814 の助成を受けたものです。

参考文献

Abramenko, V. I. Multifractal Analysis of Solar Magnetograms. *Solar Phys.* **228**, 29 (2005)

Barnes, G. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. I. Results from the 'All-Clear' Workshop. *Astrophys. J.* **829**, 89 (2016)

Bateman, G. MHD instabilities, Cambridge, Mass., MIT Press (1978).

Berger, M. A. & Prior, C. The writhe of open and closed curves. *J. Phys. A Math. Gen.* **39**, 8321 (2006)

Bobra, M. G. & Couvidat, S. Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data with a Machine-learning Algorithm. *Astrophys. J.* **798**, (2015)

Canfield, R. C., Hudson, H. S. & McKenzie, D. E. Sigmoidal morphology and eruptive solar activity. *Geophys. Res. Lett.* **26**, 627–630 (1999)

Chen, X. et al. Quasi-periodic Pulsations before and during a Solar Flare in AR 12242. *Astrophys. J.* **878**, 78 (2019)

Cortes, C. & Vapnik, V. Support-vector networks. *Mach. Learn.* **20**, 273–297 (1995)

Crown, M. D. Validation of the NOAA Space Weather Prediction Center's solar flare forecasting look-up table and forecaster-issued probabilities: VALIDATION OF SWPC FLARE PROBABILITIES. *Space Weather* **10**, (2012)

Duan, A. et al. A Study of Pre-flare Solar Coronal Magnetic Fields: Magnetic Flux Ropes. *Astrophys. J.* **884**, 73 (2019)

Falconer, D. A., Moore, R. L. & Gary, G. A. Magnetogram Measures of Total Nonpotentiality for Prediction of Solar Coronal Mass Ejections from Active Regions of Any Degree of Magnetic Complexity. *Astrophys. J.* **689**, 1433 (2008)

Florios, K. et al. Forecasting Solar Flares Using Magnetogram-based Predictors and Machine Learning. *Solar Phys.* **293**, (2018)

Gaizauskas, V. Preflare Activity. *Solar Phys.* **121**, 135–152 (1989)

Gallagher, P. T., Moon, Y.-J. & Wang, H. Active-Region Monitoring and Flare Forecasting I. Data Processing and First Results. *Solar Phys.* **209**, 171–183 (2002)

Georgoulis, M. K. & Rust, D. M. Quantitative Forecasting of Major Solar Flares. *Astrophys. J.* **661**, L109–L112 (2007)

Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D. & West, E. A. A Quantitative Study Relating Observed Shear in Photospheric Magnetic Fields to Repeated Flaring. *Solar Phys.* **91**, 115–126 (1984)

Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B. & Joy, A. H. The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *Astrophys. J.* **49**, 153 (1919)

Harra, L. K., Matthews, S. A. & Culhane, J. L. Nonthermal Velocity Evolution in the Precursor Phase of a Solar Flare. *Astrophys. J.* **549,** L245 (2001)

Hood, A. W. & Priest, E. R. Kink Instability of Solar Coronal Loops as the Cause of Solar Flares. *Solar Phys.* **64**, 303–321 (1979)

Imada, S., Bamba, Y. & Kusano, K. Coronal behavior before the large flare onset. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **66**, (2014)

Inoue, S. Magnetohydrodynamics modeling of coronal magnetic field and solar eruptions based on the photospheric magnetic field. *Prog. in Earth and Planet. Sci.* **3**, 19 (2016)

Ishiguro, N. & Kusano, K. Double Arc Instability in the Solar Corona. *Astrophys. J.* **843**, (2017)

McAteer, R. T. J., Gallagher, P. T. & Ireland, J. Statistics of Active Region Complexity: A Large-Scale Fractal Dimension Survey. *Astrophys. J.* **631**, 628 (2005)

Jing, J. et al. Statistical Analysis of Torus and Kink Instabilities in Solar Eruptions. *Astrophys. J.* **864**, (2018)

Kliem, B. & Török, T. Torus instability. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 255002 (2006)

Kruskal, M. & Schwarzschild, M. Some Instabilities of a Completely Ionized Plasma. *Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci.* **223**, 348 (1954)

Kubo, Y., Den, M. & Ishii, M. Verification of operational solar flare forecast: Case of Regional Warning Center Japan. *Journal of Space Weather and Space Climate* **7**, A20 (2017)

Künzel, H. Die Flare-Häufigkeit in Fleckengruppen unterschiedlicher Klasse und magnetischer Struktur. *Astron. Nachr.* **285**, 271 (1960)

Kusano, K. et al. Magnetic Field Structures Triggering Solar Flares and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **760**, 31 (2012)

Kusano, K. et al. A physics-based method that can predict imminent large solar flares. *Science.* **369**, 587–591 (2020)

Leka, K. D. & Barnes, G. Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. II. Discriminant Analysis. *Astrophys. J.* **595**, 1296–1306 (2003)

Leka, K. D. & Barnes, G. Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. IV. A Statistically Significant Sample. *Astrophys. J.* **656**, 1173–1186 (2007)

Leka, K. D. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. II. Benchmarks, Metrics, and Performance Results for Operational Solar Flare Forecasting Systems. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 36 (2019a)

Leka, K. D. *et al.* A Comparison of Flare Forecasting Methods. III. Systematic Behaviors of Operational Solar Flare Forecasting Systems. *Astrophys. J.* **881**, 101 (2019b)

Martin, S. F. Preflare conditions, changes and events. *Solar Phys.* **68**, 217–236 (1980)

Martin, S. F., Livi, S. H. B. & Wang, J. The cancellation of magnetic flux. II - In a decaying active region. *Aust. J. Phys.* **38**, 929 (1985)

McIntosh, P. S. The Classification of Sunspot Groups. *Solar Phys.* **125**, 251–267 (1990)

Miyoshi, T., Kusano, K. & Inoue, S. A Magnetohydrodynamic Relaxation Method for Non-force-free Magnetic Field in Magnetohydrostatic Equilibrium. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 6 (2020)

Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S. & Lemen, J. R. Onset of the Magnetic Explosion in Solar Flares and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **552**, 833–848 (2001)

Muranushi, T. et al. UFCORIN: A fully automated predictor of solar flares in GOES X-ray flux. *Space Weather* **13**, 778 (2015)

Nishizuka, N. et al. Solar Flare Prediction Model with Three Machine-learning Algorithms using Ultraviolet Brightening and Vector Magnetograms. *Astrophys. J.* **835**, (2017)

Park, S.-H., Guerra, J. A., Gallagher, P. T., Georgoulis, M. K. & Bloomfield, D. S. Photospheric Shear Flows in Solar Active Regions and Their Relation to Flare Occurrence. *Solar Phys.* **293**, 114 (2018)

Park, S.-H. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. IV. Evaluating Consecutive-day Forecasting Patterns. *Astrophys. J.* **890**, 124 (2020)

Qahwaji, R. & Colak, T. Automatic Short-Term Solar Flare Prediction Using Machine Learning and Sunspot Associations. *Solar Phys.* **241**, 195 (2007)

Reep, J. W. & Knizhnik, K. J. What Determines the X-Ray Intensity and Duration of a Solar Flare? *Astrophys. J.* **874**, (2019)

Rust, D. M. & Kumar, A. Evidence for Helically Kinked Magnetic Flux Ropes in Solar Eruptions. *Astrophys. J.* **464**, L199 (1996)

Sammis, I., Tang, F. & Zirin, H. The Dependence of Large Flare Occurrence on the Magnetic Structure of Sunspots. *Astrophys. J.* **540**, 583–587 (2000)

Scherrer, P. H. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 207–227 (2012)

Schrijver, C. J. et al. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods. *Solar Phys.* **235**, 161 (2006)

Schrijver, C. J. A Characteristic Magnetic Field Pattern Associated with All Major Solar Flares and Its Use in Flare Forecasting. *Astrophys. J.* **655**, L117–L120 (2007)

Shafranov, V. D. Plasma Equilibrium in a Magnetic Field. *Reviews of Plasma Physics* **2**, 103 (1966)

Tan, B., Yu, Z., Huang, J., Tan, C. & Zhang, Y. Very Long-Period Pulsations before the Onset of Solar Flares. *Astrophys. J.* **833**, 206 (2016)

Taylor, P. O. Comparing the March 1989 Sunspot Group with Other Great Groups of the past. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)* **18**, 65–69 (1989)

Wang, J. & Shi, Z. The Flare-Associated Magnetic Changes in an Active Region - Part Two. *Solar Phys.* **143**, 119 (1993)

Welsch, B. T. Flux Accretion and Coronal Mass Ejection Dynamics. *Solar Phys.* **293**, (2018)

Wheatland, M. S. A Bayesian Approach to Solar Flare Prediction. *Astrophys. J.* **609**, 1134–1139 (2004)

Zhang, J. & Dere, K. P. A Statistical Study of Main and Residual Accelerations of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **649**, 1100–1109 (2006)

Zhou, G. P., Zhang, J. & Wang, J. X. Observations of Magnetic Flux-rope Oscillation during the Precursor Phase of a Solar Eruption. *Astrophys. J.* **823**, L19 (2016)

3.3.3 太陽高エネルギー粒子予測

簑島　敬（海洋研究開発機構）
（2019年11月19日受付、2021年5月31日公開）

1. 初めに

太陽活動に起因して、数keVから最大で数GeVにも達するエネルギーの荷電粒子（電子、陽子、重イオン）が生成され、惑星間空間に放出される。これらは太陽高エネルギー粒子（Solar Energetic Particle, SEP）と呼ばれる。SEPの存在は、1942年2月から3月にかけて発生した太陽活動に伴って、地上のイオンチェンバーや中性子モニターにより初めて確認された（このような、SEPによる二次宇宙線が地上で観測されるほど巨大なイベントは、Ground Level Enhancementと呼ばれる）。当時、太陽における活動的イベントといえばフレアだったので、全てのSEPはフレアに伴って生成されると思われたが、現在は、フレアに伴って生成されるImpulsive SEPと、コロナ質量放出（CME）によって生成されるGradual SEPに大別できると考えられている（もちろん、両者が混在するケースもある）。両者の違いを表 1と図 1にまとめた。フレア起源のImpulsive SEPは、生成領域が太陽大気下層の活動領域であることを反映して、電子や重イオンに富み、電離度が高いことが特徴である。また、原因は解明されていないが、3価のヘリウムイオンが著しく増加することも知られている。Impulsive SEPは、その時間スケールの短さから、フレア領域で生成されて直ちに放出され、弾道的に進んでいると考えられている。荷電粒子は磁力線垂直方向より平行方向に動きやすいので、Impulsive SEPが地球で観測される場合、活動領域と地球が同じ磁力線で繋がっていると考えられる。確かに、起源である活動領域は太陽の西側に分布している（図 1 右下段図）。

一方、Gradual SEPはCMEが太陽大気から惑星間空間を伝播する際に発生する衝撃波によって生成されていると考えられており、Impulsive SEPに比べて陽子に富み、電離度が低いのが特徴である。Impulsive SEPとの大きな違いは、生成領域の広さである。衝撃波は磁力線を横切る方向にも伝播するので、図1左上段図のように経度方向に広い生成領域を持つ。そのため、幅広い経度で発生したCMEを起源とするGradual SEPが地球軌道で観測される（図 1 左下段図）。地球から見て太陽裏側で発生したCME由来のSEPも観測されるほどである。

SEPの宇宙環境への影響としては、電波通信障害、航空機や人工衛星に搭載されている機器の誤作動や劣化、船外活動中の宇宙飛行士の被ばくなどが挙げられ、警戒が必要である。これらの主要因が約10MeV以上の陽子なので、特にCME衝撃波に伴うGradual SEPの生成要因を特定し、その地球軌道への飛来を定量的に予測することが宇宙天気予報の枠組みに必要である。これは、人類が地球磁気圏外へと活動領域を拡大していく今後、ますます重要になってくる。本

稿では、プラズマ物理に基づくGradual SEPの予測研究について、これまでの進展を簡単に紹介する。

表 1. 二種類の SEP の特徴（ [Desai & Giacalone, 2016]より抜粋）

	Impulsive SEP	**Gradual SEP**
電子/陽子 比	$\sim 10^2 - 10^4$	$\sim 50 - 100$
$\boldsymbol{3He/4He}$ **比**	~ 1	$\sim 4 \times 10^{-4}$
Fe/O 比	~ 1	~ 0.1
鉄イオンの電離度	~ 20	~ 14
継続時間	$< 1 - 20$ *時間*	$< 1 - 3$ *日*
付随する電波バースト	*III型*	*II型*

図 1. Gradual SEP（左）と Impulsive SEP（右）の違い。（上）模式図、（中）時間プロファイル例、（下）起源となったフレアの太陽面経度に対する SEP イベント発生数の分布。データは ISEE- 3 衛星で 1979 年から 1984 年の間に取得された（ [Reames, 1999], [Desai & Giacalone, 2016]より抜粋）

2. 輸送モデルに基づく予測

通常、SEPのエネルギー密度は背景太陽風のそれに比べて十分小さいため、SEPは太陽風構造に影響を与えないテスト粒子的取り扱いをする。まず、磁場の影響を無視し、太陽から太陽風が放射状に流れている状況を考える。この場合、SEPを記述する方程式として、太陽圏内の銀河宇宙線の輸送方程式としても用いられるパーカー方程式を採用する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_{sw}\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{p}{3}(\nabla \cdot V_{sw})\frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial r}\left(D\frac{\partial f}{\partial r}\right) + S$$

ここで、t, r, p はそれぞれ時刻、太陽からの距離、SEPの運動量、$f(t, r, p)$ は位相空間分布関数、$V_{sw} = V_{sw}e_r$は太陽風速度、Dは空間拡散係数、Sはソース項である。パーカー方程式は、太陽風による輸送（左辺第2項）、太陽風の膨張に伴う冷却（左辺第3項）、空間拡散（右辺第1項）からなる移流拡散方程式である。空間拡散の起源は磁場擾乱であり、擾乱強度が大きいほど拡散係数は小さくなる（擾乱領域に閉じ込められる）。

次に、磁場の影響を考える。定常太陽風中の磁場はスパイラル構造（パーカースパイラル）をしており、SEPは磁場に平行方向と垂直方向で異なる運動をする。その結果、速度分布に異方性を生じるようになる。また、太陽風中には対流電場$E = -V_{sw} \times B$が発生し、粒子の運動に影響を与える。だが、太陽と共に回転する系（共回転系）に座標変換すると、この系における太陽風速度$V_{sw}^c = V_{sw}e_r - \Omega r e_\phi$（$\Omega$は太陽自転角速度）は磁力線と平行になるため、電場が消える（以降、共回転系で話を進める）。さらに、SEPが擾乱によって十分散乱されると仮定すると、速度分布は等方化され、パーカー方程式が妥当になる。これは例えば、十分乱れた衝撃波後面のSEPの追跡に用いることができる。

しかしながら、地球軌道に最初に到達するSEPは必ずしも等方的ではない。生成領域から漏れ出したSEPは磁力線に沿って弾道的にやってくるため、磁気ミラー効果により磁力線平行方向速度が卓越する。よって、SEP「予測」という観点からは、パーカー方程式による取り扱いは十分ではない。そこで、磁場の効果とそれに伴う速度空間異方性を考慮するモデルとして、Focused Transport方程式（ [Skilling, 1975], [le Roux, et al., 2007], [le Roux & Webb, 2009]）を採用する。ここでは、 [Ruffolo, 1995]に準じた定常太陽風中のパーカースパイラルに沿ったFocused Transport方程式を紹介する。

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\mu v + V_{sw}^c)f \\
&+ \frac{\partial}{\partial \mu}\left[-\frac{v + \mu V_{sw}^c}{2}\frac{\partial lnB}{\partial z} - \mu\frac{\partial V_{sw}^c}{\partial z}\right](1-\mu^2)f \\
&+ \frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{(1-\mu^2)V_{sw}^c}{2}\frac{\partial lnB}{\partial z} - \mu^2\frac{\partial V_{sw}^c}{\partial z}\right]pf \\
&= \frac{\partial}{\partial \mu}D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu} + S.
\end{aligned}$$

ここで、v, μ はそれぞれ太陽風（速度V_{sw}^{c}）と共に動く系で測ったSEPの速度とピッチ角（速度ベクトルと磁場ベクトルの成す角度）の余弦、z は沿磁力線座標、B は磁場強度、$D_{\mu\mu}$ はピッチ角拡散係数である。左辺第2項にSEP自身の自由流が含まれている。ピッチ角拡散係数は次の準線形理論モデルを用いる [Jokipii, 1971]。

$$D_{\mu\mu} = A|\mu|^{q-1}(1-\mu^2),\ \ (1 < q < 2)$$

係数Aは、ピッチ角拡散係数と空間拡散係数の関係から、磁力線平行方向の平均自由行程$\lambda_{\parallel}$で表す。

$$D = \frac{\lambda_{\parallel} v}{3} = \frac{v^2}{4}\int_0^1 \frac{(1-\mu^2)^2}{D_{\mu\mu}} d\mu \rightarrow A = \frac{3v}{2(4-q)(2-q)\lambda_{\parallel}}.$$

この方程式は、与えられた定常太陽風中でのSEP軌道を追跡するもので、その起源は明確にせず、ソース項Sで取り扱う。例えば、$(t, z) = (0,0)$ でデルタ関数的にソース項を与えるとImpulsive SEPを模擬する。このアプローチをGradual SEPのモデリングに用いたのがLarioらである [Lario, et al., 1998]。Larioらはまず、定常太陽風中にCME衝撃波が伝播するMHDシミュレーションを実施した。その後、特定の磁力線に注目し、磁力線上のCME衝撃波の位置及び物理量を時系列として抽出した。CME衝撃波によるSEP生成を模擬するために、衝撃波の位置で有限のソース項を与えて、そこから先の沿磁力線輸送をFocused Transport方程式に従って計算した。

宇宙天気予報の枠組みとしてのSEP予測の取り組みでは、Focused Transport方程式がよく採用される。 [Lario, et al., 1998]では、衝撃波によるSEP生成を想定しているので、ソース項は衝撃波の物理量の関数だと仮定して計算を行い、観測データと比較することで、ソース項のパラメータ依存性を経験的に見出す試みが行われた。この結果をデータベースとして整備したのがSolar Particle Engineering Code （SOLPENCO）である [Aran, et al., 2006]。SOLPENCOでは、事前に様々なパラメータ（経度、衝撃波速度など）でLarioらのMHD + Focused Transportシミュレーションを実施し、地球軌道におけるSEPフラックスの時系列を準備しておく。ユーザーが特定のパラメータを入力すると、近いパラメータでのシミュレーション結果を内挿して、衝撃波到来に先行するSEPフラックスの予測値を出力することができる。Larioらのアプローチに類似のモデルとして、Solar Energetic Particle Model （SEPMOD） [Luhmann, et al., 2017]も挙げられる。SEPMODでは、NASAのENLILコードを用いたCME衝撃波のMHDシミュレーション上でFocused Transport方程式を計算し、地球軌道におけるSEPフラックスを推定する。大規模・長時間計算が可能になっており、例えば火星軌道上でのSEPフラックスや、複数のCME衝撃波を扱うことができる。

これらのアプローチは、SEPの生成源として惑星間空間を伝播するCME衝撃波を扱っているが、一方、太陽近傍（フレアやコロナ衝撃波）でSEPが短期間のうちに生成されたと想定し、その後の輸送を予測する試みもある。高エネルギーSEPほど磁場強度の強い太陽近傍で生成されたと考えられるので、宇宙天気の観点から非常に重要だからである。Earth-Moon-Mars Radiation Environment Module （EMMREM）が提供するEnergetic Particle Radiation Environment

Module （EPREM） [Schwadron, et al., 2010]では、地球軌道で観測されたSEPを1AUにおける異なる経度点の　境界条件として月や火星軌道おけるSEPフラックスを推定している。これは来る月・火星有人ミッションを想定してのことである。この手法は、月や火星軌道に繋がる磁力線におけるSEP生成率が、地球軌道に繋がる磁力線でのそれと等しいとの仮定の下であることに注意する必要がある。Solar Particle Radiation Space Weather （SPARX） [Marsh, et al., 2015]では、太陽近傍で生成されたSEPの惑星間空間への輸送を、特に磁力線を横切る運動（ドリフト、cross-field拡散）に注目して追跡している。磁力線を横切る運動は銀河宇宙線の輸送では考慮されるが、それよりエネルギーが低いSEPでは無視できると考えられていた（ゆえに、パーカースパイラルに沿ったFocused Transport方程式が採用されてきた）。しかし、複数衛星同時観測により、SEPはこれまでの想定を超えて磁力線を横切る方向に分布している可能性が議論されている。

3. 加速・輸送モデルに基づく予測の試み

SEP予測モデルでは、何らかの方法で生成された高エネルギー粒子の輸送を追跡することが主であり、その起源については必ずしも明確にしない。粒子の加速機構を自己無撞着に追跡するには第一原理計算が必要で、太陽圏の実スケールに適用するには計算規模の観点から非現実的である。だが、パーカー方程式やFocused Transport方程式も、粒子加速を断熱近似の範囲で扱うことができる。

パーカー方程式の運動量移流項は、太陽風の膨張に伴う冷却を表すが、逆に圧縮されていれば（$\nabla \cdot V_{sw}$が負ならば）、粒子の運動量が増加することになる（Focused Transport方程式においては、$\partial V_{sw}^{c}/\partial z$の項が対応する）。これは衝撃波で満たされる条件であり、もし粒子が衝撃波面に捕捉され続ければ、粒子は絶えず加速されることになる。これがいわゆる衝撃波統計加速（フェルミ加速）理論である [Blandford & Ostriker, 1978]。ここで、左側が上流、右側が下流の衝撃波静止系において、衝撃波面を横切ることができる粒子を考える。衝撃波前後では磁場擾乱が発達していると仮定し、粒子を反射する。反射は流体系で弾性的に起こるので、衝撃波上流での正面衝突の場合は衝突前後で粒子の運動量が増加し、下流での追衝突の場合は減少する。結果、衝撃波を1往復した後の粒子の運動量変化は$4m(V_{up} - V_{down})/3 > 0$ となる（$V_{up/down}$はそれぞれ衝撃波上流/下流の速度、係数4/3は粒子の角度分布に対する重み）。よって、粒子は衝撃波面を往復するたびに運動量を獲得することができる。1次元衝撃波に対するパーカー方程式の定常解は、$p^2 f \propto p^{-\Gamma}$となる。ここでべき指数$\Gamma$は衝撃波の圧縮比$r$を用いて$\Gamma = (r + 2)/(r - 1)$と書け、強い衝撃波の極限$r \to 4$で$\Gamma \to 2$となり、衝撃波速度や拡散係数に依らない結果が得られる。

衝撃波統計加速理論は普遍的な指数を持つべき乗スペクトルを作れるという顕著な結果を与え、宇宙線の起源を説明しうる最有力な理論である。一方でこの理論には未解決の問題も存在する。衝撃波統計加速では粒子が衝撃波を往復することが必要だが、そもそも衝撃波は（流体

速度）>（熱速度）なので、熱的陽子は衝撃波を往復することができない。粒子を反射するためには衝撃波下流のみならず上流でも磁場擾乱（アルフベン波）が必要で、また反射されるのはアルフベン速度よりずっと速い速度を持つ粒子である。これらは衝撃波粒子加速の注入問題として知られ、衝撃波統計加速を受ける粒子はそれ以前にある程度加速されている必要がある。

上記の衝撃波統計加速理論は、磁場と衝撃波面の法線ベクトルが平行な衝撃波に対してのものである。しかし、一般に磁場と法線ベクトルは斜めであり、この場合は対流電場が存在する。衝撃波前後で磁場が増幅されるので、粒子は磁気ミラー効果で衝撃波面に捕捉され、対流電場方向にドリフトすることで加速されるようになる。これは衝撃波ドリフト加速と呼ばれ、一般的な斜め衝撃波ではフェルミ加速とドリフト加速が共存する。ただし、斜め衝撃波においても電場の消える系（ド・ホフマン-テラー系）に座標変換することで、平行衝撃波の場合と同じ議論を展開できる。定常かつ平面な斜め衝撃波では平行衝撃波に比べて加速時間は早いが、定常状態のスペクトルは変わらないという結果が得られる [Drury, 1983]。

オリジナルのFocused Transport方程式はフェルミ加速やドリフト加速を内包する方程式である。よって、これをCME衝撃波面から解くことで、断熱近似の範囲内でSEPの加速と輸送を同時に追跡することが可能だろう。 [Ruffolo, 1995] のFocused Transport方程式は、以下のように拡張できる。

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial z}(\mu v+V_{\parallel})f \\
&+\frac{\partial}{\partial \mu}\left[-\frac{\mu}{2}\frac{DlnB}{Dt}+\frac{\boldsymbol{V_E}}{v}\cdot\left(\frac{D}{Dt}+\mu v\frac{\partial}{\partial z}\right)\boldsymbol{b}-\frac{1}{v}\left(\frac{D}{Dt}+\mu v\frac{\partial}{\partial z}\right)V_{\parallel}-\frac{v}{2}\frac{\partial lnB}{\partial z}\right](1-\mu^2)f \\
&+\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{1-\mu^2}{2}\frac{DlnB}{Dt}+\frac{\mu\boldsymbol{V_E}}{v}\cdot\left(\frac{D}{Dt}+\mu v\frac{\partial}{\partial z}\right)\boldsymbol{b}-\frac{\mu}{v}\left(\frac{D}{Dt}+\mu v\frac{\partial}{\partial z}\right)V_{\parallel}\right]pf \\
&=\frac{\partial}{\partial \mu}D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu}.
\end{aligned}
$$

ここで、$V=V_{\parallel}b+V_E$は流体速度、$V_E=E\times B/B^2$は電場ドリフト、$D/Dt=\partial/\partial t+V\cdot\nabla$は流体の流れに沿ったラグランジュ微分である。ピッチ角移流項（左辺第3項）と運動量移流項（左辺第4項）の大括弧内の第1-3項がそれぞれ、磁場勾配ドリフト加速、湾曲ドリフト加速、フェルミ加速の項である。 [Ruffolo, 1995] のFocused Transport方程式には含まれていなかった項は、定常太陽風中ではゼロであり、衝撃波面でのみ有限の値を持ち、粒子加速に寄与する。

このモデルの数値計算例を紹介する。2次元定常太陽風中にプラズマを噴出して衝撃波を発生させるMHDシミュレーションを実行し、特定の磁力線に沿ってFocused Transport方程式を解く。図 2は3つの磁力線に対して、衝撃波におけるエネルギースペクトルの時間変化をプロットしている。Focused Transport方程式にソース項は与えていないが、衝撃波の先端付近が通過する磁力線では粒子加速が起きている様子がわかる（パネル(a), (b)）。加速機構を調べると、衝撃波面とパーカースパイラルの成す角度によって、太陽近傍ではフェルミ加速が、離れるにつれて磁場勾配ドリフト加速が卓越する様子が確認された。このモデルを宇宙天気予報シミュレータSUSANOO-CME [Shiota & Kataoka, 2016] に実装する試みも進められている。

図 2. MHD+Focused Transport シミュレーション。(a)-(c)は異なる磁力線における衝撃波面でのエネルギースペクトルの時間変化。時間 T は 1 天文単位のアルフベン時間で規格化

4. まとめ

太陽高エネルギー粒子（SEP）予測のための物理モデルを紹介した。Focused Transport方程式によるアプローチは、近似レベルと計算規模とのトレードオフから有用な手法である。生成領域からの輸送を追跡することが主目的であるが、衝撃波におけるフェルミ加速やドリフト加速を記述できるため、CME衝撃波によるSEP加速と輸送の研究に拡張する試みが進められている。ただし、最後に紹介したモデルで現状扱えるのは、惑星間空間衝撃波に限られている。宇宙環境に深刻な影響を及ぼしかねない100MeVを超えるような高エネルギーSEPは、太陽近傍でのフレアやコロナ衝撃波によって生成されていると考えられており、このモデル化も進める必要がある。

衝撃波統計加速では、「被加速粒子が既に加速されていること」「場が乱れて擾乱が存在すること」が必要条件である。例えばCMEが連発するイベントで、後発のCME衝撃波でSEPが生成されやすい観測結果もあり、先発のCMEが種粒子となる超高温成分を生成し、かつ場を乱したと考えれば、衝撃波粒子加速シナリオと整合的である。Focused Transportシミュレーションは、種粒子の温度や平均自由行程の見積もりに結果が強く依存するので、シミュレーションのパラメータサーベイと過去の観測データと比較することで、これらを明確にできるかもしれない。

これまでのSEPの観測は一部の例外を除いて、地球軌道における単点観測が主である。しかし、近年の複数衛星同時観測により、新たな知見がもたらされている。例えばSTEREO衛星による異なる経度での同時観測から、SEPは想定していた以上に磁力線を横切る方向に輸送されている例が報告されており [Wiedenbeck, et al., 2013]、シナリオの修正が必要になるかもしれな

い。今後の展望は、異なる半径での同時観測である。2020年代に本格稼働が予定されているParker Solar ProbeやSolar Orbiterでは、およそ10太陽半径から地球軌道に渡って太陽風プラズマ、電磁場、高エネルギー粒子の観測を行う。これによりSEPの加速と輸送を切り分け、種粒子の正体、衝撃波や磁場擾乱など加速現場の直接観測、多次元的な輸送過程といった未解決の問題に答え、太陽圏物理学への貢献が大いに期待されている。これまでに類を見ない観測データを解釈するための相補的なツールとして、より精密なSEPシミュレーションモデルを整備しておく必要があるだろう。

本稿は主に、レビュー論文 [Reames, 1999] [Desai & Giacalone, 2016]、書籍 [寺沢敏夫, 2002] [高原文郎, 2002]、および著者の研究成果に基づいて執筆されました。執筆にあたり助言頂いた天野孝伸氏に感謝したします。

引用文献

Aran, A., Sanahuja, B. Lario, D., 2006. *SOLPENCO: A solar particle engineering code,* 出版地不明: Advances in Space Research.

Blandford, R. D. Ostriker, J. P., 1978. *Particle acceleration by astrophysical shocks,* 出版地不明: The Astrophysical Journal Letters.

Desai, M. Giacalone, J., 2016. *Large gradual solar energetic particle events,* 出版地不明: Living Reviews in Solar Physics.

Drury, L., 1983. *An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas ,* 出版地不明: Reports on Progress in Physics.

Jokipii, J. R., 1971. *Propagation of cosmic rays in the solar wind,* 出版地不明: Reviews of Geophysics and Space Physics.

Lario, D., Sanahuja, B. Heras, A. M., 1998. *Energetic Particle Events: Efficiency of Interplanetary Shocks as 50 keV < E < 100 MeV Proton Accelerators,* 出版地不明: The Astrophysical Journal.

le Roux, J. A. Webb, G. M., 2009. *Time-Dependent Acceleration of Interstellar Pickup Ions at the Heliospheric Termination Shock Using a Focused Transport Approach,* 出版地不明: The Astrophysical Journal.

le Roux, J. A., Webb, G. M., Florinski, V. Zank, G. P., 2007. *A Focused Transport Approach to Pickup Ion Shock Acceleration: Implications for the Termination Shock,* 出版地不明: The Astrophysical Journal.

Luhmann, J. G. ほか, 2017. *Modeling solar energetic particle events using ENLIL heliosphere simulations,* 出版地不明: Space Weather.

Marsh, M. S. ほか, 2015. *SPARX: A modeling system for Solar Energetic Particle Radiation Space Weather forecasting,* 出版地不明: Space Weather.

Reames, D. V., 1999. *Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere,* 出版地不明: Space Science Reviews.

Ruffolo, D., 1995. *Effect of Adiabatic Deceleration on the Focused Transport of Solar Cosmic Rays,* 出版地不明: The Astrophysical Journal.

Schwadron, N. A. ほか, 2010. *Earth-Moon-Mars Radiation Environment Module framework,* 出版地不明: Space Weather.

Shiota, D. Kataoka, R., 2016. *Magnetohydrodynamic simulation of interplanetary propagation of multiple coronal mass ejections with internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME),* 出版地不明: Space Weather.

Skilling, J., 1975. *Cosmic ray streaming - I. Effect of Alfven waves on particles,* 出版地不明: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

Wiedenbeck, M. E. ほか, 2013. *OBSERVATIONS OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES FROM 3He-RICH EVENTS OVER A WIDE RANGE OF HELIOGRAPHIC LONGITUDE,* 出版地不明: The Astrophysical Journal.

高原文郎, 2002. *天体高エネルギー現象.* 出版地不明:岩波書店.

寺沢敏夫, 2002. *太陽圏の物理.* 出版地不明:岩波書店.

3.3.4 コロナ質量放出予測

塩田　大幸（情報通信研究機構）

（2021 年 5 月 19 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

コロナ質量放出（CME・ICME）と太陽風

3.2.3節で解説された通り、コロナ質量放出（Coronal Mass Ejection: CME）は太陽コロナから磁束とともにコロナプラズマが放出される現象である。惑星間空間のすべての方向にはコロナから太陽風が流れ出しているため、CMEはその太陽風の中を伝搬する。

CMEは、コロナ中の磁気ループに蓄えられた自由エネルギーが磁気リコネクションの過程を経て太陽から放出される現象である。実際にコロナグラフで観測された一部のCMEには、その中心部分にねじれた高密な構造が観測されている。この構造はプロミネンスで見られるものと同様に、「ねじれた磁束管（フラックスロープ）」の磁力線の一部に支えられた構造と理解できる。ねじれた磁力線は内部に電流を持った磁力線であるため、磁気自由エネルギーを持った構造であり、そのエネルギーを解放しながら、CMEは放出・伝搬すると理解できる。

図 1. 太陽フレア・CME 発生時の磁力線の様子。（Shiota et al. 2005）

図 2. 太陽風中を伝播する CME の模式図。矢印は磁力線を示す。背景の影が相対的な密度を示す。

図1はCME発生時の磁力線の様子を示している。コロナの磁気ループが縦に引き伸ばされ逆向きの磁力線が接するところで磁力線がつなぎ変わる磁気リコネクションが発生する。磁気リコネクションによってつなぎ変わった磁力線の太陽側では、解放されたエネルギーによってプラズマが加熱されて太陽フレアが発生する。反対に上空側にはフラックスロープが形成され、放出される。これによって磁気エネルギーは運動エネルギーに変換される。磁気リコネクションはフラックスロープの軸周りの磁力線を補充するため、リコネクションが進むとともにフラックスロープの電流は増加する。これにより、フラックスロープに巻き付く磁束が増加し、フラックスロープは膨張する。この過程でフラックスロープはさらに加速され、上昇していく。上空に行くにつれて周りの磁場が弱くなるため、フラックスロープはさらに膨張する。このとき、周りの磁場の減少率がフラックスロープの膨張による磁場強度の減少率よりも急峻であると、フラックスロープが継続して膨張する条件（Torus instability, Kliem & Torok 2006）を満たし、加速しながら惑星間空間へ放出される。

このようにCMEの初期過程ではコロナの磁気エネルギーを駆動源として放出されるが、その後フラックスロープは周囲を流れている太陽風と相互作用をしながら伝搬する（図2）。例えば、前面を流れる太陽風よりもCMEの速度の方が速ければ、太陽風を後ろから押して圧縮し、

速度差が磁気音速を超えれば衝撃波を形成する。またCMEの速度が周囲の太陽風より遅い場合、太陽風によって同じ速度まで加速され一体となって伝搬する。

CMEはある程度太陽から離れると、一定の方向に一定の立体角を保ちながら惑星間空間の太陽風の中を拡大し伝搬していく。このような惑星間空間を伝搬するCMEはinterplanetary CME（ICME）と呼ばれる。典型的には、CMEの中心部にはコロナから放出されたねじれたフラックスロープがあり、太陽風よりも高速なCMEの場合、前面に衝撃波を形成して、太陽風を圧縮した構造が蓄積される（シース領域）。これらが一体となって膨張しながら伝搬していると考えられている（図2）。前面の太陽風中を伝搬する速度が大きくなるほど衝撃波のマッハ数が大きくなり、プラズマの圧縮比は大きくなる。衝撃波のマッハ数は背景太陽風の状態と伝搬速度差によって決まるため、背景太陽風が低温で高密度な低速太陽風な場合、fast modeの磁気音速が小さくなるため、速度差が小さい場合でも強い衝撃波を形成することがある。

また、CMEが伝搬する方向の太陽風が速度やプラズマ状態の異なる非一様な構造を持っていると、その中を伝搬するCMEは伝搬方向の異なる各領域がそれぞれの背景太陽風構造と相互作用をする。その結果、例えば高速風の流れていた領域は相対的に伝搬速度が大きくなる。一方、低層太陽風の流れていた領域は相対的に伝搬速度が小さくなり、CMEの構造が拉げていくといったような変形をうける（Odstrcil et al. 1999）。また太陽から十分に離れた場所で太陽風の非一様構造の境界面はParker スパイラルによって、動径方向から角度を持つ。CMEがこの斜めの不連続面と遭遇する場合、経度方向へ拉げた構造を持つ結果、CMEの伝搬速度が経度方向にずれて見えることがある。こうした現象をCMEのdeflectionという（Wang et al. 2004）。

比較的活動度の高い太陽活動領域は短い時間間隔でCMEを連続発生することがしばしばある。その場合、先行するCMEの伝搬速度が後続のCMEよりも相対的に遅いときは、伝搬中に後発のCMEが先発のCMEに追いつきCME間の相互作用を引き起こす（Lugaz et al. 2005）。

このようにCMEの伝搬過程は放出される構造と伝搬する方向にある背景太陽風の構造とその相互作用が重要な役割を果たしているため、その両者をできる限り精度を上げて再現することがCME予測にとって重要である。

ICMEと宇宙天気じょう乱

ICMEが地球に到来するときのin situで観測された特徴について説明する。図2に示す様に、ICMEは地球近傍の惑星間空間に達するまでに天文単位のオーダーまでその空間スケールが膨張していると考えられる。それ故、地球の位置をICMEのどの部分が通過するかによって、観測される様子が異なる。

まず、地球の真正面から高速なCMEが放出され、ICMEの中央を地球が通過する場合を考える。初めに地球に到来する構造は、ICME前面の衝撃波になる。ただし、衝撃波で加速された高エネルギー粒子（SEP）が衝撃波よりも早く地球に到来することがしばしばある。衝撃波では、プラズマの密度・温度・速度・磁場強度の急激な上昇を伴うため、その衝撃波が地球磁気圏を通過するとき、大きなじょう乱をもたらす。

衝撃波後面のシース領域には、背景太陽風とともに惑星間空間磁場が圧縮されて折り重なった構造が掃き寄せられていることがある。強い衝撃波のシース領域には衝撃波面の接線方向の磁場ベクトルが短い周期でランダムに入れ替わる構造（Planaer Magnetic Structure: PMS, Nakagawa et al. 1989）が形成されることがある。PMSだけでなく、広域の背景太陽風が圧縮されたときには、強度が大きい同じ向きの磁場がシース領域に形成されていることもある。このようなシースの磁場が南向きの成分を持つときに磁気圏じょう乱をもたらすことがある。

シース領域が通過した後に、プラズマの温度・密度が減少した一方で磁場強度が大きくなり、磁場のベクトルの方向がゆっくりと回転して見える構造が通過することがある。この構造は磁気雲（Magnetic cloud: MC, Burlaga et al. 1981）と呼ばれ、CME中央のねじれたフラックスロープが通過する過程を観測していると理解できる。この一部の磁場が南向き成分を持つときに磁気圏じょう乱の要因となる。とくにMC（フラックスロープ）は十分な磁束があると、その中の南向き磁場は長時間継続するため、大きな磁気圏じょう乱を引き起こす可能性が高くなる。

CMEの伝搬方向が太陽—地球線からより離れると、図2のCMEから見た地球の位置を通過する領域が、中央から離れていく。十分にCMEの伝搬方向が太陽—地球線が大きいときには、地球にはフラックスロープ（MC）は到来せずに、衝撃波やそのシース領域のみが到来することがある。その一方で、太陽風よりも伝搬速度が遅いCMEの場合は衝撃波が形成されず、フラックスロープ（MC）のみが到来することがある。

太陽風・CME到来予測モデル

地球に到来するCMEの影響を予測するには、CME内部の構造（衝撃波・シース・MC）を精度よく再現した上で、そのCMEのどの領域を地球が通過するかを正確に再現することが重要である。

これらを物理的に正しく取り入れる予測手段として、太陽—地球近傍を含む内部太陽圏のglobal MHD シミュレーションが用いられている。宇宙天気予報のoperationで広く利用されているMHDシミュレーションはENLIL（Odstrcil 2003）である。このモデルでは、計算コストを必要とする太陽コロナから太陽風加速領域となる0.1天文単位より内側の領域と、高緯度領域を計算領域から除外することで計算を高速化し、十分なリードタイムでCMEの予測を行っている。背景太陽風に関しては、太陽光球の観測磁場とコロナ磁場モデル＋経験的な太陽風速度モデルを用いて、加速された超音速の太陽風分布を計算領域の内側境界面より与え、シミュレーションを実行している。磁場モデル、太陽風速度モデルにはさまざまなバリエーションが存在するが、もっともオーソドックスなバージョンは、WSAモデル（Arge et al. 2004）を用いたもので、WSA-ENLILと呼ばれる。

WSA-ENLILは、普段は太陽風の予測に用いられており、CMEの情報は含まれていない。CMEが発生したときは、CMEの情報を追加したシミュレーションによる予測が行われている。CMEの情報はコロナグラフから伝搬方向と角度的な広がり、伝搬速度を推定するConeモデル

（Zhao et al. 2002; Xie et al. 2004）が用いられる。CMEの情報を内部境界に流体的なパルス（一定時間の間、速度や圧力を上昇させたプラズマの塊）として入力することで、太陽風の中をCMEが伝搬する過程を計算する。前述したとおり、CMEは中心にフラックスロープがあるプラズマの塊であるが、Coneモデルで入力されるものは内部にフラックスロープがないプラズマの塊である。そのため、MCとして観測される磁場の予測には適さないが、衝撃波を形成して背景磁場を掃き集めたシースを形成可能であるため、衝撃波到来のタイミングの予測や、シース磁場のインパクトの予測には利用できる。

日本では、名古屋大学および情報通信研究機構（NICT）で開発されている数値シミュレーション「SUSANOO（Space-weather Usable System Anchored Numerical Operations and Observations）」が運用されている。基本的にはENLILと同様の手法で背景の太陽風を計算する（Shiota et al. 2014）。ENLILとの大きな違いは、SUSANOOではYin-Yang格子を用いて全方向の伝搬の計算を行う。また内部にフラックスロープを含むCMEを太陽風中に伝搬させることができる点が大きく異なる（SUSANOO-CME, Shiota & Kataoka 2016）。

SUSANOO-CMEのCMEモデル（図3）について説明する。このCMEモデルでは、CMEは伝搬方向に立体角を保ちながら自己相似的に膨張伝搬していると仮定している（Gibson ＆Low 1998）。その場合、自己相似系の座標に乗ってみたとき、CMEが空間に固定された状態として見なすことができる。図3が自己相似系の座標系でのCMEの概念図である。この固定したCMEの状態（CMEの形や向き・磁場強度など）および自己相似系と実空間の関係性（伝搬方向、発生他時刻）を10種類のパラメータを用いて与えている。自己相似系の座標からみると計算領域の内側境界に当たる球面は、図3中の原点に向かって収束する半径 R'_{cut}の球面に対応する。この関係を用いて、シミュレーションの内部境界にCMEモデルの断面与えることで、図４に示すような計算領域の中に内部にフラックスロープを含むCMEが伝搬していく過程を再現することができる。

図 3. SUSANOO-CME の CME モデルの概念図（Shiota & Kataoka 2016）。球殻に含まれる spheromak 磁場を、動径方向につぶれた領域（ハッチ領域）に変形した CME を想定。下段は、spheromak 磁場の軸が南を向いたときに磁場の様子（子午面断面、赤道断面）。

図 4. SUSANOO-CME による 2003 年ハロウィンイベントの CME が地球の位置を通過している間の、プラズマ速度（色）と磁力線（チューブ）の様子。（Shiota & Kataoka 2016）

現在このシミュレーションをリアルタイムの予報に利用する試みがNICTで進められている。しかし、このシミュレーションを実際のCMEの到来の影響予測に用いるためには、まだ解決すべき課題が多く残されている。まず、前述したとおりCMEのパラメータが10種類あるが、観測データを用いて制限できる情報に限りがあり（また伝播中に変化する可能性もある）、地球に到来するCMEの磁場構造の定量的な予測は難しい。また、背景太陽風の正確な再現もCMEの地球への到来に大きく影響をするため、解決すべき課題である。この不定性を減少させるために、アンサンブル予測を行うシステムの開発が進められている。さらに、アンサンブル予測シミュレーションの結果と伝搬中のICMEのIPS観測との比較を行うことで、予測結果から最適となるケースを限定する手法の開発も進められている（Iwai et al. 2019; 2021）。

参考文献

Arge, C.N., Luhmann, J.G., Odstrcil, D., Schrijver C.J, Li Y.: Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME. J Atmos Solar Terr Phys 66:1295–1309 (2004). https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.018

Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, J. Geophys. Res., 86, 6673–6684 (1981). https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673

Gibson, S.E., Low, B.C.: A time-dependent three-dimensional magnetohydrodynamic model of the coronal mass ejection, Astrophys. J., 493, 460–473 (1998). https://doi.org/10.1086/305107

Iwai, K., Shiota, D., Tokumaru, M., Fujiki, K., Den, M., Kubo, Y.: Development of a coronal mass ejection arrival time forecasting system using interplanetary scintillation observations. *Earth Planets Space* **71,** 39 (2019). https://doi.org/10.1186/s40623-019-1019-5

Iwai, K., Shiota, D., Tokumaru, M., Fujiki, K., Den, M., Kubo, Y.: Validation of coronal mass ejection arrival-time forecasts by magnetohydrodynamic simulations based on interplanetary scintillation observations. Earth Planets Space 73, 9 (2021). https://doi.org/10.1186/s40623-020-01345-5

Kliem, B., T\"or\"ok, T.: Torus Instability, Phys. Rev. Lett.,. 96, 255002 (2006). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.255002

Lugaz, N., Manchester IV. W. B., Gombosi T. I.: Numerical simulation of the interaction of two coronal mass ejections from Sun to Earth, Astrophys. J., 634, 651–662 (2005). https://doi.org/10.1086/491782

Nakagawa, T., Nihsida, A., Saito T.: Planar magnetic structures in the solar wind, J. Geophys. Res., 94, 11761-11775 (1989). https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11761

Odstrcil, D.: Modeling 3-D solar wind structure, Adv. Space Res., 32, 497–506 (2003). https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6.

Odstrcil, D., Pizzo V.J.: Three-dimensional propagation of CMEs in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the

streamer belt, J. Geophys. Res., 104, 483–492 (1999). https://doi.org/10.1029/1998JA900019

Shiota, D., Isobe, H., Chen, P.F., Yamamoto, T.T., Sakajiri,T., Shibata K.: Self-Consistent MHD Modeling of a Coronal Mass Ejection, Coronal Dimming, and a Giant Cusp-Shaped Arcade Formation, Astrophys. J., 634, 663-678 (2005). https://doi.org/10.1086/496943

Shiota, D., Kataoka, R., Miyoshi, Y., Hara, T., Tao, C.,Masunaga, K., Futaana, Y., Terada N.: Inner heliosphere MHD modeling system applicable to space weather forecasting for the other planets, Space Weather, 12, 187–204 (2014). https://doi.org/10.1002/2013SW000989

Shiota, D., Kataoka R.: Magnetohydrodynamic simulation of interplanetary propagation of multiple coronal mass ejections with internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME), Space Weather, 14, 56-75 (2016). https://doi.org/10.1002/2015SW001308

Wang, Y., Shen, C., Wang, S., Ye, P.: Deflection of coronal mass ejection in the interplanetary medium. Solar Physics 222, 329–343 (2004). https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000043576.21942.aa

Xie, H., Ofman, L., Lawrence, G.: Cone model for halo CMEs: Application to space weather forecasting, J. Geophys. Res., 109, A03109 (2004). https://doi.org/10.1029/2003JA010226.

Zhao, X.P., Plunkett, S.P., Liu, W.: Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal mass ejections using the cone model. J. Geophys. Res. 107, 1223 (2002). https://doi.org/10.1029/2001JA009143

3.4 超巨大フレアと極端宇宙天気現象の可能性

3.4.1 太陽型星のスーパーフレア

野津　湧太（ Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado Boulder / National Solar Observatory / 東京工業大学）

（2019 年 11 月 11 日受付、2021 年 5 月 31 日公開、2022 年 1 月 31 日改訂）

3.4.1.1 スーパーフレアとは？

さて前章まででは、太陽フレアによって我々の地球や社会も影響を受ける可能性があるということ、そして 3.4.2 章では、歴史文献を紐解くと、キャリントン・イベント（近代観測の中で史上最大と言えるフレア）に匹敵するような宇宙天気現象が過去千年の歴史の中で何度も起きていた可能性が示唆されるということが述べられています。しかし、広い宇宙に目を向けてみると、20 世紀中頃からの可視光望遠鏡や X 線衛星などの観測によって、私達が今まで遭遇したこともないような巨大なフレア（スーパーフレア）が起きている星の存在が知られてきました（Gershberg 2005; Reid & Hawley 2005）。これらの星は、近接連星系を構成していたり、年齢が非常に若い（年齢数億年）ために、自転速度が太陽と比べて非常に速く（自転周期数日程度）、強い磁場強度を持っていることが知られてきました（平均磁場強度 数 kG）（Reid & Hawley 2005; Guedel 2007, Benz & Guedel 2010; Linsky 2019）。一方太陽は、年をとった単独星で自転も遅いので（年齢 46 億年、 自転周期 25 日）、磁場を作る力も弱く（平均磁場強度 数 G）、スーパーフレアのような巨大フレアは太陽では起きないと長年考えられてきました。

3.4.1.2 Kepler 宇宙望遠鏡データでの太陽型星スーパーフレア発見

過去 100 年以上にわたる太陽フレア研究により、フレアの発生頻度は、「フレアのエネルギーが 10 倍上がると、発生頻度は約 10 分の 1 になる」という経験則に従うことが分かってきました（図 1）。これは興味深いことに、地震の発生頻度の統計と似ています。その関係を単純に延長すると、最大級の太陽フレア（10^{32}erg）の 100-1000 倍の大きさのスーパーフレアは、1000 年から 10000 万年に 1 回程度の頻度になります。もし、仮にスーパーフレアが太陽で起こるとすると、このような非常に低い頻度での発生が予想されますが、太陽の近代観測の歴史は数百年ほどにすぎないので、千年以上前はもちろん望遠鏡も人工衛星もなく、科学的記録から探るのは困難な状況でした。そのような

状況が続いた 2010 年頃（3.4.2 章で述べる文献から太陽活動を探る研究も本格化前です）、京都大学附属天文台の研究グループでは、太陽自体のフレアを過去に遡って調べるのではなく、太陽とよく似た星（太陽型星）を複数観測するという方法を考え始めました。例えば太陽型星を 1 万個 1 年間観測すれば、太陽を 1 万年観測したデータと同様のデータが得られるのではないか？そして、スーパーフレアが太陽で起きるかどうかの手掛かりを得る事が出来るかもしれない、と言う訳です。

図 1. フレアのエネルギーと発生頻度（Okamoto et al. 2021 より改変）。太陽の（ナノ・マイクロを含む）フレアはエネルギーのべき乗則で頻度が下がる。最大級の太陽フレアの 100 倍のエネルギー（10^{34}erg）のフレアは、自転速度が遅く太陽とよく似た星（太陽類似星）では数千年に 1 度程度の頻度で起きる。一方、若い太陽型星（=自転速度が速い）や M 型フレア星（=星が低温なため、深い対流層を持ちダイナモ機構が効率的に働いて磁気活動が活発）では 1 年に 1000 回程度起きる（Güdel 2007; Shibayama et al.2013; Hawley et al. 2014）。

そしてまさに同じ 2010 年夏頃、系外惑星探査で革命的な業績を挙げ続けることになる、「ケプラー宇宙望遠鏡」（2009 年 3 月に打ち上げ）が本格的に成果を発表し始めました。ケプラーは、はくちょう座近くの領域にある 16 万個の星（そのうち、太陽型星は約 8 万個）の明るさを、30 分に 1 回の間隔で、4 年の長期にわたり常時観測し続けるという観測を行っています。このような観測から、星の明るさの僅かな変化も捉える事ができ、データは世界中の全ての研究者に対して、すぐに公開されました。ケプラーの観測データから、スーパーフレアによって星が僅かに明るくなる現象が検出可能である、ということはすぐに分かり、京都大学附属天文台研究員（当時）の前原裕之氏と理学部の学部生（当時）5 名（柴山拓也・野津湧太（本稿著者）・野津翔太・長尾崇史・草場哲）によって、太陽型星でのスーパーフレア検出に関する研究が開始されました。

図 2. 左図：太陽型星のスーパーフレアの明るさの時間変化（ケプラー宇宙望遠鏡の観測データ: Maehara et al. 2012 より）。フレアでの突発的な増光の他に、周期 15 日程度のゆっくりとした明るさの変化が見られる。これから黒点のサイズと自転の周期が推定できる。右図：太陽型星のスーパーフレアの想像図。巨大な黒点群でスーパーフレア（白色）が起こっている。

図 2 は検出された太陽型星のフレアの一例です。数日から数十日の準周期的な変動の上に、スパイク状の増光が何度も起きており、その部分を拡大すると、急速な増光とその後の緩やかな減光が見られることが分かります。近くに別の天体があるケースや、継続時間が短く増光点が 1 点しかないなど、疑わしいイベントについては最終的に個々の光度曲線を目で見て排除を徹底的に行った結果、最初の 90 日間のデータから 148 個の太陽型星で 365 個のフレアイベントを検出するに至りました（Maehara et al. 2012）。フレアを起こした星自身の明るさとフレアの振幅、継続時間からエネルギーを推定すると、10^{33}-10^{36}erg という値になることが分かりました。前章で述べたキャリントンフレアのエネルギーが 10^{32}erg 程度だと推定されているので、まさにここで発見されたフレアは、最大級の太陽フレアの 10～10,000 倍に相当するような、「スーパーフレア」であることが判明しました。

このスーパーフレア発見で最も重要な意義は、非常に沢山の数のイベントを発見したことだと言えます。この発見以前は、過去の地上の写真乾板のデータや眼視観測から、太陽型星においては、わずか 9 例のフレアイベント「候補」が報告されているだけでした（Schaefer et al. 2000）。わずか 9 例という観測件数や、使われたデータ自体の精度を踏まえると、統計的な研究は困難でした。しかしケプラーのデータの登場以後、2012 年の最初の報告に引き続き、さらに長期間のデータが解析され、現在までに 1000 例以上のスーパーフレアが発見されています（Shibayama et al. 2013; Maehara et al. 2015）。このように非常に多くのイベントを発見したことにより、太陽型星のスーパーフレアについて、統計的な議論をすることが初めて可能となりました。

3.4.1.3 分光観測とガイア衛星観測データによる検証

スーパーフレアを起こす星に、何か特徴や、あるいはスーパーフレアを起こすための条件のようなものはあるのでしょうか？　太陽フレアの観測からは、フレアを起こす黒点（活動領域）のサイズが大きく、更に黒点（活動領域）の構造が複雑（「デルタ型黒点」など）であれば、より巨大フ

レアが起きやすいということが知られています（Sammis et al. 2000; Toriumi & Wang 2019: 3.3 章も参照）。同様の特徴は、スーパーフレアを起こす星でも成り立つのでしょうか？

スーパーフレアを起こした星のケプラー観測データを詳しく見てみると、フレアによる増光とは別に、数日から数十日の準周期的な変動が多くの星で見られます。このような変動は、表面に黒点を持つ星の自転によって引き起こされているのではないかと考えられます（図 2 & Notsu et al. 2013）。もしこの仮定が正しいとすると、明るさの変動の周期は星の自転周期、変動の振幅は黒点の大きさに対応することになります。変動の振幅は典型的には 0.1～10%なので、スーパーフレアを起こす星の多くは、図2のように太陽よりも大きな黒点を持つと考えられます。巨大な黒点があれば、磁場のエネルギーを沢山蓄えることができるので、スーパーフレアを起こすのに都合が良くなります。また、明るさの変動から得られる自転周期の値は、数日から 30 日程度に及んでおり、太陽と同程度の自転周期（約 25 日）でも、スーパーフレアを起こす星が存在することが示唆されます（Notsu et al. 2013）。

しかし、この解釈はあくまで仮定であり、ケプラー宇宙望遠鏡の測光観測データだけで答えを出すことは困難です。本当に巨大な黒点が星の表面に存在するのか？明るさ変動が自転で説明できるのか？本当に太陽のように自転の遅い単独星でスーパーフレアが起きているのか？さらに、連星や準巨星など太陽とは異なる性質の星が混入している可能性はないのか？　ケプラー観測データによる発見以後も、これら根本的な点において、大きな疑問が残される状況が続きました。

その状況を踏まえ本稿著者らは、ケプラー宇宙望遠鏡の測光観測データで提起されてきた知見に対して、高分散分光観測（すばる望遠鏡や米国アパッチポイント天文台 3.5m 望遠鏡）及び衛星「ガイア」（Gaia：可視光で全天の天体約 10 億個の位置と距離を観測する衛星）の半径データという「新たな」手法とデータを最大限活用し、詳細な検証を行いました（Notsu et al. 2015a, 2015b, & 2019）。

まず分光観測では、ケプラーで発見された約 300 個のスーパーフレア星のうち明るい 64 星のデータを用いて、波長スペクトルの中に現れる多数の吸収線の詳細な分析を行い、以下の 3 点の結果が得られました。

1. 観測した64星のうち半数以上（43星）では、二つの星の吸収線が重なっていたり視線速度の大きな変動があるなどの連星の兆候は見られなかった。そして、温度等が太陽型星（G型主系列星）の範囲にあることを分光的に確認できた。

2. 上述の、「明るさ変動=自転」という解釈が正しければ、明るさの変化のタイムスケールは、星の自転の速さに対応することになる。「分光観測」を行うと、スペクトル線の広がり幅から、星の自転の速さを測定する事ができるが（図3）、今回の観測結果は、上記の明るさの変化から求めた値とよく対応しており、上記の予想が正しいことを提示している。

図 3.（右）自転している星の表面の各場所から放射される光は、光の「ドップラー効果」の影響で、波長に僅かな変化が生じる。最終的に地球でスペクトル線を観測する場合、星表面の各場所からの、波長が少しずつずれた光の足し合わせとなるので、スペクトル線が波長方向に広がって観測される。（左）星の自転速度とスペクトル線の広がり。ここでは、中性鉄（Fe I）の吸収線を４本示している。上記の通り、自転している星表面から放射される光の「ドップラー効果」による波長ずれの影響で、吸収線には広がりが見られる。そして、太陽のように自転の遅い星は、ドップラー効果による波長ずれが小さいためにラインが比較的細い一方で、自転の速い星は波長のずれが大きくなり、ラインがより広がって観測される。このラインの広がりを測定する事で、星の自転速度を求めることができる。

3. 大きな黒点が存在して星表面の平均磁場が強くなると、上空の彩層が加熱され彩層由来のスペクトル線の放射が強くなり、Ca II 線や水素のHα線のような吸収線が浅くなることが、太陽の観測から知られている。このことを応用し、スーパーフレア星のCa II 線の深さを測定した。その結果、ケプラーの測光観測から予想される黒点サイズとCa II 線の強度との間に正の相関があり（図4）、ケプラーから得られた情報が正しいことが分光観測でも確認され、スーパーフレア星は太陽と比較して、大きな黒点を持つことがより確実となった。この結果は、Notsu et al.（2015b & 2019）の高分散分光観測に加えて、中国のLAMOST望遠鏡を用いたKaroff et al.（2016）の中分散分光観測でも確認されている。

図 4. ケプラーで観測された明るさの変動振幅（横軸）と、Ca II 8542 Å線中心の規格化強度（縦軸）。点の違いは、分光観測の望遠鏡の違い（すばる望遠鏡観測（Notsu et al. 2015）と Apache Point 天文台観測（Notsu et al. 2019）。この図から、黒点の大きさに関して、ケプラー宇宙望遠鏡の測光観測による指標（横軸）と、分光観測による指標（縦軸）の間に相関があり、よく対応しているということが分かる。

以上の結果から、スーパーフレア星の示す準周期的な明るさ変動が、巨大黒点の自転で説明できると考えて矛盾なく、そしてスーパーフレア星は巨大な黒点を持つ、ということが分かりました。さらに、これらの分光観測は全 300 星のうち明るい 64 星についての探査でしたが、残りの暗い星も含めて全 300 星の約 9 割の星については、2018 年 4 月に公開されたガイア衛星によって得られた星の距離データから、星半径の正確な導出が行われました。これにより、太陽と比べると半径も大きく明るい巨星など、太陽と似ているとは言えない星を棄却し、より正確に太陽と似ている星と言える星のみを用いて、ケプラーデータを用いたスーパーフレアの統計的な研究を行うことが可能となりました（Notsu et al. 2019; Okamoto et al. 2021）。その結果、Okamoto et al. (2021)では、Kepler の 4 年間全てのデータに対して、ガイアの星半径データを適用して、265 個の正確に太陽型星と判定される星で合計 2341 個のスーパーフレアを報告しています(自転周期 20 日以上, 温度 5600-6000K の自転の遅い太陽類似星については、15 個の星で 26 個のスーパーフレアを検出)。

以上の結果を踏まえ、図 2 のような明るさ変動の周期と振幅が、それぞれ個々のスーパーフレア星の自転周期と黒点サイズを表しているとし、スーパーフレア星の統計的性質について最新の知見（Notsu et al. 2019; Okamoto et al. 2021）を、次章以降では述べていきます。

3.4.1.4 黒点サイズとスーパーフレアのエネルギー

前章での議論で、スーパーフレア星は巨大な黒点を持つという性質があることが確認されました。太陽でのフレアは、黒点付近の活動領域に蓄えられた磁場のエネルギーが突発的に開放されることで発生します。スーパーフレアについても、太陽フレアと同様の機構で発生しているとするならば、黒点のもつ磁場のエネルギーでスーパーフレアのエネルギーが説明できるだろうと予想されます。

黒点に蓄えられる磁場のエネルギー E_{mag} は、黒点の磁場強度 B、黒点領域のサイズ L とした時に $E_{mag}=B^2L^3/8\pi$ と概算できます。黒点領域の面積を A_{spot}，E_{mag} のうち割合 f の分のエネルギーが解放されるとし、$A_{spot}^{3/2}=L^3$ を仮定すると、フレアのエネルギー（E_{flare}）は、次のような関係で
与えられます（式（1））。

$$E_{\mathrm{flare}} \approx f E_{\mathrm{mag}} \approx f \frac{B^2 L^3}{8\pi} \approx f \frac{B^2}{8\pi} A_{\mathrm{spot}}^{3/2} \qquad (1)$$

図 5 は、ケプラーで得られたスーパーフレアのデータと、GOES 衛星による 1989～2006 年までの太陽フレアのデータについて、横軸に黒点面積、縦軸にフレアのエネルギーをプロットした図です。右上のデータ点がスーパーフレアに対応し、左下のデータ点が太陽フレアのデータ点です。

図 5. 太陽フレアのデータと Kepler のデータから見つかったスーパーフレアのデータの両方について、横軸に黒点の面積、縦軸にフレアのエネルギーをとった図（Okamoto et al. 2021 より）。右側縦軸では、フレアエネルギーに対応する、GOES flux 強度を示している。

太陽型星の黒点磁場強度が数千ガウスである事を踏まえて、B=1,000 ガウスと B=3,000 ガウスの 2 つの場合について、式（1）（f=0.1 の場合）に対する線を図 5 中に直線で表しています。特に太陽フレアについては、黒点サイズとフレアのエネルギーの最大値の間に相関があり、太陽フレアの全てのデータ点と大半のスーパーフレアのデータ点が式（1）に対応する直線の下に位置していることから、フレアのエネルギーが黒点のエネルギーで説明されていることが分かります。

一方、スーパーフレアのデータの一部については、式（3）に対応する 2 本の直線よりも上に位置しています。これはどのように解釈すればよいのでしょうか？　この理由としては、明るさの変動振幅から黒点サイズを見積もる際に、自転軸の視線方向からの傾き角や黒点の経度分布などの効果によって、黒点サイズの見積もりには誤差が含まれる事が挙げられます。例えば、自転軸の傾き角が小さい、すなわち極に近い方向から星を観測している場合、黒点サイズを実際よりも小さく見積もってしまいます。すなわち、自転軸の傾き角等の効果を考慮すれば、スーパーフレアのエネルギーは黒点のエネルギーで説明されていると、おおむね判断して良いだろうと分かります。

3.4.1.5 スーパーフレア活動の星の自転と年齢に伴う変化

ケプラー宇宙望遠鏡のスーパーフレア活動の自転や年齢に伴う変化についても、より確かな特徴を明らかにしてきました。図 6 は一定規模（10^{34}erg 及び 5×10^{34}erg）以上のエネルギーを解放するスーパーフレアの発生頻度と自転周期の関係です。この図から、スーパーフレアの発生頻度は自転周期が長くなると低くなることがわかります。星の自転周期は星の年齢と良い相関にあることが知られており（Ayres 1997; Guedel 2007）、例えば若い年齢数億年の星は太陽と比べると 1 桁ほど速く自転し

ています。太陽と同じ自転周期（約 25 日、年齢 46 億年）の太陽型星では、周期数日（年齢数億年）の若い太陽型星と比べると、スーパーフレアの発生頻度は百分の一ないしはそれ以下と分かりました。フレアは星の上空大気（コロナ）中での磁気エネルギーの解放現象であり、その磁気的な活動の源は、星の自転と対流によるダイナモ機構だと考えられています。若くて自転周期が短い星ほどフレアの発生頻度が高いのは、自転周期が短い星ほどダイナモ機構による磁場生成が活発であるためと考えることができます。

図 6. エネルギーが 10^{34}erg 及び $5x10^{34}$erg 以上のスーパーフレアの発生頻度と星の自転周期の関係（Okamoto et al. 2021 より）

一方で、自転周期が 2-3 日よりも短くなるとスーパーフレアの発生頻度はほぼ一定の値になることも分かりました（図 6）。太陽型星では、定常的な X 線強度や Ca II 線などの彩層から放射される輝線と自転周期の間にも、同様の関係が知られています（Wright et al. 2011）。

発生頻度については自転周期との相関が見られましたが、フレアのエネルギーについてはどうでしょうか? 単純に考えると、自転周期の短い星の方が大きなフレアを起こせるのではないかとも考えられます。実際、スーパーフレアのエネルギーと自転周期の散布図（図 7）を見てみると、フレアの上限エネルギーと自転周期との間には緩やかな相関が見られ、周期数日（年齢数億年）の若い太陽型星は、最大級の太陽フレアの 10,000 倍に達するエネルギー（10^{36}erg）のフレアを生じているのに対し、太陽と同じ自転周期（約 25 日、 年齢 46 億年）の太陽型星では、エネルギーにして最大級の太陽フレアの数百倍に収まるスーパーフレア（$<4x10^{34}$ erg）しか生じていないことが分かります。

図 7. 個々のスーパーフレアのエネルギーとそのフレアを起こした星の自転周期の関係(Okamoto et al. 2021）。太陽型星の年齢 vs 自転周期の関係（Ayres 1996）に基づいて年齢の値も示している

以上の結果をまとめると、年をとり自転も遅くなった太陽では、頻度は低いものの最大級の太陽フレアの数百倍程度（< 4×10^{34} erg）のスーパーフレアであれば生じうると言えます。そして一方、太陽誕生直後の時期（年齢数億年）は太陽の自転速度も速いため、スーパーフレアに必要な大量の磁気エネルギーを生成する機構もより活発であり、自転速度も遅くなった現在の太陽と比べると、100 倍以上もフレアの頻度が高く、生じうる最大のフレアも最大級の太陽フレアの 10,000 倍ものサイズ（~10^{36}erg）であるということが分かりました。

3.4.1.6 スーパーフレアは太陽で起きるのか？

では、太陽でスーパーフレアが起きるとすると、どのくらいの頻度になるのでしょうか？ スーパーフレアについて、エネルギー発生頻度分布を書いてみると、より大きなスーパーフレアほど発生頻度は下がっていく関係（べき分布）が見られます（図 8）。そして、図 1 に現れている通り、自転周期 20 日以上の太陽型星（太陽の自転周期は約 25 日）でのスーパーフレア発生頻度分布は、太陽フレアの発生頻度分布を延長したものと良く合っています。これら図 1 及び 8 の結果から、太陽のように年をとり自転の遅くなった星（太陽類似星: 自転周期約 25 日、 年齢 46 億年）において、最大級の太陽フレアの 70 倍 (7×10^{33} erg）と 100 倍（1×10^{34} erg）を超えるスーパーフレアが、それぞれ~ 3000 年と 6000 年に 1 回の頻度で生じうるということが示されました（Notsu et al. 2019; Okamoto et al. 2021）。

図 8. 温度 5600-6000K の太陽型星の、スーパーフレアのエネルギーと発生頻度（Okamoto et al. 2021 ）。自転周期毎に区分されて表示されている。

ここで示した、「太陽類似星で 10^{34}erg のスーパーフレアが数千年に 1 回発生する」という結論は、ケプラーのデータで巨大黒点の発生を統計的に調べた結果（図 9 および図 10: Maehara et al. 2017 及び Notsu et al. 2019, Okamoto et al. 2021 より）とも、良く対応します。図 9 から分かる通り、太陽型星における自転周期と黒点面積の分布を見てみると、自転周期 20-40 日の太陽類似星でも太陽半球の 1%程度あるいはそれを超える大きさの黒点が確かに存在しています。このサイズの黒点は、図 5 で示した関係を用いると、10^{34}erg のスーパーフレアを生じるのに十分な磁気エネルギーを有していると言えます。

図 9. ケプラーで観測された、温度 T_{eff}=5600-6000K の太陽型星（スーパーフレア星でない星も含む）について、自転周期と黒点面積の関係（Okamoto et al. 2021）。黒丸, 青四角, 黒三角の点は、それぞれ 5x10^{34}erg, 1x10^{34}erg, 1x10^{33}erg 以上のスーパーフレアを示した星を表している。

図 10. 太陽黒点と、自転の遅い太陽類似星（温度 5600-6000K、 自転周期 20-40 日）の黒点について、サイズ毎の出現頻度の比較（Notsu et al. 2019）

そして、この太陽類似星の黒点面積データを用いて、巨大黒点の発生頻度を示したのが、図 10 です。従来、太陽の黒点の発生頻度については、log-normal 分布になる、すなわち巨大な黒点になると発生頻度が急激に下がる、と指摘されてきました（Bogdan et al. 1998）。そして 100 年ないし 200 年の近代観測の期間で巨大黒点は生じていないから、10^{34}erg に達するようなスーパーフレアも起きないのではないか、という議論もあります（Aulanier et al. 2013）。実際、図 10 で太陽黒点の分布だけを見てみると、一見そのような傾向にあります。しかし、巨大黒点の発生頻度を合わせて見てみると、太陽半球面積の 10^{-3} 付近から 10^{-1} 付近に至るまでの広い黒点面積にわたって、発生頻度が 1 つのべき分布で概ね表されています。なおこの図では見かけ上 10^{-2} 付近で太陽黒点と恒星黒点の値が異なっていますが、これは太陽黒点の方が過去 140 年分のデータしかなく、十分な観測期間のデータとは言えないからだと解釈できます。この共通のべき分布で表されるという特徴は、太陽黒点と太陽類似星の巨大黒点が共通の物理過程で説明できる可能性を示唆します。そして、太陽半球の数%を超える大きさの黒点が、スーパーフレアと同様に、数千年に 1 回の頻度で生じることも示しています。

ここまで述べてきたケプラー宇宙望遠鏡データを用いた研究が登場する以前に、太陽型星のスーパーフレアについて議論をした Schaefer らは、太陽ではスーパーフレアが観測された形跡がないことから、スーパーフレアを起こす天体は、中心星近傍に巨大ガス惑星（ホットジュピター）をもち、惑星と恒星の相互作用によって恒星の磁場活動が高められ、スーパーフレアを起こすのではないかと考えました（Rubenstein & Schaefer 2000）。私たちの太陽には、太陽のすぐ近くを公転する巨大惑星がないために、スーパーフレアを起こさない、というわけです。もしこの説が正しければ、ケプラーで発見されたスーパーフレアを起こす太陽型星の大部分はホットジュピターをもつはずです。Okamoto et al.（2021）は、2020 年 5 月 28 日に NASA Exoplanet Archive から取得したデータを用いて、本研究で見つかった太陽型スーパーフレア星 265 星に系外惑星があるかどうかを調べました。その結果、本研究で見つかった太陽型スーパーフレア星には、確認された系外惑星がない一方で、系外惑

星候補が 3 個、偽陽性系外惑星が 3 個見つかりました。このことは、太陽型星のスーパーフレアの必要条件として、ホットジュピターが必ずしも必要でないことを示唆しています。また、Shibata et al. (2013)は理論的な考察から、恒星とホットジュピターの磁気的相互作用だけを考えれば、ホットジュピターは恒星自体の磁束生成に本質的な役割を担っていない可能性を述べています。このことは、太陽型星でのスーパーフレアの必要条件がホットジュピターではない、という上記の観測結果と矛盾しない結果です。

では、太陽でスーパーフレアが起こった証拠は本当にないのでしょうか？　上記 Maehara et al.（2012）のスーパーフレア発見論文が Nature 誌に掲載された 2 週間後、同じく Nature 誌に掲載された重要研究があります。名古屋大学の三宅芙沙氏らの研究結果（Miyake et al. 2012）で、屋久杉の年輪を使って 1 年の時間分解能で炭素 14（^{14}C）の同位体比の時間変化を調べたところ、紀元後 774–775 年に急激な増加を示していたというものです（図 11）。^{14}C は宇宙線が地球の上層大気中の原子に衝突してできた中性子が窒素 14（^{14}N）と衝突し、その後 ^{14}N が崩壊することで生成します。^{14}C の量が急激な増加を示したということは、宇宙からの放射線量が増えていたことを意味します。このイベントは屋久杉以外の世界各地の木々で検出がなされ、全地球的なイベントであることも分かっています（Usoskin et al., 2013; Usoskin 2017; Uusitalo et al., 2018; Büntgen et al., 2018）。

図 11. 紀元前 774-775 年付近の炭素 14（^{14}C）の量の時間変化（Miyake et al. 2012）

その後さらに長期間の ^{14}C の量の時間変化が探査され、紀元後 993–994 年及び紀元前 660 年にも同様のイベントがあることも発見されています（Miyake et al. 2013; Park et al.2017, O'Hare et al. 2019; Usoskin & Kovaltsov 2021）。これらの宇宙線量増加の原因としては、近傍の超新星爆発やガンマ線バースト、

巨大な太陽フレアなどいくつかの可能性が挙げられてきました（レビュー論文 Usoskin 2017 や解説記事 三宅（2020）参照）。しかし、2012 年の発見以来、屋久杉以外の世界各地の樹木を用いた ^{14}C 濃度の測定や、氷床コアのベリリウム 10（^{10}Be）及び塩素 36（^{36}Cl）濃度（^{10}Be と ^{36}Cl は、^{14}C と同様に宇宙線によって生成される放射性同位体）の測定が行われました。このような検討の結果、この当時の各年輪の ^{14}C 濃度はその緯度と大きく関係し（Uusitalo et al., 2018）、ガンマ線バーストの場合濃度の上がりにくい ^{10}Be でも ^{36}Cl 同様ピークが見えたことから（Mekhaldi et al., 2015; Büntgen et al., 2018）、現在では太陽の爆発現象が最有力と考えられています（Mekhaldi et al. 2015; Usoskin 2017）。異なる核種 ^{14}C、 ^{10}Be、^{36}Cl の変化量の比較から、近代観測に捉えられた大規模な太陽高エネルギー粒子（SEP）イベント（3.2-3.3 章参照）と比べてどの程度の規模であったか、という議論も行われています（図 12）。

図 12. 太陽高エネルギー粒子（SEP）イベントのエネルギースペクトル（Usoskin 2017）。775 年のイベント（^{14}C、 ^{0}Be、^{36}Cl の観測量から再現）と、2 つの顕著な SEP イベントの観測例が表示されている。1956 年 2 月 23 日のイベントは、これまでの観測の中で、最もエネルギースペクトルのべきの傾きが hard な（高エネルギー側まで広がっている）SEP イベントの例、 1972 年 8 月 4 日のイベントは、最も巨大でべきの傾きが soft（あまり高エネルギー側まで広がっていない）な SEP イベントの例。

また、樹木の年輪や氷床コアを用いた宇宙線イベントの探査に加えて、巨大なオーロラの報告や巨大黒点のスケッチが過去の文献に残っていないかを探る試みなども進んでいます （3.4.2 章参照）。もしこれらのイベントが本当に太陽におけるスーパーフレアなどの痕跡であるとしたら、1000 年オーダーの時間スケールでは、太陽でもスーパーフレアが起きることを示唆しているのかもしれません。ただし、下記 3.1.4.7 章で述べる通り、スーパーフレアに伴う、 SEP イベントやコロナ質量放出（CME）のサイズについては現状かなりの不定性が存在します。したがって、例えば Schrijver & Beer（2014） や Battersby （2019）で言及されているような、地球上での痕跡（大規模宇宙線イベントなど）の発生頻度と、太陽型星観測から得たスーパーフレア発生頻度を比較した結果がどの程度適切なのか、今後のさらなる研究が必要です。

3.4.1.7 スーパーフレアの惑星への影響（1）

ここまで、太陽型星でのスーパーフレアの観測と、現在の太陽でスーパーフレアが発生する可能性について、見てきました。では、もしスーパーフレアが現在の太陽で起こったら、地球はどうなるのでしょうか？　前章までで詳しく議論されている通り、現代社会は、多数の電子機器や衛星通信など、太陽フレアによる被害を受ける可能性のある様々な側面を有しています。最大級の太陽フレアの 10 倍ないし 100 倍の規模のスーパーフレアは、それぞれ数百年ないし数千年に一度と非常に稀な現象ではありますが、もし発生すれば、その結果人類が日々利用する社会インフラに甚大な影響をもたらす可能性もあります。特にスーパーフレアに伴って発生する磁気嵐の規模は Takahashi & Shibata 2017 による推定では DST index が 2000nT に達する可能性が提示されており、その具体的影響（社会的・経済的影響を含む）について、今後の研究が非常に重要です（Eastwood et al. 2017; Lingam&Loeb 2017; Riley et al. 2018; Battersby 2019）。

スーパーフレアに伴う、コロナ質量放出（CME）や太陽高エネルギー粒子（SEP）の規模については、恒星での CME 観測がまだ発展途上なため（cf. Moschou et al.2019; Airapetian et al. 2020）、正確な予測をすることは困難です。しかし、太陽での上限値を外挿して推定を行なった結果からは、最大級の太陽フレアの 100 倍のスーパーフレア（10^{34}erg & X1000 フレア）で、9000km/s の速度に達する CME が発生し、SEP flux が最大級の太陽フレアの 100 倍以上に達する可能性も示唆されています（図 13 及び Takahashi et al. 2016）。そして、そのような高い SEP flux の値を惑星大気中に突入させた放射線輸送計算の結果からは、大気圧が地表と比べて低い航空機高度や、地球のような磁場も十分な大気もない火星表面においては、生命に十分に危険なレベルまで放射線被ばく量が上昇する可能性も提示されています（図 14 及び Yamashiki et al. 2019）。しかし、図 12 の二つの SEP スペクトル観測例及び、図 13 の太陽でのデータ点のばらつきから分かる通り、フレアと CME 及び SEP の大きさの間には太陽フレアの範囲でも大きなばらつきがあり、スーパーフレアに伴う CME 及び SEP の定量的な推定は、更なる観測的及び理論的な研究が重要な状況です（cf. Schrijver et al. 2012; Airapetian et al. 2020; Herbst et al. 2019a; Moschou et al.2019, Lynch et al. 2019）。

図 13. フレアサイズ（GOES X 線強度）と CME 速度及び陽子フラックス（Takahashi et al. 2016 より）。黒丸データ点は、太陽の場合の観測データ。黒四角点は、スーパーフレアの場合の上限値を示す。

図 14. 地球型大気に、スーパーフレアに伴う高エネルギー粒子（SEP スペクトルの形状については 1989 年の GLE43 イベントを仮定）を入射させた場合の放射線強度計算結果（Yamashiki et al. 2019 より）。10^{30}erg から 10^{36}erg まで 4 段階のサイズのフレアについて表示されている。

3.4.1.8 スーパーフレアの惑星への影響（2）

3.4.1.7 章の議論は主に、スーパーフレアが現在の太陽系で起こった場合を念頭に置いた場合の話でした。ここではさらに話題を掘り下げて、まず、最近出てきた興味深い新説（Airapetian et al.2016）を紹介しながら、過去の地球や系外惑星系に対するスーパーフレアの影響について簡単に述べたいと思います（この分野の詳細は、Airapetian et al. 2020 及び Linsky 2019 の Review も参照）。

3.4.1.8.1 faint young Sun paradox

私たちの住む地球は現在、温暖で液体の水が表面に安定に存在し、さらに私たち生命の体を形づくっている有機物が豊富に存在するという、生命の存在に非常に適した環境となっています。岩石など地質学的な証拠を紐解くと、地球に生命が誕生した約 40 億年前の昔から、地球上には海洋が存在し、現在のような温暖な環境がすでに形成されていたことが示唆されています。 しかしその一方で、標準的な太陽の進化モデルでは、40 億年前の太陽の明るさは、いまの約 70%程度であったと考えられており、地球大気が現在と同じ組成であったと仮定すると、地球表面の温度は 0℃を下回り、液体の海は存在できないことになってしまいます。この矛盾を、「若い太陽のパラドックス（faint young Sun paradox ）」といい、1972 年に Carl Sagan らによって提唱されました（Segan & Mullen 1972）。

この矛盾を解決するために、さまざまな説が提唱されてきました（cf. Kasting 2010）。これらの説では、昔の地球大気では温室効果ガスの量が、現在よりはるかに多かったことを仮定しています。たとえば、アンモニア（NH_3）とメタン（CH_4）の量が多くその温室効果が効いていたという説や、現在の 1000～1 万倍ほどの二酸化炭素（CO_2）が存在していたという説があります。しかしどの説も、たとえば地質学的に過去の CO_2 濃度を調べた結果と一致しないなど、定量的な妥当性が確立されているとはいえず、現状このパラドックスについて、確定的な解決策は得られていないという状況です。

3.4.1.8.2 若い太陽のスーパーフレアの地球への影響

さて、約 40 億年前の若い太陽は、現在よりも 30%も暗かったわけですが、フレアなどの磁気活動の視点で見てみると、太陽はどのような星であったのでしょうか？

上記で述べてきた、ケプラーのデータを用いた統計的研究によると、太陽と比べると自転が 10 倍ほど速い若い星では、スーパーフレアの頻度がはるかに高く、1 日に 1 回を超えるような頻度で起こっていることがわかります（図 1）。この結果から、40 億年前の若い太陽は、自転が速く、フレアに必要な大量の磁場のエネルギーを簡単に蓄えられる状況にあり、スーパーフレアが頻発し現在と比べて非常に活発な状態であった、ということができます。そして、図 13 でも見たように規模に大きな不定性はあるにせよ、頻発するスーパーフレアに伴って、巨大なコロナ質量放出も頻発し、地球の方へ飛んできていた可能性も考えられます。Airapetian et al. （2016） は、そのような高頻度の巨大コロナ質量放出が、地球へと衝突した際の地球磁場との相互作用について、数値シミュレーションを行い、その結果、地球の磁気圏が圧縮され、極地域から高エネルギー粒子が大気中に侵入する経路が形成されることがわかりました （図 15）。

図 15. スーパーフレアによって放出されたコロナ質量放出が、約 40 億年前の地球の磁気圏に（図の右方向から）衝突した際の想像図（Airapetian et al. 2016 の図を改変）。白線は磁力線、カラーバーはプラズマの圧力を表している。地球磁気圏が圧縮され、磁場配位のつなぎ換えが生じて、極地域から高エネルギー粒子が大気中に侵入する経路（図中の赤線で示された領域）が形成される（右側の図は繋ぎ換え後の最終状態なので、圧力が低下している）。

高エネルギー粒子が大気中に侵入すると何が起こるのでしょうか? Airapetian et al.（2016）は、初期地球の大気成分（窒素が豊富：N_2 80%、CO_2 20%）を仮定し、化学反応計算を行いました。その結果、これらの高エネルギー粒子は地球大気の中に豊富に含まれる窒素分子（N_2）と化学反応を起こし、さまざまな中間生成物を経ながら、亜酸化窒素（N_2O）とシアン化水素（HCN）が大量に生成されることが強く示唆されました。

3.4.1.8.3 生命誕生に適した環境の形成

大量に生成される N_2O と HCN。この 2 つの物質が、原始地球が生命誕生に適した環境であったかを考える上で、重要な役割を担う可能性があります。

実は N_2O は強力な温室効果ガスであり、頻発するスーパーフレアの影響で大量の N_2O が生成され、地球大気中へ拡散していくことを考えると、最初に述べた「若い太陽のパラドックス」は十分に解決できてしまう可能性が示唆されます。生命誕生に必要な液体の水を持つ温暖な地球環境が、初期地球においては、スーパーフレアのおかげで形成および維持されたのかもしれません。

一方 HCN は、別の重要な役割を担います。より複雑な化合物の生成の起点となり、アミノ酸をはじめとする生物分子の供給源となる可能性があります。すなわち、私たち生物の体を形づくる物質の起源ともなった可能性があるわけです。

3.4.1.8.4 系外惑星系へのスーパーフレアの影響

「若い太陽での活発なスーパーフレアの影響により、原始地球の大気が温暖になり、さらに生命誕生に必要な環境と材料がつくられた」とする新説（Airapetian et al. 2016）が提唱されました。今後より定量的な検討が必要ですが、太陽のフレアが単に地球に被害をもたらすだけでなく、初期地球

での生命発生という、私たちの起源にもかかわっている可能性があるとは、非常に驚くべき結果といえます。

現在、太陽系外の惑星系が多数発見されており、その数は 2019 年 11 月現在で 4000 個を超えています。そして、「第2の地球」を探そうという試みが、多数の宇宙・地上の望遠鏡を用いて、盛んに行われています。しかし、その対象にとしては、太陽型星より低温の M 型星が、ちょうど良い温度の惑星（ハビタブル惑星）がより内側に存在し、詳細な観測が容易であるため、有力なターゲットとされています。しかし、M 型星は低温で対流層が発達しているため、太陽型星と比べて磁気活動度が遥かに高いことがケプラーの観測のフレア発生頻度等からも分かっています（図 1 や Hawley et al. 2014, Candelaresi et al. 2014, Davenport 2016）。

そこで、ここで述べてきたような、スーパーフレアなど恒星磁気活動の惑星への影響の研究は、系外惑星系に対しても活発に研究がなされています（Airapetian et al. 2020 及び Linsky 2019 の Review も参照）。生命が存在できるような環境にとって重要な分子（O_3 や CH_4、 H_2O、 窒素酸化物など）が、スーパーフレアに伴う高エネルギー粒子によってどのような影響（生成ないしは破壊）を受けるのか（図 16）、そしてその結果が近い将来の大型望遠鏡（James Webb Space Telescope や地上の 30m 望遠鏡）による詳細な大気透過光分光観測でどんな形で観測されるのかといった研究も行われています（Segura et al. 2010; Scheucher et al. 2018; Tilley et al. 2019; Herbst et al. 2019b）。今後も、恒星スーパーフレアの研究の進展とともに、様々な分野融合研究が期待されます。

図 16. スーパーフレアに伴う高エネルギー粒子と紫外線によって生じる、生命関連物質の化学反応の模式図（Scheucher et al. 2018 より）

3.4.1.9 今後のスーパーフレア研究

上記 3.4.1 章の前半では、ケプラー宇宙望遠鏡等の最新の恒星観測データに基づき、スーパーフレアを起こす星の性質について見てきました。そして、自転周期の遅い太陽のような星でも、巨大な黒点が生じれば、頻度は数千年に一回と低いものの、巨大なスーパーフレアが発生するという描像が見えてきました。しかし、「太陽でスーパーフレアは起きるのか？」や「スーパーフレアで惑星にどんな影響が及ぶのか？」という問いに迫るには、まだまだ明らかにするべき、調べるべき点が多数残されています。

まずは、図 7 や図 8 から分かる通り、現状解析されたケプラーのデータの範囲では、自転の遅いスーパーフレア星の数は少なく、更に分光観測で確実に自転周期 25 日程度の太陽類似星であると確認までされたスーパーフレア星となると、未だ 0 星であり（Okamoto et al. 2021 の Appendix B 参照）、更なる観測研究が重要です。この点に関しては、ケプラー宇宙望遠鏡の後継機、TESS 衛星（2018 年 7 月観測開始）と PLATO 衛星（2026 年打上予定）によって、近傍にあり分光観測にも適した、多数のスーパーフレア星のデータが取得され、更に統計的な研究の確度が高まることが期待されます。

スーパーフレアの必要条件である巨大黒点の性質について、更なる研究も重要です。そのような巨大黒点は、自転の遅い太陽でどのようにして形成されるのか？ 巨大黒点の寿命はどれくらい持続するのか？Shibata et al. （2013） は、ダイナモ機構に基づく推定により、巨大黒点が太陽内部でも形成できる可能性を提示しています。また、Namekata et al. （2019 & 2020）はケプラー宇宙望遠鏡の測光データを用いて、太陽型星の巨大黒点の生成・消滅率が太陽黒点の生成・消滅率から外挿される値とよく一致すること（図 17）、寿命が 1 年に達するような巨大黒点もあること等を示しました。これらの結果は、スーパーフレアを起こす巨大黒点について、太陽物理の知見をもとに理解する手がかりになると言えます。

図 17. （上図）黒点の総磁束量の最大値 vs.磁束量の生成率 （下図） 黒点の総磁束量の最大値 vs.磁束量の消滅率（共に Namekata et al. 2020 より） 太陽黒点のデータの概ね延長線上に、ケプラーによって観測された太陽型星の黒点（Star Spots）のデータが位置している。太陽型星については、自転周期（P）で色分けされている。

しかし、スーパーフレア星の巨大黒点についてはまだ多くの謎があります。例えば太陽の場合は、黒点サイズに加えて、「黒点の複雑さ」も巨大フレア発生の重要な条件です（Sammis et al. 2000; Toriumi & Wang 2019: 3.3 章も参照）。スーパーフレア星の黒点の場合、黒点分布・形状の「複雑さ」はどうなっているのでしょうか？　ケプラーの明るさ変動の位相とフレア発生に着目した研究（Doyle et al. 2018; Roettenbacher & Vida 2018）や、系外惑星トランジットを用いて黒点の数を調べた研究（Morris et al. 2017）などによると、例えば恒星の巨大黒点について、太陽黒点程度のサイズの黒点が星表面に広く多数分布している描像なども提示されています。これらがスーパーフレア星でも共通して見られる特徴なのか、更なる観測的な検証が必要であり、そのような黒点をどのようにして形成するか、理論的な研究も重要です。さらに、太陽においては磁気活動は、約 11 年の周期で変動しますが、これはスーパーフレア星の場合にどうなっているのか？より長期的な観点からの観測研究も必要です。

巨大黒点に加えて、スーパーフレア現象そのものに対する理解もまだまだ不十分です。例えば、ケプラー宇宙望遠鏡でのスーパーフレアの観測は、「可視連続光」での観測、すなわち「白色光フレア」の観測です。しかし、太陽型星のスーパーフレアの場合に白色光の放射がどのように生じるのか、太陽型星のスーパーフレアで解放される全エネルギーのうちどの程度が可視連続光なのか（cf. 太陽フレアの場合の例: Emslie et al. 2012）といった点は、太陽型星ではスーパーフレアそのものの分光観測が行われていないこともあり、まだ確立したといえる段階にはありません。太陽白色光フレアの観測結果（Hudson 2016; Watanabe et al. 2017; Namekata et al. 2017; Jejcic et al. 2018 など）や、低温の M 型星の可視連続光の分光観測例（Hawley & Pettersen 1991; Kowalski et al. 2010 & 2013, Namekata et al. 2020 など）を踏まえつつ、理論的な考察が始まった段階です（Kowalski & Allred 2018; Heinzel & Shibata 2018; Nizamov 2019, Namekata et al. 2020 など）。今後、観測的な検討も重要です。

連続光だけでなく、フレア中の彩層線の時間変化の様子も、太陽フレアの知見をもとにスーパーフレア現象を理解する上では重要です。通常の太陽フレアでは、彩層線（Hα 線など）は主に彩層下降流からの放射により”red asymmetry”を示すことが知られています（Ichimoto & Kurokawa 1984）。一方、M 型星スーパーフレアの分光観測例では、彩層線の”blue asymmetry”も多く観測されつつあります（Fuhrmeister et al. 2018; Honda et al. 2018; Vida et al. 2019; Maehara et al. 2021）。この“blue asymmetry” は、スーパーフレアにおいて共通して見られる現象なのか？　そして、太陽フレアとスーパーフレアの間で、彩層のダイナミクスがどれほど共通なのか、あるいはどれほど異なるのか？このような点を知るために、更なる観測的な探査が必要です。

そして、3.4.1.7 章及び 3.4.1.8 章で述べた通り、スーパーフレアに伴う質量放出（CME）が惑星大気に大きな影響を与える可能性が注目されています。スーパーフレアに伴う CME の物理量（質量や速度）を知ることができれば、図 10 及び図 11 のような高エネルギー粒子（SEP）の強度やスペクトルに制限をつけることができ、図 12 や図 14 のように惑星大気の化学反応や放射線強度を検討する上で重要な要素となります。また、3.4.1.6 章で述べたような地球上に残る宇宙線イベントの痕跡（14C イベントなど）とスーパーフレアとの関係（発生頻度の比較など）を検討する上でも重要です。この状況を踏まえ、スーパーフレア星（特にフレアの頻発する M 型星）において、CME を観測しようという検討や観測が、実施されつつあります。例えば、EUV での dimming に着目する方法（Harra et al.

2016; Veronig et al. 2021）、CME に伴う Type II 電波バーストの探索（Crosley & Osten 2018）、フレア中の彩層線の Blueshift に着目する方法（Vida et al. 2019; Maehara et al. 2021）、フレア中の X 線輝線の Blueshift に着目する方法（Argiroffi et al. 2019）、X 線の吸収量に着目する手法（Moschou et al. 2019）などが挙げられます。Blueshift を用いる手法では、後述のせいめい望遠鏡を利用した観測で、M 型星だけでなく、若い太陽型星でフィラメント噴出(early phase of CME)に伴う青方偏移した吸収成分の検出に成功した例も登場しました(Namekata et al. 2021; 図 18)。これらの結果を総合し、理論的な考察（Alvarado-Gómez et al. 2018; Lynch et al. 2019; Sun et al. 2021）などとの比較も含めて、今後更なる研究が必要です。

図 18. 若い太陽型星 EK Dra のスーパーフレアによるフィラメント噴出の検出例（Namekata et al 2021 より）。(a) 2 つの地上望遠鏡（京都大学 3.8m せいめい望遠鏡・兵庫県立大学 2m なゆた望遠鏡）のデータによる水素 Hα 線の等価幅の光度曲線（フレア前の値を差し引いた差分を示したもの）。正の値は増光を、負の値は吸収を意味している。フレアのピークから約 30 分後に、フィラメント噴出による Hα 線の減光が見られる。(b)せいめい望遠鏡のデータからフレアピークと減光期における Hα スペクトル（フレア前の値を差し引いた差分を示したもの）。減光期には、フィラメント噴出による青色シフトした吸収が観測された。(c) EK Dra のフィラメント噴出の想像図（出典：国立天文台）。(d) Hα 線で EK Dra のフィラメント噴出がどのように観測されるかの模式図（created by Kosuke Namekata for this textbook）。

ここまでまとめた通り、今後のスーパーフレア研究においては、巨大黒点の時間変化の観測や、スーパーフレア自体の分光観測など、多数の観測時間を集中的に投下する専門観測が重要です。日本国内においては、2019 年に稼働を開始したばかりの京都大学岡山天文台 3.8m せいめい望遠鏡（図 19）が今後大きな役割を果たしていくことが強く期待されます。そして、TESS 衛星（2018 年 7 月定

常観測開始）や PLATO 衛星（2026 年打上予定）による測光観測、NICER（2017 年 7 月観測開始）や XRISM（2022 年打上予定の日本の X 線衛星）による X 線観測など、せいめい望遠鏡との連携が期待される宇宙望遠鏡も複数あります。これら新たな観測の進展とともに、太陽物理分野との更なる連携や、惑星分野との分野横断研究（cf. Airapetian et al. 2020; Herbst et al. 2019b）などの方向へのスーパーフレア研究の発展が期待されます。そして、3.4.1.7 章で言及したような、現在の太陽でスーパーフレアが起こった場合の地球への影響（cf. Eastwood et al. 2017; Lingam&Loeb 2017; Riley et al. 2018）の推定においては、広く太陽地球圏研究分野全体での連携が、重要と言えます。

図 19. 京都大学岡山天文台 3.8m せいめい望遠鏡

参考文献

AIRAPETIAN, V. S. ET AL.: PREBIOTIC CHEMISTRY AND ATMOSPHERIC WARMING OF EARLY EARTH BY AN ACTIVE YOUNG SUN, NATURE GEOSCIENCE, VOLUME 9, PP. 452–455 (2016)

AIRAPETIAN, V. S. ET AL.: IMPACT OF SPACE WEATHER ON CLIMATE AND HABITABILITY OF TERRESTRIAL-TYPE EXOPLANETS, INTERNATIONAL JOURNAL OF ASTROBIOLOGY , VOL. 19, ISSUE 2, PP. 136-194 (2020)

ALVARADO-GÓMEZ, J. D., ET AL.: SUPPRESSION OF CORONAL MASS EJECTIONS IN ACTIVE STARS BY AN OVERLYING LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD: A NUMERICAL STUDY, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 862, ISSUE 2, ARTICLE ID. 93, 12 PP. (2018)

ARGIROFFI, C. ET AL.: A STELLAR FLARE-CORONAL MASS EJECTION EVENT REVEALED BY X-RAY PLASMA MOTIONS, NATURE ASTRONOMY,

VOLUME 3, P. 742-748 (2019)

AULANIER, G. ET AL.: THE STANDARD FLARE MODEL IN THREE DIMENSIONS. II. UPPER LIMIT ON SOLAR FLARE ENERGY, ASTRONOMY & ASTROPHYSICS, VOLUME 549, ID.A66, 7 PP. (2013)

AYRES, T. R.: EVOLUTION OF THE SOLAR IONIZING FLUX, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOLUME 102, ISSUE E1, P. 1641-1652 (1997)

BATTERSBY, S. ET AL.: CORE CONCEPT: WHAT ARE THE CHANCES OF A HAZARDOUS SOLAR SUPERFLARE?, PNAS, VOL. 116, NO. 47, PP. 23368–23370 (2019)

BENZ, A. O. & GUEDEL, M.: PHYSICAL PROCESSES IN MAGNETICALLY DRIVEN FLARES ON THE SUN, STARS, AND YOUNG STELLAR OBJECTS, ANNUAL REVIEW OF ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS, VOL. 48, P.241-287 (2010)

BOGDAN, T. J. ET AL.: DISTRIBUTION OF SUNSPOT UMBRAL AREAS: 1917—1982, ASTROPHYSICAL JOURNAL V.327, P.451 (1988)

BÜNTGEN, U. ET AL.: TREE RINGS REVEAL GLOBALLY COHERENT SIGNATURE OF COSMOGENIC RADIOCARBON EVENTS IN 774 AND 993 CE, NATURE COMMUNICATIONS, VOLUME 9, ID. 3605 (2018)

CANDELARESI, S. ET AL.: SUPERFLARE OCCURRENCE AND ENERGIES ON G-, K-, AND M-TYPE DWARFS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 792, ISSUE 1, ARTICLE ID. 67, 9 PP. (2014)

CROSLEY, M. K. & OSTEN, R. A.: CONSTRAINING STELLAR CORONAL MASS EJECTIONS THROUGH MULTI-WAVELENGTH ANALYSIS OF THE ACTIVE M DWARF EQ PEG, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 856, ISSUE 1, ARTICLE ID. 39, 10 PP. (2018)

DAVENPORT, J. R. A., THE KEPLER CATALOG OF STELLAR FLARES, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 829, ISSUE 1, ARTICLE ID. 23, 12 PP. (2016).

DOYLE, L. ET AL.: INVESTIGATING THE ROTATIONAL PHASE OF STELLAR FLARES ON M DWARFS USING K2 SHORT CADENCE DATA, MONTHLY NOTICES OF THE ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY, VOLUME 480, ISSUE 2, P.2153-2164 (2018)

EASTWOOD, J. P. ET AL: THE ECONOMIC IMPACT OF SPACE WEATHER: WHERE DO WE STAND?, RISK ANALYSIS, VOL. 37, NO. 2 (2017)

EMSLIE, A. G. ET AL: GLOBAL ENERGETICS OF THIRTY-EIGHT LARGE SOLAR ERUPTIVE EVENTS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 759, ISSUE 1, ARTICLE ID. 71, 18 PP. (2012)

FUHRMEISTER, B. ET AL.: THE CARMENES SEARCH FOR EXOPLANETS AROUND M DWARFS. WING ASYMMETRIES OF H A , NA I D, AND HE I LINES, ASTRONOMY & ASTROPHYSICS, VOLUME 615, ID.A14, 25 PP. (2018)

GERSHBERG, R. E.: SOLAR-TYPE ACTIVITY IN MAIN-SEQUENCE STARS, ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS LIBRARY. ISBN 978-3-540-21244-7. SPRINGER BERLIN HEIDELBERG (2005)

GUEDEL, M.: THE SUN IN TIME: ACTIVITY AND ENVIRONMENT, LIVING REVIEWS IN SOLAR PHYSICS, VOLUME 4, ISSUE 1, ARTICLE ID. 3, 137 PP. (2007)

HARRA, L. K. ET AL.: THE CHARACTERISTICS OF SOLAR X-CLASS FLARES AND CMES: A PARADIGM FOR STELLAR SUPERFLARES AND ERUPTIONS?, SOLAR PHYSICS, VOLUME 291, ISSUE 6, PP.1761-1782 (2016)

HAWLEY, S. L. & PETTERSEN, B. R.: THE GREAT FLARE OF 1985 APRIL 12 ON AD LEONIS. ASTROPHYSICAL JOURNAL V.378, P.725 (1991)

HAWLEY, S. L.: KEPLER FLARES. I. ACTIVE AND INACTIVE M DWARFS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 797, ISSUE 2, ARTICLE ID. 121, 15 PP. (2014)

HEINZEL, P. & SHIBATA, K.: CAN FLARE LOOPS CONTRIBUTE TO THE WHITE-LIGHT EMISSION OF STELLAR SUPERFLARES?, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 859, ISSUE 2, ARTICLE ID. 143, 7 PP. (2018)

HERBST, K. ET AL.: FROM SOLAR TO STELLAR FLARE CHARACTERISTICS. ON A NEW PEAK SIZE DISTRIBUTION FOR G-, K-, AND M-DWARF STAR

FLARES, ASTRONOMY & ASTROPHYSICS, VOLUME 621, A67, 10 PP. (2019A)

HERBST, K. ET AL.: A NEW MODEL SUITE TO DETERMINE THE INFLUENCE OF COSMIC RAYS ON (EXO)PLANETARY ATMOSPHERIC BIOSIGNATURES, ASTRONOMY & ASTROPHYSICS, VOLUME 631, A101, 17 PP. (2019B)

HONDA, S. ET AL.: TIME-RESOLVED SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF AN M-DWARF FLARE STAR EV LACERTAE DURING A FLARE, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOLUME 70, ISSUE 4, ID.62 (2018)

HUDSON, H. S.: CHASING WHITE-LIGHT FLARES, SOLAR PHYSICS, VOLUME 291, ISSUE 5, PP.1273-1322 (2016)

ICHIMOTO, K. & KUROKAWA, H.: H A RED ASYMMETRY OF SOLAR FLARES, SOLAR PHYSICS, VOLUME 93, ISSUE 1, PP.105-121 (1984)

JEJCIC, S. ET AL.: HIGH-DENSITY OFF-LIMB FLARE LOOPS OBSERVED BY SDO, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 867, ISSUE 2, ARTICLE ID. 134, 10 PP. (2018)

KAROFF, C. ET AL.: OBSERVATIONAL EVIDENCE FOR ENHANCED MAGNETIC ACTIVITY OF SUPERFLARE STARS, NATURE COMMUNICATIONS, VOLUME 7, ID. 11058 (2016)

KASTING, J. F.: FAINT YOUNG SUN REDUX, NATURE, VOLUME 464, PP. 687–689 (2010)

KOWALSKI, A. F. ET AL.: A WHITE LIGHT MEGAFLARE ON THE DM4.5E STAR YZ CMI, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, VOLUME 714, ISSUE 1, PP. L98-L102 (2010)

KOWALSKI, A. F. ET AL.: TIME-RESOLVED PROPERTIES AND GLOBAL TRENDS IN DME FLARES FROM SIMULTANEOUS PHOTOMETRY AND SPECTRA, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT, VOLUME 207, ISSUE 1, ARTICLE ID. 15, 57 PP. (2013)

KOWALSKI, A. F. & ALLRED, J. C.: PARAMETERIZATIONS OF CHROMOSPHERIC CONDENSATIONS IN DG AND DME MODEL FLARE ATMOSPHERES, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 852, ISSUE 1, ARTICLE ID. 61, 19 PP. (2018)

LINGAM, M. & LOEB, A.: RISKS FOR LIFE ON HABITABLE PLANETS FROM SUPERFLARES OF THEIR HOST STARS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 848, ISSUE 1, ARTICLE ID. 41, 13 PP. (2017)

LINSKY, J.: HOST STARS AND THEIR EFFECTS ON EXOPLANET ATMOSPHERES: AN INTRODUCTORY OVERVIEW, LECTURE NOTES IN PHYSICS, VOLUME 955. ISBN 978-3-030-11451-0. SPRINGER NATURE SWITZERLAND AG (2019)

LYNCH, B. J. ET AL.: MODELING A CARRINGTON-SCALE STELLAR SUPERFLARE AND CORONAL MASS EJECTION FROM {\KAPPA }^{1} {CET}, HE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 880, ISSUE 2, ARTICLE ID. 97, 12 PP. (2019)

MAEHARA, H. ET AL.: SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS, NATURE, VOLUME 485, ISSUE 7399, PP. 478-481 (2012)

MAEHARA, H. ET AL.: STATISTICAL PROPERTIES OF SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS BASED ON 1-MIN CADENCE DATA, EARTH, PLANETS AND SPACE, VOLUME 67, ARTICLE ID.59, 10 PP. (2015)

MAEHARA, H. ET AL.: STARSPOT ACTIVITY AND SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOLUME 69, ISSUE 3, ID.41 (2017)

MEKHALDI, F. ET AL. MULTIRADIONUCLIDE EVIDENCE FOR THE SOLAR ORIGIN OF THE COSMIC-RAY EVENTS OF AD 774/5 AND 993/4, NATURE COMMUNICATIONS, VOLUME 6, ID. 8611 (2015)

MIYAKE, F. ET AL.: A SIGNATURE OF COSMIC-RAY INCREASE IN AD 774-775 FROM TREE RINGS IN JAPAN, NATURE, VOLUME 486, ISSUE 7402, PP. 240-242 (2012)

MIYAKE, F. ET AL.: ANOTHER RAPID EVENT IN THE CARBON-14 CONTENT OF TREE RINGS, NATURE COMMUNICATIONS, VOLUME 4, ID. 1748 (2013)

三宅芙沙，2020，天文月報 113, 208

MORRIS, B. M. ET AL.: THE STARSPOTS OF HAT-P-11: EVIDENCE FOR A SOLAR-LIKE DYNAMO, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 846, ISSUE 2, ARTICLE ID. 99, 15 PP. (2017)

MOSCHOU, S.-P.: THE STELLAR CME—FLARE RELATION: WHAT DO HISTORIC OBSERVATIONS REVEAL?, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 877, ISSUE 2, ARTICLE ID. 105, 18 PP. (2019)

NAMEKATA, K. ET AL.: STATISTICAL STUDIES OF SOLAR WHITE-LIGHT FLARES AND COMPARISONS WITH SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 851, ISSUE 2, ARTICLE ID. 91, 14 PP. (2017)

NAMEKATA, K. ET AL.: LIFETIMES AND EMERGENCE/DECAY RATES OF STAR SPOTS ON SOLAR-TYPE STARS ESTIMATED BY KEPLER DATA IN COMPARISON WITH THOSE OF SUNSPOTS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 871, ISSUE 2, ARTICLE ID. 187, 13 PP. (2019)

NAMEKATA K. ET AL.: TEMPORAL EVOLUTION OF SPATIALLY RESOLVED INDIVIDUAL STAR SPOTS ON A PLANET-HOSTING SOLAR-TYPE STAR: KEPLER-17, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 891, ISSUE 2, ARTICLE ID. 103, 12 PP. (2020)

NAMEKATA K. ET AL.: OPTICAL AND X-RAY OBSERVATIONS OF STELLAR FLARES ON AN ACTIVE M DWARF AD LEONIS WITH THE SEIMEI TELESCOPE, SCAT, NICER, AND OISTER, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOLUME 72, ISSUE 4, ID.68, 15 PP. (2020)

NAMEKATA, K. ET AL. : PROBABLE DETECTION OF AN ERUPTIVE FILAMENT FROM A SUPERFLARE ON A SOLAR-TYPE STAR, NATURE ASTRONOMY, IN PRESS (2021)

NIZAMOV, B. A.: SOFT X-RAY HEATING AS A MECHANISM OF OPTICAL CONTINUUM GENERATION IN SOLAR-TYPE STAR SUPERFLARES, MONTHLY NOTICES OF THE ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY, VOLUME 489, ISSUE 3, P.4338-4345 (2019)

NOTSU, Y. ET AL.: SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS OBSERVED WITH KEPLER II. PHOTOMETRIC VARIABILITY OF SUPERFLARE-GENERATING STARS: A SIGNATURE OF STELLAR ROTATION AND STARSPOTS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 771, ISSUE 2, ARTICLE ID. 127, 10 PP. (2013)

NOTSU, Y. ET AL.: HIGH DISPERSION SPECTROSCOPY OF SOLAR-TYPE SUPERFLARE STARS. I. TEMPERATURE, SURFACE GRAVITY, METALLICITY, AND VSIN I, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOLUME 67, ISSUE 3, ID.32, 24 PP. (2015A)

NOTSU, Y. ET AL.: HIGH DISPERSION SPECTROSCOPY OF SOLAR-TYPE SUPERFLARE STARS. II. STELLAR ROTATION, STARSPOTS, AND CHROMOSPHERIC ACTIVITIES, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOLUME 67, ISSUE 3, ID.33, 14 PP. (2015B)

NOTSU, Y. ET AL.: DO KEPLER SUPERFLARE STARS REALLY INCLUDE SLOWLY ROTATING SUN-LIKE STARS?—RESULTS USING APO 3.5 M TELESCOPE SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS AND GAIA-DR2 DATA, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 876, ISSUE 1, ARTICLE ID. 58, 39 PP. (2019)

OKAMOTO ET AL; STATISTICAL PROPERTIES OF SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS: RESULTS USING ALL OF THE KEPLER PRIMARY MISSION DATA, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 906, ISSUE 2, ARTICLE ID. 72, 28 PP. (2021)

O'HARE, P. ET AL.: MULTIRADIONUCLIDE EVIDENCE FOR AN EXTREME SOLAR PROTON EVENT AROUND 2,610 B.P. (660 BC), PROCEEDINGS OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES, VOL. 116, ISSUE 13, PP.5961-5966 (2019)

PARK, J, ET AL.: RELATIONSHIP BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND Δ14C PEAKS IN AD 775, AD 994, AND 660 BC, RADIOCARBON, VOLUME 59, ISSUE 4, PP. 1147-1156 (2017)

REID, I. N. & HAWLEY, S. L.: NEW LIGHT ON DARK STARS RED DWARFS, LOW-MASS STARS, BROWN STARS, ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS LIBRARY. ISBN 978-3-540-21244-7. SPRINGER BERLIN HEIDELBERG (2005)

RILEY, P. ET AL.: EXTREME SPACE WEATHER EVENTS: FROM CRADLE TO GRAVE, SPACE SCIENCE REVIEWS, VOLUME 214, ISSUE 1, ARTICLE ID. 21, 24 PP. (2018)

ROETTENBACHER, R. M. & VIDA, K.: THE CONNECTION BETWEEN STARSPOTS AND FLARES ON MAIN-SEQUENCE KEPLER STARS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 868, ISSUE 1, ARTICLE ID. 3, 8 PP. (2018)

RUBENSTEIN, E. P. & SCHAEFER, B. E.: ARE SUPERFLARES ON SOLAR ANALOGUES CAUSED BY EXTRASOLAR PLANETS?, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 529, ISSUE 2, PP. 1031-1033 (2000)

SAMMIS, I. ET AL.: THE DEPENDENCE OF LARGE FLARE OCCURRENCE ON THE MAGNETIC STRUCTURE OF SUNSPOTS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 540, ISSUE 1, PP. 583-587 (2000)

SCHAEFER, B. E., KING, J. R., & DELIYANNIS, C. P.: SUPERFLARES ON ORDINARY SOLAR-TYPE STARS, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 529, ISSUE 2, PP. 1026-1030 (2000)

SCHEUCHER, M. ET AL: NEW INSIGHTS INTO COSMIC-RAY-INDUCED BIOSIGNATURE CHEMISTRY IN EARTH-LIKE ATMOSPHERES, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, VOLUME 863, ISSUE 1, ARTICLE ID. 6, 11 PP. (2018)

SCHRIJVER, C. J. ET AL.: ESTIMATING THE FREQUENCY OF EXTREMELY ENERGETIC SOLAR EVENTS, BASED ON SOLAR, STELLAR, LUNAR, AND TERRESTRIAL RECORDS, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: SPACE PHYSICS, VOLUME 117, ISSUE A8, CITEID A08103 (2012)

SCHRIJVER, C. J. & BEER, J.: SPACE WEATHER FROM EXPLOSIONS ON THE SUN: HOW BAD COULD IT BE?, EOS, TRANSACTIONS, AMERICAN GEOPHYSICAL UNION, VOLUME95, ISSUE24, PP. 201-202 (2014)

SEGAN, C. & MULLEN, G.: EARTH AND MARS: EVOLUTION OF ATMOSPHERES AND SURFACE TEMPERATURES, SCIENCE, VOL. 177, ISSUE 4043, PP. 52-56 (1972)

SEGURA, A. ET AL.: THE EFFECT OF A STRONG STELLAR FLARE ON THE ATMOSPHERIC CHEMISTRY OF AN EARTH-LIKE PLANET ORBITING AN M DWARF, ASTROBIOLOGY, VOLUME 10, ISSUE 7, PP. 751-771 (2010)

SHIBATA, K. ET AL.: CAN SUPERFLARES OCCUR ON OUR SUN?, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF JAPAN, VOL.65, NO.3, ARTICLE ID.49, 8 (2013)

SHIBAYAMA, T. ET AL.: SUPERFLARES ON SOLAR-TYPE STARS OBSERVED WITH KEPLER. I. STATISTICAL PROPERTIES OF SUPERFLARES, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT, VOLUME 209, ISSUE 1, ARTICLE ID. 5, 13 PP. (2013)

SUN, X. ET AL.: TORUS-STABLE ZONE ABOVE STARSPOTS, MONTHLY NOTICES OF THE ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY IN PRESS (2021)

TAKAHASHI, T. ET AL.: SCALING RELATIONS IN CORONAL MASS EJECTIONS AND ENERGETIC PROTON EVENTS ASSOCIATED WITH SOLAR SUPERFLARES, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, VOLUME 833, ISSUE 1, ARTICLE ID. L8, 6 PP. (2016)

TAKAHASHI, T. & SHIBATA, K.: SHEATH-ACCUMULATING PROPAGATION OF INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTION, THE ASTROPHYSICAL JOURNAL LETTERS, VOLUME 837, ISSUE 2, ARTICLE ID. L17, 8 PP. (2017)

TILLEY, M. A. ET AL.: MODELING REPEATED M DWARF FLARING AT AN EARTH-LIKE PLANET IN THE HABITABLE ZONE: ATMOSPHERIC EFFECTS FOR AN UNMAGNETIZED PLANET, ASTROBIOLOGY, VOLUME 19, ISSUE 1, 2019, PP.64-86(2019)

TORIUMI, S. & WANG, H.: FLARE-PRODUCTIVE ACTIVE REGIONS, LIVING REVIEWS IN SOLAR PHYSICS, VOLUME 16, ISSUE 1, ARTICLE ID. 3, 128 PP. (2019)

UUSITALO, J. ET AL.: SOLAR SUPERSTORM OF AD 774 RECORDED SUBANNUALLY BY ARCTIC TREE RINGS, NATURE COMMUNICATIONS, VOLUME 9, ID. 3495 (2018)

USOSKIN, I, G.: THE AD775 COSMIC EVENT REVISITED: THE SUN IS TO BLAME, ASTRONOMY & ASTROPHYSICS, VOLUME 552, ID.L3, 4 PP. (2013)

Usoskin, I. G.: A history of solar activity over millennia, Living Reviews in Solar Physics, Volume 14, Issue 1, article id. 3, 97 pp. (2017)

Usoskin, I. G., & Kovaltsov, G. A.: Mind the gap: New precise 14C data indicate the nature of extreme solar particle events. Geophysical Research Letters, 48, e2021GL094848. (2021)

Veronig, A. M. et al.: Indications of stellar coronal mass ejections through coronal dimmings, Nature Astronomy, Volume 5, p.697-706 (2021)

Vida, K. et al.: The quest for stellar coronal mass ejections in late-type stars. I. Investigating Balmer-line asymmetries of single stars in Virtual Observatory data, Astronomy & Astrophysics, Volume 623, id.A49, 14 pp. (2019)

Watanabe, K. et al.: Characteristics that Produce White-light Enhancements in Solar Flares Observed by Hinode/SOT, The Astrophysical Journal, Volume 850, Issue 2, article id. 204, 13 pp. (2017)

Wright, N. J.: The Stellar-activity-Rotation Relationship and the Evolution of Stellar Dynamos, The Astrophysical Journal, Volume 743, Issue 1, article id. 48, 16 pp. (2011)

Yamashiki, Y. et al.: Impact of Stellar Superflares on Planetary Habitability, The Astrophysical Journal, Volume 881, Issue 2, article id. 114, 24 pp. (2019)

3.4.2. 歴史に刻まれた巨大宇宙天気現象

早川　尚志（大阪大学/ラザフォード・アップルトン研究所）
海老原　祐輔（京都大学）
（2019 年 10 月 16 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

3.4.2.1 序論

太陽面での爆発の内でも極端に大きなものがしばしば激甚宇宙天気災害を引き起こし、電力網や通信網、人工衛星といった各種近代インフラに甚大な影響を及ぼすことは既に第 1 章や第 2 章 3 節で論じられた通りである。とりわけ、観測史上最大とされるキャリントン・イベント（Tsurutani et al. 2003; Cliver and Dietrich 2013）に相当する極端宇宙天気現象が今日発生した場合、現代社会の依拠する各種インフラへの影響は甚大なものになると評価されている（Baker et al. 2008）。ロンドンのロイズ保険組合の報告書はこのような宇宙天気現象の脅威について「長きにわたる電力供給の喪失は社会を 19 世紀の慣習へ逆戻りさせかねない」と警鐘を鳴らしている（Hapgood 2010）。

幸いこのような極端宇宙天気現象の発生頻度は低く、統計的な検討から 100 年に一度程度と評価する研究が多い（Riley et al. 2018）。一方でこのような低い発生頻度は極端宇宙天気現象を定量的に検討する上で大きな障壁となっている。太陽面上の爆発現象やその結果生じる磁気嵐について体系的なデータベースが整備されているのは直近の半世紀強に過ぎないからである。そのため、キャリントン・イベントのような低頻度の極端宇宙天気現象を理解するためには、極端宇宙天気現象の代替データによる長期的な調査を行う必要がある。

過去の宇宙天気現象の研究にあたって注目すべきは太陽爆発の発生源となる太陽黒点の観測記録、その結果生じた磁気嵐を記録した地磁気観測記録、そして磁気嵐の際に生じるオーロラの観測記録である。磁気嵐の規模は Dst 指数の最大振幅によって直接的に評価されることが多い。Dst 指数は中緯度の 4 観測所で測定された地磁気変動の平均で（e.g., Sugiura and Kamei 1991）、近代的な地磁気観測が無い期間については Dst 指数を求めることはできない。オーロラオーバルは磁気嵐の規模が大きくなると低緯度に移動し（Akasofu 1964）、オーロラオーバルの低緯度境界の磁気緯度は Dst 指数とよい相関があることが経験的に知られている（Yokoyama et al. 1998）。この関係を利用すると、オーロラオーバルの低緯度境界から磁気嵐の規模を推定することができる。

本節ではオーロラの記録や黒点スケッチに基づいて復元した過去の宇宙天気現象についての最近の成果を紹介する。

3.4.2.2 キャリントン・イベント

観測史上最大級の宇宙天気現象は 1859 年 9 月のキャリントン・イベントと考えられる。9 月 1 日の観測史上初の白色光フレア（Carrington, 1859; Hodgson, 1859）から遅れること 17.6 時間後、大規模な磁気擾乱と低緯度オーロラが発生した。この際、ボンベイで −1600 nT に及ぶ地磁気水平成分の擾乱が観測され（Tsurutani et al., 2003）、ホノルルに至るまでオーロラが観測されたことから（Chapman, 1957）、しばしばこの宇宙天気現象は観測史上最大の宇宙天気現象として考えられている（e.g., Tsurutani et al. 2003; Cliver and Dietrich 2013）。

一方、キャリントン・イベントが発生した 1859 年は現代機器観測の始まりよりも相当前のことである。それ故、当該イベントの規模推定にばらつきがある点は注意が必要である。キャリントン・イベントのフレアの X 線強度は、太陽面爆発時の X 線到達による電離層の電気伝導度変化によって生じる SFE（solar flare effect）の振幅によって推定されてきた。イギリスのグリニッジやキュー観測所で計測された SFE に伴う水平成分の振幅が ≈110 nT に及ぶことから（図 1）、キャリントン・フレアの X 線強度は 2003 年 11 月に発生した巨大フレアとの比較で当初 > X10 と推定され（Cliver and Svalgaard 2004）、その後さらなるフレア X 線強度と SFE の統計的比較検討によって ≈ X45 と推定されている（e.g., Boteler 2006; Cliver and Dietrich 2013; Curto et al. 2016）。

図 1. キャリントン・イベント時のキュー観測所の SFE と磁気嵐（Bartels, 1937）

磁気嵐は中低緯度の地磁気水平成分が数日間にわたり減少することで認識され、その規模は中低緯度で測定した地磁気水平成分の振幅により評価される。現在、キャリントン・イベント時に中低緯度で測定された地磁気水平成分のデータとしてはボンベイで得られたものが唯一のものとされている。数日間にわたる地磁気の減少は主に地球を取り囲むように流れる赤道環電流が発達することでおこる。赤道環電流という名から想像される構造とは異なり、その分布は軸対称ではなく、夜側で強く昼側で弱いという地方時依存性を示している（Ebihara et al., 2002; Le et al., 2004）。ボンベイでの測定によると、キャリントン・イベント時における地磁気水平成分の変動は最大で−1600 nT にも及ぶ（Tsurutani et al., 2003）。−1600 nT もの地磁気変動が中低緯度で測定されることは極めて珍しく、その原因をめぐっては赤道環電流であるという考え（Tsurutani et al., 2003）と電離圏電流によるという考え（Kamide and Akasofu, 2004）があり対立している。もしボンベイで記録された地磁気の減少の原因が赤道環電流であるならば、ボンベイが昼側に位置していたことと赤道環電流の地方時依存性を考慮

すると最小 Dst 値は−1760 nT になる可能性が指摘されている（Tsurutani et al., 2003）。ただし Dst 値は 1 時間値であるという定義に従うと、最小 Dst 値は−900 (+50, −150) nT になるとの推定もある（e.g., Siscoe et al. 2006; Gonzalez et al. 2011; Cliver and Dietrich 2013）。同時代の地磁気観測データは幾つかあるが、その多くは振り切れていることから、当時の電流系の全容を明らかにすることは容易でない。ボンベイの地磁気変化に局所的な電流系の影響が混在している可能性があり、今後も実際の観測データに基づく議論が必要である（e.g., Love et al. 2019a, 2019b）。

磁気嵐がおこるとオーロラオーバルが拡大することが知られ（Akasofu 1964）、その低緯度境界の磁気緯度と Dst 指数の間にはよい対応関係があることが知られている（Yokoyama et al. 1998）。キャリントン・イベント時の低緯度オーロラの低緯度境界は Loomis（1860）などによる同時代の研究以来、盛んに論じられてきた。オーロラの可視範囲はホノルルやサンティアゴの記録に基づいて磁気緯度（MLAT）にして 23°（Tsurutani et al. 2003）、或いはカリブ海の航海記録に基づいて当該イベント時のオーロラ可視範囲が 18°まで及んだとされている（Green and Boardsen 2006）。その後検討された東半球やメキシコの一連の記録も合わせて、キャリントン・イベント時のオーロラ可視範囲は図 2 の様になる（Hayakawa et al. 2019e）。この記録からオーロラオーバルの低緯度境界を復元するためにはオーロラ観測地点の磁気緯度だけでなく仰角も検討する必要がある（図 3）。地球磁場を双極子磁場で近似し、赤色オーロラの上端高度を 400 km と仮定すると（Roach et al. 1960; Ebihara et al. 2017）、仰角情報が含まれるホノルルの記録からオーロラオーバルの低緯度境界の不変磁気緯度（invariant latitude, 以下 ILAT）は 28.5°/30.8°と見積もることができる（Hayakawa et al. 2018e, 2019e）。ただし、ホノルルの記録には日付の不定性があり、注意を要する。不変磁気緯度は磁力線に沿って一定で、双極子磁場のもとでは磁力線と地表が交わる地点の磁気緯度と合致する。荷電粒子は磁力線に沿って動きやすいという性質があることから、地球磁場に捕捉された荷電粒子やその結果として生じるオーロラの分布を調べる上で有用である。

図 2. キャリントン・イベント時（1859 年 9 月 1/2 – 2/3 日）周辺のオーロラ可視範囲（Hayakawa et al., 2019e）。青点は既知の観測地点、赤点は Hayakawa et al.（2019e）によって追加された地点を示す。黒のコンターは磁気緯度を表す。

図 3. オーロラ可視範囲とオーロラオーバルの低緯度境界（Hayakawa et al., 2018e）。λ_0, λ, Λ, a, h, β はそれぞれ観測者の磁気緯度、オーロラ上端の磁気緯度、不変磁気緯度（ILAT）、地球半径、オーロラ上端の高さ、観測者から見たオーロラ上端の仰角である。

このようにキャリントン・イベントは少なくともフレアの X 線強度（≈ X45）、磁気嵐規模（Dst ≈ −900 (+50, −150) nT）、オーロラオーバルの低緯度境界（≈30.8° ILAT）と定量的に復元され、史上最大規模の宇宙天気現象と位置付けられている（Tsurutani et al. 2003; Cliver and Dietrich 2013; Hayakawa et al. 2018e）。この他、キャリントン・イベントはグリーンランド氷床コアの窒素酸化物濃度から史上最大級の SEP イベントと考えられたこともあったが（McCracken et al. 2001; Smart et al. 2006）、同年代の 10Be 同位体比や他の氷床コアの窒素酸化物濃度との比較検討の結果、現在ではこの推定には疑義が呈されている（Usoskin and Kovaltsov 2012; Wolff et al. 2012; Schrijver et al. 2012）。

この当時の太陽面の様子は特に Carrington（1859）の部分的な黒点スケッチから知られているが、Carrington 本人を含めた同時代の複数の観測者の黒点スケッチの多くは各地の文書館に未公刊史料として所蔵されている（図 4）。これらのスケッチの分析から、キャリントン・イベントを起こした黒点が 8 月 28 日は太陽の東のリムに現れ、8 月 31 日から 9 月 1 日にかけて太陽面の中央を通過し、9 月 7 日頃に太陽の西のリムを越していったことが明らかになる。8 月末の宇宙天気現象時の黒点の位置は必ずしも地球向けの CME を起こしやすい場所にはなかったが、9 月 1 日のフレア時点ではちょうど地球の正面に巨大黒点が来ていたため、CME が地球を直撃しやすい位置にあった点は特筆に値する（Hayakawa et al. 2019e）。

図 4. キャリントン・イベント時のキャリントン直筆の黒点スケッチ（英国王立天文学会蔵）。リムとコントラストを強調し、投影法の方向を補正してある（Hayakawa et al. 2019e）。

3.4.2.3 近代観測に捉らえられた極端宇宙天気現象

一方でキャリントン・イベントが近代観測中にどの程度特異な宇宙天気現象だったかについては、依然慎重な議論が必要になる。既に近年、いくつかキャリントン・イベントの「なり損ない」が報告されているためである。2012 年 7 月に巨大な CME が地球とは反対方向に放出されたことは記憶に新しいが、この CME が地球に衝突した場合、地軸及び地磁気極の向きによっては Dst ≈ −1182 nT に及ぶ極端磁気嵐が発生した可能性が指摘される（Baker et al., 2013; Ngwira et al., 2013）。また、1972 年 8 月の史上最速の CME は地球磁気圏に 14.6 時間で到達したが（Russel et al., 2013）、この時は CME の磁場が北向き気味だったことなどもあって磁気嵐規模は Dst ≈ −125 nT と慎ましやかなものに留まった（Tsurutani et al. 2003; Knipp et al. 2018）。

近代観測に基づき、キャリントン・イベントはどの程度特異だったのか考えてみたい。幸い地磁気変動やオーロラの体系的な近代観測は 1830 年代には始まっており（e.g., Chapman and Bartels 1940）、2 世紀弱の時間幅で検討を行うことが可能である。興味深いことに Chapman（1957）は 1859 年 9 月のキャリントン・イベントの他に、1872 年 2 月にボンベイで、1909 年 9 月にシンガポールで、1921 年 5 月にサモアでオーロラが見えたことを指摘し、これら三つの宇宙天気現象をキャリントン・イベント同様に “outstanding aurora” と位置付けている。これらの観測地点はいずれも磁気緯度が 20°を下回ることから、オーロラ可視範囲やオーロラオーバルの赤道側境界、各々の磁気嵐の規模について議論が行われた（e.g., Hayakawa et al. 2019e）。

1872 年 2 月 4 日の磁気嵐は太陽サイクル 11 の極大からの下降期に差し掛かるあたりで発生した。オーロラはボンベイ以外では北インド、西ヨーロッパ、インド洋、中東、南北アフリカ、東アジアなど磁気緯度 ≈ 19° に至るまでの各地で観測された（Silverman 2008; Hayakawa et al. 2018d）。ボンベイの磁気緯度は 10°程度で、この中でも際立って低緯度側に位置する一方、オーロラ記録の記述は精密で、Silverman（2008）は磁気嵐に関係したオーロラと独立して sporadic aurora がボンベイで観測された可能性を指摘した。一方で、東アジアのオーロラ記録の分析の結果、オーロラが上海（磁気緯度 ≈ 20°）で天頂まで広がっていたことが判明し、インド側でも同程度にオーロラオーバルが広がっていたと仮定すると、ボンベイでも地平線から仰角にして 10–15°程度に至るまでオーロラが広がっていた可能性が指摘される（Hayakawa et al. 2018d）。このオーロラ観測はボンベイで磁気擾乱がピークに達していた時期と合致し、観測記録から磁気擾乱は < -830 nT 程度に至っていたと考えられる。

1909 年 9 月の 25 日の宇宙天気現象は太陽サイクル 14 の下降期に発生した。この宇宙天気イベントにまつわるフレアは 11–12.5 時（UT）に発生し、白色光フレアや SFE として英国各地の観測者に記録された（Lockyer 1909; Hayakawa et al. 2019a; Love et al. 2019a）。このフレアに伴う CME は、その 24.75 時間後に地磁気擾乱を引き起こした。フレアの伝播時間や SFE の振幅からこのフレアの規模は ≥X10 と推定されている（Hayakawa et al. 2019a）。また、この磁気嵐の規模はモーリシャス、サンフェルナンド、ヴィエケス、アピアの磁力観測に基づいて Dst≈−595 nT と復元されている（Love et al. 2019a）。この磁気嵐の主相から回復相にかけて夜側に位置していた日本やオーストラリアでオーロラが広く観測され、北海道でオーロラが天頂に見えた他、松山では仰角 30°までオーロラが観測されたことから、オーロラオーバルの低緯度境界は 32° ILAT 程度と復元されている（Hayakawa et al. 2019a）。

1921 年 5 月 14/15 日の宇宙天気現象は太陽サイクル 15 の下降期終盤、太陽赤道近くに現れた巨大黒点によって引き起こされた（Newton 1948）。この磁気嵐にまつわるフレアのタイミングには諸説あるが（Lefèvre et al. 2016; Love et al., 2019b）、5 月 12–20 日の間に六つの地磁嵐急始（SSC, sudden storm commencement）が記録されていることから（Newton 1948）、この当時複数のフレアに際して放出された一連の CME が惑星間空間を一掃し、巨大磁気嵐の発生しやすい状況を作っていた可能性がある（Love et al. 2019b）。この内、5 月 14/15 日に生じた磁気嵐はとりわけ大規模で、南太平洋のサモア島に至るまでオーロラが見え（Silverman and Cliver 2001）、ニューヨークなどでの電話線障害や鉄道駅での火事などとの関係が議論されている（Hapgood 2019; Love et al. 2019b）。この磁気嵐の規模はアピア、ワゼルー、サンフェルナンド、ヴァスラスの磁力観測に基づいて Dst≈−907 ± 132 nT（Love et al., 2019b）、オーロラオーバルの低緯度境界はアピアの観測記録に基づいて 27.1° ILAT（Hayakawa et al., 2019f）と推定されている。

このような極端宇宙天気現象と 1989 年 3 月の極端宇宙天気現象の磁気嵐規模とオーロラ低緯度境界を表 1 にまとめた。キャリントン・イベントは少なくとも推定した Dst とオーロラオーバルの低緯度境界の点では、あくまで 1872 年 2 月や 1921 年 5 月の極端宇宙天気現象に相当する程度のもので、観測史上最大の突出した巨大イベントではあったとは言いがたい。

表 1. 近代観測中の宇宙天気現象のオーロラ可視範囲及びオーロラオーバルの低緯度境界（絶対値）と磁気嵐の規模推定値（Hayakawa et al. 2019f）。磁気嵐の規模推定値の内、*が付されているものは、低緯度の 4 観測所の平均値ではなく、ボンベイの磁力観測に基づく推定値による。

日付			オーロラ可視範囲	オーロラオーバル	磁気嵐規模
年	月	日	低緯度境界（MLAT）	低緯度境界（ILAT）	（Dst: nT）
1859	8	28/29	20.2	36.5	≥ −484*
1859	9	1/2	20.5/21.8	28.5 / 30.8	≈ −850-−1050*
1872	2	4	10.0 / 18.7	24.2	< −830*
1909	9	25	10.0 / 23.1	31.6	−595
1921	5	14/15	16.2	27.1	−907 ± 132
1989	3	13/14	29	35 / 40.1	−589

3.4.2.4. 近代観測と歴史文献の狭間に記録された極端宇宙天気現象

近代観測（1830 年代〜）の時間幅を越えて過去の宇宙天気現象を検討する場合、手がかりになるのは年輪や氷床コア中の放射性同位体比の変動や歴史文献中のオーロラ・黒点記録である（e.g., Vaquero and Vázquez 2009; Usoskin 2017）。この内前者は SEP の同定（e.g., Beer et al. 2012; Usoskin and Kovaltsov 2012; Barnard et al. 2018）に用立てられるが、歴史文献もオーロラ記録による CME の同定（e.g., Willis and Stephenson 2000; Hayakawa et al. 2017a, 2017b）、黒点記録による出発点としての巨大黒点の同定などの面で重要になる（e.g., Willis and Stephenson 2001; Willis et al. 2005; Hayakawa et al. 2017e）。

このような宇宙天気現象の内、特に太陽黒点の近代観測が始まった 1610 年以降に記録されたものは、歴史文献と近代観測を照合しつつ検討を行うことが可能である。例えば 1859 年 9 月や 1872 年 2 月に発生した宇宙天気現象の際には東アジアでもオーロラが観測され、「赤氣」「白氣」「赤光」などの形で記録されている（Willis et al. 2007; Hayakawa et al. 2016b, 2018d）。また 1769 年 11 月や 1917 年 2 月に出現した巨大黒点は「黒子」「黒氣」などとして記録されている（Willis et al. 1996a, 2018; Hayakawa et al. 2019c）。

以上のような用語を手掛かりに歴史文献を調べると、地磁気変動の近代観測が始まる以前の極端宇宙天気現象がいくつか浮上してくる。その内代表的なものは 1770 年 1 月、9 月及び 1730 年 2 月に記録された宇宙天気現象であろう。1770 年 1 月にはイベリア半島やカナリア諸島に及ぶまでオーロラが観測され、同時期に黒点数のピークの見られる点が指摘されている（Schröder 2010; Carrasco et al. 2018）。

同年 9 月には東アジア一帯でオーロラが 9 晩近く連続して記録され、その可視範囲は南北半球で各々洞庭湖（18.9° MLAT）やティモール沖（−20.5° MLAT）に及んでいる（図 5; Willis et al. 1996b;

Hayakawa et al. 2017e)。また、9 月 17 日のオーロラは月夜のように明るいとも記述されたが、この原因は低エネルギーの電子が大量に降下した結果だと考えられる（Ebihara et al. 2017)。9 月 17 日のオーロラの低緯度境界の復元については依然議論があり（Ebihara et al. 2017; Kataoka and Iwahashi 2017)、今後当時の星座の位置や同時代に基づいて更に慎重な議論を行う必要がある。当時の太陽表面に目を転じると、独ニュルンベルクのシュタウダッハ（J. C. Staudach; Arlt 2008）の黒点スケッチに巨大黒点が記録されており、この巨大黒点が一連の極端宇宙天気現象を引き起こしたと考えられる（Hayakawa et al. 2017e; 図 5)。

図 5. 1770 年 9 月 17 日に名古屋で観測されたオーロラ（国立国会図書館蔵）と同 9 月 16 日の黒点スケッチ（Potsdam AIP 所蔵）

1730 年 2 月にも東アジア一帯でオーロラが観測され、京都（25.4° MLAT）までオーロラが観測されたことが記録されている。同時代の黒点スケッチの検討の結果、1730 年前半に黒点数が大きく盛り上がっていることが確認されており、当時太陽活動が相当に活発になっていたことが窺える（Hayakawa et al. 2018c)。

3.4.2.5 歴史文献で遡る宇宙天気現象の歴史

このように、過去の宇宙天気現象は歴史文献にオーロラ記録として記録されることがあり、磁気嵐の規模推定の手がかりになる。このような歴史文献はとりわけ、より低頻度で大規模な宇宙天気現象の検討を行う上で重要である。例えば、近年の年輪や氷床コアの放射性同位体比の分析から、前 660 年、774/775 年、992/993 – 993/994 年に観測史上最大級の宇宙線イベントが確認されており、観測史上類を見ない極端な SEP を伴った大規模な宇宙天気現象が発生したことが指摘されている（e.g., Miyake et al. 2012, 2013; Usoskin et al. 2013; Mekhaldi et al. 2015; Büntgen et al. 2018; Uusitalo et al. 2018; 3.4.1 章参照)。一方でこれらの極端宇宙天気現象はいずれも地磁気（1830 年代～）や太陽黒点（1610 年～）の

近代観測の始まり（Chapman and Bartels 1940; Owens 2013; Clette et al. 2014）の遥か以前に発生しており、周囲の宇宙天気現象の調査には近代観測以前の歴史文献を当たる必要がある。

歴史文献に記録されたオーロラ記録は、前 6 世紀まで日付単位で遡ることが可能である。現状日付単位で記録されたものとしてはバビロン天文日誌に記録された前 567 年 3 月 12/13 日のオーロラ記録が現存最古であると考えられる（Stephenson et al. 2004; Hayakawa et al. 2016c; 図 6a）。これに対し、聖書のエゼキエルの幻視を最古のオーロラ記録とする説もあるが（e.g., Siscoe et al. 2002; Silverman 2006）、依然慎重な文献学的精査が必要である。解釈の当否はさておき、この幻視の日付は記述を信用するなら、前 594 年 7 月 12/13 日もしくは前 593 年 7 月 30/31 日に比定される（Hayakawa et al. 2019f）。

なお、既に前 7 世紀からアッシリアでは占星術のための天文観測が行われており（Hunger 1992）、その中には少なくとも 3 点オーロラを思わせる記述が見受けられる（図 6b）。これらの占星術観測で日付が厳密に記録されているものは少ないが、当該の記録群については観測した学者の活躍年代から各々、前 679 – 655 年、前 677 – 666 年、前 679 – 670 年と観測年代を絞り込むことが可能である（Hayakawa et al. 2019f）。

一方オーロラの図像史料は現状 771/772 年の『ズークニーン年代記』のヴァティカン写本（MS Vat.Sir.162; 図 6c）の図像が現存最古と考えられる。一般に図像の模写は黒点スケッチの例にも見える通り文字記録の模写以上に困難なため（Hayakawa et al. 2018a; Fujiyama et al. 2019）、図像が自筆か複写か、はたまた伝聞によるものかについては慎重な検討を要する（Hayakawa et al. 2017b）。

a)

b)

c)

図 6. 現存世界最古のオーロラ記録と図像史料：(a) 前 567 年の『バビロン天文日誌』のオーロラ記録の模写、(b) 前 679 – 655 年のアッシリア占星術レポートの模写（Hayakawa et al. 2019f）、(c) 771/772 年、773 年 6 月の『ズークニーン年代記』のオーロラ図像（MS Vat.Sir.162, courtesy of Biblioteca Apostolica Vaticana; 三津間・早川 2017）

オーロラと同様に黒点についても肉眼で観測された巨大黒点の記録が歴史文献中に散見される。現状、肉眼黒点の観測記録は少なくとも前 165 年の漢の記録まで遡ると考えられる（Yau and Stephenson 1988; Vaquero and Vázquez 2009; c.f., Bicknell 1967）。前近代の肉眼黒点観測の大多数は東アジアで記録されているが、少数ながら東アジア以外での記録が残っていることもある（Yau and Stephenson 1988; Vaquero and Vázquez 2009; Hayakawa et al. 2017c）。実際に現存最古の黒点図像はイングランドの『ウースター年代記』（MS Oxford CCC 157）に記録された 1128 年 12 月 8 日のもので（図 7）、『高麗史』に記録された 5 日後の赤氣の記録との比較から、大規模な宇宙天気現象を起こしたと考えられている（Willis and Stephenson 2001）。

図 7. 現存史上最古の黒点画像（MS 157, courtesy of Oxford Corpus Christi College）

3.4.2.6 歴史文献に記録された宇宙天気現象

このように、歴史文献の黒点記録やオーロラ記録を精査すると、宇宙天気現象を過去 20 世紀以上に亘って復元することが可能である。

774/775 年の宇宙線イベント（Miyake et al. 2012）の前後ではメソポタミア北部のアミダで 771/772 年と 773 年 6 月にオーロラが見えたことが先述のズークニーン年代記に記録されている他（Hayakawa et al. 2017b）、776 年にイングランドや中国で見られたオーロラを思わせる記述がアングロサクソン年代記や舊唐書・新唐書に記録されている（Usoskin et al. 2013）。このような歴史上のオーロラ様現象の記録にはしばしば大気光学現象が混入していることがあるので（Usoskin et al. 2017）、近代観測との慎重な比較検討が必要になる（Hayakawa et al. 2019b; Stephenson et al. 2019）。これらの記録は 774/775 年の宇宙線イベントの発生時期と必ずしも合致しないが（Büntgen et al. 2018）、少なくとも前後の活発な太陽活動を示唆していると考えられる（e.g., Usoskin et al. 2013）。

992/993 – 993/994 年の宇宙線イベント（Miyake et al. 2012）周辺では特に 992 年末から 993 年初頭にかけてオーロラ記録が集中的に見受けられ、992 年 10 月 21 日にザクセン、992 年 12 月 26 日にザクセンとアルスター、992 年 12 月～翌 1 月に高麗でオーロラが記録されている。これらの記録と宇宙線イベントとの関係は依然熟考を要するが、774/775 年周辺のオーロラ記録と同様、周囲での活発な太陽活動を裏付けるものと考えられる。

太陽活動が活発な際は、2003 年 10 月のハロウィーン・イベントや 1921 年 5 月の磁気嵐のように CME がしばしば連続して地球磁気圏に到達し（Newton 1948; Gopalswamy et al. 2005; Love et al. 2019b）、オーロラが数日続いて観測されることもある。本邦でも特に 1204 年 2 月 21–23 日の 3 晩に亘って「赤氣」が平安京周辺で観測されたことが『御室相承記』や『明月記』に記録されていることはしばしば議論されていた（神田 1933; 斉藤 1999）。同 2 月 21 日、中国側で肉眼黒点が『宋史』に記録されていたことから、Willis et al.（2005）はこの当時巨大黒点から複数の CME が放出され、強烈な磁気嵐が 3 晩に亘って続いたことを指摘している。この現象は近年の研究で再度注目を浴びつつある（Kataoka et al. 2017）。

同様のことが 1582 年 3 月にも発生しており、3 月 6–8 日に西欧一帯で、最終日の 8 日にはより磁気緯度の低い東アジア一帯でもオーロラが観測された（Hattori et al. 2019）。この宇宙天気現象時のオーロラオーバルの低緯度境界から Dst 値を推測すると−600 nT を下回るほどになり、1909 年 9 月や 1989 年 3 月の極端磁気嵐に匹敵すると考えられる。

3.2.4.7 結論

以上、本節では歴史上の巨大宇宙天気現象について概観した。1859 年 9 月のキャリントン・イベン

トは同時代の磁力観測やオーロラ記録、フレア、磁気嵐規模、オーロラの広がりなどの面で観測史上最大の宇宙天気現象と評価されていたが、1872 年、1921 年などの宇宙天気現象を近代観測から復元すると、これらも少なくとも磁気嵐規模やオーロラの広がりの面ではキャリントン・イベントと匹敵するものであったことが明らかになった。このような宇宙天気現象について国際地球観測年（1957 年）以前のものは必ずしも定量的な評価が進んでいるわけではないので、今後さらなる復元研究が必要になる。

また、近代観測の時間幅を越えて宇宙天気現象の復元研究を行う場合、年輪や氷床コアの放射性同位体比に加えて、歴史文献中のオーロラ記録や黒点記録が特に過去の CME について手がかりをもたらすことがある。現状オーロラや黒点の記録は図像資料で過去 9–12 世紀、文字記録で過去 22–27 世紀近く遡るので、近代観測と歴史文献をつなぐことで、さらなる長期スパンでの極端宇宙天気現象の事例を追うことが可能となる。この様な過去の宇宙天気現象の定量的復元と現在の理論研究の照合は太陽地球系の長期変動を知るうえで重要であり、今後の発展が期待される。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP15H05816, JP15H05812, JP15H03732, JP16H03955, JP15H05815, JP17J06954 の助成を受けたものです。本論の執筆にあたり、三宅芙沙先生と三津間康幸先生に多大なご助言を賜りましたこと御礼申し上げます。本論で用いた図版は英国王立天文学会、大英博物館、ヴァティカン教皇庁図書館、オックスフォード・コーパス・クリスティ・カレッジ、国立国会図書館などにて撮影、あるいは同館から提供された図版に基づきます。ここに記して謝意を表明いたします。

参考文献

Akasofu, S.: The latitudinal shift of the auroral belt, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 1167-1174, 1964.

Arlt, R.: Digitization of Sunspot Drawings by Staudacher in 1749-1796, *Solar Physics*, **247**, 399-410 (2008)

Baker, D. N., *et al*.: *Severe Space Weather Events— Understanding Societal and Economic Impacts*, Washington DC, National Academies Press, (2008).

Baker, D. N., *et al*.: A major solar eruptive event in July 2012: Defining extreme space weather scenarios, *Space Weather*, **11**, 585-591 (2013).

Barnard, L., McCracken, K. G., Owens, M. J., Lockwood, M.: What can the annual 10Be solar activity reconstructions tell us about historic space weather? *Journal of Space Weather and Space Climate*, **8**, A23 (2018).

Bartels, J.: Solar eruptions and their ionospheric effects—A classical observation and its new interpretation, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **42**, 235-239 (1937)

Beer, J., McCracken, K., von Steiger, R.: *Cosmogenic Radionuclides*, Berlin, Springer (2012).

Bicknell, P. J.: Did Anaxagoras observe a sunspot in 467 B.C.? *Isis*, **59**, 87 – 90 (1967).

Boteler, D. H.: The super storms of August/September 1859 and their effects on the telegraph system, Advances in Space Research, **38**, 159-172 (2006).

Büntgen, U., *et al*.: Tree rings reveal globally coherent signature of cosmogenic radiocarbon events in 774 and 993 CE, *Nature Communications*, **9**, 3605 (2018).

Carrasco, V. M. S., Aragonès, E., Ordaz, J., Vaquero, J. M.: The Great Aurora of January 1770 observed in Spain, History of Geo- and Space Sciences, **9**, 133-139 (2018).

Carrington, R. C.: Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **20**, 13-15 (1859).

Chapman, S., Bartels, J.: *Geomagnetism, Vol. I: Geomagnetic and Related Phenomena*, London: Oxford Univ. Press (1940).

Chapman, S.: The Aurora in Middle and Low Latitudes, *Nature*, **179**, 7-11 (1957).

Clette, F., Svalgaard, L., Vaquero, J. M., Cliver, E. W.: Revisiting the Sunspot Number. A 400-Year Perspective on the Solar Cycle, *Space Science Reviews*, **186**, 35-103 (2014).

Cliver, E. W., Dietrich, W. F.: The 1859 space weather event revisited: limits of extreme activity, *Journal of Space Weather and Space Climate*, **3**, A31 (2013).

Cliver, E. W., Svalgaard, L.: The 1859 Solar-Terrestrial Disturbance And the Current Limits of Extreme Space Weather Activity, Solar Physics, **224**, 407-422 (2004).

Curto, J. J., Castell, J., Del Moral, F.: Sfe: waiting for the big one, Journal of Space Weather and Space Climate, **6**, A23 (2016).

Ebihara, Y., *et al*.: Statistical distribution of the storm-time proton ring current: POLAR measurements, *Geophys. Res. Lett*., **29**, 1969 (2002).

Ebihara, Y., *et al*.: Possible Cause of Extremely Bright Aurora Witnessed in East Asia on 17 September 1770, *Space Weather*, **15**, 1373-1382 (2017).

Fujiyama, M., *et al*.: Revisiting Kunitomo's Sunspot Drawings During 1835 - 1836 in Japan, *Solar Physics*, **294**, 43 (2019).

Gonzalez, W. D., *et al*.: Interplanetary Origin of Intense, Superintense and Extreme Geomagnetic Storms, *Space Science Reviews*, **158**, 69-89 (2011).

Gopalswamy, N., *et al*.: Coronal mass ejections and other extreme characteristics of the 2003 October-November solar eruptions, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **110**, A9, A09S15 (2005).

Green, J. L., Boardsen, S.: Duration and extent of the great auroral storm of 1859, *Advances in Space Research*, **38**, 130-135 (2006).

Hapgood, M. A.: *Space Weather: Its impact on Earth and implications for business*, Lloyd's, London (2010).

Hapgood, M. A.: The Great Storm of May 1921: An Exemplar of a Dangerous Space Weather Event, *Space Weather*, **17**, 950-975 (2019).

Hattori, K., Hayakawa, H., Ebihara, Y.: Occurrence of great magnetic storms on 6-8 March 1582, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **487**, 3, 3550–3559 (2019).

Hayakawa, H., *et al*.: East Asian observations of low latitude aurora during the Carrington magnetic storm. *Publications of Astronomical Society of Japan*, **68**, 99 (2016b).

Hayakawa, H., *et al*.: Earliest datable records of aurora-like phenomena in the astronomical diaries from Babylonia. *Earth, Planets, and Space*, **68**, 195 (2016c).

Hayakawa, H., *et al*.: Historical aurora evidences for great magnetic storms in 990s. *Solar Physics*, **292**, 12 (2017a).

Hayakawa, H., *et al*.: The earliest drawings of datable auroras and a two-tail comet from the Syriac Chronicle of Zūqnīn. *Publications of Astronomical Society of Japan*, **69**, 17 (2017b).

Hayakawa, H., *et al*.: Records of Sunspots and Aurora Candidates in the Chinese Official Histories of the Yuán and Míng Dynasties during 1261-1644. *Publications of Astronomical Society of Japan*, **69**, 65 (2017c).

Hayakawa, H., *et al*.: Records of Auroral Candidates and Sunspots in Rikkokushi, Chronicles of Ancient Japan from Early 7th Century to 887, *Publications of Astronomical Society of Japan*, **69**, 86 (2017d).

Hayakawa, H., *et al*.: Long-lasting Extreme Magnetic Storm Activities in 1770 Found in Historical Documents, *The Astrophysical Journal Letters*, **850**, L31 (2017e).

Hayakawa, H., *et al*.: Iwahashi Zenbei's Sunspot Drawings in 1793 in Japan, *Solar Physics*, **293**, 8 (2018a).

Hayakawa, H., *et al*.: A great space weather event in February 1730, *Astronomy & Astrophysics*, **616**, A177 (2018c).

Hayakawa, H., *et al*.: The Great Space Weather Event during 1872 February Recorded in East Asia, *The Astrophysical Journal*, **862**, 15 (2018d).

Hayakawa, H., *et al*.: Low-Latitude Aurorae during the Extreme Space Weather Events in 1859, *The Astrophysical Journal*, **869**, 57 (2018e).

Hayakawa, H., *et al*.: The Extreme Space Weather Event in September 1909, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **484**, 3, 4083-4099 (2019a).

Hayakawa, H., *et al*.: The Celestial Sign in the Anglo-Saxon Chronicle in the 770s: Insights on Contemporary Solar Activity. *Solar Physics*, **294**, 42 (2019b).

Hayakawa, H., *et al*.: A Comparison of Graphical Records in the East and the West, *Solar Physics*, **294**, 95 (2019c).

Hayakawa, H., *et al*.: Temporal and Spatial Evolutions of a Large Sunspot Group and Great Auroral Storms around the Carrington Event in 1859, *Space Weather* (2019e), DOI: 10.1029/2019SW002269.

Hayakawa, H., Mitsuma, Y., Ebihara, Y., Miyake, F.: The Earliest Candidates of Auroral Observations in Assyrian Astrological Reports: Insights on Solar Activity around 660 BCE, *The Astrophysical Journal Letters*, **884**, L18 (2019f).

Hodgson, R.: On a curious Appearance seen in the Sun, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **20**, 15-16 (1859).

Hunger, H.: *Astrological reports to Assyrian kings*, Helsinki, Helsinki University Press (1992).

Kataoka, R., Iwahashi, K.: Inclined Zenith Aurora over Kyoto on 17 September 1770: Graphical Evidence of Extreme Magnetic Storm, *Space Weather*, **15**, 1314-1320 (2017).

Kataoka, R., *et al*.: Historical space weather monitoring of prolonged aurora activities in Japan and in China. *Space Weather*, **15**, 392-402 (2017).

Knipp, D. J., Fraser, B. J., Shea, M. A., Smart, D. F.: On the Little-Known Consequences of the 4 August 1972 Ultra-Fast Coronal Mass Ejecta: Facts, Commentary, and Call to Action, *Space Weather*, **16**, 1635-1643 (2018).

Korte, M., Constable, C.: Improving geomagnetic field reconstructions for 0-3 ka, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **188**, 247-259 (2011).

Le, G., *et al*.: Morphology of the ring current derived from magnetic field observations, *Ann. Geophys*., **22**, 1267–1295 (2004).

Lefèvre, L., *et al*.: Detailed Analysis of Solar Data Related to Historical Extreme Geomagnetic Storms: 1868 – 2010, *Solar Physics*, **291**, 1483-1531 (2016).

Lockyer, W. J. S.: Magnetic storm, 1909 Sept. 25, and associated solar disturbance, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **70**, 12 (1909).

Love, J. J., Hayakawa, H., Cliver, E. W.: On the intensity of the magnetic superstorm of September 1909. *Space Weather*, 17, 37–45 (2019a).

Love, J. J., Hayakawa, H., Cliver, E. W.: Intensity and impact of the New York Railroad superstorm of May 1921, *Space Weather*, **17**, 1281–1292 (2019b).

McCracken, K. G., Dreschhoff, G. A. M., Zeller, E. J., Smart, D. F., Shea, M. A.: Solar cosmic ray events for the period 1561-1994: 1. Identification in polar ice, 1561-1950, *Journal of Geophysical Research*, **106**, A10, 21585-21598 (2001)

Mekhaldi, F., *et al*.: Multiradionuclide evidence for the solar origin of the cosmic-ray events of AD 774/5 and 993/4, Nature Communications, **6**, 8611 (2015).

Miyake, F., Nagaya, K., Masuda, K., Nakamura, T.: A signature of cosmic-ray increase in AD 774-775 from tree rings in Japan, *Nature*, **486**, 240-242 (2012).

Miyake, F., Masuda, K., Nakamura, T.: Another rapid event in the carbon-14 content of tree rings 2013, *Nature Communications*, **4**, 1748 (2013).

Newton, H. W.: "Sudden commencements" in the Greenwich magnetic records (1879–1944) and related sunspot data. *Geophysical Supplements to the Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **5**, 159–185 (1948)

Ngwira *et al*.: Simulation of the 23 July 2012 extreme space weather event: What if this extremely rare CME was Earth directed? *Space Weather*, **11**, 671-679 (2013).

Owens, B.: Long-term research: Slow science, *Nature*, **495**, 300-303 (2013).

Riley, P., *et al*.: Extreme Space Weather Events: From Cradle to Grave, *Space Science Reviews*, **214**, 21 (2018).

Roach, F. E., Moore, J. G., Bruner, E. C., Jr., Cronin, H., Silverman, S. M.: The Height of Maximum Luminosity in an Auroral Arc, *Journal of Geophysical Research*, **65**, 3575 (1960).

Russell, C. T., Mewaldt, R. A., Luhmann, J. G., Mason, G. M., von Rosenvinge, T. T., Cohen, C. M. S., Leske, R. A., Gomez-Herrero, R., Klassen, A., Galvin, A. B., Simunac, K. D. C.: The Very Unusual Interplanetary Coronal Mass Ejection of 2012 July 23: A Blast Wave Mediated by Solar Energetic Particles, *The Astrophysical Journal*, **770**, 38 (2013).

Schrijver, C. J., *et al*.: Estimating the frequency of extremely energetic solar events, based on solar, stellar, lunar, and terrestrial records, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **117**, A8, A08103 (2012).

Schröder, W.: The development of the aurora of 18 January 1770, *History of Geo- and Space Sciences*, **1**, 45-48 (2010).

Silverman, S. M.; Cliver, E. W.: Low-latitude auroras: the magnetic storm of 14-15 May 1921, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **63**, 523-535 (2001).

Silverman, S. M.: Low latitude auroras prior to 1200 C.E. and Ezekiel's vision, Advances in Space Research, **38**, 200-208 (2006).

Silverman, S. M.: Low-latitude auroras: The great aurora of 4 February 1872, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **70**, 1301-1308 (2008).

Siscoe, G. L., Silverman, S. M., Siebert, K. D.: Ezekiel and the Northern Lights: Biblical aurora seems plausible, Eos, Transactions American Geophysical Union, **83**, 173 (2002).

Smart, D. F., Shea, M. A., McCracken, K. G.: The Carrington event: Possible solar proton intensity time profile, *Advances in Space Research*, **38**, 215-225 (2006).

Stephenson, F. R., Willis, D. M., Hallinan, T. J.: Aurorae: The earliest datable observation of the aurora borealis, Astronomy & Geophysics, **45**, 6.15-6.17 (2004).

Stephenson, F. R., *et al*.: Do the Chinese Astronomical Records Dated A.D. 776 January 12/13 Describe an Auroral Display or a Lunar Halo? A Critical Re-examination, *Solar Physics*, **294**, 36 (2019).

Sugiura, M., Kamei, T.: Equatorial Dst index 1957-1986, *IAGA Bull.*, **40**, ISGI Publication Office, Saint Maur des Fossess (1991).

Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Lakhina, G. S., Alex, S.: The extreme magnetic storm of 1-2 September 1859, *Journal of Geophysical Research Space Physics*, **108**, A7, 1268 (2003).

Usoskin, I. G., Kovaltsov, G. A.: Occurrence of Extreme Solar Particle Events: Assessment from Historical Proxy Data, *The Astrophysical Journal*, **757**, 92 (2012).

Usoskin, I. G., *et al*.: The AD775 cosmic event revisited: the Sun is to blame, *Astronomy & Astrophysics*, **552**, L3 (2013).

Usoskin, I. G., Kovaltsov, G. A., Mishina, L. N., Sokoloff, D. D., Vaquero, J.: An Optical Atmospheric Phenomenon Observed in 1670 over the City of Astrakhan Was Not a Mid-Latitude Aurora, *Solar Physics*, **292**, 15 (2017).

Usoskin, I. G.: A history of solar activity over millennia, *Living Reviews in Solar Physics*, **14**, 3 (2017).

Uusitalo, J., *et al*.: Solar superstorm of AD 774 recorded subannually by Arctic tree rings, *Nature Communications*, **9**, 3495 (2018).

Vaquero, J. M., Vázquez, M.: *The Sun Recorded Through History: Scientific Data Extracted from Historical Documents*, Berlin, Springer (2009).

Willis, D. M., Stephenson, F. R.: 2000

Willis, D. M., Stephenson, F. R.: Solar and auroral evidence for an intense recurrent geomagnetic storm during December in AD 1128, *Annales Geophysicae*, **19**, 289-302 (2001).

Willis, D. M., Davda, V. N., Stephenson, F. R.: Comparison between Oriental and Occidental Sunspot Observations, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, **37**, 189 (1996a).

Willis, D. M., Stephenson, F. R., Singh, J. R.: Auroral Observations on AD 1770 September 16: the Earliest Known Conjugate Sightings, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, **37**, 733 (1996b).

Willis, D. M., Armstrong, G. M., Ault, C. E., Stephenson, F. R.: Identification of possible intense historical geomagnetic storms using combined sunspot and auroral observations from East Asia, *Annales Geophysicae*, **23**, 945-971 (2005).

Willis, D. M., Stephenson, F. R., Fang, H.: Sporadic aurorae observed in East Asia, *Annales Geophysicae*, **25**, 417-436 (2007).

Willis, D. M., *et al*.: Sunspot observations on 10 and 11 February 1917: A case study in collating known and previously undocumented records. *Space Weather*, **16**, 1740-1752 (2018).

Wolff, E. W. *et al*.: The Carrington event not observed in most ice core nitrate records, *Geophysical Research Letters*, **39**, L08503 (2012).

Yau, K. K. C., Stephenson, F. R.: A revised catalogue of Far Eastern observations of sunspots (165 BC to AD 1918), *Royal Astronomical Society, Quarterly Journal*, **29**, 175-197 (1988).

Yokoyama, N., Kamide, Y., Miyaoka, H.: The size of the auroral belt during magnetic storms, *Annales Geophysicae*, **16**, 566-573 (1998).

神田茂: 本邦における極光の記録, 天文月報, 33, 204-210 (1933).

斉藤国治: 定家『明月記』の天文記録 : 古天文学による解釈, 東京, 慶友社 (1999).

三津間康幸・早川尚志: 世界最古のオーロラ文字記録と図像記録, 110, 472-479 (2017).

4. 太陽周期活動の予測と気候影響

余田　成男（京都大学　国際高等教育院）

（2021 年 4 月 22 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

太陽定数とは、地球大気の上端での全太陽放射照度（すなわち、単位面積・単位時間当たりに受ける太陽からの放射エネルギー）のことで、約 $1.37 \times 10^3\,\mathrm{Wm^{-2}}$ である。近年の人工衛星による観測から、太陽定数はその名に反して一定ではなく、およそ 11 年の周期で変動することがわかっている。その変動幅は時間平均値の 0.1% 程度である。これは、太陽黒点数の変動として何世紀にもわたり観測されてきた周期的変動に対応するものであるが、さらに遡ると、太陽黒点数が著しく減少した、周期活動が変調を来した期間もある。地球の気候は太陽の存在に決定的に依存しており、このような太陽活動の変動は地球の気候変動にもさまざまな影響を及ぼすと考えられる。また、「太陽嵐」や太陽の自転に伴う全太陽放射照度の 27 日周期変動など短かい時間スケールの変動も、地球の「気象」変動に影響を及ぼしていることがわかってきた。

本章では、PSTEP の成果を交えて、太陽ダイナモと周期活動の観測・理論、数値モデルによる周期活動予測、および、観測データに基づく過去の太陽活動変動を紹介する。また、古気候データにみられる太陽活動の気候影響の具体例を概観するとともに、太陽活動変動の超高層大気への影響および気候への影響に関する数値モデルシミュレーションの結果を紹介する。

4.1 太陽ダイナモと周期活動 太陽磁場変動の観測・理論

桜井隆（国立天文台）、堀田英之（千葉大学）
（2019 年 11 月 25 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

4.1.1 黒点の発見、11 年周期活動

日没時などに肉眼で見える大きな黒点は東洋では古くから知られていたようであるが、望遠鏡による近代的な観測は 1610-1611 年に始まった（Goldberg 1953, Bray & Loughhead 1964）。Galileo や Scheiner による初期の観測から 1630 年頃までには、黒点には暗部と半暗部があること、黒点をマーカーとして使うと太陽は周期約 1 ヶ月で自転していること、自転軸が黄道面に対し約 7 度傾いていること、黒点は高緯度には現れないこと、赤道に近いほど自転速度が速いこと（差動自転）などが知られていた。次の重要なステップは、1825-1867 年にわたり黒点のスケッチ観測 8500 枚を残した Schwabe による、11 年周期変動の発見（1844）である。これに触発されて、Wolf はいわゆる黒点相対数を定義し（1851 年）、自らも 1847 年から 1893 年まで観測を行った。

Wolf が導入した黒点相対数は、黒点群の数を g、個々の黒点の数を f とすると

$$R=k\,(10g+f)$$

で定義される。f には観測条件の差が大きいが、g にはあまり間違いがないので重みを大きくしたもので、一群を構成する黒点は平均して約 10 個であることから、10g と f とが大体同じ大きさになるようにしたものともいえる。Wolf （1881）はまた過去の黒点観測をさかのぼり、1750 年以降はデータがほぼ揃っていることから、黒点相対数の月平均値を求めたほか、1760 年に極大となる周期を Cycle No.1 と番号付けた。1700～1749 年は年平均値のみを示し、それより前、1610 年までは極大、極小の年を与えた。

黒点相対数の定義式に出てくる定数 k は、標準の観測者と望遠鏡（Wolf が用いたチューリッヒの口径 8cm 屈折望遠鏡）との差を調整するためのものであるが、実は Wolf は出張中に用いた小さな望遠鏡や、さかのぼって調べた（まだ望遠鏡の性能が不十分な）過去の観測に対して k=1 ととり、チューリッヒでの 8cm 望遠鏡のデータに対しては k=0.6 としていたことから、後年混乱を招いた。2015 年に、k の定義を含む黒点相対数の大改訂が行われ（Clette & Lefevre 2016）、チューリッヒでの観測に対し k=1 ととる（従って従来の黒点相対数は大雑把に言って 1/0.6=1.67 倍になる）こととなった。図 1 はブリュッセルの黒点データセンター（http://sidc.be/silso/home）が取りまとめている黒点相対数である。

図 1. 黒点相対数（http://sidc.be/silso/home）。青の部分は月平均値、灰色の部分（1700～1749 年）はデータが少ないため年平均値のみが公表されている。

図 2. 黒点の緯度分布の時間変化（蝶形図）

黒点の発生緯度が、極小期に中緯度に始まり、周期の終わりに近づくにつれ赤道へ移動することは Carrington （1858）が発見し、その後詳細な観測を継続した Spörer （1874）に因んで Spörer の法則と呼ばれている。横軸に時間（年）、縦軸に緯度をとって黒点の発生緯度を図示したものを蝶形図という（Maunder 1904）。図 2 は国立天文台のデータに基づくものである。

4.1.2 天体物理学的観測の始まり

Hale （1908）は黒点のスペクトルがゼーマン効果（1896 年に Zeeman が発見）を示すこと（磁場強度に比例してスペクトル線が分離する）を発見し、その分離幅から黒点は 1-3 千ガウスの磁場を持つことを示した（地球以外での天体で初めての磁場の検出である）。彼は、スペクトロヘリオグラフによる Hα 線画像で彩層に見られる渦巻き構造から、黒点には磁場があるはず、と予想していたそうである。

黒点が東西に延びた群を構成することは以前から知られていたが、これが磁極の組（棒磁石のような双極配位）であり、その並び方（自転の向かう向きの黒点（西側の黒点、先行黒点）が正極か負極か）は半球毎にほぼ揃っており、かつ南北半球で逆向きであること、次の活動サイクルに入るとこの極性が逆転することを見いだした（Hale et al. 1919; Hale & Nicholson 1938）。この性質を Hale-Nicholson の法則という（図 3）。

図 3. Hale-Nicholson の法則（南北逆極性、22 年周期）

1953 年に Babcock は偏光観測によりゼーマン効果を高感度で計測できる装置（マグネトグラフ）を開発し（Babcock 1953）、太陽の極には数ガウスの磁場があること（Babcock & Babcock 1955）、活動極大期に極磁場が反転すること（Babcock 1959）を見いだした。黒点の磁極との関係は、各半球の後続黒点（群の中で東側にある黒点）が極へ向かって移動し、極大期付近で極の磁場を反転させ、次のサイクルの極磁場となるように見える（図 4）。

図 4. 極磁場の消長と黒点磁場の関係

磁場観測での次のステップは、1980 年代に始まる、いわゆるベクトルマグネトグラフの製作であるが、これはフレアの磁気エネルギー蓄積との関係が深い。1995 年打ち上げの SOHO 衛星

には MDI というマグネトグラフが搭載され、2010 年に SDO 衛星の HMI 装置に引き継がれた。宇宙空間からの磁場観測により、夜や悪天候によるギャップのない均質なデータが取られるようになった。

4.1.3 プラズマ物理学（磁気流体力学）の発展と古典的ダイナモ理論

Chapman, Cowling, Alfvén, Spitzer らによって 1930～1950 年には プラズマ物理学、磁気流体力学の基礎が確立した。太陽のみならず一般に天体における磁場発生、地磁気の形成は重要問題であり、多くの研究者の興味を惹いたが、Cowling（1933）は磁気流体力学の基礎方程式（誘導方程式）に基づき、軸対称運動は磁場を維持できないこと（anti-dynamo theorem）を示した。即ち、磁場を維持できるような運動は必然的に非軸対称運動でなければならないということで、立ちはだかる問題の困難さを示したといえる。

そこで、速度場 $\boldsymbol{V}$ と磁場 $\boldsymbol{B}$ を

$$\boldsymbol{V} = \overline{\boldsymbol{V}} + \boldsymbol{V}', \qquad \boldsymbol{B} = \overline{\boldsymbol{B}} + \boldsymbol{B}' \tag{4.1.1}$$

のように軸対称成 $\overline{\boldsymbol{V}}$, $\overline{\boldsymbol{B}}$ 分と、それからのずれ $\boldsymbol{V}'$、$\boldsymbol{B}'$に分ける。$\boldsymbol{B}'$の時間発展を記述する方程式では高次の項（$\boldsymbol{V}'$と $\boldsymbol{B}'$の積）を無視する、などの仮定の下に、いわゆる平均場ダイナモ方程式

$$\frac{\partial \overline{\boldsymbol{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{\boldsymbol{V}} \times \overline{\boldsymbol{B}} + \alpha \overline{\boldsymbol{B}}) + \eta_{\mathrm{t}} \nabla^2 \overline{\boldsymbol{B}} \tag{4.1.2}$$

$$\alpha \simeq -\frac{\tau}{3} \overline{\boldsymbol{V}' \cdot \nabla \times \boldsymbol{V}'} \tag{4.1.3}$$

$$\eta_{\mathrm{t}} \simeq \frac{\tau}{3} \overline{V'^2} \tag{4.1.4}$$

が導かれる。τ は $\boldsymbol{V}'$を駆動する対流の寿命、η_{t}は乱流拡散係数、α は対流の kinetic helicity に比例した量である。あるいは円筒座標（r,φ,z)で

$$\begin{aligned} \overline{B_\phi} &\equiv B, \\ \overline{\boldsymbol{B}_{\mathrm{p}}} &= \nabla \times (A \boldsymbol{e}_\phi) \end{aligned} \tag{4.1.5}$$

とおくと、Ω を自転角速度として、

$$\begin{cases} \dfrac{\partial B}{\partial t} = \underset{\omega\text{-effect}}{r(\nabla\Omega \times \nabla A)_\phi} + \underset{\text{diffusion}}{\eta_t\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right)B} + \underset{\alpha^2\ \text{dynamo}}{\left[\nabla \times (\alpha \boldsymbol{B}_\mathrm{p})\right]_\phi} & (4.1.6) \\ \dfrac{\partial A}{\partial t} = \underset{\alpha\text{-effect}}{\alpha B} + \underset{\text{diffusion}}{\eta_t\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right)A} & (4.1.7) \end{cases}$$

となる。自転速度に勾配∇Ω があれば、子午面内の磁場（ポロイダル磁場）$\boldsymbol{B}$p から東西方向の磁場（トロイダル磁場）B が作られる（Ω 効果）。α がゼロでなければ B から A（即ち $\boldsymbol{B}$p）が作られる（α 効果）。これらが拡散項に打ち勝てば磁場が成長できる（αΩ ダイナモ）。

Parker （1955）の cyclonic convection によるダイナモはこの種の扱いで最も初期のものであるが、αΩ ダイナモというきれいな定式化をしたのは、いわゆるポツダム学派の人々（Steenbeck, Krause, Raedler）で 1966 年以降のことである。生成された磁場は Ω の等高線に沿って伝わることも証明できる。伝わる方向は、北半球で αdΩ/dr<0 ならば赤道方向、αdΩ/dr>0 なら極方向である（Parker-Yoshimura の規則；Parker 1955; Yoshimura 1975）。

Parker やポツダム学派の考え方では、α 効果は対流層での、コリオリ力の影響を受けた渦対流による。一方、一つの群の中で、先行黒点はやや赤道寄り、後続黒点はやや極寄りに現れる。このように双極磁場の軸の傾きが緯度線（東西線）から傾いていること（Hale et al. 1919）を Joy の法則（Zirin 1988）と呼んでいる。高緯度寄りの後続黒点の磁場を極まで拡散させて次のサイクルの種磁場を作るという Babcock （1961）の現象論的モデル（図 5）や、これを定量化した Leighton （1969）の運動学的モデルなどは、α 効果が太陽表層で働いているダイナモとも考えられる（Babcock-Leighton の α 効果と呼ばれる）。

図 5. Babcock の現象論的ダイナモモデル

4.1.4 再び混沌の時代へ

1980 年代に入ると、MHD 数値シミュレーションによるダイナモ研究が進み始める。一方、新たな知見として、日震学（太陽表面の振動の観測から内部構造を求める手法）により、内部の回転速度分布がわかってきた（図 6）。この結果を見ると、太陽の対流層の底（図 6 の点線）にはタコクラインと呼ばれる、角速度の勾配層があることがわかる。そこでは Ω の勾配が大きく、かつ浮力が小さいので磁場が長く留まれるため、Ω 効果による磁場生成に適した場所であると考えられる。また、対流層内部は動径方向にはほぼ一定の角速度を持って角速度が分布している。これは、角速度の等高線が回転軸に平行になるという、回転流体についての Taylor-Proudman 則とは食い違っている。この観測結果に古典的ダイナモ理論を適用すると、できた磁場が高緯度方向に移動してしまうという不都合な結果となった。また、磁束の浮上を観測データから入力し、差動自転、子午面環流、ランダムウォークによる拡散の 3 つを取り入れて磁場の変化を追う現象論的モデル（Wang-Sheeley モデル; Sheeley et al. 1987）では、表面で高緯度方向に向かう流れがないと磁場の時間変化が再現できない。高緯度へ向かう流れは 20 m/s ほどのゆっくりしたものであるが、流れの直接観測でも日震学でも検出されてきた（子午面環流）。

図 6. 日震学による太陽内部の自転速度分布 [Schou et al.（1998）を元に作成；関井 (2009)]

4.1.5 磁束輸送ダイナモ

αΩ ダイナモを、観測された差動回転に適用すると高緯度に黒点出現緯度が移動してしまうという事実から、新たに考えられたモデルが磁束輸送ダイナモである（Choudhuri et al. 1995, Dikpati & Charbonneau 1999）。太陽表面で観測された赤道から高緯度へ向かう子午面環流は、質量保存則を考慮すると太陽内部ではどこかで高緯度から赤道へ向かう流れになっているはずである。従って子午面環流の形状の一つの案として、対流層の底付近で極から赤道へと向かう流れが想定された。また、タコクラインのある対流層の底は磁場生成に適した場所であると考え、図 7 のようなモデルを考えた。タコクラインで Ω 効果により、もともとあったポロイダル磁場からトロイダル磁場が生成される（パネル a）。磁気浮力により生成されたトロイダル磁場が表面へと浮かび上がり、膨張すると同時にコリオリ力を受け、ポロイダル磁場を発生させる（Babcock-Leighton の α 効果：パネル b）。太陽表面で生成されたポロイダル磁場は子午面環流によって対流層の底へと輸送される。この輸送過程はモデルのパラメタに依存し、子午面環流により対流層の底に輸送されるパターンと、乱流拡散により輸送されるパターンがありうる（パネル c）。そこで再度、タコクラインの角速度勾配によって引き伸ばされ、もともとあったトロイダル磁場と反対方向の磁場が生成される（パネル d）。ここで生成されたトロイダル磁場は極から赤道へ向かう子午面環流の影響下にあり、時間とともに赤道方向へ流されていく。これによって蝶形図を説明することができる。このモデルには非常に多くのパラメータがあるが、それらをうまく調整すると実際の太陽で観測されるような蝶形図を再現することが可能になっている（図 8）。

図 7. 磁束輸送ダイナモの概略図

図 8. 磁束輸送ダイナモの計算結果。グレースケールが太陽表面での動径方向磁場、線が対流層の底でのトロイダル磁場を表す（Dikpati et al. 2004）。© AAS. Reproduced with permission

このように磁束輸送ダイナモ自体は非常にうまく言っているモデルのように思われるが、子午面環流の形に大きな仮定がある。その速度の小ささから太陽対流層内部の子午面環流の測定は非常に難しく、最近の日震学による観測でも形状は結論づけられていない。例えば、SDO 衛星を利用した Zhao et al., 2013 の結果では子午面環流は磁束輸送ダイナモが予想するような 1 セルの形状はしておらず、対流層の中程で折り返しているという観測結果としている。一方、SOHO 衛星や GONG を利用した結果では磁束輸送ダイナモが期待する 1 セルの子午面環流が得られている（Gizon et al., 2020）。

4.1.6 熱対流モデル

古典的な αΩ ダイナモや磁束輸送ダイナモのように、運動学的ダイナモと呼ばれる手法では、速度を仮定し、磁場がどのように生成されるかを議論する。その結果として、差動回転や子午面環流などの新しい観測結果が出てくると、モデルが破綻することがある。また、これらのモデルは、ほとんどの場合、軸対称の 2 次元計算が行われ、平均場と呼ばれる近似が使われており、乱流などの非軸対称の成分については「乱流モデル」が利用されている。ここで使用される乱流モデルは基本原理から導かれたのではなく経験的なもので、その妥当性は必ずしも明らかでない。

これら、運動学的・平均場のアプローチとは全く違う手法として 3 次元熱対流モデルによる

アプローチがある。太陽の密度成層を無視した Boussinesq 近似（温度変化以外による密度の変化を無視した、液体を扱うような近似）では 1970 年代にはすでに Gilman らが 3 次元の熱対流計算を実行し、熱対流が角運動量を運び、赤道を加速する様子などが実現されている（Gilman et al. 1977 など）。2000 年代に入ると太陽の成層を考慮した anelastic 近似（平均密度 $\rho 0$ は非一様でよいが、$\nabla \cdot (\rho 0\ V)=0$ と仮定）を用いた計算がコロラドのグループによって始められ、差動回転・子午面環流の生成について多くの結果が得られた（Miesch et al. 2000 など）。2010 年代になると、太陽と同じようなパラメータを用いて、磁気周期を再現できるようになってきた（Ghizaru et al. 2010）。磁場の周期を再現した計算を詳しく解析して、大規模磁場やその周期を駆動する物理機構について考察すると、三次元熱対流モデルのほとんどの計算結果は $\alpha\Omega$ ダイナモで説明するできることがわかっている（Warnecke 2018）。一方で、磁束輸送ダイナモのような振る舞いを達成した三次元熱対流モデルはまだ存在しない。

熱対流モデルには、太陽標準モデル（Christensen-Dalsgaard et al. 1996）を初期成層に用いるために、定まっていないパラメータはほとんどない。しかし、太陽内部に存在する小スケールの渦を完全に分解することは現在のスーパーコンピュータでも不可能である。一方で、太陽内部の乱流をより小さなスケールまで分解したシミュレーションでは、太陽のような周期性が再現されることがわかった（Hotta et al. 2016）。しかし現在では、まだ実際の太陽で観測される熱対流分布と数値シミュレーションの間に大きな隔たりがある（Hanasoge et al. 2012, Lord et al. 2014 など）。特に太陽では超粒状斑と呼ばれる 3 万 km 程度のスケールの熱対流が太陽表面で観測される最大のものとなっているが、対流層全体を含んだような数値計算を行うと典型的に 20 万 km 程度のジャイアントセルと呼ばれる熱対流が卓越してしまう（Lord et al., 2014）。この隔たりの原因はまだわかっていないが、解像度や磁場など数値シミュレーションで、致命的に捉えられていない現象があると考えられている。Featherstone and Hindman 2016 では、太陽内部で自転の効果が強ければ、超粒状斑を生成しうるとしている。しかし、自転の効果を強くするためのメカニズムは全くの謎であり、引き続きの研究が必要である。

参考文献

Babcock, H.W. 1953, ApJ, 118, 387

Babcock, H.D. 1959, ApJ, 130, 364

Babcock, H.W. 1961, ApJ, 133, 572

Bray, R.J. & Loughhead, R.E. 1964, Sunspots, Chapman and Hall, p.1

Carrington, R.C. 1854, MNRAS, 19, 1

Choudhuri, A.R., Schussler, M., & Dikpati, M. 1995, A&A, 303, L29

Christensen-Dalsgaard, J., Dappen, W., Ajukov, S.V., et al. 1996, Science, 272, 1286

Clette, F. & Lefèvre, L. 2016, Sol. Phys., 291, 2629

Cowling, M.A. 1933, MNRAS, 94, 39

Dikpati, M. & Charbonneau, P. 1999, ApJ, 518, 508

Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P.A., Arge, C.N., & White, O.R. 2004, ApJ, 601, 1136

Featherstone, N. A., & Hindman, B. W., 2016, ApJ, 830, L15

Ghizaru, M., Charbonneau, P., & Smolarkiewicz, P.K. 2010, ApJL, 715, L133

Gilman, P.A. 1977, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 8, 93

Gizon, L., et al., 2020,. Science, 368, 1469

Goldberg, L. 1953, in The Sun (ed. G.P. Kuiper), University of Chicago Press, p.3

Hale, G.E. 1908, ApJ, 28, 315

Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., & Joy, A.H. 1919, ApJ, 49, 153

Hale, G.E, Nicholson, S.B. 1938, Magnetic Observations of Sunspots 1917-1924, Carnegie Institution of Washington

Hanasoge, S.M., Duvall, T.L., Jr., & Sreenivasan, K.R. 2012, PNAS, 109, 11928

Hotta, H., Rempel, M., & Yokoyama, T. 2016, Science, 351, 1427

Leighton, R.B. 1969, ApJ, 156, 1

Lord, J.W., Cameron, R.H., Rast, M.P., Rempel, M., & Roudier, T. 2014, ApJ, 793, 24

Maunder, E.W. 1904, MNRAS, 64, 747

Miesch, M.S., Elliott, J.R., Toomre, J., et al. 2000, ApJ, 532, 593

Parker, E.N. 1955, ApJ, 122, 293

Schou, J., Antia, H.M., Basu, S., et al. 1998, ApJ, 505, 390

Schwabe, H. 1844, Astron. Nachr., 21, 234

関井隆 2009, シリーズ現代の天文学、第 10 巻「太陽」、桜井隆ほか（編）、日本評論社、p.45

Sheeley, N.R., Jr., Nash, A.G., & Wang, Y.-M. 1987, ApJ, 319, 481

Spörer, G. 1874, Publ. Astron. Ges. 13, 1

Warnecke, J., Rheinhardt, M., Tuomisto, S., et al. 2018, A&A, 609, A51

Wolf, R. 1851, Mitt. Naturforsch. Ges. Bern, 207, 89

Wolf, R. 1881, Mem. Soc. Spettrosc. Ital., 10, 61

Yoshimura, H. 1975, ApJ, 210, 740

Zhao, J., Bogart, R.S., Kosovichev, A.G., Duvall, T.L., J.r, & Hartlep, T. 2013, ApJL, 774, L29

Zirin, H. 1988, Astrophysics of the Sun, Cambridge University Press, p.307

4.2 数値モデルによる太陽周期活動予測

今田　晋亮（名古屋大学）

（2019 年 3 月 29 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

4.2.1 太陽周期活動予測とその社会的需要

国際宇宙ステーションの建設や、月ゲートウェイ計画にみられるように、宇宙空間は人類の活動の場の一つになってきており、最も身近な宇宙である太陽地球環境の変動を予測することに関して、社会的な関心・需要が高まってきている。我々が住む太陽地球環境は太陽活動によって大きな影響を受けており、太陽地球環境の変動を理解するには変動の起源である太陽の変動について理解する必要がある。太陽の黒点数は約 11 年の周期で変動していることが知られている（4.1.1 節参照）。また、第 3 章で解説されている様に、黒点に関係した磁気的活動は太陽地球環境変動の大きな要因であることから、太陽圏全体も約 11 年の周期で変動する。

太陽における変動には太陽フレアに代表されるような突発現象に起因する 1 時間程度の短いタイムスケールの変動、太陽活動周期にともなう 10 年程度のタイムスケールの変動、さらに数十年以上の長期変動がある。これまで、第 3 章で解説されている様なフレア予報のような短いタイムスケールの宇宙天気研究が精力的に進められてきた。一方、4.1.1 で議論されている太陽周期活動のメカニズムが太陽フレアなどと比べ、それほどよく理解されていない事もあり、長いタイムスケールの宇宙天気研究はそれほど多くないのが現状である。

太陽活動度（黒点の数）はそれぞれの周期（サイクル）で異なる事が知られており、非常に多くの黒点が出現したサイクルもあれば、マウンダー極小期のようにほとんど黒点が現れなかったサイクルもある（4.1.1 節の図 1 参照）。実際、現在の第 24 太陽周期は、過去 100 年間で最も黒点数が少ない特異な周期であった。しかし、その原因は現在もよくわかっておらず、次の第 25 太陽周期がマウンダー極小期のような活動が非常に弱いものになるのか、それとも第 23 太陽周期以前のような比較的活動が高いものになるのか注目が集まっている。

これまで、世界的に様々な研究者が様々な手法を用いて太陽周期予測研究に挑んできたが、その予測結果は依然混沌とした状況である（図 1 参照）。近年、次のサイクル活動を予測する方法として、次の太陽サイクルの種になると考えられている極域の磁場の強さを見積もる事で予測するという方法が注目されている。実際、太陽極小期における極域の磁場の強さと次の太陽サイクルにおける活動度との相関は、少なくとも近年のサイクルでは観測的に検証されている。

図 1. 第 24 太陽周期活動度の予測結果[Pesnell (2016)]。上から下に向かって、予測結果が降順に表示されている。第 24 太陽周期活動度の正解である、2014 年（第 24 太陽周期の極大期）における黒点相対数は青い線で示されている。予測全体及び Climatology の平均には鎖線、点線が引かれている。注意：黒点相対数は（Clette & Lefevre 2016）改定前の値。改定後のものは大雑把にこの値の 1.67 倍。

本節では、様々な太陽周期予測手法およびその結果に関して簡潔に紹介し、特に近年注目されている太陽極小期の極域磁場を数値計算によって予測することで、次の太陽サイクル活動を予測する手法およびその結果に関して説明する。

4.2.2 これまでの周期活動予測研究

これまで様々な手法を用いて磁気太陽周期活動予測研究が行われてきた。Pesnell（2016）によるとそれらは Climatology（図 1：赤）, Recent climatology（黄）, Precursor（紫）, Dynamo model（オレンジ）, Spectral（水色）, Neural network（青）の大きく 6 個に分類される。以下これら 6 つの方法を簡潔に説明する。

Climatology による予測（例えば、Du & Du 2006）では、未来のシステムの状態は、そのシステムの過去の状態の統計的特性のみから決定できる事を前提としている。つまりこの方法では、これまでの全てのサイクルの太陽黒点数の情報を入力値として、統計的性質を導き出し、次のサイクルの太陽黒点数を導き出す。

Recent Climatology による予測は、未来のシステムの状態を、そのシステムの比較的近い過去の状態の統計的特性のみから決定するものである。例えば太陽サイクル 24 の予測においては、太陽サイクル 17 以降のデータを入力として予測する等、使用データを比較的近い過去に限定するものである。

Precursor による予測（例えば、Svalgaard et al. 2005）は、あるシステムの特徴量によって未来のシステムの状態を決定するものである。太陽周期活動を予測するのに、大きく 2 つのタイプが存在する。1 つ目は先述の太陽極磁場を用いた予測であり、太陽活動極小期の極域磁場を見積もることで次のサイクルの活動度を予測するというものである。2 つめは、地磁気活動度を用いた予測であり、太陽活動極小期の地磁気活動度を次の周期の太陽活動の指標とするものである。

Dynamo model による予測（例えば、Choudhri et al. 2007）では、物理ベースの方程式を数値的に解く事で予測する。4.1.5 節で説明されている磁束輸送ダイナモの計算を行い、次のサイクルの活動度を予測するというのがその代表的なものである。これらの研究では、太陽表面磁場の観測情報をどのようにモデルに取り込むかが鍵であり、データ同化などの手法が精力的に研究されている。

Spectral という予測（例えば、Duhau 2003）は、システムの時系列データの周波数解析を行う事で、未来のシステムを予測するものである。次期太陽周期活動予測においては、これまでの黒点の時系列データをフーリエ解析（自己回帰予測、ウェーブレットベースの予測）し、次の太陽周期活動を予測するというのが典型的なものである。

最後は近年急速に発展してきたニューラルネットワークを用いた予測（例えば、Quassim et al. 2007）である。この手法は、あるシステムの状態（出力）とそれより前のシステムの状態（入力）との間の複雑な関係をニューラルネットワークによりモデル化する事で、未来のシステムを予測するというものである。

以上のように様々な手法を用いて、これまで次期太陽周期活動の予測が行われてきたが、それぞれの手法ごとに予測結果の分散、スキルスコア（スキルスコアの説明は 3.3.2 節を参照）な

どをまとめたものが 図 2 である。どのカテゴリーの予測も比較的分散が大きく、予測手法の確立が難しいことがわかる。また予測のスキルスコアを見ると、ほとんどのカテゴリーでマイナスもしくは 0 に近い値を示しており、予測が難しいことがわかる。一方で、唯一 0.73 と高いスキルスコアを示しているのが太陽極域磁場を用いた予測であり、少なくとも第 24 太陽周期活動度の予測に関して最も良い結果を出したのは、太陽極域磁場を用いた予測であることがわかる。

図 2. それぞれの手法でのサイクル 24 の予測結果のまとめ[Pesnel (2016)]。第 24 太陽周期の極大期における黒点相対数は水色線で示されている。予測全体の平均は鎖線で表されている。色の幅はそれぞれのカテゴリーでの予測値の 1σ 幅を表し、エラーバーはそれぞれのカテゴリーでの予測値の最小・最大を表す。また、数字は上からそのカテゴリーにおける予測結果の数、予測スキルスコアを表す。注意：黒点相対数は改定前の値。

4.2.3 太陽極小期の極域の磁場と次のサイクル活動の関係

前節で述べたように、太陽極域磁場を用いた次期太陽周期活動予測は現状では最も良い予測手法であると言える。本節では、太陽活動極小期の極域の磁場と次のサイクル活動の関係についての観測的な証拠と、両者の関係を直感的に説明する。

太陽表面に現れる黒点は磁場のかたまりであり、黒点が崩壊し表面の流れや拡散過程によって輸送されることで太陽表面磁場が変化している。図 3 は経度方向に平均した太陽表面の磁場分布の時間変化である（磁気バタフライダイアグラム）。この図からいくつかの特徴が見て取れる。太陽黒点が頻繁に出現する領域は、4.1 章にあるようにサイクルの初めは中緯度に、後半になると低緯度に移動する。さらに、黒点が頻繁に出現する領域から極方向に向かって筋状に伸びる構造が見られる。これは子午面循環流および拡散過程によって黒点の磁場が極域へ運ばれ

るためである。4.1 節で説明があるように、先行黒点が後行黒点より低緯度に出現する事が知られている（Joy の法則, Hale et al. 1919, Zirin 1988）。この出現緯度の違いによって、後行黒点の磁場がより多く極域へ輸送される。また、後行黒点の磁場の極性は元々の極域磁場とは反対のものであり、極磁場はサイクルが進むにつれて減少し、極大期に反転し、極小期に最も強くなる。図 4 は太陽活動第 20 周期から第 24 周期にかけての極域磁場の観測である。極小期の極域磁場の強さをオレンジ色の矢印で表している。第 20 周期および第 21 周期の極小期における極磁場は他の２つのそれに比べ、強いことがわかる。一方、第 23 周期の極小期における極磁場は他のものと比べて極端に弱いことがわかる。それでは、次のサイクルの活動はどうであったか。前の極磁場が強かった、第 21 および 22 周期サイクルは比較的活動度が高いサイクルであり、極端に極磁場が小さかった第 23 周期の次の周期である第 24 周期はここ 100 年で最も低い活動度であった。残念ながら、わずか４周期分の例しかないが、確かに太陽活動極小期の極域磁場と次のサイクルの活動度は深い関係にある。

図 3. 経度方向に平均した太陽磁場の緯度分布の時間変化（磁気バタフライダイアグラム）[Hathaway (2015)]。青は負の磁場を表し、黄色は正の磁場を表す。

図 4. 太陽極域磁場の時間変化 [Svalgaard et al. (2005)を編集]。

極域磁場の観測自体は４周期分しかないが、地磁気活動などで代用し、太陽活動極小期における極域磁場、もしくはそれに相当する指標と次期太陽周期活動度の関係を表したものが図 5 である。太陽極域磁場は太陽圏における対局的な太陽風の構造を決めるため、太陽風と地球磁気圏の相互作用の度合いを表す地磁気指数とは平均的には相関がある。太陽極小期における極域磁場と次期太陽周期活動度は確かに比例関係にある。

図 5. 太陽活動極小期における極域磁場、もしくはそれに相当する指標（横軸）と次期太陽周期活動度（縦軸）の関係[Hathaway & Upton (2016)]。注：Axial Dipole Moment は極磁場に相当するもの、詳細は[Iijima et al. (2017)]を参照いただきたい。

次に、太陽活動極小期の極域磁場が次期太陽周期活動に何故関係するのかについて直感的な理解を試みる（数学的な定式化等の詳細に関しては[Cameron & Schussler (2015)]を参照いただきたい）。太陽の磁場を生み出す太陽ダイナモの標準的なモデルは 4.1 章にあるように、太陽内部における経度方向の流れ（差動回転）によるものと考えられている。太陽の北極から南極までを貫く双極子磁場が、太陽内部の差動回転により引き伸ばされ増幅され、黒点を形成する経度方向の磁場となる（4.1.3 節の図 5 参照）。つまり、黒点の起源となる種磁場は、前のサイクルにおける北極から南極までを貫く双極子磁場であり、この種磁場である極域磁場が強ければ強いほど次のサイクルにおける太陽活動も活発になると考えられる。

4.2.4 太陽表面磁束輸送モデル (Surface Flux Transport (SFT) Model)

前節までで、太陽活動極小期における極域磁場を見積もることができれば、次期太陽周期活動が精度良く予測できることを説明した。この節では、どのような方法で、太陽活動極小期における極域磁場を見積もることができるかを簡潔に説明する。詳細は Jiang et al.（2014）を参照いただきたい。

黒点を起源とした太陽表面の磁場は太陽表面の流れおよび拡散によって太陽全球にわたり輸送される。その様子は以下の磁場の時間発展方式によって記述される。この式は MHD 方程式（誘導方程式の球面座標における Br 成分）から導かれる。

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{1}{R_s \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \phi}(uB_r) - \frac{1}{R_s \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(vB_r \sin\theta)$$
$$+\eta_H \left[\frac{1}{R_s^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta \frac{\partial B_r}{\partial \theta}) + \frac{1}{R_s^2 \sin^2\theta}\frac{\partial^2 B_r}{\partial \phi^2}\right] + S(\theta, \phi, t), \quad (1)$$

θ は緯度、φ は経度座標を表す。また、u は自転方向の流れ（差動回転）、v は子午面方向の流れ（子午面循環）を表す。η は乱流拡散の係数である。さらに S は浮上磁場によって太陽内部から供給される磁場を表している。この磁場の時間発展方式は、球殻における移流拡散方程式にソース項を加えた形となっている。

太陽表面磁束輸送計算によく用いられる差動回転および子午面循環の速度は以下である[Jiang et al. (2014)]。

$$u(\theta) = 13.38 - 2.30\cos^2\theta - 1.62\cos^4\theta - 13.2 \text{ deg day}^{-1} \quad (2)$$

$$v(\theta) = 31.3|\sin\theta|^{2.5}\cos\theta \text{m s}^{-1} \quad (3)$$

また、乱流拡散の係数としては 250km2s-1 が用いられる事が多い。SFT モデルで用いる大部分のパラメータは観測から決定することができるが、中には決定が難しいものもある。最も難しいものの一つに、将来の黒点の出現に関わるパラメータである、浮上磁場（黒点）の出現位置、日時、大きさ、磁場強度、極性、形状などがあげられる。

図 6 は SFT モデルを用いて太陽表面磁場の時間変化を再現したもの（上段）と観測によるもの（下段）である。この SFT モデルを用いた計算の黒点出現に関するパラメータは全て観測されたものを使っている。SFT モデル計算で、極域への磁場の輸送されている様子など太陽表面磁場の時間変化をよく再現できていることがわかる。この結果から、基本的には未来の浮上磁場の情報さえ得られれば、未来の極域の磁場を推定することができることがわかる。

図 6. 経度方向に平均した太陽表面の緯度分布の時間変化（磁気バタフライダイアグラム）[Jiang et al. (2014)]。上段：SFT モデルを用いた計算結果、下段：観測結果。

どのようにして、将来の浮上磁場（黒点）の出現に関わるパラメータを決定するのであろうか。これまで行われてきたほとんどの研究においては、これらのパラメータに関して、例えば 4.1 節で解説されている Joy の法則などの統計的な経験則を用いて、扱いやすい形でモデル化している[Cameron et al. (2016)]。また、過去の類似したサイクルの情報を用いて、未来の浮上磁場パラメータを決めるという方法を用いた研究もある。例えば、Upton & Hathaway (2014)では太陽活動第 24 周期の黒点数の時間変化は第 14 周期のものと似ている（図 7）ことから、未来の浮上磁場パラメータとして第 14 周期に観測されたものを用いた。

注意いただきたい点として、極磁場を反転させるのに必要な磁束量は、実は比較的大きい黒点数個で十分である点である。もちろん黒点は正の極性を持った黒点と、負の極性を持った黒点が対になって現れるため、どちらか一方の極性だけ極域へ輸送することは難しい。一方で、Joy の法則を著しく逸脱した黒点もしばしば観測されており、そのような特殊な黒点 1 つが極磁場反転に強い影響を及ぼすこともあり得る。このため、浮上磁場パラメータの決定は非常に重要である。

図 7. 太陽活動第 24 周期の黒点数の時間変化と太陽第 14 周期のものの比較。 [Upton & Hathaway (2014)]

浮上磁場の取り扱いに関して行った 1 つの研究を詳しく紹介する。Iijima et al.（2017）は、未来の浮上磁場を無視して SFT モデル計算を行い（式（1）の S=0 とする）、過去のサイクルで観測とモデル計算の結果を比較する事で、周期のどの時期からであったら未来の浮上磁場によらず予測可能かを議論した。図 8 は観測される極磁場の時間変化と新たな黒点の出現が無い SFT モデル計算の結果を比較したものである。太い線は極磁場の観測値を表し、細い線は各時刻からの SFT モデル計算による極域磁場の時間変化を表す。極小期の 3 年ほど前から、未来の浮上磁場を無視した SFT モデル計算の結果と、極磁場観測の結果がほとんど違わない事がわかる。これは、何らかの物理的な理由により、太陽の活動周期の後半 3 年間に出現する黒点は太陽極域磁場の変動に影響しないと解釈できる。つまり、黒点出現による極域磁場への影響は活動極小期の 3 年前から無視できるので、およそ 3 年前からそれ以降の浮上磁場を無視して活動極小期の極磁場を予測することができる事がわかる。周期終盤の黒点が極域磁場に影響を及ぼさない理由には様々な要因が考えられ、現在も議論がされている。

太陽活動極小期の極域磁場を約 3 年前に予測する事ができる事がわかった。では、その予測結果を用いて 2025 年頃に迎える太陽活動第 25 サイクル極大期の黒点相対数を予測する。先述のように、活動極小期の極域磁場と次のサイクルの黒点数には良い相関がある。過去 3 サイクルに関して、活動極小期の極域磁場を約 3 年前に予測した結果と、観測された次のサイクルの黒点相対数の最大値の関係を見ると図 9 のダイヤ印のようになり、良い相関を示す。では、この関係をもとに太陽活動第 24 サイクルの極小期の極磁場の予測値を用いて、太陽第 25 サイクルの黒点相対数の最大値を予測すると図 9 のプラス印のようになる。つまり、太陽活動第 25 サイクルはここ 100 年で最も低活動であった太陽第 24 サイクルの 7 割程度の活動度で、一層低活動な周期となる。様々な研究者も同様な方法で太陽活動第 25 周期の活動度を予測しており、ほとんどの予測研究において太陽第 25 周期活動は太陽第 24 周期活動と同程度か少し低いという結果が示されている。

図 8. 観測された極磁場の時間変化（太線）と新たな黒点の出現を無視した SFT モデル計算の結果（細線）の比較[Iijima et al.(2017)]。黒はスタンフォード大学ウィルコックス太陽観測所（WSO）、赤は SOHO 衛星搭載の装置 MDI、緑は SDO 衛星搭載の装置 HMI のデータを用いている。

図 9. 次期太陽周期の活動度と活動極小期 3 年前に予測した極磁場（Axial Dipole Moment）との関係（ダイヤ印）。第 25 周期活動の予測結果を＋で示す[Iijima et al.(2017)]。

4.2.5 太陽周期活動予測研究における今後の課題

最後に太陽周期活動予測研究の今後の発展性について述べる。大きく分けて太陽周期活動予測研究の将来的な課題は、1）SFT モデルで用いられる物理パラメータの時間・空間変化が予測結果に対しどの程度影響するか、2）次のサイクルより先のサイクルを予測できるか、3）マウンダー極小期のような極端に弱いサイクルを予測できるか、の３つである。

これまで行われてきたほとんどの予測研究では、差動回転や子午面循環流などは時間的に一定として行われてきた。一方で観測的にはこれらの流れは太陽周期ごとによっても異なるし、同じ周期内でも極大期と極小期では異なる事が知られている[Hathaway & Rightmire (2011)]。これらがどの程度予測結果へ影響を及ぼすかは重要な検討課題である。さらに流れは磁場の強度によっても変わる事が近年観測的に示されており[Imada & Fujiyama (2018)]、この磁場強度による流れへのフィードバックの影響も重要な課題である。

現在の予測研究では、次のサイクルを予測するにとどまっている。次期太陽周期活動予測研究における最大の不定性は黒点がどのような性質を持ってどのような頻度で出現するかであり、先述の Iijima et al.（2017）の説明にあるように極小期の 3 年前より前に予測することは難しい。ダイナモと合わせた形で浮上磁場のパラメータの統計的性質を理解する事ができれば、次のサイクルより先のサイクルの予測につながると考えられる。浮上磁場の理解が進む事が太陽周期活動予測にとって重要である。

現在の第 24 太陽周期は、過去 100 年間で最も黒点数が少ない特異な周期であり、今後マウンダー極小期のような活動が非常に弱いサイクルが続くのか注目が集まっている。一方で、マウンダー極小期のような周期がどのように訪れるのか未だによく理解されていない。太陽内部のダイナモ過程に原因があるのか、それとも別に原因があるのか、その理解は太陽周期活動予測研究にとっても非常に重要なものである。

参考文献

Pesnell, W. D.: Predictions of Solar Cycle 24: How are we doing? Space Weather 14, 10–21 (2016). https://doi.org/10.1002/2015SW001304

Clette, F., Lefevre, L.: The New Sunspot Number: Assembling All Corrections. Sol. Phys. 291, 2629–2651 (2016). https://doi.org/10.1007/s11207-016-1014-y

Du, Z., Du, S.: The relationship between the amplitude and descending time of a solar activity cycle. Solar Phys. 238, 431–437 (2006). https://doi.org/10.1007/s11207-006-0175-5

Pesnell, W.D.: Predictions of solar cycle 24. Solar Phys. 252, 209–220 (2008). https://doi.org/10.1007/s11207-008-9252-2

Svalgaard, L., Cliver, E. W., Kamide, Y.: Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? GRL 32, L01104 (2005). https://doi.org/10.1029/2004GL021664

Choudhri, A. R., Chatterjee, P., Jiang, J.: Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model. Physical Review Letters, vol. 98, Issue 13, 131103 (2007).https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.131103

Duhau, S.: An early prediction of maximum sunspot number in Solar Cycle 24. Solar Phys. 213, 203–212 (2003).https://doi.org/10.1023/A:1023260916825

Quassim, M.S., Attia, A.F., Elminir, H.K.: Forecasting the peak amplitude of the 24th and 25th sunspot cycles and accompanying geomagnetic activity. Solar Phys. 243, 253–258 (2007). https://doi.org/10.1007/s11207-007-0447-8

Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., & Joy, A.H.: The Magnetic Polarity of Sun-Spots. ApJ, 49, 153 (1919).

Zirin, H., Astrophysics of the Sun, Cambridge University Press, p.307 (1998).

Hathaway, D. H.: The Solar Cycle. Living Reviews in Solar Physics. 12, 4 (2015). https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4

Hathaway, D. H., Upton, L.: Predicting the amplitude and hemispheric asymmetry of solar cycle 25 with surface flux transport. JGR 121, 10,744-10,753 (2016). https://doi.org/10.1002/2016JA023190

Iijima, H., Hotta, H., Imada, S., Kusano, K., Shiota, D.: Improvement of solar-cycle prediction: Plateau of solar axial dipole moment. A&A letters 602, L2 (2017). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731813

Cameron, R., Schussler, M.: The crucial role of surface magnetic fields for the solar dynamo. Science 347, 1333-1335 (2015). https://doi.org/10.1126/science.1261470

Jiang, J., Hathaway, D.H., Cameron, R.H., Solanki, S.K., Gizon, L., Upton, L., H.: Magnetic Flux Transport at the Solar Surface. Space Sci. Rev. 186, 491-523 (2014). https://doi.org/10.1007/s11214-014-0083-1

Cameron, R.H., Jiang, J., Schussler, M.,: Solar Cycle 25: Another Moderate Cycle? ApJL 823, L22 (2016). https://doi.org/10.3847/2041-8205/823/2/L22

Upton, L., Hathaway, D. H.: Predicting the Sun's Polar Magnetic Fields with a Surface Flux Transport Model. ApJL 780, 5 (2014). https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/5

Hathaway, D.H., Rightmire, L.: Variations in the Axisymmetric Transport of Magnetic Elements on the Sun: 1996-2010. ApJ 729, 80 (2011). https://doi.org/10.1088/0004-637X/729/2/80

Imada, S., Fujiyama, M.: Effect of Magnetic Field Strength on Solar Differential Rotation and Meridional Circulation. ApJL 864, L5 (2018). https://doi.org/10.3847/2041-8213/aad904

4.3 過去の太陽活動

4.3.1 過去の太陽放射と紫外線強度変動とその推定

浅井　歩、上野　悟（京都大学）
（2020 年 12 月 1 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

1. 太陽総放射量（Total Solar Irradiance: TSI）、太陽放射スペクトル（Spectral Solar Irradiance: SSI）

太陽は、地球から、距離にすると約1億5000万キロメートルとはるか遠くに離れている。しかし、地球には太陽からの莫大な光のエネルギーが届いており、地球上の生命はその下で育まれる。地球で受け取る光のエネルギーは、すべての波長域での放射を全て合わせると、1361W/m^2（1平方メートルあたり1361W）にもなる。これは太陽総放射量（Total Solar Irradiance: TSI）と呼ばれる。図1上に、過去約40年間のTSIの変動を示す（Hansen et al. 2013）。TSIの変動にはところどころ短期間に急激に減少している箇所が見られる。これらは観測の誤差などではなく、大きな黒点が現れたこと、あるいは複数の黒点が現れたことなどにより、一時的にTSI が減少したことによる。4.1.1節の図1や図1下にあるように、太陽黒点数は約11年の周期で増減を繰り返すが、全体としては、黒点数の変動とTSIの変動は同期する。つまり、太陽は極大期の方が明るい。ただし、その変動幅は、一つの活動周期（つまり11年間）でせいぜい±1 W/m^2程度と、わずか0.1%（1000分の1）に過ぎない。さすがにTSIが「太陽定数」とも呼ばれることだけあって、このように、変動幅は極めて小さい。

太陽は、人間が視覚で感じることのできる可視光以外にも紫外線～X線（エックス線）～ガンマ線といった波長の短い光や、赤外線～電波と波長の長い光までさまざまな波長域にわたる光を放っている。その波長ごとの放射強度は太陽放射スペクトル（Spectral Solar Irradiance: TSI）と呼ばれる（図2A）。

地球の大気はさまざまな波長を吸収し、また大気の状況に依って吸収量が大きく変わるため、TSIやSSIは、人工衛星を用いて地球大気の外で計測される必要がある。複数の観測装置により、長期にわたって計測が継続されているものの、観測装置の向上などにより、TSIの観測値は観測装置ごとに若干異なっている。そのため、TSI の長期変動を見るためには複数の衛星によるTSI観測データをつなぎ合わせる必要があるが、観測装置同士のデータをどのようにつなぐか、その較正の手法に依って、ほぼ変動なし・緩やかに上昇・緩やかに下降と、過去40年間の変動でさえ、確定していない（Solanki et al. 2013）。1645年から1715年ごろに見られた極端な太

陽活動の低調期（マウンダー極小期）では、TSIも低下していたと推定されるが、その低下量の見積もりにおいても、0.9 W/m^2 から3 W/m^{2}と、モデルに依って大きな差がある（Schrijver et al. 2011、Krivova et al. 2010、Steinhilber et al. 2009、Solanki et al. 2013）。もし後者の見積もり通り極端にTSIが低下していたとすると、マウンダー極小期のころの寒冷化（ミニ氷河期）を説明できる可能性がある。

図1. 太陽総放射量（TSI：上段）と太陽黒点数（下段）の比較（Hansen et al. 2013: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Changes_in_total_solar_irradiance_and_monthly_sunspot_numbers,_1975-2013.pngを改変）

一方で、SSI、特に太陽紫外線放射の変動への関心が、近年高まっている。可視光より波長の短い光は、ほとんどは地球大気により吸収される。また、図2（B）で示すように、紫外線が吸収される地球大気層の地表面からの高度は、波長によって異なり、熱圏・中間圏・成層圏などに相当する。太陽紫外線放射もTSIと同様に、太陽活動周期と同期した変動を示すが、その変動幅はTSIのそれ（0.1%）と比べてずっと大きく、波長によっては10～100%にもなる（図2C）。変動の絶対量で見ても（図2D）、紫外線域の割合は大きく、TSIの変動は紫外線域が担っていると言える（Lean 1997など）。しかしながら、SSIについても、人工衛星に基づく継続的な観測は近年に限られるため、長期変動については、未確定な要素が多い。

図2. A）太陽放射スペクトル（SSI）、B）その波長の光が吸収される大気層の地表面からの高度、C）太陽極大期・極小期での放射強度の変動率（%）、D）太陽極大期・極小期での放射強度の変動量（Ermolli et al. 2013より）

紫外線を吸収する地球の各大気層は、敏感に太陽紫外線変動に応答する。図3に、その中でも地磁気静穏時日変化場（geomagnetic solar quiet daily variation、地磁気Sq場：右上）と電離層全電子数（total electron content、TEC：右下）を例に挙げ、その変動を見てみる。地磁気Sq場は、約100-200nmの紫外線を高度約90-120kmの地球大気が吸収することで生じる電流に起因する地磁気変動量である。一方TECは、より高度の高い（約200-500 km）高層の電離層で、50nmよりも波長の短い紫外線により地球大気が電離されることで生じる電子の数変動である。季節変化など、地球固有の変動を差し引いた変動であるが、どちらも、黒点数の変動に同期して変動していることが確認できる。

図3. 太陽黒点数（左上）、太陽電波 F10.7強度（波長10.7cm の電波：左下）、地磁気 Sq 場（グアム観測局：右下）、GPS 衛星による日本上空での電離層全電子数（右下）の変動

2. 太陽紫外線放射変動の推定

太陽紫外線放射量の人工衛星による直接観測データが無い（乏しい）時期に対しては、その変動を他の観測データから推定する必要がある。太陽紫外線は、「光球」と呼ばれる太陽の表面より上空の、「彩層」と呼ばれる温度約1万度の太陽大気から放たれている。そのため、黒点相対数の変動は、磁気活動についてある程度の指標とはなり得るものの、太陽彩層の活動度の推定には、精確性に欠ける。その代わりとして、太陽電波強度F10.7（太陽全面から放射される波長が10.7cmの電波の総量：図3左下）が、これまで頻繁に用いられてきた（Tapping & Charrois 1994）。F10.7強度は、紫外線とは全く異なる波長帯の電磁波であるが、彩層に感度があることが知られており、また、黒点相対数をはじめ、他の（特に太陽彩層に起因する）太陽活動の物理量と良い相関を示す。加えて、1947年以降安定した観測記録が蓄積されていることもあり、長期の紫外線放射変動の指標として活用されてきた。日本でも、国立天文台野辺山太陽電波観測所で、1957年からマイクロ波帯（周波数1～10GHz、波長3～30cm）での太陽観測が継続されており（Shimojo et al. 2017）、F10.7強度と同様の変動を示している。

しかし、2008年ごろの太陽活動極小期（第23期から第24期太陽活動期への移行期）は、近年の中では飛びぬけて活動度が低い「異常な」極小期であり、太陽活動の指標とされる物理量のふるまいにも違いが見られた（Fröhlich, C. 2009）。特に、TSIや紫外線域の太陽放射スペクトルで軒並み大きな低下が見られたのに対し、F10.7などの電波放射では、それほどの低下は発生しなかった（それ以前の極小期と同等であった）。このため、F10.7強度を用いた太陽紫外線放射推定では、少なくともこの太陽極小期では紫外線放射強度を過剰に見積もってしまう。

図 4. 太陽紫外線画像（左：SDO 衛星 AIA による 171nm 画像）、カルシウム K 線画像（中：ハワイ・マウナロア太陽観測所による）、Hα 線画像（右：京都大学飛騨天文台 SMART 望遠鏡による）の比較（2013 年 5 月 16 日）

先にも述べたように、太陽紫外線放射は、彩層と呼ばれる温度約1万度の太陽大気から主に放たれている（Lean 1987）。図4左には、米国の人工衛星SDO搭載の紫外線撮像装置AIAによる太陽紫外線（170nm）の画像、中と右は、可視光領域だが太陽彩層により形成されるスペクトル線（それぞれ、ハワイ・マウナロア太陽観測所で撮影されたカルシウムK線、京都大学飛騨天文台SMART望遠鏡によるHα線）で観測した太陽全面像である。これらは、特に黒点周辺の明るい領域（プラージュ）など、よく似た特徴を示していることがわかる。プラージュは、比較的（黒点ほどではないものの、静穏領域に比べて十分に）磁場強度が高く、活発に磁場活動が起きている領域である。

そのため、太陽彩層画像に基づく太陽紫外線放射量の推定が進められている（Chatzistergos et al. 2019など）。カルシウム線やHα線であれば、約100年間にわたる観測データの蓄積されている。例えば、ガラス乾板による カルシウムK 線での観測が京都大学では1928年から（Kitai et al. 2014）、 国立天文台では1917年から（Hanaoka 2013）、インド・コダイカナルでは1907年から（Hasan et al. 2010）、米国・ウィルソン山天文台では1915年から（Bertello et al. 2010）、イタリア・アルチェトリ天文台では1931年から（Ermolli et al. 2009）、それぞれ観測が開始されている。これらも、直接太陽紫外線強度を表すものではないものの、図4で見た紫外線と彩層での画像の共通点から、特にプラージュ領域の面積に着目しての太陽紫外線放射推定（Bertello et al. 2010、Chatterjee et al. 2016）などが進められている。ただし、これらの観測所でのカルシウムK線観測は、吸収線の中心部付近の積分幅がまちまちである。特に積分幅が狭い観測データ（ウイルソン山天文台など）は積分幅が広いもの（コダイカナル、京都大学など）に比べて、より高い大気層を見ており、紫外線域の中でも波長の短い光と相関が高い可能性が報告されている（Foukal et al. 2009）。ガラス乾板のデータからカルシウムK線の強度への変換（較正）は発達途上の面もあり、太陽紫外線放射強度の推定は容易ではない。

地磁気Sq場に話を戻す。地磁気Sq場は、電離圏E領域の変動に起因しており要因となる波長域がある程度限定される（Lean 1991）ことから、その変動から太陽紫外線放射を推定できるか

もしれない。一方、Elias et al.（2010）は、地球の地磁気Sq場の長期変動を調査し、「太陽活動による変動分」を差し引いてもなお単調増加の傾向が見られることを示した。さらにこの増加傾向は、より下層大気中との関連、例えば地球温暖化による変動であると提唱した。また、Shinbori et al.（2014）では、これより詳細に、かつより長期にわたって地磁気Sq場を調査し、逆に僅かに減少傾向を示すと報告した。ただし、これらの導出には、太陽紫外線変動の推定のために、前者は黒点相対数を、後者は太陽電波強度F10.7を用いている。そのため、地磁気Sq場の変動から、太陽紫外線放射による影響と、地球大気固有の変動成分を切り分けるまでには至っていない。この点でも、紫外線域でのより精確なSSI推定が望まれている。

引用文献

Bertello, L., Ulrich, R. K., Boyden, J. E.: The Mount Wilson Ca ii K Plage Index Time Series. Sol. Phys. 264, 31-44 (2010)

Chatterjee et al.: A Butterfly Diagram and Carrington Maps for Century-long CA II K Spectroheliograms from The Kodaikanal Observatory. ApJ 827, id87 (2016)

Chatzistergos, H. et al.: Analysis of full disc Ca II K spectroheliograms. II. Towards an accurate assessment of long-term variations in plage areas. A&A 625, 69 (2019)

Elias, I. et al.: Trends in the solar quiet geomagnetic field variation linked to the Earth's magnetic field secular variation and increasing concentrations of greenhouse gases. JGR 115, A08316 (2010)

Ermolli, I. et al.: The digitized archive of the Arcetri spectroheliograms. Preliminary results from the analysis of Ca II K images. A&A 499, 627-632 (2009)

Ermolli, I. et al.: Recent variability of the solar spectral irradiance and its impact on climate modelling. Aomos. Chem. Phys., 13, 3945-3977 (2013)

Foukal, P. et al.: A Century of Solar Ca ii Measurements and Their Implication for Solar UV Driving of Climate. Sol. Phys. 255, 229-238 (2009)

Fröhlich, C.: Evidence of a long-term trend in total solar irradiance. A&A 501, L27-L30 (2009)

Hanaoka, Y.: Long-term synoptic observations of the Sun at the National Astronomical Observatory of Japan. J. Phys., Conf. Ser. 440, 012041 (2013)

Hansen, J. et al.: Assessing “Dangerous Climate Change”: Required Reduction of Carbon Emissions to Protect Young People, Future Generations and Nature. PLOS One. 8, e81648 (2013)

Hasan, S. S. et al.: Solar Physics at the Kodaikanal Observatory: A Historical Perspective. A Historical Perspective. Astrophys. Space Sci. Proc. 19, 12. (2010)

Kitai, R. et al.: Digital Archiving of Solar Synoptic Observation (1) Project Outline and Meta-data Archiving. Technical Reports from Kwasan and Hida Observatories, Graduate School of Science, Kyoto University 2-2 (2014)

Krivova, N. A., Vieira, L. E. A., Solanki, S. K.: Reconstruction of solar spectral irradiance since the Maunder minimum. JGR 115, A12112 (2010)

Lean, J.: Solar ultraviolet irradiance variations - A review. JGR 92, 839-868 (1987)

Lean, J.: Variations in the Sun's radiative output. Reviews of Geophysics, 29, 505-536 (1991)

Lean, J.: The Sun's Variable Radiation and Its Relevance For Earth. Annu. Rev. Astrophys. 35, 33-67 (1997)

Schrijver, C. J. et al.: The minimal solar activity in 2008–2009 and its implications for long-term climate modeling. GRL 38, L06701 (2011)

Shimojo, M., et al.: Variation of the Solar Microwave Spectrum in the Last Half Century. ApJ 848, id62 (2017)

Shinbori et al.: Long-term variation in the upper atmosphere as seen in the geomagnetic solar quiet daily variation. EPS 66, id155 (2014)

Solanki, S. et al.: Solar Irradiance Variability and Climate. Annu. Rev. Astrophys. 51, 311-351 (2013)

Steinhilber, F., Beer, J., Fröhlich, C.: Total solar irradiance during the Holocene. GRL 36, L19704 (2009)

Tapping, K. F.& Charrois, D. P.: Limits to the Accuracy of the 10.7-CENTIMETER Flux. Sol. Phys. 150, 305-315 (1994)

4.3.2 過去の宇宙線強度変動の詳細解析

宮原　ひろ子（武蔵野美術大学）

（2019 年 12 月 6 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

過去の太陽活動の変動にともなう宇宙線強度の変動を復元する上で基盤となるのは、樹木年輪や氷床などの年層に含まれる宇宙線生成核種の濃度のデータである。炭素 14（半減期：5730 年）やベリリウム 10（半減期：136 万年）が広く用いられているほか、塩素 36（半減期：30 万 8000 年）も指標として用いられる。これらは、地球に飛来した宇宙線と地球大気成分との核相互作用によって生成される。炭素 14 は、生成後は二酸化炭素となり炭素循環を経て光合成により植物にとりこまれる。ベリリウム 10 や塩素 36 などは大気循環を経た後に降雪などによって地表面に降下し、南極やグリーンランド等の氷床に取り込まれるほか、湖底あるいは海底の堆積物の年層にも取り込まれる。

宇宙線生成核種のデータには各々長所と短所がある。例えば、炭素 14 は、主に大気、海洋、生物圏から成る炭素循環を経る際に変動が大きく減衰するため、特に十年以下のスケールの変動の情報などが失われやすいという欠点がある。また、計測された変動から宇宙線強度変動を復元するためには、炭素循環をモデリングして炭素 14 の生成率を算出する必要があるため、不確定性が生じる。一方で、炭素 14 のデータは明確な年層を持つ樹木年輪から取得されるため、少なくとも過去 1 万年間については、正確な時間軸で宇宙線強度を復元することが可能である。樹木年輪の絶対年代の決定には、年輪幅のパターンを解析することによる年輪年代法（Douglass, 1937; Douglass, 1946）と、核実験による大気圏内の炭素 14 の濃度のピークが 1963 年の年輪に見られること（Cain & Suess, 1976）の 2 つが用いられる。

一方、ベリリウム 10 は降雪等により地表面に降下するため、大気中での減衰は少ない。しかしながら、気候変動、特に降雪量や降水量などの変動による影響を受けやすいため、それを充分に補正できるかどうかが正確な宇宙線情報の復元に影響する。ベリリウム 10 を用いた宇宙線強度の復元には氷床コアが用いられることが多いが、絶対年代の決定に数年以上の誤差を伴うため注意が必要である。数十年以上の長期的な変動の復元を行う際には影響は少ないが、太陽の 11 年周期などの復元をする際には誤差が大きく影響するため、正確な周期長の復元などには不向きである。ベリリウム 10 は湖底堆積物や海底堆積物からもデータを取得することが可能であるが、ベリリウム 10 は土壌に吸着されやすいという特徴を持つため、気候変動などにともなって土壌成分の湖底/海底への集積量に変動が起きた場合は、その影響を受ける。そのため、やはり気候変動の影響を慎重に検討する必要がある。

上記のように、それぞれの宇宙線生成核種のみでは誤差の大きなデータが得られるため、それぞれのメリット/デメリットを考慮に入れながら、複数核種の対比により正確な宇宙線強度の時系列を取得していくことが重要である。これまでに、過去約 1 万年については、複数のデータから共通な変動成分を抽出するなどの方法により、正確な太陽活動の長期変動の復元が行われている（図 1）。より古

い年代については、主に半減期の長いベリリウム 10 の分析により復元が進められている（例えば Horiuchi et al., 2016 など）。

図 1. 樹木年輪中の炭素 14 と、複数の氷床コア中ベリリウム 10 のデータにより復元された、過去約 1 万年間の太陽活動変動（Steinhilber et al., 2012）。

炭素 14 は半減期が比較的短いため、5 万年程度前までの復元が限界である。一方で、ベリリウム 10 は半減期が長いため、数十万年以上にわたる履歴をたどることが可能である。氷床に関しては、深い年層ほど圧縮を受けやすいため、深い深度では 1 年分解能での分析が困難になるが、南極の氷床コアにおいては現時点で約 3 万年前まで（Sigl et al., 2016）、グリーンランドの氷床コアにおいては約 6 万年前まで（Svensson et al., 2008）、年層の検出が行われている。

最近新たに、トラバーチンと呼ばれる石灰質堆積物の年層からも宇宙線強度の復元が可能であることが示された（Xu et al., 2019; Miyahara et al., 2020）。トラバーチン堆積物は、雨季に土壌成分の流入がある地域では明確な年層が形成されるため、1 年分解能でのデータの取得が可能である。氷床と異なり、トラバーチンは形成後に圧縮を受けないため、深い深度でも 1 年分解能が実現可能である。これまでに 100 万年前までのトラバーチンの存在が確認されており（Capezzuoli et al., 2014）、将来的には、より長期間にわたる 1 年分解能での宇宙線強度変動の検証が可能になる可能性がある。

地球に到来する宇宙線の強度は太陽活動度と逆相関の関係にあり、主には、太陽圏磁場強度の変動やパーカースパイラル構造の発達の度合いに応じて変動している（Jokipii and Thomas, 1981）。まず、太陽活動が活発化し太陽風の強度が増すと、宇宙線の減衰が大きくなる。また、太陽圏の磁気中性面のスパイラル構造が大きく発達すると、主に陽子から成る宇宙線の軌道がその影響を受けて変化するため、宇宙線はそのエネルギーを失いやすくなる。これらの影響により、数十 GeV 以下の宇宙線が大きく変調を受ける。中性子モニターにより観測される宇宙線量のデータによると、太陽活動の増減にともない 20-25%程度の変動がみられる。そのほか、突発的なコロナ質量放出によっても宇宙線量の変動が生じる場合がある。

宇宙線の変動において特に特徴的なのは、太陽双極子磁場の反転にともなう 22 年周期変動が顕著に見られるという点である（Kota and Jokipii, 1983）。太陽圏内における宇宙線はサイクロトロン運動をしながらも子午面方向にドリフトを受けており、その向きは太陽双極子磁場の向きに依存して反転する（図 2）。一方で、太陽圏の磁気中性面のスパイラル構造は、太陽活動が活発になり太陽表面での

磁気中性線の傾きが大きくなるほど発達するため、特に磁気中性面に沿って宇宙線が太陽圏内部へ侵入するフェーズにおいて、宇宙線は強くモジュレーションを受ける。それらの影響により、太陽双極子磁場が正極性の 11 年間と負極性の 11 年間において宇宙線変動の波形が異なるため、22 年の周期変動を生じる。この、正極性と負極性の波形の差異は、例えば長期的に太陽活動が低下したり活発化した場合には、特に顕著になる可能性が示唆されている（Miyahara et al., 2008）。

図 2. 太陽圏の磁気中性面のスパイラル構造と銀河宇宙線の軌道の模式図。太い矢印は、太陽の双極子磁場が負極性の際の子午面循環の向き。正極性においては矢印の向きが反転する。

太陽黒点が数十年以上にわたって消失したマウンダー極小期のベリリウム 10 のデータから、太陽周期の極小において磁気中性面が極端に平坦化し、太陽双極子磁場が負極性の年に一時的に 40%もの宇宙線量の増加が起こっていたことが示唆された（Kataoka et al., 2012）。これには、太陽圏の磁気中性面の平坦化に加えて、さらに外側のヘリオシース等の環境も影響していた可能性がある。宇宙線の観測データに基づきモジュレーションの物理に関して理解を深め、より現実的な太陽圏モデルを構築していくことが、今後の宇宙線量を正確に予測する上で必要である。

宇宙線生成核種のデータは、過去の太陽周期の履歴も記録しており、太陽ダイナモの長期的な変動について理解を得ていく上でも重要な役割を果たす。太陽活動の 11 年周期の長さは、太陽の対流層の循環と関係している可能性が示唆されており（Dikpati and Charbonneau, 1999）、太陽活動低下のプロセスを議論する上でも重要な基礎データである。マウンダー極小期の樹木年輪に含まれる炭素 14 の解析からは、太陽周期が約 14 年程度に延びていたことが示された（Miyahara et al., 2004）。この周期の延びは、マウンダー極小期が発生する 2〜3 周期前から始まっていたことが示唆されており、またシュペーラー極小期でも同様な傾向が確認されている（Miyahara et al., 2010; Moriya et al., 2019）。太陽活動の実際の周期長をより正確に復元し、より多くの極小期について検証していくことで、太陽活動極小期の規模や継続時間が、どのような要因によって決定づけられるのかなどを議論していくことが可能になってくると考えられる。

宇宙線生成核種の 1 年値のデータは、過去の大規模太陽フレアイベントの検出にも有効であることが近年判明してきている。西暦 774-775 年、993-994 年などに、炭素 14 のデータにおいて太陽周期と

は異なる波形で大幅な値の上昇がみられており（Miyake et al., 2012; Miyake et al., 2013）、これらは大規模な太陽フレアによりエネルギーの高い太陽宇宙線が大量に放出されたことによるものとみられている。西暦 774-775 年と 993-994 年については、ベリリウム 10 と塩素 36 のデータにおいても同様の濃度の上昇がみられている（Mekhaldi et al., 2015）。このような突発的なピークは、天体物理学的な観点や宇宙天気の観点からだけではなく、様々な自然物から復元される時系列データの年代決定の目印としても今後重要な役割を果たしていくだろうと期待される。

参考文献

Douglass, A. E.: Tree rings and chronology, Univ. Arizona Bull. 8, 1937.

Douglass, A. E.: Precision of ring dating in tree-ring chronologies, Univ. Arizona Bull. 17, 1946.

Cain, W. F., Suess, H. E.: Carbon 14 in tree rings, J. Geophys. Res. 81, 3688-3694, 1976.

Steinhilber, F., et al.: 9,400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings, Proc. Natl. Acad. Sci. 109, 5967-1971 (2012)

Horiuchi, K., et al.: Multiple 10Be records revealing the history of cosmic-ray variations across the Iceland Basin excursion, Earth Planet. Sci. Lett. 440, 105-114 (2016)

Sigl, M., et al.: The WAIS Divide deep ice core WD2014 chronology – Part 2: Annual-layer counting (0–31 ka BP), Clim. Past 12, 769-786 (2016)

Svensson, K., et al.: A 60 000 year Greenland stratigraphic ice core chronology, Clim. Past 4, 47-57 (2008)

Miyahara, H., et al.: Measurement of beryllium-10 in terrestrial carbonate deposits from South China: A pilot study, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 464, 36-40 (2020)

Xu, H., et al.: High-resolution records of 10Be in endogenic travertine from Baishuitai, China: A new proxy record of annual solar activity?, Quat. Sci. Rev. 216, 34-46 (2019)

Capezzuoli, E., Gandin, A., Pedley, M.: Decoding tufa and travertine (fresh water carbonates) in the sedimentary record: The state of the art, Sedimentology 61, 1-21 (2014)

Jokipii, J. R., Thomas, B.: Effects of drift on the transport of cosmic rays IV - Modulation by a wavy interplanetary current sheet, Astrophys. J. 243, 1115-1122 (1981)

Kota, J., Jokipii, J. R.: Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI - A three-dimensional model including diffusion, Astrophys. J. 265, 573-581 (1983)

Miyahara, H., Yokoyama, Y., Masuda, K.: Possible link between multi-decadal climate cycles and periodic reversals of solar magnetic field polarity, Earth Planet. Sci. Lett. 272, 290-295 (2008)

Kataoka, R., Miyahara, H., Steinhilber, F.: Anomalous 10Be spikes during the Maunder Minimum: Possible evidence for extreme space weather in the heliosphere, Space Weather 10, S11001 (2012)

Dikpati, M., Charbonneau, P.: A Babcock-Leighton flux transport dynamo with solar-like differential rotation, Astrophys. J. 518, 508-520 (1999)

Miyahara, H., et al.: Cyclicity of solar activity during the Maunder Minimum deduced from radiocarbon content, Sol. Phys. 224, 317-322 (2004)

Miyahara, H., et al.: Is the Sun heading for another Maunder Minimum? －Precursors of the grand solar minima, J. Cosmology 8, 1970-1982 (2010)

Moriya, T., et al.: A Study of variation of the 11-year solar cycle before the onset of the Sporer Minimum based on annually measured 14C content in tree rings, Radiocarbon, in press.

Miyake, F., et al.: A signature of cosmic-ray increase in AD 774–775 from tree rings in Japan, Nature 486, 240-242 (2012)

Miyake, F., Masuda, K., Nakamura, T.: Another rapid event in the carbon-14 content of tree rings, Nature Comm. 4, 1748 (2013)

Mekhaldi, F.: Multiradionuclide evidence for the solar origin of the cosmic-ray events of AD 774/5 and 993/4, Nature comm. 6, 8611 (2015)

4.4 古気候データにみる太陽活動の気候影響

宮原　ひろ子（武蔵野美術大学）
（2019 年 12 月 6 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

過去の気候変動は、間接的な指標により復元される。例えば、比較的最近の 2000 年ほどの気温の復元には、年輪幅の解析が用いられることが多い。木の成長率が年輪の幅に反映されるためで、多くの地域において成長率の変動は夏季の気温変動を最も強く反映する。樹木の生育環境によっては降水量等に敏感に応答することもあるため、あらかじめどの気象パラメーターに応答する地域であるのかを検証しておくことが必要である。過去の気温変動はほかに、掘削抗中の温度計測によっても復元することが可能である（Huang et al., 2000）。地球表層の温度変化が熱伝導によって時間とともに地中に伝わっていくことを利用したものである。加えて、グリーンランドの氷床中の温度計測から、過去 1000 年間の履歴が復元された例もある（Dahl-Jensen et al., 1998）。掘削抗の熱伝導計測による気温の復元値は時間分解能が低いが、より直接的に熱の履歴を反映したものであるため、絶対値の信頼性は高いと考えられる。

ほかに植物生理学に基づき過去の気温変化が調べられた例として、古典籍に残されたヤマザクラの満開の記録を利用した例がある（Aono and Kazui, 2008）。ヤマザクラの満開日は、3 月の平均気温と高い相関があり、それに基づき、京都に残された 9 世紀以降の日記から、現代にかけての 1200 年間にわたる気温変動が復元された。ほかに、日記に残された日々の天候の記録から降水日数を割りだし、それと高い相関関係を示す夏季の気温変化を復元した例もある（Mikami, 2008）。ヨーロッパにおいては、ワインの醸造に用いるブドウの収穫日の記録が 600 年分残されており、やはり気温の復元に用いられた（I. García de Cortázar-Atauri et al., 2010）。

そのほか、サンゴ骨格中の Sr/Ca 比から数百年以上の期間にわたる海水温の変動が復元された例もある（Kawakubo et al., 2017）。

より長期的な気温変動は、例えば、湖底堆積物や海底堆積物の花粉の分析（Nakagawa et al., 2003; Hayashi et al., 2010; Kitaba et a., 2013）や、海底堆積物に含まれる氷河性砕屑物などから復元される（Bond & Lotti, 1995）。氷床コアに含まれる酸素同位体比も、気候変化の指標として広く用いられている（Grootes et al., 1993）。

一方、過去の乾燥化/湿潤化の傾向は、鍾乳石に含まれる酸素同位体比などから復元される。降水量が増加すると降水に含まれる酸素の同位体比が低くなることから（Amount effect 効果）、降水量の復元が可能となる。ほかに、近年、樹木年輪の酸素同位体比などからも乾湿環境の復元が活発に行われてきている。樹木の酸素同位体比の場合には、葉の裏にある気孔の開閉の度合いが相対湿度に依存していることと、気孔の開閉により葉内への外気の取り込みが影響を受けることから、湿潤化が進むと酸素同位体比が低くなる傾向を示す（Yamaguchi et al., 2010）。

古気候と太陽活動との比較は古くからなされてきた。洪水、干ばつ、湖の水位など、数多くのデータの中に、太陽活動に特徴的な11年周期や約90年の周期性などが検出されてきた（Hoyt and Schatten, 1997）。

太陽活動と気候変動との対応が顕著な例として、小氷期が挙げられる。13 世紀後半以降、太陽活動は、マウンダー極小期をはじめとする度重なる太陽活動の低下を起こしてきたが（図 1）、同期して地球では小氷期と呼ばれる寒冷な気候に見舞われていた。小氷期が発生する以前は、気候は数百年にわたって温暖な状態が続いていたが、それも太陽活動が活発であった時代と対応している。小氷期においては、北ヨーロッパを中心に氷河が拡大し、穀物の収穫量の低下、栄養失調による伝染病の蔓延、餓死や伝染病による死亡者数の大幅な増加が発生した。1815 年のタンボラ山の大噴火をはじめとする火山噴火も、小氷期の気候の悪化を後押しした（Gao et al., 2008）。

図 1. 過去 1000 年間に発生した太陽活動極小期

小氷期と太陽活動との関連性を決定付けたのは、北大西洋の海底コアに含まれる氷河性砕屑物に関する研究成果である（Bond et al., 2001）。氷河性砕屑物の増減からは、過去 1 万年間にわたって気候が太陽活動の 1000 年/2000 年周期に応答して寒冷化していたことが示された。具体的には、太陽活動が低下していた時代に、海底コア中の氷河性砕屑物の量が増加しており、寒冷化にともなって氷山の流出量が増加していたことや、海水温が低下していたことによって氷山の漂流の南限が低下していたことが示唆される。同様の 1000 年/2000 年スケールの太陽活動と気候変動の相関は、最終氷期の時代にも見つかっており（Obrochta et al., 2012）、太陽活動が長期間にわたって気候変動に顕著に影響を及ぼしてきたことが示唆される。

短い周期では、例えば 11 年のスケールで、太陽活動と気候変動に相関が見つかっているほか、近年では、太陽の自転周期が気象現象に影響を及ぼしているとみられる証拠も見つかってきている。十年以下の時間スケールにおいては、エルニーニョ・南方振動等にともなう気候変動が卓越するため、11 年周期の影響を検出することが難しくなるが、それらの影響を除去したデー

タからは、地球表層の温度が太陽活動と非常によく同期しながら変動している様子が捉えられている（Tung and Camp, 2008）。さらに短い周期性として、太陽は約 1 か月の自転周期を持つが、地球は似たような周期性としてマッデン・ジュリアン振動と呼ばれる 30～60 日程度の変動を持っており、太陽の自転周期の影響を厳密に識別することが難しくなっている。しかしながら、雷によって励起される電波（シューマン共鳴）の検出によってモニターされた全球の雷活動（Sato et al., 2005）や、気象観測によって得られた日本やイギリスの雷活動などに約 27 日の周期性が見つかっているほか（Miyahara et al., 2017; Scott et al., 2014）、赤道域の雲活動からも約 27 日の周期性が見つかっている（Takahashi et al., 2010; Hong et al., 2011）。重要な点は、太陽活動の静穏期においてはそのような周期性はほとんど検出されず、太陽活動が活発な時期にだけ強く検出されるという点である。古典籍を用いて過去 150 年分の日々の雷活動を調べた例からは、太陽黒点数が多くなればなるほど、約 27 日の周期性が強く現れるということも確かめられた（Miyahara et al., 2018）。近年は、マッデン・ジュリアン振動の時間発展のフェーズと太陽自転周期との関連性をより直接的に検証するような研究も進められつつある（Hood, 2018; Hoffmann and Savigny, 2019）。

このように、様々な時間スケールで太陽活動と気候あるいは気象現象とに相関関係が見つかっている一方で、両者をつなぐメカニズムは未だ解明されていない。太陽活動が気候変動に影響する経路はいくつか考えられる（図 2）。まず 1 つ目は、太陽総放射量の変動であるが、それだけでは観測されている気候変動を充分には説明できない。1970 年代の終わり頃から開始した太陽総放射量の観測によれば、11 年周期の極大と極小では 1W/m^2 程度の差異しか認められていない。そのため、太陽紫外線が成層圏温度場に与える影響や、太陽風粒子の大気化学反応への影響、銀河宇宙線が雲核の形成や雲粒の成長に与える影響、あるいは降下粒子が全球グローバルサーキットに与える影響などについて研究が進められている。

図 2. 太陽活動が気候システムに影響する経路の概略図

これらの要因がそれぞれ地球にどのような影響を及ぼすのか、それを識別する方法はいくつか考えられる。例えば、22 年周期は、太陽の放射量にはほとんど見られないが、4.3-3 で述べたように銀河宇宙線の変動には顕著に見られる変動であるため、銀河宇宙線の影響を識別できる可能性がある（Miyahara et al., 2008; Yamaguchi et al., 2010）。太陽放射と銀河宇宙線の変動は、太

陽自転周期のスケールでも、変動パターンに差異が見られる。自転にともなう太陽放射の変動は、主に黒点の数やサイズと、そして自転にともなうそれらの移動によって特徴付けられる。一方で、銀河宇宙線の変動は、地球側でコロナ質量放出が発生し、銀河宇宙線が強く遮蔽された場合に減少する。このように、太陽放射と銀河宇宙線とで時系列プロファイルに差異が見られるスケールについての研究から、今後多くの情報が得られてくると考えられる。

太陽活動が気候システムに作用する具体的なプロセスを気候モデル等も用いながら検証していくにあたって、太陽活動の変動に対する気候応答の地域差を明らかにすることも重要になってくる。小氷期における気候の研究からは、太陽活動が低下した際に、全球の平均気温としては 0.6℃程度の低下であった一方で、地域によっては最大 2.5℃もの気温の低下が起こっていたことが示された（Mann et al., 2009）。日本も影響が大きかった地域の１つであったと見られる。

降水についても顕著な地域差が見られ、例えば南シナ海周辺では小氷期に夏季の降水量の増加が見られた一方で、中国北部地域では乾燥化が進んでいた（Yan, et al., 2015）。これは、太陽活動が低下した際の大気循環の変化を反映しているものと考えられる。日本においては、気温の応答から少し遅れるかたちで小氷期の特に末期において降水量が増加していたことが樹木の酸素同位体比の分析から発見された（Sakashita et al., 2017）。

古気候学的な研究により気候応答の地域差を明らかにし、気候モデル実験の結果との対比を進めていくことが、太陽活動が気候システムに与える影響を明らかにする上でも重要である。

参考文献

Yamaguchi, T., Yokoyama, Y., Miyahara, H., Sho, K., Nakatsuka, T.: Synchronized Northern Hemisphere climate change and solar magnetic cycles during the Maunder Minimum, Proc. Natl. Acad. Sci. 107, 20697-20702 (2010)

Huang, S., Pollack, H. N., Shen, P.-Y.: Temperature trends over the past five centuries reconstructed from borehole temperatures, Nature 403, 756-758 (2000)

Dahl-Jensen, D., et al.: Past temperatures directly from the Greenland ice sheet, Science 282, 268-271 (1998)

Aono, Y., Kazui, K.: Phenological data series of cherry tree flowering in Kyoto, Japan, and its application to reconstruction of springtime temperatures since the 9th century, Int. J. Climatol. 28, 905-914 (2008)

Mikami, T.: Climatic variations in Japan reconstructed from historical documents, Royal Met. Society 63, 190-193 (2008)

García de Cortázar-Atauri, I., et al.: Climate reconstructions from grape harvest dates: Methodology and uncertainties, Holocene 20, 599-608 (2010)

Kawakubo, Y., Alibert, C., Yokoyama, Y.: A Reconstruction of subtropical western North Pacific SST variability back to 1578, Based on a Porites coral Sr/Ca record from the northern Ryukyus, Japan, Paleoceanography 32, 1352-1370 (2017)

Nakagawa, T., Kitagawa, H., Yasuda, Y., Tarasov, P.E., Nishida, K., Gotanda, K., Sawai, Y., Asynchronous climate changes in the North Atlantic and Japan during the Last Termination, Science 299, 688–691 (2003)

Hayashi, R., Takahara, H., Hayashida, A., Takemura, K., Millennial-scale vegetation changes during the last 40,000 yr based on a pollen record from Lake Biwa, Japan, Quaternary Research 74, 91099 (2010)

Kitaba, I. et al., Midlatitude cooling caused by geomagnetic field minimum during polarity reversal, Proc. Natl. Acad. Sci. 110, 1215-1220 (2013)

Bond, G. C., Lotti, R., Iceberg discharges into the north atlantic on millennial time scales during the last glaciation, Science 267, 1005-1010 (1995)

Grootes, P. M. et al., Comparison of oxygen isotope records from the GISP2 and GRIP Greenland ice cores, Nature 366, 552-554 (1993)

Hoyt, D., Shatten, K. H. (ed.): The Role of the Sun in Climate Change. Oxford University Press, New York (1997)

Gao, C., Robock, A., Ammann, C.: Volcanic forcing of climate over the past 1500 years: An improved ice core-based index for climate models, J. Geophys. Res. 113, D23111 (2008)

Bond, G., et al: Persistent solar influence on North Atlantic climate during the Holocene, Science 294, 2130-2136 (2001)

Obrochta, S. P., Miyahara, H., Yokoyama, Y., Crowley, T. J.: A re-examination of evidence for the North Atlantic “1500-year cycle” at Site 609, Quat. Sci. Rev. 55, 23-33 (2012)

Tung, K. K., Camp, C. D.: Solar cycle warming at the Earth’s surface in NCEP and ERA-40 data: A linear discriminant analysis, J. Geophys. Res. 113, D05114 (2008)

Sato, M., Fukunishi, H.: New evidence for a link between lightning activity and tropical upper cloud coverage, Geophys. Res. Lett. 32, L12807 (2005)

Miyahara, H., et al.: Solar 27-day rotational period detected in a wide-area lightning activity in Japan, ANGEO Communicates 35, 583-588 (2017)

Scott, C. J., et al.: Evidence for solar wind modulation of lightning, Environ. Res. Lett. 9, 055004 (2014)

Takahashi, Y., et al.: 27-day variation in cloud amount and relationship to the solar cycle, Atmos. Chem. Phys., 10, 1577-1584 (2010)

Hong, P. K., et al.: Implications for the low latitude cloud formations from solar activity and the Quasi-Biennial Oscillation, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73, 587-591 (2011)

Miyahara, H., et al.: Solar Rotational Cycle in Lightning Activity in Japan during the 18–19th Centuries, ANGEO Communicates, 36, 633-640 (2018)

Hood, L. L.: Short-Term Solar Modulation of the Madden Julian Climate Oscillation, J. Atmos. Sci. 75, 857–873 (2018)

Hoffmann, C. G., von Savigny, C.: Indications for a potential synchronization between the phase evolution of the Madden–Julian oscillation and the solar 27-day cycle, Atmos. Chem. Phys. 19, 4235-4256 (2019)

Miyahara, H., Yokoyama, Y., Masuda, K.: Possible link between multi-decadal climate cycles and periodic reversals of solar magnetic field polarity, Earth Planet. Sci. Lett. 272, 290-295 (2008)

Mann, M. E., et al.: Global Signatures and Dynamical Origins of the Little Ice Age and Medieval Climate Anomaly, Science 326, 1256-1260 (2009)

Yan, H.: Dynamics of the intertropical convergence zone over the western Pacific during the Little Ice Age, Nat. Geo. 8, 315-320 (2015)

Sakashita, W., et al.: Hydroclimate reconstruction in central Japan over the past four centuries from tree-ring cellulose δ18O, Quat. International 455, 1-7 (2017)

4.5 太陽活動の気候影響

4.5.1 太陽活動の超高層大気への影響

藤原　均（成蹊大学 サステナビリティ教育研究センター/理工学部）
陣　英克（情報通信研究機構）
（2020 年 3 月 24 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

本節では、超高層大気（主として熱圏領域での大気：高度にして約 85-95 ㎞～ 約 350-800 ㎞）における大気変動の概要について解説する。はじめに熱圏で見られる主な変動現象について概観し、それらの変動が生じる要因や熱圏パラメータ（温度、密度、風速など）の変動の大きさ等について述べることとする。

4.5.1.1 超高層大気（熱圏大気）で見られる変動

大気の上端に位置する熱圏領域は、オーロラが輝き、人工衛星（低高度衛星）や国際宇宙ステーション（高度約 400 km）が飛翔する大気領域と宇宙空間との境界領域と言うことができる。したがって、熱圏大気は、宇宙と下層大気からのエネルギー流入によって激しく変動する。

図 1 は、熱圏領域と下層大気とのエネルギー的な結合過程を模式的に示したものである。特に、下層大気起源の大気波動は、熱圏・電離圏領域に大きな影響を及ぼすことが観測や数値シミュレーションから明らかとなっている （例えば, Jin et al., 2011）。近年、対流圏に起源を持つ様々な気象現象や気候変動の影響が熱圏領域にも及んでいることが明らかとなった。前者の例では、成層圏突然昇温の影響が挙げられ、後者では、二酸化炭素の増加（地球温暖化）に伴う熱圏大気の寒冷化の例が挙げられる（下層大気が電離圏変動に及ぼす影響は第 2 章にて、中層大気変動に与える影響については次節にて述べられる）。

下層大気の影響に加え、太陽活動を起源とするエネルギー流入も大規模な熱圏変動を引き起こしている。長期的な変動では、太陽活動周期に依存した太陽紫外線放射の変動により温度、組成、密度、及び風速が変化する。短期的には、地磁気活動（オーロラ活動）変化に依存して、極域へのエネルギー流入（オーロラ粒子の流入や磁気圏からの電磁エネルギー流入）の変化によって熱圏大気の温度、組成、密度、及び風速が変化する。特に、磁気嵐の際には、大規模な変動が生じることが知られており、磁気嵐、電離圏嵐と同様に熱圏嵐と呼ばれることもある。次節以降、熱圏変動の詳細と、それらを引き起こす要因について述べることとする。

図 1. 下層大気から中層・超高層大気への影響と緯度間結合（地球電磁気・地球惑星圏学会「地球電磁気学・地球惑星圏科学の現状と将来 2018 年版」より）

4.5.1.2 超高層大気変動を引き起こす太陽放射変動

太陽放射のほとんどは可視光線であり、地表面に到達した可視光線のエネルギーを受け取って、我々生命が生存できる環境が形成・維持されている。一方、地球超高層大気中では、太陽放射にわずかに含まれる紫外線が吸収され、大気のエネルギー源となっている。大気上端に到達する可視光線のエネルギー量が 1.75×10^{17} W であるのに対し、紫外線のエネルギー量は、10^{11}（太陽活動極小期）～ 10^{12}（太陽活動極大期）W である。熱圏大気は極めて希薄であることから、この紫外線の吸収により約 1000 K に近い高温となる。太陽活動極小期-極大期の間に、紫外線エネルギーは 1 桁程度の変動を示すことから、熱圏大気の気温は太陽活動に強く依存したものとなる。熱圏大気の加熱や電離圏プラズマの生成において、約 10 -102.8 nm の波長域の紫外線が重要であり、この波長域の紫外線を極端紫外線（Extreme Ultra Violet: EUV）と呼ぶ（102.8 nm は、熱圏大気主成分の 1 つである酸素分子の電離に寄与する紫外線波長の閾値であり、これより長い波長の紫外線は大気分子の電離を引き起こさない）。可視領域の光は、11 年周期の間に約 0.1%程度変化するのに対し、100 nm より短い波長領域の X 線・紫外線は平均して

200 %程度の変動を示す（Lean, 1991）。

熱圏・電離圏での様々なパラメータを推定するために、太陽紫外線スペクトルモデルや、スペクトルモデルに対応した大気分子の紫外線吸収断面積データが不可欠である。一般に、太陽紫外線スペクトルモデルは、F10.7 インデックスをプロキシとして作成されることが多い（F10.7 インデックスは、sfu=10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1} を単位とする波長 10.7cm の太陽電波強度）。太陽紫外線のスペクトル観測は十分ではなく、また、吸収断面積データにも不確定性があるため、今後もスペクトルモデルの改訂が求められる。特に、F10.7 が 68 を下回る場合や、過去の太陽紫外線を推定するためのモデルは気候変動の再現・予測において重要と考えられる。太陽紫外線スペクトルモデルについては、例えば、Laen （1991）や Lean et al. （2011）に詳細が述べられている。

4.5.1.3 熱圏大気の温度変化

図 2 に、代表的な熱圏大気温度の高度プロファイルの例を示す。超高層大気の研究分野において標準的な経験（統計）モデルの 1 つである NRLMSISE-00 （Picone et al., 2002）を用いて作成した中緯度正午の地磁気静穏時のプロファイルである。温度差が顕著となる 2 例（太陽活動極小期の冬と太陽活動極大期の夏）を示した。ここで示した例では、熱圏上端（外気圏）で 800 K もの温度差が生じている。図 2 では地磁気静穏時の場合を示したが、地磁気擾乱時にはさらに数 100 K の温度変動が加わって、熱圏大気が極めて大きく変動する可能性がある。

高度約 300 km での等圧面上での大気温度、水平風速の全球分布の例を図 3 に示す。図 3 は大気大循環モデル（Miyoshi and Fujiwara, 2003）による、太陽活動極小、地磁気静穏時、12 月 1 日（南北半球がそれぞれ夏冬の場合）のコンディションでの計算例である。極域では、弱いながらもオーロラ粒子の降込みと磁気圏起源の電場を入れていることから、ジュール加熱による高温領域が見られる。また、下層大気の影響により生成されたものと考えられる局所的な高温・低温領域が見られる。両極間では、500 K 程度の温度差があり、また、200-300 K 程度の昼夜温度差が生じていることがわかる。

熱圏での大気加熱機構は、第一には太陽紫外線加熱であるが、これに加えてオーロラ（地磁気）活動に起因する極域加熱がある。また、力学的な熱輸送や断熱圧縮加熱などによって様々な温度分布が形成される。熱圏での大気冷却機構は、大気分子からの赤外線放射により熱エネルギーを宇宙空間へ放出すること、熱伝導などによって熱を熱圏の外へ輸送することである（例えば、Roble et al., 1987）。冷却に効く主な赤外放射は、二酸化炭素（CO_2）、一酸化窒素（NO）、酸素原子（O）によるもので、それぞれ波長 15、5.3、63μm の強い放射が存在する。1970 年代までは、熱圏（特に上部熱圏）に大量に存在する O による 63μm 放射が最も有効な赤外放射であると考えられていたようであるが（後に放射強度の見積もりが過大評価であること

がわかった）、現在では CO_2、NO による赤外放射が超高層大気のエネルギー収支にとって重要と考えられている。CO_2 は、前述したように、対流圏での CO_2 増加（地球温暖化）とも関係し、また、NO は太陽紫外線、オーロラ粒子、太陽プロトンなどによる N_2 の解離によって生成されることから、太陽活動変化に対する熱圏大気応答を複雑なものにしている（NO による影響の詳細は、次節で示される）。

図 2. NRLMSISE-00 による地磁気静穏時熱圏大気温度の高度プロファイルの例。

図 3. 大気大循環モデルで計算された高度約 300 km での熱圏大気温度、水平風速の全球分布。太陽活動極小期、地磁気静穏時、12 月のコンディションでの例。

4.5.1.4 熱圏大気の密度・組成変化

前述したように、太陽活動によって熱圏大気温度は大きく変動する。大気加熱が大きく、高温になると熱圏大気は膨張し高高度にまで広がる。一方、大気加熱が小さく、低温になると熱圏大気は収縮する。そのため、熱圏上端の高度は太陽活動によって上下し、ある一定の高度領域で見ると、熱圏大気（質量）密度は増減することとなる。図 4 に大気質量密度の高度分布を高度 0～600 km の範囲で示す。NRLMSISE-00 を用いた全球平均のプロファイルで太陽活動極小、極大期における地磁気静穏時の例である。例えば高度 400 km では、太陽活動極大期の密度は、極小期のそれに比べて 10 倍ほど増大していることがわかる。

図 5 に大気大循環モデルで計算された太陽活動極小期、地磁気静穏時の高度約 400 km における熱圏大気質量密度の全球分布（3 月、6 月、9 月、12 月）の例を示す。緯度、地方時による変化が顕著である一方で、温度分布と同様に局所的な増減が見られる。このような大気密度の空間分布や、後述する時間変動は、低高度を飛翔する人工衛星や国際宇宙ステーションに加わる大気摩擦力の大きさを左右するものであり、これら宇宙機の運用にとって大気密度の時空間変動の把握は重要な課題である（人工衛星に働く大気摩擦力は、第 1 章にて述べられている）。

超高層大気が下層大気と大きく異なる点の 1 つに、大気組成比が高度とともに変化することが挙げられる。下層大気では、大気は良くかき混ぜられた状態であり、大気組成比は一定である。ところが、超高層大気では、重い大気分子は下方に、軽い大気分子は上方に分布する重力分離が生じる。図 6 に電離圏経験モデル IRI2007（Bilitza et al., 2008）と中性大気モデル NRLMSISE-00 によって得られた熱圏・電離圏でのプラズマ（電子、イオン）、中性大気数密度分布の例を示す。地磁気静穏時、中緯度正午における太陽活動極小（実線）、極大期（点線）の春分時のプロファイルである。電子密度のピークが見られる高度約 300km 付近では、電子密度は中性大気密度の 0.1%程度であり、電離圏 F 領域では中性大気は電離圏プラズマに比べはるかに多く存在している。また、上部熱圏（高度 200 km よりも上方）で、太陽活動に依存した組成比の変化が大きくなることがわかる。上部熱圏では、最も多く存在する大気成分は酸素原子であるが、この酸素原子（航空宇宙分野では原子状酸素とも言う）が宇宙機の表面素材の劣化に寄与することから、酸素原子の時空間変動の理解は、大気質量密度と同様に宇宙機運用において重要な課題となっている（例えば、Tagawa et al., 1994）。

図 4. NRLMSISE-00 による大気質量密度の全球平均高度分布。

図 5. 大気大循環モデルで計算された高度約 300 km での熱圏大気質量密度の全球分布。太陽活動極小期、地磁気静穏時の 3 月、6 月、9 月、12 月の例。

図 6. IRI2007 と NRLMSISE-00 によって得られた熱圏・電離圏でのプラズマ、中性大気数密度分布の例

4.5.1.5 熱圏大気の風系変化

対流圏では、ハドレー循環、フェレル循環、極循環、成層圏ではブリューワー・ドブソン循環といった子午面循環が特徴的であるが、熱圏大気にも、対流圏、成層圏同様に特徴的な大規模循環が存在する。前述したように、熱圏では、太陽紫外線加熱（緯度が低いほど加熱は大きい）とオーロラ加熱（高緯度）が主な大気の熱源となり、これらによって生じる気圧傾度力や高緯度では更にイオン抗力によって熱圏循環が駆動される。

図 7 に Roble（1987）による模式的な熱圏子午面循環を示す。低緯度、高緯度の加熱領域から駆動される子午面循環のセルが見られるが、様々なコンディションによって加熱の大きさや、加熱領域の広がりが変化するためセルの大きさが変化することがわかる。

図 8 も図 7 と同様に Forbes（2007）による熱圏子午面循環、及びそれに伴う組成変化の模式図である。上昇流の領域では下層の窒素分子（N_2）が豊富な大気が持ち上げられ、下降流の領域では上層の酸素原子（O）が豊富な大気が沈み込むことから、それぞれにおいて O/N_2（N_2-O 比）が異なることがわかる。すなわち、上昇流の領域では O/N_2 が小さく、下降流の領域では O/N_2 が大きくなる傾向となる。N_2 や O_2 は O^+ との電荷交換により NO^+ や O_2^+ を生成するが、NO^+ や O_2^+ は O^+ と比べて電子との再結合が迅速に起こり、プラズマの減少に寄与する。このように、大気循環の指標、プラズマの生成消滅を理解するため、超高層物理学分野では、O/N_2 が重要なパラメータとして計測されてきた。

上部熱圏での全球的な風系は、前出の図 3 において示されたとおりである。図 3 では、極域に高速熱圏風が顕著にみられる。これは昼から夜に向かう（気圧傾度力によって駆動された）流れと、イオン抗力による大気運動とが重なり合って形成されたものと理解される。高度約 100 km よりも下方では、大規模な流れは概ね地衡風によるものであるが、上部熱圏ではもはや地衡風近似は成り立たず、気圧傾度に沿った方向に風が吹く（Fuller-Rowell, 1995）。

図 7. 熱圏循環の模式図。左側のパネルは春分・秋分、右側のパネルは夏至・冬至の場合。上から地磁気静穏時、平均的な地磁気活動時、地磁気擾乱時の循環を表す。（Roble, 1987）

図 8. 熱圏の子午面循環とそれに伴う組成変化。（Forbes, 2007）

4.5.1.6 地磁気擾乱時の熱圏変動

地磁気擾乱時には、熱圏では数 10 分～数時間、数日の時間スケールで様々な変動が生じている。特に地磁気擾乱時には、熱圏変動の時空間スケールは多様であり、その原因の理解に加えて、擾乱の予測・予報を実施することは極めて難しい。ここでは、現在知られている地磁気擾乱時の熱圏変動の概要と、今後の課題のいくつかを述べることとする。

図 9、図 10 に大気大循環モデルで計算された、熱圏大気温度、水平風の全球分布を示す。太陽活動極小、12 月のコンディションで、地磁気静穏時（図 9: ポラーキャップポテンシャル差を 30 kV）と 24 時間極域へのエネルギー流入を増大させた場合（図 10: ポラーキャップポテンシャル差を 156 kV）のものである。図 9、図 10 ともに等圧面上での値を示したもので、それぞれの全球平均高度は 309 km、384 km である。図 9 では、最高気温が 989 K、最大風速が 288 m/s となっている一方で、図 10 では、最高気温が 1573 K、最大風速が 908 m/s と計算されている（図 10 の計算では、NO 赤外放射の大きさが過小評価の可能性があり、気温、風速ともにやや大きめの値になっている可能性がある）。このような地磁気活動（オーロラ活動）の変化は、太陽フレアなどに伴う太陽風の変動によって引き起こされ、太陽活動周期変化などに比べて短い時間スケールでの熱圏変動の原因となっている（変動の振幅は、大規模磁気嵐の場合には太陽活動周期変化に伴う変動に匹敵し、時にはそれを上回ることもある）。地磁気活動（オーロラ活動）の変化は、極域へのエネルギー流入量、エネルギー流入領域の変化を引き起こすものであるが、熱圏の変動は極域に限らず中・低緯度にもおよび、全球的な変動となる。図 7 に示されるような、大気循環そのものが、上記の時間スケールの間に大きく変わる場合もある。

熱圏大気変動において、伝搬性大気擾乱（Traveling Atmospheric Disturbances: TADs）と呼ばれる現象が知られており、これも全球的な熱圏変動を生み出す要因の 1 つである。電離圏プラズマの変動の場合、伝搬性電離圏擾乱（Traveling Ionospheric Disturbances: TIDs）と呼ばれるが、中性大気の変動に着目した場合にはこれと区別して上記の名前が用いられている。TAD の励起源は様々であり、詳細については不明な点もあるが、地磁気擾乱時には大規模 TAD（large-scale TAD: LS-TAD）の励起・伝搬が観測されることが多い（Fujiwara and Miyoshi, 2006; Bruinsma and Forbes, 2007）。LS-TAD は約 600-700 m/s の速さで極域から低緯度へと伝搬し、熱圏大気温度、風速、質量密度、組成変化を引き起こす（例えば、Prölss, 1995）。

測地衛星 CHAMP 搭載の加速度計による上部熱圏（高度 400 km 付近）での大気質量密度計測は、様々な熱圏変動の観測に成功している（例えば、Liu et al., 2005; Bruinsma and Forbes, 2007）。CHAMP の観測によれば、大磁気嵐の際、衛星軌道に沿っての大気質量密度は数 10 分のうちに 5 倍程度にまで増加する場合もあることが明らかとなった。磁気嵐後、増大した質量密度がもとに戻るまでの時間は、CHAMP の観測では 8 時間程度であったが、現在の物理モデル（例えば、TIE-GCM）では 12-15 時間程度と見積もられ、観測結果の再現には成功していない（Lei et al., 2011）。

図 9. 大気大循環モデルで計算された高度約 309 km での熱圏大気温度、水平風速の全球分布。太陽活動極小期、地磁気静穏時（ポラーキャップポテンシャル差が 30 kV のとき）、12 月のコンディションでの例。

図 10. 大気大循環モデルで計算された高度約 384 km での熱圏大気温度、水平風速の全球分布。太陽活動極小期、地磁気擾乱時（ポラーキャップポテンシャル差が 30 kV の状態から 24 時間 154 kV にしたとき）、12 月のコンディションでの例。

参考文献

Jin, H., Y. Miyoshi, H. Fujiwara, H. Shinagawa, K. Terada, N. Terada, M. Ishii, Y. Otsuka, and A. Saito, Vertical Connection from the Tropospheric Activities to the Ionospheric Longitudinal Structure Simulated by a New Earth's Whole Atmosphere-Ionosphere Coupled Model, Journal of Geophysical Research, 116, A01316, doi:10.1029/2010JA015925 (2011).

Lean, J.: Variations in the Sun's radiative output, Reviews of Geophysics, doi:10.1029/91RG01895 (1991).

Lean, J., Woods, T. N., Eparvier, F. G., Meier, R. R., Strickland, D. J., Correira, J. T., Evans, J. S.: Solar extreme ultraviolet irradiance: Present, past, and future, Journal of Geophysical Research doi:10.1029/2010JA015901 (2011).

Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., Aikin, A. C.: NRLMSISE‐00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, Journal of Geophysical Research, doi:10.1029/2002JA009430 (2002).

Miyoshi, Y., and Fujiwara, H.: Day-to-day variations of migrating diurnal tide simulated by a GCM from the ground surface to the exobase. Geophysical Research Letters, 30 (15), 1789, doi:10.1029/2003GL017695 (2003).

Roble, R. G., Ridley, E. C., Dickinson, R. E.: On the global mean structure of the thermosphere, Journal of Geophysical Research, 92, doi:10.1029/JA092iA08p08745 (1987).

Bilitza, D., and Reinisch, B. W.: International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters, Adv. Space Res., 42(4), 599- 609, doi:10.1016/j.asr.2007.07.048 (2008).

Tagawa, M., Tomita, M., Umeno, M., Ohmae, N.: Atomic oxygen generators for surface studies in low Earth orbit, AIAA Journal, 32, 95-100 (1994).

Roble, R. G.: The Earth’s thermosphere, The solar wind and the Earth edited by S.-I. Akasofu and Y. Kamide, Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 245-264 (1987).

Forbes, J. M.: Dynamics of the thermosphere, Journal of the Meteorological Society of Japan, 85B, 193-213 (2007).

Fuller-Rowell, T. J.: The Dynamics of the Lower Thermosphere, The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory, Geophys. Monogr. Ser., vol. 87, edited by R. M. Johnson and T. L. Killeen, pp. 23-36, AGU, Washington, D. C. (1995).

Fujiwara, H., and Miyoshi, Y.: Characteristics of the large-scale traveling atmospheric disturbances during geomagnetically quiet and disturbed periods simulated by a whole atmosphere general circulation model, Geophysical Research Letters, 33, L20108, doi:10.1029/2006GL027103 (2006).

Bruinsma, S. L., Forbes, J. M.: Global observation of traveling atmospheric disturbances (TADs) in the thermosphere, Geophysical Research Letters, doi:10.1029/2007GL030243 (2007).

Prölss, G.W., Ionospheric F-region storms, in Handbook of Atmospheric Electrodynamics, 195-248, Volume II, CRC Press (1995).

Liu, H., Lühr, H., and Köhler, W.: Global distribution of the total mass density derived from CHAMP, Journal of Geophysical Research., 110, A04301, doi:10.1029/2004JA010741 (2005).

Lei, J., Thayer, J. P., Lu, G., Burns, A. G., Wang, W., Sutton, E. K., Emery, B. A.: Rapid recovery of thermosphere density during the October 2003 geomagnetic storms, Journal of Geophysical Research, doi:10.1029/2010JA016164 (2011).

4.5.2 太陽活動の中間圏・下部熱圏への影響

三好　勉信（九州大学理学研究院）
（2019 年 12 月 25 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

本節では、中間圏・下部熱圏領域（高度にして約 50 km～約 120 km）における大気大循環について解説する。まず、太陽活動極小期（太陽放射量極小かつ地磁気静穏時）の大気大循環について説明し、太陽放射量極大期や地磁気擾乱時の循環変化について説明する。また、上層大気が下層大気へ及ぼす影響を考える重要な NO（一酸化窒素）の熱圏から成層圏への輸送について説明する。

4.5.2.1 中間圏・下部熱圏における大気大循環（温度分布）

大気圏は、温度鉛直分布により、対流圏・成層圏・中間圏・熱圏に分類されている。緯度によって異なるが、地表から高度約 10－15 km（対流圏界面）までが対流圏、対流圏界面から高度約 50－65 km（成層圏界面）までが成層圏、成層圏界面から高度約 80－95 km（中間圏界面）までが中間圏、中間圏界面より上方が熱圏となる。一方、成層圏から下部熱圏（約 120 km）は中層大気と呼ばれている。水蒸気の凝結過程（いわゆる気象現象）を伴う対流圏やプラズマとの相互作用が重要となる上部熱圏とは異なる独自の特徴を持つ大気大循環が存在するからである。本節では、中層大気の上部に位置する高度約 50 km～120 km 領域について、大気大循環と太陽活動変動による影響について説明することにする。

図 1 に太陽活動極小・地磁気静穏時における 6 月の温度の緯度—高度分布を示す。ここでは、大気圏電離圏結合モデル GAIA（Jin et al., 2011）の中性大気部分（Miyoshi and Fujiwara, 2003）の結果を基に示す。中層大気の温度分布は、放射（太陽放射と赤外放射）と力学による熱輸送によりほぼ決まる。成層圏から中間圏下部では、オゾンによる太陽紫外線吸収により、熱圏では、酸素分子や窒素分子による太陽紫外線・極端紫外線（UV/EUV）の吸収による加熱が顕著である。そのため、成層圏・中間圏下部や熱圏では、太陽加熱が大きい夏半球（6 月の場合は北半球）高緯度域で高温、加熱のない冬半球高緯度域で低温となっていることが分かる。太陽放射を吸収する物質が少ない中間圏界面付近では低温となっている。赤外冷却率は、温度や赤外放射物質の濃度により決まる。高度約 100 km 以下では CO_2（二酸化炭素）による冷却、高度 100 km 以上では NO による冷却が中心である。詳しくは、SABER 衛星による赤外放射観測（Mlynczak et al., 2010）を参照されたい。

図 2 に放射（太陽放射と赤外放射の合計）による加熱冷却率を示す。図から明らかなように、夏半球では太陽放射加熱が赤外冷却率を上回り、逆に、冬半球側では、赤外冷却率が太陽加熱率を上回っている。もし、力学による熱輸送が無いと仮定すれば、夏半球側の温度は上昇し続け、逆に冬半球側の温度は降下し続けることになる。しかし、実際には力学による熱輸送により、図 1 に示す温度分布が保たれている。特に、中間圏上部から中間圏界面付近（高度 70－100 km）では、夏半球高緯度側の温度の方が冬半球高緯度側より低くなっている。この温度の緯度分布は、放射による加熱冷却では説明できない。詳しくは次節で説明する。

図 1. 太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時における 6 月 21 日から 25 日までの 5 日平均値。単位は、K 。

図 2. 放射（太陽放射と赤外放放射の合計）による加熱・冷却率分布図。単位は K/day。

4.5.2.2 中間圏・下部熱圏における大気大循環（風系分布）

太陽活動極小期における風系分布について説明する。図 3a に 6 月における東西平均東西風の緯度―高度分布を示す。成層圏では、夏半球高緯度の高温、冬半球高緯度の低温に伴い、それぞれ高気圧および低気圧が生成され、地衡風平衡により夏半球では東風、冬半球では西風（極夜ジェットと呼ばれる）となっている。東風および西風は、中間圏では高度と共に弱くなり、高度 80－100 km にはほとんどの緯度帯において風速が弱くなる弱風層が形成されている。この弱風層は、対流圏起源の大気重力波による減速効果により引き起こされている。夏半球側の東風領域では、東に伝播する重力波が鉛直伝播しやすくなり（西に伝播する重力波は鉛直直伝播できなくなる）、中間圏上部で砕波する際に、東向きの運動量を放出することにより、東風を弱める。逆に冬半球側では、西に伝播する重力波が中間圏上部で砕波することで、西風を弱める。成層圏では、重力波だけではなく惑星波による減速効果も重要である（Sato et al., 2018）。もし、大気波動による減速効果が無ければ、極夜ジェットは優に 200m/s を超える。この大気波動の砕波に伴う減速効果により、夏半球高緯度域で上昇、夏半球から冬半球に向かう風、冬半球高緯度域で下降する子午面循環が駆動される（図 3b）。この子午面循環により、夏半球高緯度域で上昇流による降温、冬半球高緯度域では、下降流による昇温が発生する。したがって、中間圏の温度の緯度分布は、上昇流・下降流に伴う降温・昇温の結果である。（図 3c、詳しくは、MTI ハンドブックを参照のこと）。

高度 120 km 以上の熱圏では、夏半球側で上昇し、冬半球側に向かい、冬半球側で下降する子午面循環がみられる。熱圏の子午線循環は、前述したような大気波動により強制された循環ではなく、太陽加熱の緯度分布により生じた熱的な循環である。ここで示した子午面循環は、日平均および経度平均したものである。熱圏の風系は日変化が激しいので、熱圏の風系の説明には日平均・東西平均ではなく、経度分布をみる必要がある。熱圏の循環については、4.5.1 章を参照のこと。

高度 100－120 km における下部熱圏領域での子午面循環を見ると、成層圏・中間圏の子午面循環とは逆向きの循環が存在（冬半球極域で上昇し、夏半球側に向かい、夏半球高緯度域で下降）することが分かる。数値モデルによる計算では、この循環は大気重力波の砕波により励起された循環と考えられている（Miyoshi et al., 2015）。しかしながら、衛星によるグローバルな風系観測はほとんどなく、下部熱圏での子午面循環がどうなっているかについては不明な点が多い。今後、モデル・観測の両面からの検証が必要である。

中間圏・下部熱圏領域の中・高緯度域では、太陽放射の季節変化に伴い、温度・風系は一年周期で変化する。一方、低緯度域では、太陽放射量の季節変化は小さく、低緯度域独自の変動が存在している。成層圏・中間圏では、東西風の風向が半年周期で変化する半年周期振動（Hirota, 1980）が顕著であり、中間圏上部では、東西風が 30－60 日周期で変化する季節内振動もみられる（Lieberman et al., 1998）。これらの振動は、下層大気起源の大気波動の砕波や南北風による運動量輸送により生成されると考えられている。ただし、中間圏上部における変動に関する運動量収支に関しては不明な点が多く、今後の研究による解明が期待されている。

図 3. （a）太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時における東西平均東西風分布図。6 月 21 から 25 日までの 5 日平均値。正（負）の値は、西風（東風）を示す。単位は m/s。（b）同じく東西平均南北風分布図。単位は m/s。正（負）の値は、南風（北風）を示す。（c）大気波動による平均東西風の減速効果と子午面循環に関する模式図。水色の矢印が、大気波動の砕波により駆動される子午面循環を示す。

4.5.2.3 太陽活動変動による温度変化

前節までは、太陽放射極小・地磁気静穏時における中間圏・下部熱圏での大気循環について示した。本節では、太陽放射極大期や地磁気擾乱時に、大気大循環がどの程度変化するかについて調べることする。図 4a に太陽放射極大期（F10.7=200 で計算）における温度の緯度―高度分布を示す。また、図 4b には、太陽放射極小期との差を示す。高度 100 km 以上では、UV/EUV 量の違いに伴う温度差が顕著になっている。例えば。高度 11 km 付近では 10-25K の差がみられ、温度差は高度と共に増加し、高度 200 km では 300－500K もの差がみられる。しかし、高度 100 km 以下での温度差は非常に小さくなっている。高度 100 km での温度差は数 K 程度である。成層圏・中間圏でも UV/EUV 量の増加に伴う温度上昇が広い範囲に見られるが、1-2K 程度の温度上昇にとどまっている。この温度上昇は、成層圏・中間圏下部でオゾンによって吸収される UV 量の変動（約数%）によるものである。

次に、地磁気擾乱に伴う温度変化を見るために、図 5a に示すように、KP=5 に相当する地磁気擾乱実験を 2 日間実施した。Kp=1 に設定した計算を 6 月 21 日 00UT まで実施した後、21 日 00UT～23 日 00UT まで Kp=5 の条件で計算を行い、23 日 00UT 以降は再び、Kp=1 の条件で計算を実施した。（KP 以外の条件は、図 1 で示した太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時の場合と同じに設定）。図 5b には、Kp=5 にした 2 日目の温度分布を、図 5c には、地磁気静穏時の温度（Kp=1）との差を示す。静穏時の温度と比較すると、熱圏極域で昇温が発生していることが分かる。特に、冬半球高緯度域では、高緯度側の方が高温になっている（温度の南北勾配が逆になっている）。擾乱による温度上昇は、高度 150 km 以上の領域の温度上昇は 75-120K に達している一方、下部熱圏での温度上昇は限定的である。例えば、高度 120 km では 20K の上昇、高度 100 km では数 K の上昇である。さらに、高度 100 km 以下の領域では温度変化は見られない。今回の擾乱実験では、極域にかかる電場は、経験モデルを用いて Kp に応じて変化させるように設定し、擾乱に伴うエネルギー流入による加熱も、Kp に応じたファクターをエネルギー流入量にかける方法で実施した。そのため、地磁気擾乱に伴う高エネルギー粒子の降り込みがあった場合には、より低高度域において電離や粒子加熱が生じるため、中間圏界面付近の温度上昇も大きくなる可能性がある。

図 4. （a）太陽放射極大（F10.7=200）・地磁気静穏時における東西平均東西風分布図。6 月 21 から 25 日までの 5 日平均。単位は K 。（b）太陽放射極大期と極小期の温度の差。単位は K 。

図 5. （a）地磁気擾乱実験で用いた Kp の時間変化。（b）太陽放射極小・地磁気擾乱時における東西平均温度分布図。6 月 22 日における一日平均値。単位は K 。（c）地磁気擾乱実験と地磁気静穏実験（Kp=1 に固定）での温度差。6 月 22 日の一日平均値で、太陽 UV/EUV は F10.7=70 に固定。単位は K 。

4.5.2.4 太陽活動変動による風系変化

前節で示した太陽活動変動（放射量の変動及び地磁気擾乱）に伴う温度変化に対応して、風系がどのように変化するか調べてみる。まず、太陽放射変動に伴う東西風・子午面循環変化を見る（図 6）。東西風に関しては、温度と同様に、高度 110 km 以下の領域では変化は見られず、高度 110－130km での差は 2－4m/s 程度である。熱圏の東西風は、夏（冬）半球側で東（西）風が強くなっている。子午面循環についても、高度 110 km 以下での差はほとんど見られず、一方、熱圏領域では夏半球から冬半球に向かう子午面循環が強くなっていることがわかる。

高度 110 km 以下の子午面循環は、下層大気起源の大気波動により駆動されている。高度 110km 以下では、前述のように、東西平均温度・東西平均東西風はほとんど変化しないことが

分かった。大気波動（重力波、惑星波、潮汐波など）に関しても、高度 110km ではほとんど違いがみられず、大気波動による東・西風ジェットの減速量も同じであった。しかしながら、高度 120 km 以上では、温度・東西風の変化が目立ち始めるため、下層大気起源の大気波動が熱圏領域まで伝播した場合には、大気波動活動度に違いが生じる。例えば、東西風の違いによるフィルタリング効果の違い、温度の違いによる分子粘性・大気安定度の違い、電子密度の違いによるイオン抗力の違いなどによって大気波動の伝播特性に違いが生じ、大気波動が熱圏大気に及ぼす影響に関しても、太陽放射変動の影響を強く受けると考えられる。

地磁気擾乱に伴う風系変化について調べてみる。東西風に関しては、温度と同様に、高度 110 km 以下の領域では変化は見られない（図 6）。熱圏では、冬半球側の東西平均東西風が西風から東風に代わっており、これは、地磁気擾乱に伴い冬半球高緯度域が高温となり温度の南北勾配が逆転したことに対応している。子午面循環についても、高度 110 km 以下での差はほとんど見られず、熱圏領域では冬半球側の循環に大きな変化がみられる。冬半球高緯度域の加熱により、夏半球と同様に、極域で上昇し、低緯度側に向かう循環が生成されている。地磁気擾乱発生時には、冬半球の循環は夏半球と同じ特徴を持つ循環に代わることが分かる。

図 6. （a）太陽放射極大（F10.7=200）・地磁気静穏時における東西平均東西風分布図。6 月 21 から 25 日までの 5 日平均値。単位は m/s 。（b）同じく東西平均南北風分布図。単位は m/s 。（c）太陽放射極大期と極小期における南北風の差。

図 7. （a）太陽放射極小・地磁気擾乱時における東西平均東西風分布図。6 月 22 日の日平均値。単位は m/s 。（b）同じく東西平均南北風分布図。単位は m/s 。

4.5.2.5 太陽活動変動による組成変化

太陽活動変動により熱圏の大気循環は大きな影響を受けるが、下部熱圏領域の受ける影響は非常に小さことが分かった。さらに、中間圏界面より下の大気はほとんど影響を受けないことも明らかとなった。このように、太陽放射変動や地磁気擾乱による中間圏・下部熱圏への直接的な影響は小さいと考えられている。一方で、大気微量成分変動を通じての成層圏・中間圏への影響が議論されている。例えば、太陽 UV/EUV や磁気圏からのオーロラ粒子や高エネルギー粒子の降込みにより N_2（窒素分子）から N（窒素原子）が生成され、O_2（酸素分子）と反応することで NO が生成される（生成は高度約 110-130km がピーク）。NO は下部熱圏領域での赤外放射物質として作用し、成層圏・中間圏では、O_3（オゾン）破壊を引き起こす。したがって、NO 濃度の変化は、中層大気の大気大循環にとって重要な役割を果たすと考えられている。

$$\mathrm{N_2} + h\upsilon \rightarrow 2\mathrm{N}(^2\mathrm{D}), \mathrm{N}(^2\mathrm{D}) + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{NO} + \mathrm{O}$$

経験モデルによる熱圏での NO 濃度を図 8 に示す（Marsh et al., 2004）。地磁気静穏時においても、太陽 UV/EUV が増加すると、低・中緯度域での NO 濃度が増加し、地磁気擾乱が発生すると高緯度域の NO 濃度が増加することが分かる。

図 8. （a）経験モデルによる、太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時（Kp=1）の 6 月 21 日における NO の緯度―高度分布。単位は、10^7 /cm^3。（b）同じく、太陽放射極大（F10.7=200）・地磁気静穏時（Kp=1）の NO 分布。（c）同じく、太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気擾乱時（Kp=5）の NO 分布。

まず、NO による赤外冷却の影響について調べてみる。図 9a には、地磁気静穏時の赤外放射冷却率を、図 9b には地磁気擾乱実験における赤外冷却率を示す。地磁気擾乱に伴い熱圏での赤外冷却率が増加していることが分かる。赤外冷却率の増加は、オーロラ降下粒子の増大による NO 濃度の増加と温度上昇が原因として考えられる。そこで、NO 濃度の増加が熱圏温度に及ぼす影響を言調べるために新たな仮想実験を行ってみた。仮想実験では、地磁気擾乱実験と同じ Kp 変化を与えるが、地磁気擾乱に伴う NO 濃度変化を排除（NO 濃度は不変）した（NO 固定実験と呼ぶことにする）。図 10a,10b にはそれぞれ、地磁気擾乱実験および NO 固定実験における極域（北緯 90°から 70°の平均）の温度の時間変化を示す。21 日 00UT から 23 日 00UT（図 10

の 24 から 72 時間まで）は、地磁気擾乱に伴う加熱が発生している。両実験共に、地磁気擾乱が発生した 21 日は温度が上昇していることが分かる。地磁気擾乱実験では、Kp＝1 となった 23 日 00UT（図の 72 時間）以降には、急激に温度が低下し約 12 時間後には、地磁気擾乱以前の温度に戻っていることが分かる。一方、NO 濃度を固定し、地磁気擾乱に伴う NO 濃度上昇を考慮に入れなかった実験では、Kp＝1 となった 23 日 00UT 以降も温度の高い状態が続き、地磁気擾乱後の温度回復（温度低下）が遅れていることが分かる。このように、NO 濃度の変化は、熱圏での温度変化（熱収支）にとって重要であるといえる。

図 9. (a) 太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時（Kp=1）での 6 月 21 日から 25 日における赤外放射冷却率。単位は、K/day。 (b) 地磁気擾乱実験における 6 月 21 日から 25 日における赤外冷却率。

図 10. (a) 地磁気擾乱実験（NO を Kp に応じて変化）における極域（北緯 90° から 70° の平均）温度の時間変化図。 (b) 地域擾乱実験（NO を固定）における極域温度の変化図。

4.5.2.6 太陽活動変動の成層圏・中間圏への影響

太陽放射変動や磁気圏からのオーロラ粒子、高エネルギー粒子の流入により熱圏で生成された NO は、力学による輸送過程により、中間圏へと運ばれて、成層圏オゾン濃度に影響を及ぼす。本節では、熱圏で生成された NO の下層大気への輸送について考える。ここでは、全大気大循環モデル（Miyoshi and Fujiwara, 2003）に、NO 生成に関する光化学反応と NO の輸送過程を組み込んだモデルによる結果を示す。図 11a に、太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時（Kp=1）での 12 月における NO 分布を示す。NO 濃度のピークは極域にあるが、冬半球側（この場合北極域）のピークの方が夏半球側（南極域）のピークより低い高度にあることが分かる。NO の生成は、両半球で同じ高度域に存在しているが、冬半球側では下降流が卓越しているため、生成域より低高度で NO 濃度が高くなっている。特に、高度 100km 以下の北極域では、南極域に比べて NO 濃度が高いのが顕著である。一方、高度 120 km 以上では、上昇流が卓越して

いる南極域で濃度が高く、逆に、下降流の卓越する北極域では濃度が低くなっている。

図 11b に太陽放射極大（F10.7=200）・地磁気静穏時（Kp=1）での 12 月における NO 分布を示す。太陽放射の増加により、NO の生成が活発になり、NO 濃度が太陽放射極小期に比べて増加している。NO 濃度の増加は、NO 生成域の下部熱圏にとどまらず、高度 100 km 以下の北極域でも顕著である。これは、下部熱圏で生成された多くの NO が輸送により運ばれたためである。このように、太陽 UV/EUV 変動や磁気圏からのエネルギー流入の変動により、下部熱圏で生成される NO が増加すると、冬半球高緯度域の中間圏での NO 濃度も変化することが示唆される。NO 輸送の季節変化を明確にするため、図 11c に北極域における NO 濃度の時間―高度分布を示す（図は、太陽放射極小期における NO の季節変化を示す）。下降流が卓越する 12 月から 2 月にかけて、中間圏での NO 濃度が増加し、逆に、上昇流が卓越する 5－7 月には NO 濃度が低くなっている。このように、中間圏における NO 濃度は、子午面循環と密接に関連しているといえる。熱圏から中間圏に輸送された NO はさらに下の高度域にまで輸送され、成層圏オゾン破壊に関連していると考えられている。本モデルでは、成層圏オゾンの光化学反応過程を含んでいないため、成層圏オゾンへの影響を見積もることはできない。しかしながら、太陽活動変動が NO の生成・輸送を通じて成層圏オゾン、ひいては成層圏・対流圏大気大循環に影響を及ぼす可能性を示しているといえる。

図 11. （a）数値モデルにより得られた NO の緯度―高度分布図。太陽放射極小（F10.7=70）・地磁気静穏時（Kp=1）での１２月における分布。単位は、10^7 /cm^3。（b） 同じく、太陽放射極大（F10.7=200 ）・地磁気静穏時での１２月における NO 分布。 （c） 極域における NO の時間―高度分布図。横軸は月で、一年間の変化を示している。

参考文献

Hirota, I.: Observational evidence of the semiannual oscillation in the tropical middle atmosphere-a review. (1980) Pure Appl. Geophys., 118, 217-238.

Jin, H., Y. Miyoshi, Y., Fujiwara, H., Shinagawa, H., Terada, K.,Terada, N., Ishii, M., Otsuka, Y.,and Saito, A. : Vertical connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new Earth's whole atmosphere-ionosphere coupled model. J. Geophys. Res. (2011) 116, A01316, doi:10.1029/2010JA015925

Lieberman, R. S.: Intraseasonal variability of high-resolution Doppler imager winds in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. (1998) J. Geophys. Res., 103, D10, 11221-11228.

Marsh, D. R., Solomon, S. C., and Reynolds, A. E.: Empirical model of nitric oxide in the lower thermosphere. (2004) J. Geophys. Res., 109, A07301, doi:10.1029/2003JA010199

Miyoshi, Y. and Fujiwara, H.: Day-to-day variations of migrating diurnal tide simulated by a GCM from the ground surface to the exobase. Geophys. Res. Lett. (2003) 30 (15), 1789, doi:10.1029/2003GL017695

Miyoshi, Y., Fujiwara, H., Jin, H. and Shinagawa, H.: Impacts of sudden stratospheric warming on general circulation of the thermosphere. J. Geophys. Res. Space Physics (2015) **120,** 10,897-10,912, doi:10.1002/2015JA021894.

Mlynczak et al., 2010　２ページ目に引用されている文献

MTI ハンドブック, 中間圏重力波の大気光イメージング観測, MTI-他領域間結合の物理, 1-8Page, http://mti.nict.go.jp/MTI_symposium/mti-handbook/top/h19/.

MTI ハンドブック, 成層圏突然昇温等温と中層大気循環, MTI 上下結合の物理, 1-19Page, http://mti.nict.go.jp/MTI_symposium/mti-handbook/top/h20/

Sato, K., Yasui, R. and Miyoshi, Y.: The Momentum Budget in the Stratosphere, Mesosphere, and Lower Thermosphere. Part I: Contributions of Different Wave Types and In Situ Generation of Rossby Waves. J. Atmos. Sci. (2018) 75, 3613-33, https://doi.org/10.1175/JAS-D-17-0336.1

4.6 階層的モデル群による太陽活動変動の気候影響評価

余田 成男（京都大学）

（2022 年 1 月 6 日受付、2022 年 1 月 20 日公開）

4.6.1 コンピュータの発展と気象・気候モデル研究

気候モデルの開発は、コンピュータを駆使した数値天気予報モデルの開発の歴史を追いかける形で展開してきた（例えば、Lynch (2008) 、古川 (2012)、 および、それらのなかでの引用文献）。最初の電子計算機 ENIAC 以来の世界最先端コンピュータの処理速度向上の様子を図 1 に示すが、ENIAC を用いた実験的数値天気予報の研究は Charney et al. (1950) の論文発表に始まる。北米大陸域を対象領域として、観測に基づく初期値を与えて大胆な近似をした予報方程式（回転系の水平 2 次元渦度方程式）の時間積分により、将来（一日先）の大規模な流れ場を予報するものであった。当時の限られた計算機能力では 5 週間の計算時間を要し、現実の気象変化を前もって予報するものではなかったが、大気運動の時間発展を流体の物理法則に基づき予報するという基本的な計算の原理を実証するものであった。

一方、数値天気予報の初期値問題ではなく、南北加熱差と摩擦を含む強制散逸システムでの大気大循環の再現を試みた気候モデル実験は、Phillips (1956) の論文発表に始まる。東西には周期境界条件で南と北に境界壁のある鉛直 2 層中緯度大気モデルで、静止した大気の初期条件から 1 か月の時間積分を行って、偏西風ジェットとそれに重畳した高・低気圧擾乱が出現することを示し、擾乱による極向き熱輸送を定量的に評価した。ただし、急激に数値誤差が拡大して、より長期間の時間積分ができなかったことを報告している。2 次元非圧縮流のエネルギーとエンストロフィーの保存性を担保した移流項の差分計算法 (Arakawa, 1966) が開発され、長期間安定した時間積分が可能になったのは 10 年ほど後のことである。

以来、コンピュータの処理速度は指数関数的に向上を続け、数値天気予報モデルによる初期値問題としての気象予報（prediction）や、強制散逸システムでの気候再現（simulation）、二酸化炭素等の将来変化シナリオに対するシステム応答としての気候予測（projection）の研究が進展してきた。1960 年代にはすでに可視光域の太陽放射過程および赤外線域の地球放射過程を組み込んだ全球 3 次元大気大循環モデルが作られ、水循環過程を含み海洋や陸面を結合させた気候モデルが作られている。いつの時代も計算処理速度の制約があり続けてきたが、コンピュータの出現と発展はこれまで気象学・気候学に多大な影響を及ぼしてきた。

図 1. 世界最先端コンピュータの処理速度向上の歴史。ENIAC の誕生以来、およそ指数関数的な速度向上が続いている。1980 年代までは 10 年で 2 桁程度の伸びであったものが、それ以降は 10 年で 3 桁程度の伸びに加速している。これは、ベクトル型計算機や超並列計算機の開発に依るところが大きい。2016 年のかけ離れた 1 点は手元にあるノートパソコンの処理速度で、約 20 年前の世界最速レベルに相当する。

しかし、コンピュータを活用した気象学・気候学の進展には紆余曲折もあった。ベクトル型スーパーコンピュータが世に出はじめた頃（そして、筆者が学位を取得し、一人前の研究者として数値モデル研究を始めた頃）に、Hoskins (1983) は王立気象学会誌の年頭所感論文で当時の当該研究分野の不健全な状況の認識から述べ始めている。気象学、気候学、あるいは、広く地球科学の分野は、観測（データ解析）と理論、そしてコンピュータを活用した数値モデル研究とで成り立ってきたが、当時、それらの研究アプローチの間の連携は必ずしも良いものではなかった。人工衛星からの遠隔観測をはじめとする観測技術の飛躍的進歩と相まって、大量の大気観測データが蓄積され始めた。また、どの時代にも先端的な数値モデルは大量の計算出力結果をもたらした。しかし、これらの大量データは何十年も変わっていない観念的な理論的枠組みで診断されるばかりであった。他方、理論的研究は、現実大気観測や数値モデル計算のデータにほとんど触れることなく進められ、具体的な現象の診断にはほとんど寄与することがなかった。

図 2. 気象研究の最適な状況を示す模式図（Hoskins (1983) の図 2 を和訳）。

このような不健全な当時の状況に対して、彼は図2を示して、階層的な力学モデル群を駆使して最適な気象研究分野を構築する可能性を述べている。ここで、複雑精緻な気象予報・気候予測の数値モデルは、階層的な力学モデル群のハイエンドに該当しており、定量的な議論に不可欠である。他方、簡単モデルは新たな概念を提案し定性的な記述を行うのに有効である。また、これらの中間のモデルはメカニズムの理解に有効なことが多い。具体的に例示すれば、今日の全球数値天気予報モデルは、およそ数十 km の水平分解能であり、各従属変数を離散化して数十億次元の連立差分方程式系となっている。予報誤差の少ない正確な予報には、高分解能で精緻化した数値モデルが必要である。他方、Lorenz (1963) の 3 元の非線形方程式系はカオス発見の礎となった簡単モデルであるが、敏感な初期値依存性を示して予測の限界（予測可能性）という新概念を提示することに用いられた。また、中間階層の大気モデルとして、湿潤・降水過程を除いた乾燥大気モデルや、陸面過程を除き全球が海洋で覆われた水惑星モデルなどをあげることができる。離散化したモデルの自由度は1万～1 億変数程度であることが多い。これらは現実にはない理想化簡略化したモデル設定であるが、他の階層のモデル結果と組み合わせて利用することにより、メカニズムの本質を理解するのに有効である。大量のアンサンブル実験や、パラメータ空間を走査する実験、長時間積分による気候状態・気候変動状態の詳細把握実験など、メカニズム理解のための特徴的な実験枠組みの設定がある。ここで、モデル自由度に基づいた分類はコンピュータ性能の向上とともに変遷していくものであり、それぞれの時代における当該モデルの階層的な役割をもとに分類されるべきものである。

図2で提案された最適状態においては、すべての階層のモデル研究がお互いに、また現実大気の観測データ解析とうまく相互作用して、進化する理論概念モデルを作り出し、そして、その理論概念が大気や複雑モデルのふるまいの診断に役立つ、という、観測・理論・数値モデル研究の緊密な連携による学問の発展状況が期待されている。

次節では太陽活動変動の気候影響に関する最も簡単な階層の 0 次元エネルギー収支モデル（余田, 1996, 2011）を紹介し、非線形な気候システムにおける安定気候の多重性と太陽定数依存性に関する基本的な認識を概観する。また、第3節では、複雑モデル階層である最先端の地球システムモデルを用いた古気候再現実験（Noda et al., 2017, 2018）を紹介し、成層圏オゾン光化学を中心とした大気化学反応過程の気候影響インパクトが大きいことを示す。気候モデルの性能評価には、産業革命以降の気候変動の再現のみならず、約 6000 年前の完新世中期や約 21000 年前の最終氷期最大期など異なる気候強制（太陽放射のミランコビッチ周期変動や二酸化炭素濃度の変動）の下での古気候再現が有効であることを例示する。

4.6.2 0 次元エネルギー収支モデルによる太陽活動変動の気候影響イラストレーション

年平均した地球-大気系の平均温度を T とし、氷-アルベドフィードバックに着目してこの系のエネルギー収支を考える。系によって吸収される正味の太陽放射量を $Ri\,(T)$、系から宇宙空間に放出され

る赤外放射量を $Ro(T)$ として、

$$C\,dT/dt = Ri(T) - Ro(T) \qquad \cdots \quad (1)$$

と書ける。ここで、C は系の熱容量であり、t は年のオーダーより長い時間である。Ri は太陽定数を So (=1.37×10^3 Wm^{-2})、系のアルベドを α として，$Ri = So\,(1-\alpha)/4$ で与えられる。アルベド α は雲や地表の状態（雪氷や植生の分布など）を通して T に依存していると考えられるが、最も影響が大きいとされる雪氷面積の増減によるフィードバックに着目する。十分に低温であれば全球が雪氷に覆われて高アルベド（$\alpha = 0.7$）になり、逆に十分に高温であれば雪氷が消失して低アルベド（$\alpha = 0.3$）になるとして、$Ri(T)$ は図 3 (a) の実線で示す区分的に線形な関数で表されると仮定する。また、太陽定数を現在の 0.8 倍にした場合を点線で、1.2 倍にした場合を一点鎖線で示している。一方、系からの熱放射 Ro は、黒体放射ならばシュテファン-ボルツマン定数を σ として $Ro = \sigma T^4$ であるが、大気の吸収・射出の効果を考慮して $Ro(T) = A + BT$ と線形近似し、衛星観測データの解析をもとに $A = -363$ Wm^{-2}、$B = 2.1$ Wm^{-2} K^{-1} という値をとるとする（図 3 (a) の破線）。図 3 (a) で実線と破線の交わる点が定常解であり、現在の太陽定数に対しては①～③で示した三つの平衡気候が存在する。①が現在の気候に対応する解（$\underline{T} = 287$ K）であり、③は $\underline{T} = 222$ K で完全に雪氷に被われた気候、②はこれらの中間（$\underline{T} = 243$ K）の気候である。

定常解 $\underline{T}$ からの摂動を T' とすると、式 (1) より

$$C\,dT'/dt = \{(dRi/dT)_{\underline{T}} - (dRo/dT)_{\underline{T}}\}T' \qquad \cdots \quad (2)$$

となり、{　}内の値の正負をもとに定常解の線形安定性を判断できる。図 3 (a) の①②または③の点で、実線の傾き $(dRi/dT)_{\underline{T}}$ が破線の傾き $(dRo/dT)_{\underline{T}}$ より大きければ不安定（$T'(t) \propto \exp[\lambda t]$ として $\lambda > 0$）、小さければ安定（$\lambda < 0$）であり、現在の気候に対応する①の解と全球凍結気候③の解がともに安定で、②の解は不安定であることがわかる。①③の解では、正（負）の摂動を与えて定常解よりも高温（低温）にすると、系の赤外放射量が太陽放射の吸収量を上（下）まわり正味の冷却（加熱）となるので、温度の摂動を減らすように負のフィードバックがかかる。これに対して、②の解では逆に正のフィードバックがかかり、摂動が時間とともに増大する。

ここで、太陽活動が変化して太陽定数が現在と異なる値 μSo をとるときの気候変化を考える。図 3 (a) で太陽定数を現在よりも小さな値にすると、$Ri(T)$ のグラフは実線より下方に移動する（点線は $\mu = 0.8$ の場合）。太陽放射の減少に伴って、①③の安定解はより低い温度で平衡し、②の不安定解はより高い温度で平衡する。①と②の解が近づき、一つになって消失し③の解のみが存在することになる。一方、太陽放射が増加すれば、安定解はより高温で平衡し、②と③の解が消失して①の解のみが残る（一点鎖線は $\mu = 1.2$ の場合）。

図 3 (b) は μ を分岐パラメータとして定常解の太陽定数依存性を示したものである．安定定常解の枝は実線で、不安定定常解の枝は破線で示してある。$\mu = 0.84$, $T = 270$ K が極限点（L_1）であり、ここで安定解①と不安定解②が対となって生成している。また、$\mu = 1.17$, $T = 230$ K がもうひとつの極限点（L_2）で、不安定解②と安定解③が対で消滅している。$0.84 < \mu < 1.17$ の範囲では三つの定常解が存在し、そのうち二つが安定なので、このパラメータ領域では安定な平衡気候の多重性があることになる。また、安定解①③は μ が増えるとより高い温度で平衡し、その増加率は①の方が大きい。この図

を含めて、この節の最大限に簡略化したモデルをもとに得られた結果は、あくまで定性的概念的な記述をもっぱらとするものであり、その有効性や定量的な議論には、エネルギー収支の緯度依存性を残した1次元モデルや3次元大気大循環モデル、気候モデルを用いた研究が必要である（余田, 1996, 2011）。

図 3. (a) エネルギー収支の温度依存性。*Ri* (*T*)を実線で *Ro* (*T*)を破線で示す。これらの交点①～③が定常解を与える。太陽定数を現在の 0.8 倍にしたときの *Ri* (*T*)を点線で、1.2 倍にした場合を一点鎖線で示す。(b) 平衡気候の太陽定数(μ *So*)依存性を示す分岐図。安定定常解を実線で不安定定常解を破線で示す。$\mu = 1$ での①～③はそれぞれ(a)の定常解①～③に対応する。（余田, 1996, 2011 より）

4.6.3 地球システムモデルによる太陽放射および二酸化炭素濃度の変化に伴う古気候再現実験：大気化学反応過程の気候影響インパクト

国際的な結合モデル相互比較プロジェクトである CMIP5・CMIP6（第 4.7 章参照）のもとで、複雑モデル階層である最先端の地球システムモデル（ESM）・気候モデルを用いた古気候再現実験・比較実験が行われてきた。完新世中期（Mid Holocene, MH と略記； 約 6000 年前、縄文海進の頃）や最終氷期最大期（Last Glacier Maximum, LGM と略記； 約 21000 年前）などの異なる気候強制下での古気候を再現し、地質学的な気候プロキシ試料分析データで検証して気候モデルの性能評価を行うものである。産業革命以降の気候変動の再現のみではモデルチューニングの結果とも考えられうるが、その同じモデルが別の時代の気候をよく再現するものであれば、信頼度を高めることとなる。近年、気象庁気象研究所（JMA/MRI）の ESM を用いた古気候再現実験で、成層圏オゾン光化学を中心とした大気化学反応過程の気候影響インパクトが大きいことが示された（Noda et al., 2017, 2018）ので、この節で概観する。

二酸化炭素濃度は氷期-間氷期サイクルで大きく変化してきたが、古気候再現実験のプロトコルでは、産業革命以前（Pre-Industrial control, PI と略記； 西暦 1850 年）では 285 ppm、MH では 280 ppm とほぼ同じ値とするが、LGM では約 2/3 の 185 ppm という値を使うことになっている。一方、大気上端での日射量の季節-緯度依存性は、PI には図 4 (a) に示すような状況であったものが、ミランコビッチサ

イクルに基づく地球の軌道要素変化を考えると MH には (b)、LGM には (c) のような日射量の差が生じ、季節と緯度により相当量の PI からのずれが存在する。太陽放射のミランコビッチ周期変化や、二酸化炭素濃度および気温の変化により成層圏オゾンが変化し、地表気候にまで影響を及ぼす可能性がある。Noda et al. (2017) では、JMA/MRI ESM で MH および PI に対する二酸化炭素・軌道要素変化を与え大気化学反応過程を含むラン（XYactive；ここで XY は MH か PI）と、大気-海洋結合大循環モデル（CGCM3）で化学組成分布は固定して PI と同じ値を与えるラン（XYfix；CMIP5・6 の標準実験）を対比し、相互作用する大気化学反応過程の気候影響インパクトの評価を行った。それぞれ積分期間は 110 年以上をとり、最後の 100 年（または 50 年 x 2）の気候状態を解析対象とした。

図 4. (a) 産業革命前（PI）の大気上端での日射量（W/m²）の季節（1 月～12 月）-緯度断面図。ミランコビッチサイクルに基づく (b) 完新世中期（MH）および (c) 最終氷期最大期（LGM）の日射量の PI からの偏差。

図 5 (a) は、MH と PI の間の気候変化を後半 50 年間における年平均帯状平均地表気温の差の緯度分布で示したものである。二酸化炭素・軌道要素変化を与え大気化学反応過程を含む ESM での結果（ALL= MHactive－PIactive）は両極域で 1～2K 近くの気候変化があり、緯度分布は南北で異なっている。他方、化学組成分布は固定して PI と同じ値を与える CGCM3 の結果（no-CHEM=MHfix－PIfix）は、北極域で大きく南極域では小さな気候変化となっている。両者の差としての大気化学反応過程（CHEM=ALL－no-CHEM）の寄与も両極域で大きく異なり、南極域では ALL はほぼ CHEM で決まっている。図 5 (b) は地質学的なプロキシデータにより推定された海面水温の差とモデル再現実験結果との比較である。JMA/MRI CGCM3 の結果（no-CHEM；緑線）を含め CMIP5 のすべてのモデル（灰色線）で、南半球や北極域ではプロキシによる推定（青線）よりも低温であったものが、相互作用

する大気化学反応過程の導入（ALL；赤線）により特に南半球高緯度で高温となり、プロキシ推定に近づいている。すなわち、大気化学反応過程の導入でモデルの寒冷バイアスが減少している。

図 5. 完新世中期（MH）と産業革命前（PI）の間の気候変化。(a) 時間積分後半 50 年間における年平均帯状平均地表気温の差（K）の緯度分布。ALL: 大気化学反応過程を含む ESM の結果。no-CHEM: 化学組成分布は固定して PI と同じ値を与える CGCM3 の結果。CHEM: ALL と no-CHEM の差で大気化学反応過程のインパクト。下部の横線は 95%の信頼水準で、それぞれ同色の線におけるゼロからの差が有意な緯度帯を示す。(b) 各緯度帯（15°幅）における年平均海面水温の中央値の、MH と PI との差。ALL と no-CHEM の結果は、それぞれ 5-95%の範囲を示すエラーバー付きの赤線と緑線で示されている。プロキシデータ（青線）および PMIP2 と CMIP5 の他の気候モデルの結果（灰色線）は Harrison et al. (2014) から引用。(a)(b)ともに Noda et al. (2017)より。

成層圏域のオゾン光化学反応を中心とする大気化学反応過程がいかに南極域の地表気候に影響を及ぼしているか、実験結果の詳細なデータ解析によりその主要な影響インパクトの連鎖を明らかにし模式的に描いたのが図 6 である：

① ② 南極域の秋季の日射量偏差は、主に MH 期の近日点変化により負となり、上部成層圏の正味冷却と、気温に依存した化学平衡によりオゾンの正偏差をもたらす。

③ 極夜には日射がないため南極域のオゾンは長寿命であり、冬のあいだ極渦内部の下降流によってオゾンの正偏差はゆっくりと下降し下部成層圏に到達する。

④ 春になると日射量偏差が正となり、下部成層圏での正のオゾン偏差とともに大気加熱を促進し、正の気温偏差が生じる。

⑤ 正の気温偏差に伴い、下部成層圏では周極偏西風ジェットの弱化が見られ、南半球環状モード変動によりこの偏西風ジェットの弱まりは対流圏下端にまで及ぶ。

⑥ 地表付近の偏西風によって赤道向きエクマン流が維持されているが、その弱化によりエクマン流の偏差は極向きとなる。

⑦ それに伴って海氷の後退が促進され、その結果、地表アルベドが減少し、地表に到達する日射量が多くなり、南極域の海面水温・地表気温の偏差が正となる。

南半球での成層圏と対流圏の結合は力学的活動が活発な春季に強く、このような地表面気候への影響過程は、南極域オゾンホールの出現による下部成層圏寒冷化の地表気候影響と同様のメカニズム

であるが、その符号が逆である。

同様の実験枠組みで LGM の古気候再現実験を行い、大気中二酸化炭素濃度の減少やミランコビッチサイクルによる軌道要素の変化に伴う大気化学反応過程の気候影響インパクトを評価し、全球的に氷期寒冷化を抑制する効果があることがわかった（Noda et al., 2018）。JMA/MRI ESM を用いて相互作用する大気化学反応過程を含む LGMactive ランと、PI で固定した化学組成分布を用いた LGMfix ランとを比較した結果、帯状平均地表気温が熱帯で+0.5 K（約 20%）、高緯度では+1.6 K と大幅に上昇することが明らかになった。熱帯域における寒冷化の緩和は、成層圏子午面循環の影響をうけた下部成層圏オゾンや成層圏水蒸気の増加、および巻雲の減少に関連した長波放射フィードバックに関連している。このメカニズムは、将来気候の二酸化炭素増加に伴う気候予測実験で得られたものと同様のパターンで逆符号であり、整合的である。また、高緯度では海氷の後退がより強く寒冷化緩和に働いており、これは Noda et al. (2017) の MH の古気候再現実験結果と同符号で整合的である。従来の LGM の再現実験では、PI で固定した化学組成分布を用いた場合には、地質学的なプロキシデータと比較して熱帯地方に寒冷バイアスが見られたが、そのバイアスは相互作用する大気化学反応過程により減少した。

これらの実験結果をもとに、古気候再現実験では、CMIP5・CMIP6 のプロトコルのように PI と同じ化学組成分布を与えるのではなく、当時の太陽日射量と二酸化炭素濃度に整合的な化学組成（とくにオゾン）の分布を相互作用する形で（あるいは事前計算して与える形で）使うことが推奨される。また、海氷のふるまいにおいてその面積と質量（体積）の経年変動は同じではなく、アルベドへの影響にも違いがあることが明らかになったので、十分な長さの積分期間をとり、太陽活動気候影響の時間遅れ記憶装置としての海氷の機能を認識して、注意深くデータ解析を行う必要がある。

図 6. ミランコビッチサイクルに基づく地球軌道要素変化と二酸化炭素濃度変化を与えた MH 気候再現実験で、成層圏オゾン光化学を中心とした大気化学反応過程の気候影響インパクトをまとめた模式図（Noda et al., 2017）。南極域の成層圏、対流圏、海洋、海氷は、秋から春にかけて大気化学反応過程の連鎖的な影響を受けている。

参考文献

Arakawa, A.: Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion: Two-dimensional incompressible flow. Part I. J. Comp. Phys., 1, 119–143 (1966)

Charney, J.G., Fjørtoft, R., von Neumann, J.: Numerical integration of the barotropic vorticity equation, Tellus, 2, 237–254 (1950)

古川 武彦: 人と技術で語る天気予報史 – 数値予報を開いた<黄金の鍵>. 東京大学出版会, 299pp. (2012)

Hoskins, B.J.: Dynamical processes in the atmosphere and the use of models. Quart. J. R. Met. Soc., 109, 1–21 (1983)

Lorenz, E.N.: Deterministic nonperiodic flow. J. Atmos. Sci., 20, 130–141 (1963)

Lynch, P.: The origins of computer weather prediction and climate modeling. J. Comp. Phys., 227, 3431–3444. doi:10.1016/j.jcp.2007.02.034 (2008)

Noda, S., Kodera, K., Adachi, Y., Deushi, M., Kitoh, A., Mizuta, R., Murakami, S., Yoshida, K., Yoden, S.: Impact of interactive chemistry of stratospheric ozone on Southern Hemisphere paleoclimate simulation. J. Geophys. Res. Atmos., 122, 878–895, doi:10.1002/2016JD025508 (2017)

Noda, S., Kodera, K., Adachi, Y., Deushi, M., Kitoh, A., Mizuta, R., Murakami, S., Yoshida, K., Yoden, S.: Mitigation of global cooling by stratospheric chemistry feedbacks in a simulation of the Last Glacial Maximum. J. Geophys. Res. Atmos., 123, 9378–9390. https://doi.org/10.1029/2017JD028017 (2018)

Phillips, N.A.: The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment. Quart. J. R. Met. Soc., 82, 123–164 (1956)

余田 成男: 気候および気候変動の数理モデル. 「気候変動論」, 岩波講座 地球惑星科学 11, 岩波書店, 221-266 (1996, 2011)

4.7 太陽活動変動の気候影響評価実験－地球システムモデルシミュレーション

吉田　康平（気象庁気象研究所）

（2019 年 11 月 5 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

4.7.1 太陽活動変動の気候への影響シミュレーションの意義

日々の天気予報や、長期の季節予報、ひいてはより長期の気候予測の数値シミュレーションにおいて太陽からの放射加熱の効果は必ず取り入れなければならない。それは地熱を除けば地球を暖めるのは基本的には太陽放射のみだからで、太陽放射を与えなければ瞬く間に地球が冷え切ってしまうからである。そして地球が生物の生存可能な現在の気温を保っているのは二酸化炭素や水など温室効果気体が太陽放射を吸収・赤外線で再放出することによって大気下層を暖めているからである。加えて近年重大な問題となっている地球温暖化についてはその温室効果気体が増加し働きが強まることで、太陽放射による大気加熱の分配が変わり、大気下層がより暖められることを原因としている。それゆえ、太陽放射は地球の気象・気候シミュレーションに必要不可欠である。加えて太陽の 11 年周期変動や 27 日周期変動、マウンダー極小期のような太陽活動の大極小期（grand solar minimum）などの変動は大気や海洋に短期的・長期的な変動をもたらし得る。例えば、温暖化が進行中の気候において顕著な太陽活動極小期が訪れると気候はどのような影響を受けるのかを、シミュレーションで調査することも行われている（後述）。また、太陽フレアやコロナ質量放出によって加速された高エネルギー粒子（ソーラープロトン）や太陽活動によって地球に降り注ぐ量が左右される銀河宇宙線などが、大気にどのような影響を与え得るのかについても、近年研究が進んできている。さらには、そのような太陽活動変動がある程度予測可能であれば、気象・気候の予測の精度向上につながり得る。このように太陽活動変動を地球の気象・気候シミュレーションに取り込むことは重要であり、様々な利点がある。ただし、ただ太陽の全放射照度（Total solar irradiance; TSI）の値を与えればよいのかというと、そのように簡単な話ではない。次節に太陽活動変動をどのようにシミュレーションに取り込むのかを解説する。

4.7.2 太陽活動変動の気候への影響をどうシミュレーションに取り込むか

太陽放射による加熱をモデルに取り込むには、TSI を単に与えるのではなく、波長ごとのス

ペクトル放射照度（Spectral solar irradiance; SSI）を考慮しなくてはならない。それは各大気成分による吸収・散乱・透過といった放射特性が波長依存性をもっているためである。オゾンによる紫外線吸収や水・二酸化炭素による近赤外線吸収などがイメージしやすいだろう。前述の太陽活動変動の気候への影響が、成層圏・中間圏を通して地表に至るまでの、いわゆるトップダウンメカニズムをモデルが適切に再現するには、成層圏・中間圏でのオゾンなどの大気組成に強く影響を受ける紫外線放射加熱の適切な取扱いが必要になる。個々の大気成分による詳細な波長ごとの放射計算を行う、いわゆる Line-by-line 法は、理想的ではあるが膨大な計算時間がかかり、現状ではとても地球全体を解像し長期計算を行う気候モデルでは使うことができない。放射過程は気候モデルの様々な過程を扱うモジュールの中でも計算コストがとりわけ高いもので、ただ単に精度だけを気にすればよい訳ではなく、精度を維持しながら計算効率の高いものが必要とされる。複雑な波長ごとの吸収係数分布を吸収係数ごとの滑らかな確率密度・累積確率分布に変数変換して計算の効率化・簡単化を図る、k-分布法のような手法が必要となる（例えば関口, 2011; 藪ら, 2005）。さらに、放射過程には雲やエーロゾルが太陽放射を反射・散乱・透過・吸収する効果や、雪面や海氷など地表での反射・吸収効果もあり、放射過程のスキームさえちゃんとしていればよいわけではなく、雲やエーロゾル、地表面状態の分布や放射特性も正しく再現できなければならない。

さらに太陽活動変動は、放射過程による加熱だけでなく紫外線や可視光による光化学反応過程にも影響を及ぼす。成層圏や中間圏におけるオゾンの生成と消失に関わる光化学過程（オゾン化学）への影響が代表的であるが、この過程においても詳細な波長ごとの取り扱いが必要になる。成層圏・中間圏においてオゾン濃度が正しく再現されなければ、放射加熱とそれに伴う気温の分布が歪み、トップダウンメカニズムによる太陽活動変動の気候影響が正しく再現されない。また、単に光化学反応に用いる放射の取り扱いさえ適切であればよいわけではなく、オゾン化学に関連する多くの大気微量成分の濃度とそれら成分間で生じる様々な光化学反応をモデルが適切に再現する必要があるのに加え、化学反応や物質輸送の再現に重要な大気モデルの気温と大気循環、さらにはオゾン破壊前駆物質などの放出に至るまで、高い再現性を持たなければならない。

近年、気候モデルに取り入れられ始めた太陽活動変動に関する要素に、ソーラープロトンや中間エネルギー電子（ここでは 60-90km 高度で影響の強い 30–1000 keV 程度を考慮）、宇宙線による化学的影響がある。これらを適切に取り扱うには、本来、電気的に中性な大気中での光化学過程だけでなく、熱圏より高高度で特に重要なイオン種を含めた複雑な化学過程を取り扱う数値モデルを用いなければならない。しかし、ある程度細かい空間解像度を持ち、10～100 年のオーダーの長い年数を計算する気候計算において、これらの過程を取り扱うことは、計算機負荷が高く困難である。現在、気候モデルにおける大気化学過程で広く使われているのは、大気のイオン対生成率（ion-pair production rate）を入力として窒素酸化物ラジカル NOx（NO, NO_2）と水素酸化物ラジカル Hox (OH, HO_2)を生成するパラメタリゼーションなど簡単化した手法であり、例えば Mathes et al.（2017）でその手法が紹介されている。Poter et al.（1976）による

と、何らかの高エネルギー粒子を起点としてイオン対 1 つが生成されるにあたり窒素 1.25N が生成され、それらの約 45%が基底状態の N (^{4}S) 、約 55%が励起状態の N (^{2}D) となる。N (^{4}S) はモデルに組み込まれた化学反応過程を経て NOx およびそのリザーバーを含めた化学ファミリー NOy を生成し得る。また N (^{2}D) は速やかに NO に変換されると仮定する。HOx についてはモデルで取り扱うには複雑なイオン化学過程の組み込みが必要なので、HOx 生成率を高度とイオン対生成率の関数で与える簡便なパラメタリゼーション（Solomon et al., 1981; Jackman et al., 2005）を用いる。また近年の気候モデルの平均的な上端高度は中間圏界面付近（80 km）程度であるが、その場合に熱圏下部で生成された NOy の中間圏への下方移流がモデルで表現できない。これに関しては詳細なイオン化学過程を組み込んだ数値モデルや経験モデルによって別途作成された NOy 濃度か NOy フラックスを気候モデルの上部境界条件に与えて対応する方法がある。

4.7.3 気象研究所地球システムモデルによるシミュレーション

太陽活動変動の気候影響のシミュレーションの例を紹介する。図 1 は、世界の気候モデルの結果を比較する国際プロジェクトである結合モデル相互比較プロジェクト（CMIP）の第 5 期（CMIP5）に参加したモデルによって実施された、1850 年から 2005 年までの気候変動を再現する歴史実験（historical）を用いて、太陽 11 年周期変動に対する気候応答を TSI を含む線形重回帰分析により求めたものである（Mitchell et al., 2015）。ここで用いられているモデルは、ハイトップモデル（モデル上端が成層圏界面付近（50km 程度）かそれ以上にあり、上層の大気を精度良く表現していると考えられるモデル）13 種類である。右下は再解析と呼ばれるもので、観測で拘束（データ同化）したモデル実験を実施することにより観測では網羅できない要素を補足したデータであり、この場合、概ね観測と考えてよい。再解析では、成層圏界面（1 hPa）全域で 1 度程度の気温の正偏差が見られる。ほとんどの気候モデルの結果においても気温の有意な正偏差が見られるものの、その大きさは小さい（ただしこれにはデータ期間の違いの影響も含まれているので注意が必要）。加えて、気温偏差の南北勾配がモデル間で異なるため、東西風の応答にも差異があり、モデル間の一致は見られない。

図 1. 11 年の太陽サイクルに対する年平均温度応答。CMIP5 に参加した各ハイトップモデルの結果、およびマルチモデル平均（MMM）。 使用されるデータは 1850～2005 年。 個々のモデルのハッチング領域は、95%の有意性を示している。 右下のパネルは、1979～2009 年の複数の再解析の平均値（MRM）を示す。 MRM 上の点描された領域は、すべての再解析が同符号の応答をしていることを示す。 MMM の場合、点描の領域は、モデルの 80%以上が同符号の回帰係数を持つ場所を示す。Mitchell et al. （2015）より引用。

前節のどの過程をどの程度の精度で取り込んでいるかはモデルによって異なる。例えば太陽放射の波長帯分割数は 6 から 23 と大きく異なり、また大気オゾン化学過程を大気循環や放射と相互作用させて詳細に扱っているモデルは 7 つほど、太陽活動変動の気候影響に重要とされる成層圏準二年周期振動（QBO）を再現できているモデルも 4 つしか存在しなかった。ただし、これらの要素の取り扱いの精密さとモデルの気候応答の再現性が必ずしも一致するわけではなく、気候モデルの大気海洋循環の再現性といった基本的な性能も重要な要素であると考えられる。

図 2 は、CMIP の第 6 期（CMIP6）に参加した気象研究所地球システムモデル MRI-ESM2.0 によって計算された、2003 年 10 月末の大規模な高エネルギー粒子降下が起きたハロウィンイベント時の極域のオゾン変動を示す。左は衛星 MIPAS で観測されたオゾン変動（Funke et al., 2011）で、10 月末に大規模なオゾン減少が生じていることが分かる。右は MRI-ESM2.0 の計算結果で、衛星観測に見られる変動を、大きさを含めて良く再現できていることがわかる。MRI-ESM2.0 は前節の NOx、HOx の簡易パラメタリゼーションを用いており、それによりハロウィンイベント時のオゾン減少を再現できている。

図 2. 2003 年のハロウィンイベント時の北極域（北緯 70-90 度）オゾン変化率で 10 月 26 日からの差を示す。（左）衛星観測 MIPAS（Funke et al., 2011 からの引用）、（右）気象研究所地球システムモデル MRI-ESM2.0 の観測の海面水温を与えたシミュレーション（CMIP6-AMIP）結果で３メンバーアンサンブル平均。

4.7.4 最新研究による太陽活動変動の気候への影響評価

気候変動に関する政府間パネル（IPCC: Intergovernmental Panel on Climate Change）は、人為起源による気候変化、影響、適応及び緩和方策に関し、科学的、技術的、社会経済学的な見地から包括的な評価を行うことを目的として、1988 年に世界気象機関（WMO）と国連環境計画（UNEP）により設立された組織であり、概ね 5-6 年ごとの評価報告書と、その時に応じた特別報告書を公表している。2013 年に第 5 次評価報告書が発刊され、今後第 6 次評価報告書の発刊が予定されている。また並行して世界気候研究計画（WCRP）と結合モデル作業部会（WGCM）が主導する CMIP には世界の気候モデルセンターが参加し、最新の気候モデルによる気候変動評価のための実験が共通のプロトコルで行われている（図3）。複数のモデルで同様の気候変動評価実験を行うことで、モデルが異なることによって生じる結果の差（モデル不確実性）を相互比較によって可能な限り評価し、結果の信頼性を高めている。またモデルを構成する大気循環、雲、降水、海洋循環、オゾン、エーロゾルなどの要素のうち、どの要素の再現性が悪く、モデル不確実性の原因になっているのかを調べることで、モデルの再現性向上と不確実性の低減を目指す研究も進められる。CMIP の実験結果は IPCC 評価報告書の資料として積極的に利用されている。2020 年現在、CMIP6 が進行中で、各国の実験はほぼ終了し、世界中の研究者によって解析が進められているところである。

前回の IPCC 第 5 次評価報告書には気候変動と太陽活動変動の関係についてこれまでの研究から得られた知見がまとめられている。抜粋すると、以下の通りである。

太陽活動極大期と極小期間の全球平均地表気温の変化は、回帰分析を用いた研究と強制の推定値から 0.1°C 程度のオーダーであると推定されているが、この値も推定手法の問題で実際はさらに小さいという主張もあり、実際、気候モデルで見積もった場合にはこの変動は半分以下の値を示す。したがって、1950 年以降に観測された地球温暖化に対する太陽強制からの寄与が温室効果ガスからの寄与よりも大きかったとは極めて考えにくい（extremely unlikely）。加えて、将来の太陽活動度の変化の不確実性は大きいものの（very low confidence）、太陽活動極大期と極小期の範囲において太陽活動変動の影響が人為的影響の気候変動に与える影響はかなり小さい（high confidence）。

地域的な観点では太陽 11 年周期変動に関連する変動は、特にインド洋、太平洋、北アジア、北大西洋地域で、短期および季節的な気候偏差を引き起こすことも示されているが（medium evidence）、太陽変動シグナルをエルニーニョ／南方振動（ENSO）等の他の変動のシグナルと区別することが困難なため、不確かさが残る。さらに、Ineson et al., 2011 は、気候モデルを用いた感度実験から、北大西洋振動（NAO）の負位相が太陽極小期に多く見られることを示唆しており、冬のヨーロッパでのブロッキング高気圧イベントの頻度増加の兆候を含むいくつかの観測的証拠も存在する。

また宇宙線によるエーロゾル新粒子生成に伴う雲生成については、「宇宙線は自由対流圏におけるエーロゾル新粒子形成を強化するが、雲凝結核濃度に対する効果は定量的に非常に弱く、太陽活動周期又は過去 1 世紀の間に検出可能な気候影響はない（medium evidence and high agreement）。宇宙線と雲量の変化の間に明確な関連性は見いだされていない。そのような関連性が存在するとして、それを説明するためには、宇宙線によるエーロゾル新粒子の核生成以外のメカニズムが必要となる」と述べられており、宇宙線の影響の可能性には現時点で厳しい評価がされているものの、発展途上の分野なので今後の研究動向を見ていく必要がある。

以上が、IPCC 第 5 次評価報告書にまとめられた内容である。それ以降の最新の研究の状況を以下に記す。

将来気候予測において、マウンダー極小期のような太陽活動が特に弱まるイベント（grand solar minimum）が起きたら温暖化はどの程度影響を受けるかを気候モデルシミュレーションによって調べる研究が行われている（例えば Meehl et al., 2013; Ineson et al., 2015; Maycock et al., 2015）。どの程度の太陽活動弱化を想定するかによって結果は異なるが、大気化学過程を含んだ米国の地球システムモデル CESM1 で TSI を 0.25%減少させると 0.2 度程度の全球平均地表気温の低下が起きた。しかし、気温低下は極小期を与えている期間のみで、終了すると極小期を与えていない温暖化シナリオと同様の気温になった（Meehl et al., 2013）。また、英国の大気モデル HadGEM2-CC を用いた研究では、TSI を 0.12%減させた場合、成層圏界面付近では年平均で 1.2 度の全球平均気温の低下が見られたが、地表付近では 0.1 度程度の低下しか見られなかった（Maycock et al., 2015）。紫外線の変化を大きくすると応答は変化し、同じ-0.13%程度の TSI 弱化に対して紫外線を全く変化させない場合とほぼ紫外線のみを変化させた場合を比べると、冬季ヨーロッパ北部における気温低下が-0.4 度から-0.8 度変化した。この値は、温室効果ガス排

出量の最大排出シナリオ（RCP8.5）と中位安定化シナリオ（RCP4.5）の 21 世紀末冬季ヨーロッパ北部の気温差の 2-3 割程度に相当する（Ineson et al., 2015）。

宇宙線による雲帯電効果は IPCC AR5 では触れられていないが、Mironova et al.（2015）でレビューが行われており、例えば雲端の帯電が観測され、粒径の小さい水滴の荷電影響は理論上期待されているものの、その変化が雲形成や降雨に量的に重要な寄与があるという結論には至っておらず、こちらも今後の研究動向を見ていく必要がある。

また最新の研究（Chiodo et al., 2019）において、これまで比較的信頼性が高いと考えられていた、太陽 11 年周期変動が北半球冬季中高緯度域の主要な大気循環変動モードである北大西洋振動（NAO）に有意なシグナルとして現れるという結果に疑義が出ている。1960 年中頃以前にそのようなシグナルが見られないことや、全球化学気候モデル等のシミュレーションにおいて太陽変動を与えなくても NAO に太陽変動シグナルに類似した周期変動が確率的に現れることが、研究の疑義の根拠であった。この主張の真偽は今のところ明らかになっていない。用いたモデルや解析方法に問題がある可能性もあるが、今後の研究によってそれは明らかになっていくだろう。

最新の気候変動評価を行う IPCC 第 6 次評価報告書のために実施された CMIP6 においても気候変動を評価する実験が多数行われている。温暖化前の 1850 年程度を想定した産業革命前実験（piControl）、そこから二酸化炭素濃度を年 1%ずつ増加させる CO2 漸増実験（1pctCO2）、二酸化炭素濃度を一気に 4 倍させる CO2 急増実験（abrupt4xCO2）、1850 年から現在までの気候を再現する歴史実験（historical）、将来の温室効果ガスや人為エーロゾル排出を温暖化対策のレベルに応じて複数シナリオで与えて気候の応答を調べる各種シナリオ実験（ssp）などである。他にも数多くの実験があるが、太陽活動変動影響に関連する実験では、上記の historical に対比させる形で、大規模火山噴火と太陽活動変動の自然変動だけを歴史変動させる自然歴史実験（hist-nat）や、より直接的な太陽活動変動のみ歴史変動させる太陽歴史実験（hist-sol）などがある。太陽活動変動の気候影響を評価する手法として、太陽活動極大期と極小期の差を取る手法や 11 年に近い周期変動を抜き出すという手法があるが、エルニーニョ南方振動（ENSO）や大規模火山噴火など長期の大規模な変動シグナルを誤検出してしまう恐れがある。太陽活動変動のみ ON/OFF する長期の実験データでサンプル数を増やすことができれば、誤検出の可能性を小さくできる。また古気候実験も太陽の影響評価研究に有効で、軌道要素の変化により地球が受ける太陽放射を変化させる実験や、過去の grand solar minimum を含む太陽活動変動や巨大火山噴火を推定して与える過去千年実験（past1000）を行っている。2020 年現在 CMIP6 のマルチモデル相互比較解析が世界中で精力的に行われており、太陽活動変動の気候影響に関する新たな知見が加えられていくはずである。

図 3. Eyring et al（2016）より引用。CMIP6 実験デザインの概念図で内側に CMIP の基本実験である DECK と歴史実験（historical）があり周囲の白文字で DECK 実験が持つ効用を示している。外側に詳細なモデル相互比較（MIP）で解決するより特定の科学的トピックが青文字で書かれており、それぞれがどの科学的トピック（強制応答、変動性・予測可能性、モデルの系統的バイアス）を解決するためのものかが外側の白文字で示されている。

参考文献

関口美保, 2011: GCM における放射過程のモデル化, 気象研究ノート, 223, 1-23.

藪将吉, 村井臣哉, 北川裕人, 2005: 晴天放射スキーム. 数値予報課報告・別冊第 51 号. 気象庁予報部, 53-64.

Chiodo, G., Oehrlein, J., Polvani, L.M. et al. Insignificant influence of the 11-year solar cycle on the North Atlantic Oscillation. Nature Geosci 12, 94–99 (2019) doi:10.1038/s41561-018-0293-3

Eyring, V., Bony, S., Meehl, G. A., Senior, C. A., Stevens, B., Stouffer, R. J., and Taylor, K. E.: Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization, Geosci. Model Dev., 9, 1937–1958, https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016, 2016.

Funke, B., Baumgaertner, A., Calisto, M., Egorova, T., Jackman, C. H., Kieser, J., Krivolutsky, A., López-Puertas, M., Marsh, D. R., Reddmann, T., Rozanov, E., Salmi, S.-M., Sinnhuber, M., Stiller, G. P., Verronen, P. T., Versick, S., von Clarmann, T., Vyushkova, T. Y., Wieters, N., and Wissing, J. M.: Composition changes after the "Halloween" solar proton event: the High Energy Particle Precipitation in the Atmosphere (HEPPA) model versus MIPAS data intercomparison study, Atmos. Chem. Phys., 11, 9089-9139, https://doi.org/10.5194/acp-11-9089-2011, 2011.

Ineson, S., Maycock, A., Gray, L. et al. Regional climate impacts of a possible future grand solar minimum. Nat Commun 6, 7535 (2015) doi:10.1038/ncomms8535

Jackman, C. H., DeLand, M. T., Labow, G. J., Fleming, E. L., Weisenstein, D. K., Ko, M. K. W., Sinnhuber, M., and Russell, J. M.: Neutral atmospheric influences of the solar proton events in October–November 2003, J. Geophys. Res., 110, A09S27, https://doi.org/10.1029/2004JA010888, 2005.

Matthes, K., Funke, B., Andersson, M. E., Barnard, L., Beer, J., Charbonneau, P., Clilverd, M. A., Dudok de Wit, T., Haberreiter, M., Hendry, A., Jackman, C. H., Kretzschmar, M., Kruschke, T., Kunze, M., Langematz, U., Marsh, D. R., Maycock, A. C., Misios, S., Rodger, C. J., Scaife, A. A., Seppälä, A., Shangguan, M., Sinnhuber, M., Tourpali, K., Usoskin, I., van de Kamp, M., Verronen, P. T., and Versick, S.: Solar forcing for CMIP6 (v3.2), Geosci. Model Dev., 10, 2247–2302, https://doi.org/10.5194/gmd-10-2247-2017, 2017.

Maycock, A. C., Ineson, S., Gray, L. J., Scaife, A. A., Anstey, J. A., Lockwood, M., Butchart, N., Hardiman, S. C., Mitchell, D. M., and Osprey, S. M. (2015), Possible impacts of a future grand solar minimum on climate: Stratospheric and global circulation changes, J. Geophys. Res. Atmos., 120, 9043– 9058, doi:10.1002/2014JD022022.

Meehl, G. A., Arblaster, J. M., and Marsh, D. R. (2013), Could a future “Grand Solar Minimum” like the Maunder Minimum stop global warming?, Geophys. Res. Lett., 40, 1789– 1793, doi:10.1002/grl.50361.

Mironova, I.A., Aplin, K.L., Arnold, F. et al. Space Sci Rev (2015) 194: 1. https://doi.org/10.1007/s11214-015-0185-4

Mitchell, D. M., Misios, S. , Gray, L. J., Tourpali, K. , Matthes, K. , Hood, L. , Schmidt, H. , Chiodo, G. , Thiéblemont, R. , Rozanov, E. , Shindell, D. and Krivolutsky, A. (2015), Solar signals in CMIP‐5 simulations: the stratospheric pathway. Q.J.R. Meteorol. Soc., 141: 2390-2403. doi:10.1002/qj.2530

Porter, H. S., Jackman, C. H., and Green, A. E. S.: Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air, J. Chem. Phys., 65, 154–167, https://doi.org/10.1063/1.432812, 1976.

Solomon, S., Rusch, D.W., Gérard, J.-C., Reid, G. C., and Crutzen, P. J.: The effect of particle precipitation events on the neutral and ion chemistry of the middle atmosphere. II - Odd hydrogen, Planet. Space Sci., 29, 885–892, 1981.

5. あとがき

草野 完也（名古屋大学）
（2021 年 4 月 18 日受付、2021 年 5 月 31 日公開）

2019 年の夏から 1 年数か月をかけて制作された「太陽地球圏環境予測 オープン・テキストブック（PSTEP Open Textbook）」を公開することを大変うれしく思います。この間、新型コロナウイルスによるパンデミックの影響で様々な困難があったにも関わらず、本企画を実現できたのも、多くのみなさんの協力のおかげです。ご協力いただいた全ての皆さんに、感謝申し上げます。

本テキストブックは全国プロジェクトである新学術領域「太陽地球圏環境予測（PSTEP）」の到達点をまとめた資料であると同時に、PSTEP では解決できなかった多くの課題に挑戦する次の世代の研究者に向けたメッセージでもあります。PSTEP は 2013 年の夏に名古屋大学で開催された GEMSIS（Geospace Environment Modelling System for Integrated Studies）ワークショップで議論したアイデアを基に企画され、2015 年度より 5 年間実施されました。このワークショップの資料を見直すと、そのまとめとして私は以下の問題を提起していました。

・「経験モデル」から「物理モデル」への進化によって様々な科学の理解はこれまで進歩してきた。それゆえ、「予測性の向上」と「理解の深化」の相乗作用こそ目指すべき研究の方向ではないか。
・宇宙天気・宇宙気候は予測課題の宝庫であり、それ故、複雑力学系の優れた研究課題であると言える。その課題を解決するためには、operation と science の間にあるギャップ「死の谷」を埋め、両者の有機的な相互作用を真剣に進めるべきである。さらに、予測性を客観的かつ定量的に評価し、予測できない現象について何故、我々は予測できないかを科学的に考えるべきである。
・そうした活動を進めることによって、大型太陽フレア及びそれに起因する極端宇宙天気現象の発生とその影響の予測性を今後 10 年間で格段に向上させる必要がある。

これらはその後、PSTEP の活動を支える基本方針となり、その結果、本テキストブックにも書かれている様々な成果を生み出すことができたと思います。

しかし、依然として太陽地球圏環境の予測は十分ではありません。1859 年に発生したキャリントン・イベント級、あるいはそれを超える極端宇宙天気現象は将来、必ず発生するでしょう。その時に、宇宙天気災害による被害を最小限にとどめるためには、さらに研究を進化させる必要があります。2013 年に書かれた問題提起は今でも将来に対する指針として有効であり、その

解決のためには新たな研究を展開する必要があります。

本テキストブックがそのための一里塚としての役割を果たすことを私は望んでいます。太陽地球圏環境に関係した様々な分野に興味を持つ若い皆さんが、予測と理解の発展を目指して全く新しい研究を開拓していかれることを期待しています。PSTEP Open Textbook がそのための一助となることを心から願っています。

6. 用語解説

「PSTEPサマースクール陸別2017」実行委員会

用語	分類	解説
【太陽関連分野】		
光球 photosphere	大気	太陽の表面層。波長5000 Åの可視光の光学的厚さが1となる高度を光球面と定義する。太陽放射は約5800 Kの黒体放射で近似されるため、表面温度は5800 Kとされることが多い。
対流層 convection zone	大気	核融合により中心核で発生したエネルギーを対流によって輸送する層。太陽では表面から深さ約20万kmまでが対流層になっている。
彩層 chromosphere	大気	太陽の表面から上空約2000 kmまで広がる大気層。温度は1万K前後。「層」と名付けられているが下部にはスピキュールなどを含み、非常にダイナミックな領域であることが分かっている。
遷移層 transition region	大気	彩層とコロナを接続する急峻な温度勾配層。上空（コロナ）へ向かい数100 kmで温度が2桁程度上昇する。
コロナ corona	大気	太陽大気最外部の完全に電離した大気層。温度は100万Kを超える。なぜこのような高温状態を維持できているかは太陽物理学の未解決問題の一つであり、コロナ加熱問題と呼ばれる。
コロナホール coronal hole	構造	コロナのうち周囲より温度と密度が低い領域。X線では周囲より暗く穴が空いたように見える。単極の開いた磁場が存在する領域であり、上空では高速太陽風が吹き出す。
黒点 sunspot	構造	太陽表面に出現する磁場の密集した領域。磁場が強いため対流による熱輸送が抑制され、周囲よりも温度が低く、暗く見える。太陽内部から磁場が浮上して形成される。
白斑 facula	構造	太陽表面に出現する明るい領域。対流セルの狭間の磁場が密集した領域に形成される。黒点と違い高温である。
フレア flare	現象	天文学的な定義は「さまざまな波長の電磁波の突発的な増光現象」。現在の太陽系内で最大の爆発現象で、磁気リコネクションを通じた磁気エネルギー解放現象とされる。
フィラメント・プロミネンス filament/prominence	構造	両者は同一のもの。高温（約100万K）のコロナに浮かんだ低温（数万K）・高密度のプラズマ。磁場によって支えられていると考えられる。太陽表面から来る光を遮って暗く見える場合をフィラメント、太陽の縁で光って見える場合をプロミネンスという。
スピキュール spicule	構造	太陽の縁で観測される細いトゲ状の構造。10分程度の寿命で上空へ伸びては落下する。超粒状斑の縁に掃き寄せられた磁場に沿って現れる。
フレアリボン flare ribbon	現象・構造	フレア発生時に彩層で観測される、細長く伸びた増光領域。フレア標準モデルでは、磁気リコネクションに寄与した磁力線の足元に対応すると考えられる。
磁束浮上・浮上磁場 flux emergence/ emerging flux	現象	対流層から太陽表面へ磁束管が浮上する現象。浮上した磁束は同極同士で合体し、大型のものは黒点を形成する。
コロナ質量放出 coronal mass ejection (CME)	現象	大量のコロナプラズマが突発的に宇宙空間へ放出される現象。フレアやプロミネンス噴出に伴い発生する。

惑星間CME interplanetary CME (ICME)	現象	太陽風領域を伝搬するCME。地球磁気圏と相互作用して短期的な磁気圏変動を引き起こす。
ハローCME halo CME	現象	コロナグラフで太陽の全面からプラズマが放出しているように観測されるCME。地球側に放出されている場合は、地球環境に影響を与える可能性が高くなる。
核融合反応 nuclear fusion reaction	物理過程	軽い原子同士が融合し重い原子へ変換される核反応。太陽内部では数段階の素過程を経て水素原子4個がヘリウム原子1個へ変換されている。反応の前後で原子核の結合エネルギーが光子（ガンマ線）として放出される。
太陽電波バースト solar radio burst	現象	太陽から放射される電波の突発的な増加現象。その多くはフレアやCMEで生成された高エネルギー粒子によって放射されている。地上で観測が可能で、予報に有効。
コロナグラフ coronagraph	観測	太陽コロナを観測するための特殊な望遠鏡。太陽本体から来る光を円盤で遮蔽することにより人工的に日食を起こし、コロナ（からの散乱光）を観測する。レンズの縁から来る散乱光を防ぐ工夫もなされている。
太陽高エネルギー粒子 solar energetic particle (SEP)	現象	太陽から放出される10 keVから数10 GeVの陽子、電子、重イオンの総称。コロナ起源の荷電粒子がフレアやCMEに伴い加速されて高エネルギーとなる。
太陽プロトンイベント solar proton event (SPE)	現象	フレアやCME衝撃波によって加速されたプロトンが地球へやってくる現象。短時間（30分前後）で地球に到来し、人工衛星の故障や宇宙飛行士の被曝の原因となる。
太陽風 solar wind	現象・構造	太陽から吹き出す超音速の磁化プラズマ流。毎秒100万トンものプラズマを太陽から流出させている。地球近傍での速度は300-900 km/s、温度は10-100万K。
惑星間空間シンチレーション interplanetary scintillation (IPS)	現象・観測	電波天体から到来する電波が太陽風の擾乱によって散乱を受け、電波のまたたきとなって観測される現象。太陽風の密度や速度を地上から導出可能で、予報に有効。
惑星間空間磁場 interplanetary magnetic field (IMF)	現象	惑星間空間を伝搬する太陽風のもつ磁場。南向き成分は地球の磁場と相互作用を起こしやすく、宇宙天気予報のキーパラメータとなる。
パーカースパイラル Parker spiral	構造	E. N. Parkerによって提唱された惑星間空間磁場モデル。磁力線は太陽自転軸に巻きついたアルキメデス螺旋を描くというもの。
in-situ	定義	「その場で」という意味。人工衛星が「その場」の環境測定をするときに用いる。in-situ観測＝その場観測。対義語は遠隔観測（リモートセンシング）。
銀河宇宙線 galactic cosmic ray (GCR)	現象	太陽系外から到来する高エネルギーの荷電粒子。銀河系内の超新星爆発などが起源と考えられている。主成分はプロトンと重イオンで、電子は少ない。
プラズマ plasma	状態	電離した気体。自由に運動する電子とイオンから成る。太陽コロナ、惑星間空間、磁気圏はほぼ全ての原子が電離した完全電離状態である。太陽の光球や彩層、地球の電離圏は一部の原子が電離した部分電離状態である。

プラズモイド plasmoid	構造	閉じた磁気面で囲まれた領域（磁気島）、またはその内部に閉じ込められたプラズマ塊を指す。長い電流シートを伴うリコネクションにおいて複数のプラズモイドが形成されることが分かっている。
フラックスロープ flux rope	構造	磁束管のこと。コロナ磁場やCMEの基本構造の一つ。中心軸に沿って螺旋状に磁力線が巻きついている場合はヘリカルフラックスロープとも呼ばれる。
ダイナモ dynamo	物理過程	天体内部の電磁流体の運動によって磁場を維持、増幅する働きのこと。
MHD	定義	magnetohydrodynamics（磁気流体力学または電磁流体力学）の略称。電導性の流体を扱う流体力学。基礎方程式は通常の流体力学の基礎方程式（ナビエ・ストークス方程式）と電磁場のマクスウェル方程式を組み合わせたものになる。
フォースフリー磁場 force-free magnetic field	構造	ローレンツ力（J×B）が至るところで 0 となっている磁場（磁気圧と磁気張力がつりあう磁場）。コロナ磁場の基本構造の一つ。
ポテンシャル磁場 potential magnetic field	構造	電流が0の磁場。フォースフリー磁場の一種。スカラーポテンシャルで表すことができるためこのように呼ばれる。エネルギー最低状態の磁場であり、自由に取り出せるエネルギーは0なので、自由エネルギー（実際の磁気エネルギーとポテンシャル磁場の磁気エネルギーとの差）は0であり、フレアやCMEを説明するのには不向き。
トロイダル磁場 toroidal magnetic field	定義	ドーナツ形磁束菅の磁場成分のうち、大円周方向の磁場。ダイナモ分野においては赤道と並行な方向の磁場成分。
ポロイダル磁場 poloidal magnetic field	定義	ドーナツ形磁束菅の磁場成分のうち、小円周方向の磁場。ダイナモ分野においては北極から南極へ向かう方向の磁場成分。
磁気リコネクション magnetic reconnection	物理過程	互いに反対向きの磁場が接触する領域で磁気拡散により磁力線がつなぎ替わる現象。拡散により磁気エネルギーが熱エネルギーへ変換されると同時に、つなぎ替わった磁力線の磁気張力によりプラズマが加速される。磁気エネルギーを熱エネルギーと運動エネルギーへ変換する素過程であり、太陽フレアやサブストームなど様々なプラズマ現象で重要な役割を果たす。
アルフヴェン波 Alfvén wave	物理過程	磁気張力を復元力として伝搬する波動。
磁気音波 magneto-acoustic wave	物理過程	磁気圧を復元力として伝搬する波動。
粒状斑 granule	構造	太陽表面を埋め尽くす対流セル。直径は1000 km程度、寿命は約10分。対流を反映してセル中心に上昇流、縁に下降流が存在する。
超粒状斑 supergranule	構造	粒状斑よりも大きいスケールの対流セル。直径は3万km程度、寿命は2日程度。
波動加熱説 wave heating theory	理論	コロナ加熱機構の一つとして提唱されている理論。太陽表面の対流運動により発生した波動がコロナまで伝わって散逸し、そのエネルギーでコロナを加熱しているという説。
ナノフレア加熱説 nanoflare heating theory	理論	コロナ加熱機構の一つとして提唱されている理論。多数の小さなフレアが頻繁に起こることによりコロナが高温状態を保っているとする説。
αΩダイナモ αΩ dynamo	理論	平均場ダイナモの一種。乱流のヘリシティによるα効果と差動回転の引き伸ばしによるΩ効果で大規模磁場を維持するメカニズム。

磁束輸送ダイナモ flux transport dynamo	理論	子午面環流の輸送によるダイナモ。α効果とΩ効果が発生する領域が違うことでダイナモ波の発生は抑えつつ、子午面環流の効果により、太陽で観測されるような蝶形図を再現できる。
混合距離理論 mixing length theory	理論	太陽の対流層の中での熱対流の速度を見積もるための理論。ある混合距離を進むと、流体パーセルはまわりと混ざりあうと仮定する。
乱流のエネルギースペクトル energy spectrum of turbulence	定義	それぞれの空間スケールでの乱流のエネルギーを示す。一様乱流ならば、コルモゴロフスケーリングと呼ばれ、乱流の運動エネルギーは波数の-5/3乗に比例する。
太陽活動周期 solar cycle	現象	太陽は約11年の周期で黒点が多い時期と少ない時期を繰り返す。
子午面循環流 meridional circulation	現象	太陽表面では赤道から極に向かい、太陽対流層内部では極から赤道に向かう循環流のこと。
差動回転 differential rotation	現象	太陽は赤道付近が極付近より速く回転している。
バタフライダイアグラム butterfly diagram	現象	蝶形図。黒点の出現緯度の時間変化を書くと、高緯度から低緯度へ黒点がよく出現する位置が変化していて、蝶のような形の図になる。
マウンダー極小期 Maunder minimum	現象	1645年から1715年にかけて黒点がほとんど存在しなかった。この黒点が出現しなかった時期をマウンダー極小期と呼ぶ。
グランドミニマム grand minimum	現象	マウンダー極小期のような数10年にわたって黒点がほとんど発生しない時期が続くこと。
faint young Sun paradox	理論	暗い若い太陽のパラドックス。35億年前に地球に生命が誕生したと考えられているが、恒星進化論によってその当時の太陽から放出される光の量を見積もると、今よりずっと小さい。そのため地球は全球凍結していたと考えられ、生命が誕生できる状況ではなかったのではないかとされる矛盾のこと。
【磁気圏・電離圏関連分野】		
バウショック bowshock	領域	超音速の太陽風が地球磁気圏に衝突することで生じる衝撃波面。
マグネットシース magnetosheath	(region)	バウショックとマグネットポーズの間の境界領域。数100kmの厚みをもち、太陽風が亜音速に減速される。
マグネットポーズ magnetopause		地球磁気圏界面。太陽風プラズマと地球磁気圏プラズマがわかれる境界面。太陽風の動圧と磁気圏の磁気圧がつり合う面で、地球中心から昼側11Re程度の距離にある。太陽風の動圧が大きくなると、磁気圏境界は地球に近づく。
プラズマポーズ plasmapause		プラズマ圏の外側境界で、非常に明瞭に密度が減少する。
プラズマ圏 plasmasphere		地球周辺に存在する、地球大気が拡散した非常にプラズマ密度の濃い領域。
マグネットテール magnetotail		磁気圏尾部。太陽風により地球磁場が吹き流され、幅40Re、長さ数100Reの円筒状に伸びている。赤道面に磁気中性面、その南北にほぼ反平行の磁場が存在する。

ローブ lobe		磁気圏尾部のうち、南北に位置する磁気圧がプラズマ圧より卓越する領域。
マントル mantle		磁気圏の夜側で、マグネットシース粒子が徐々に赤道側へ侵入しながら太陽風とともにふきながれている領域。ローブと明瞭な境界はない。
プラズマシート plasmasheet		磁気圏尾部のうち、赤道付近に位置するプラズマ圧が卓越する領域。
カスプ cusp		磁気圏の前面、高緯度の領域の特徴的な磁場構造。磁気圏昼側の磁力線と太陽風磁場と再結合して尾部のほうに流されている磁力線の境界で、磁場がほぼゼロとなり太陽風が直接大気へ降りこんでくる。
放射線帯 radiation belt		地球周囲に存在する高エネルギー粒子の構造。内帯と外帯、2つを分けるスロット領域からなる。内帯は高エネルギー（>50 MeV）のプロトンが主成分であるのに対して 外帯は1 MeV以上の電子が主成分となっている。外帯電子は時間変動が激しいことが知られ、放射線帯の生成メカニズムや変動の原因は磁気圏物理の大きな謎の一つである。
ヴァン・アレン帯 van allen belt		放射線帯のこと。1958年にヴァン・アレン博士によって発見されたことにちなんで呼ばれる。
オーロラ帯 auroral oval		オーロラが頻繁に観測されるリング状の領域。南北半球の地磁気緯度65-70° 付近に位置する。
電離圏（電離層） ionosphere		中間圏から熱圏～外圏（高度約 60 km から数千 km ）に位置するプラズマ領域。プラズマ密度は高度 300 km 付近で最大になるが、そこでも熱圏の中性大気密度の1/1000程度。
F領域（F層） F-region (F-layer)		電離圏のうち高度 200 km 以上の最も密度の高い領域で、主に酸素原子イオンO+で構成される。とくに高度150 - 220 km をF1領域（F1層）、高度 220 km 以上を F2領域（F2層）と呼ぶこともある。
E領域（E層） E-region (E-layer)		電離圏のうち高度100 km 付近の分子イオンが支配的な領域。太陽光やオーロラ粒子による電離がないところでは消失する。
D領域（D層） D-region (D-layer)		電離圏のうち高度 80 km 付近の，ライマンα（121 nmの極端紫外線）やX線による電離で形成される領域。太陽フレアの時に顕著になる。
リングカレント ring current	現象	地球をとりまき磁気圏中を西向きに流れる電流。磁気圏尾部のプラズマシート粒子が磁気嵐に伴い地球内側へ輸送されることで発生し、地磁気の減少を引き起こす。
磁気圏対流 magnetospheric convection	(phenomena)	地球磁気圏内の大きな循環。磁気圏境界面での磁場再結合や太陽風粘性によって昼側から尾部へ運ばれたプラズマが、尾部に蓄積された後ふたたび昼側へと流されていく。
SC/Si sudden commencement / sudden impulse		地磁気急始現象（sudden commencement）。太陽風擾乱が地球磁気圏を圧縮することで地上地場北向き成分の北向き成分の急増が観測される。磁気嵐の初相にあらわれるものを特にSSC（storm sudden commencement）とよぶなど分類が多くある。
Sq電流		地磁気静穏特に電離圏内を流れる電流を地磁気静穏日日変化（Sq:Geomagnetic solar quiet daily variation field)。太陽加熱を原因とする中性風と主地場のダイナモ作用により駆動される。

磁気嵐 magnetic storm	地磁気が嵐のように激しく変動する現象。典型的には、地球のほぼ全域にわたって突然地磁気北向き成分が急増（SC）した後に20nT以上減少し、数日かけて元の大きさに回復する。太陽風動圧の急増と、その後のリングカレントの発達で説明される。
初相 initial phase	急始部（SC: sudden commencement）とほぼ同じ。主相の前に見られる地磁気の増大などの擾乱。
主相 main phase	磁気嵐中に、数時間にわたって地磁気の減少が促進している期間。
終相 last phase	回復相（recoveryphase）ともよぶ。磁気嵐中に、主相ののち数日かけて地磁気がもとのレベルに回復していく期間。
オーロラサブストーム auroral substorm	オーロラの典型的な変動現象。オーロラ嵐ともいう。夜側のオーロラが急激に明るくなって、朝側、夕方側に広がり、また静かになっていく。
オーロラブレークアップ aurora break up	オーロラサプストームの爆発的開始を示す特徴的なオーロラのふるまい。急激なエネルギー解放を表している。
磁気圏サブストーム substorm	地球磁気圏における、磁気再結合を通じたエネルギー蓄積・解放現象。オーロラサブストームの原因として研究されている。磁気圏サブストームを指して単に「サブストーム」とよぶことも多い。
オーロラ aurora	地磁気緯度 65〜70 度付近に現れる超高層大気の発光現象。オーロラはギリシャ神話に登場する暁の女神を意味する。極光 (Polar Arc) ともよばれる。様々な色や形態、時間変動を有し、ディフューズ型、ディスクリート型, 脈動型など多くの分類がある。
領域 1 電流 region 1 current	オーロラ帯中に存在する沿磁力線電流の構造。高緯度側の、朝側で磁気圏から電離圏へ、夕方側で電離圏から磁気圏へ向かう沿磁力線電流。
領域 2 電流 region 2 current	オーロラ帯中に存在する沿磁力線電流の構造。低緯度側の、領域 1 電流とは逆に朝側で磁気圏へ、夕方側で電離圏へ向かう沿磁力線電流。
フォーブッシュ減少	地球に降り注ぐ銀河宇宙線の強度が太陽活動が増大したときに減少すること。フレアで放出された荷電粒子が宇宙線を遮るためと考えられている。名称は宇宙線を研究した米国の物理学者スコット＝フォーブッシュにちなむ。
GIE geomagnetic induced electric field	地磁気擾乱によって地中や地表面に誘起された電場。
GIC geomagnetic induced current	地磁気擾乱によって誘起された電場によって、地中や人工物に流れる電流。特に送電網に流れて社会に害を及ぼすものをさすこともある。
ホイスラー波 whistler wave	雷起源の電磁波がホイスラーモード波として磁気圏内を伝搬し、VLF帯で笛のような特徴的なスペクトルが観測されること。
コーラス chorus	鳥の鳴き声（コーラス）のように数秒間隔で振幅・周波数か変化するコヒーレントな電磁波。ホイスラーモード波の一種。磁気赤道付近から放射され．放射線帯の粒子加速にも関与していることがわかっている。

地磁気脈動 geomagentic pulsations	周期がおよそ１秒以下の低周波の電磁波擾乱を地磁気脈動と総称している。波形が連続的（continuous）なもの、不規則（irregular）なもの、また周期などによって Pc1-Pc6, Pi1-Pi3などと分類されている。
SED (Storm enhanced density)	磁気嵐にともなって中緯度域の夕方側で電離圏電子密度が急増する現象。低緯度側に発達する電離圏対流との関連が指摘されており、SED外部との境界にはTECの急峻な空間勾配が存在する。
SIPS (Sub-ionospheric point)	電離圏を高度300 kmの薄い層で近似したときに、その層を視線が貫いた点を地図上へ射影したもの。
SEP (solar energetic particle)	太陽から地球に飛んでくる高エネルギー粒子。
大気ドラッグ air drag	人工衛星にかかる大気抵抗。
電離圏対流 ionospheric convection	極域電離圏にみられる渦上のプラズマの流れ。磁気圏から流れ込む沿磁力線電流（region 1, 2 current）によって駆動される。朝側で反時計回り（中心は正電位）、夕方側で時計回り（中心は負電位）の２つの対流セルがペアになって現れることが多い。
flywheel effect	通常は電離圏対流が中性大気を引きずるように動かすが、電離圏対流が急に弱まると中性大気がプラズマを引きずるように動かす。後者をflywheel effectと呼ぶ。
熱圏嵐 thermospheric storm	磁気嵐やスブストームにともなって、オーロラ加熱により熱圏の密度や温度が上昇する現象。赤道方向へのTADをともなう。
電離圏嵐 ionospheric storm	磁気嵐やサブストームおよび熱圏嵐にともなって、電離圏の電子密度が増える（あるいは減る）現象。増える場合を正相嵐（positive storm）、減る場合を負相嵐（negative storm）と呼ぶ。
TID (Traveling Ionospheric Disturbance)	電離圏を伝播する波状のプラズマ密度構造。波長が 1000 km 以上のものをLSTID（LSはLarge Scale）、数百 km のものをMSTID（MSはMedium Scale）と呼ぶ。
TAD (Traveling Atmospheric Disturbance)	電離圏を伝播する波状の中性大気密度構造。TADという名称はTIDと関連する場合に用いられることが多い。
スポラディックE層 spoladic E-layer	電離層E層の電子密度が、急激に増加する現象。6月から夏にかけて、中低緯度で多く発生する。
デリンジャー現象 Dellinger effect	太陽フレアなどでD層の電子密度が増大したときに、D層を伝わる電波が吸収されて通信障害が発生すること。
FAI (Field-Aligned Irregularity)	磁力線に沿ったプラズマが磁力線に垂直な方向につくるさまざまな小スケールの擾乱。プラズマ不安定との関連が強い。
プラズマバブル plasma bubble	電離圏中でプラズマの穴（プラズマ密度の低い領域）が生じる現象。その内部では、周りに比べてプラズマ密度が百分の一以下にもなることが人工衛星によって観測されている。この中を衛星からの電波が通過すると、計算上の想定よりも早く電波が進んでしまい測位誤差の原因になる。この現象は夕方の赤道付近で発生し、地球の磁力線に沿って南北方向に瞬く間に成長するとともに東へ移動していく。
電離圏シンチレーション scintillation	電子密度の不規則構造によって電波が屈折・回折することで電波の位相・振幅が乱れる現象。

赤道異常 EIA (Equatorial Ionization Anomaly)		磁気緯度（磁石の向く方向を北極・南極としたときの緯度）の南北20度付近を中心とする電子密度の高い領域。日によってその位置や規模が非常に大きく変動する。
PRE (Pre Reversal Enhancement) / PSSR (Post SunSet Rise)		日没後に東向き電離圏電場が西向きに変わる直前に、東向き電場が強くなること。/ またそれによって電離圏が強く持ち上げ られること。
LOL (Loss Of Lock)		信号のロックオフ（同期はずれ）
フェージング fading		無線通信で届く電波の強弱が何らかの理由により変動すること。
マルチパス multi-path		電波が電離圏で屈折したり地上で反射したりして電波の送信機から受信機までの経路が複数になること。
ドリフト周回軌道 drift motion	物理	双極子中の荷電粒子の運動。磁気ミラーと磁場ドリフトによって、地球をドーナツ状にとりまくように周回する。
断熱不変量 adiabatic invariants	(physics)	解析力学での概念。一般に周期運動において、作用積分 $\oint pdq$は系のゆっくりとした(断熱的)変化に対して不変量となる。
第１断熱不変量 1st adiabatic invariant		ジャイロ運動に関して定義される断熱不変量。磁気モーメントμ=W⊥^2/Bで表される。第１断熱不変量の保存から、磁気ミラーによるバウンス運動が導かれる。
第２断熱不変量 2nd adiabatic invariant		磁力線沿いのバウンス運動に関して定義される断熱不変量。
ホイスラーモード波 whistler-mode wave		プラズマ中の電磁波の一つ。電子のジャイロ周波数より少し低い周波数帯の波を一般にさす。雷起源の"ホイスラー波"が地上で観測されることにちなんでよばれる。"コーラス"、"ヒス"、"波動粒子相互作用"など重要な物理現象と多く関係している。
等価電流系		観測された地磁気分布を、地球内部と外部（電離圏）に設定した仮想薄層中の電流で説明したもの。
光解離反応 photodissociation		光によって分子が分離して別の分子や原子に分かれること。200-300 nm の紫外線は高度30 km付近の酸素分子を光解離しオゾン層を生成する。
光電離反応 photoionization		光によって原子や分子が正イオンと電子に分かれること。10 eV 以上 (120 nm 以下) の太陽光やオーロラ粒子が中性大気を電離させることで電離圏が形成される。
再結合 recombination		正の電荷をもった原子・分子イオンが電子と結合すること。
プラズマ周波数 plasma frequency		プラズマを構成する電子が静電界と共に磁力線方向に振動するプラズマ波動の周波数。電子密度の平方根に比例する。この静電波の周波数スペクトルから電子密度を測ることができる 。
衝突周波数 collision frequency		単位時間当たりに大気やプラズマ中の２種類の粒子が衝突する回数。
ジャイロ周波数 gyro frequency		単位時間当たりに荷電粒子が磁力線の周りを回る（ジャイロ運動をする）回数。サイクロトロン周波数ともいう。
ExBドリフト ExB drift		ジャイロ運動をする荷電粒子が、電場にから力を受けてExBの方向に移動（ドリフト）すること。

ペダーセン電流 Pedersen current		電子のジャイロ周波数が（中性粒子との）衝突周波数より大きく、イオンのジャイロ周波数が（中性粒子との）衝突周波数と同じくらいの場合、電子はExBドリフトし、イオンはExBと電場の間の方向にドリフトする。このとき電場方向にペダーセン電流が流れる。
ホール電流 Hall current		電子のジャイロ周波数が衝突周波数より大きく、イオンのジャイロ周波数が衝突周波数より小さい場合、電子はExBドリフトし、イオンは中性大気とともに運動する。このときExB方向にホール電流が流れる。
分極電場（分極性電場） polarization electric field		電子とイオンが異なる方向に動く場合、電子とイオンによる双極モーメントの集合（分極ベクトル）が収束すると電荷（分極電荷）とみなせる。その分極電荷がつくる電場を分極電場と呼ぶ。
ジュール加熱 Joule heating		熱圏・電離圏では、主に、ドリフト運動するイオンと中性粒子の衝突による加熱。イオンのドリフト速度や密度が高いほど大きくなる。
オーロラ加熱 auroral heating		オーロラ帯でのジュール加熱またはオーロラ粒子と大気の衝突による加熱。
ダイナモ dynamo		力学的エネルギーが電磁エネルギーに変換されること。J・E<0なら力学→電磁、J・E>0なら電磁→力学。
disturbance dynamo		オーロラ加熱によって駆動される中性風が、イオンとの衝突を通じて電場を変化させる現象。
レイリー・テイラー不安定 Rayleigh-Taylor instability		流体の密度の高い部分と低い部分が接しているときに、境界面に垂直な方向に流体が流れ込むことで起こる流体不安定。中性流体では重力と浮力がつくる流れが引き起こすが、電離圏プラズマではExBドリフトの寄与も大きい。
ドリフト勾配不安定 (Gradient-Drift Instability)		プラズマのレイリー・テイラー不安定のうちExBドリフトによるもの。
ウインドシア wind shear		風と垂直な方向の風の勾配。
ケルビン～ヘルムホルツ不安定 Kelvin Helmholtz Instability		ウインドシアに垂直な面内（速い流れと遅い流れの境界面）でおこる流体不安定。
磁気共役点 magnetic conjugate point		地球磁場のある磁力線が地表と交わる点は南北半球に一つずつあるが、一方に対してもう一方を磁気共役点と呼ぶ。
平均自由行程 mean free path		粒子が別の粒子と衝突するまでに移動する距離。
フレネル回折 Fresnel diffraction		波の回折において、開口部（電子密度の薄いところ）の大きさが波長に大して充分大きい場合、その回折をフレネル回折と呼ぶ。
X線 X-ray		波長は10 nm以下。
EUV (Extreme Ultra Violet)		極端紫外線。波長は10-120 nm。
UV (Ultra Violet)		紫外線。波長は120-300 nm。
L値	座標系	ある点を磁力線沿いに赤道へ投影した際の地球からの距離が何Reかを表す。双極子磁場中での粒子のバウンス・ドリフト運動でL値が断熱保存することからよく用いられる。
Re	単位	地球半径。6371km。

GSM座標		地球からみて太陽方向にx軸、地球磁場の双極子の軸を含む面をxz面にとる。 z軸はx軸に直角、かつ、北向きにとる。 y軸は右手系をなすようにとる。地球の自転に伴い磁軸が回転するため、z軸が朝夕、y軸が南北方向に振動する。マグネットポーズなど太陽風と双極磁場の相互作用を見る際に有用。
GSE座標		地球からみて太陽方向にx軸、地球の公転運動と反対方向にy軸、右手系となるようにz軸をとったもの。太陽風と磁気圏尾部の関係などを見る際に有用。
SM座標		地球の双極子軸の反対方向にz軸をとる。z軸と太陽方向を含む面をxz面にとり、xをz軸に直交太陽方向にとる。y軸は右手系をなすようにとる。地球磁場の影響の強い内部磁気圏をあらわす際に有用。
K値	指数	観測所ごとに決まる地磁気の擾乱度合いを示す値。3時間値。1日を3時間ごとに区切り、各時間区間の地磁気の最大変動を用いて0から9までの10段階で表示する。
Kp指数	(index)	全球的な地磁気擾乱度を数値化するのによく使われている指数。3時間地。サブオーロラ帯13ヶ所のK値を平均したもの。0,0+,1-,…,9-,9の28段階で表される。1日分のKpを足し合わせたΣKpもよく使われる。
ap指数		Kp指数をより統計解析等で扱いやすいように線形に変換し直したもの。Kp=0→ap=0, Kp=5→ap=48, Kp=9→ap=200など。実際の全球的な地磁気変動に緯度効果を補正したもの、と考えられる。１日分のapを足しあわせたものをAp指数とよぶ
DST指数		磁気嵐に伴い、経度方向に磁気圏を流れるリングカレントの強度を表す指数。1時間値。単位はnT。低緯度で経度方向に分布する4ヶ所の観測点で得られた磁場変動の北向き成分の平均値を緯度効果を考慮して赤道での値に規格化したもの。
AE指数		オーロラの中を流れる東西方向の電離圏電流（auroral electrojet current）の大きさを表す指数。1分値。単位はnT。経度65-70°付近のオーロラ帯で経度方向に12ヶ所の観測所で得られた磁場変動の北向き成分を重ねて、各時刻の最大値と最小値の差を表したもの。
foF2		電離圏F2層で反射される最高の周波数（臨界周波数）。oは正常波（ordinary wave, 位相速度も群速度も正の電波）の意味。電波が異常波（extraordinary wave, 位相速度は正で群速度が負）の場合はfxF2。スポラディックE層の臨界周波数はfoEs。
hmF2		F2層の高さ。
F10.7		波長10.7 cm (2.8 GHz) の太陽電波のエネルギーフラックス。単位は10^-22 W/m^2/Hz。大気に吸収されにくいため太陽活動の指標として用いられ、黒点数と正の相関がある。
O/N2		酸素原子と窒素分子の密度比。この値が大きいほどF層の主な構成粒子である酸素原子イオンO+が増えやすい。
電波の周波数帯（波長帯）	観測	HF (短波/デカメートル波): 3-30 MHz (100-10 m), VHF: 30-300 MHz (10-1 m), UHF: 300 MHz-3 GHz (1 m-10 cm)。
イオノゾンデ ionosonde		HF帯の電波を周波数を変えながら地上から送信し、電離圏で反射させて周波数ごとに反射高度を求める装置。得られたプロットをイオノグラムと呼ぶ。

GNSS (Global Navigation Satellite System)		人工衛星を用いて地上などで位置を決定するシステム。用いる衛星をGNSS衛星と呼ぶ。アメリカのシステムがGPS。
TEC (Total Electron Content)		ある経路上の電子密度の積分値。電波は経路上の電子密度によって群速度が変化するので、それを利用して経路上の電子密度を計算することができる。GNSS衛星・受信機によってTECを計算することが多い。
大圏コース Great circle		地球における大円を指す。
equinox		春分・秋分のこと。
solstice		夏至・冬至のこと。
MSIS	モデル	対流圏から熱圏までの中性大気の温度や密度の、観測にもとづいた経験モデル。MSISE-90、NRLMSISE-00…などアップデートが続いている。
IRI		電離圏のイオンや電子の温度や密度の、観測にもとづいた経験モデル。MSISと同じくアップデートが続いている。
GCM (General Circulation Model)		全球規模の大気の循環（General Circulation）が計算できるようなモデルの総称。電離圏モデルと結合したものに、GAIA，WACCM、TIEGCM、CTIPeなどがある。
【気象・気候関連分野】		
対流圏 troposphere	領域	地表から約 10 km までの、鉛直方向の対流が活発な領域。対流による断熱冷却のため上に行くほど気温は下がる。
対流圏界面 tropopause	領域	地表から約 10 km にある、対流圏と成層圏の境目。鉛直方向の温度の極小に対応。
成層圏 stratosphere	領域	地表から 10-50 km の領域。上に行くほど気温は上がる。
成層圏界面 stratopause	領域	地表から約 50 km にある、成層圏と中間圏の境目。鉛直方向の温度の極大に対応。この極大はオゾンの紫外線吸収による加熱によって作られている。
中間圏 mesosphere	領域	地表から 50-80 km の領域。上に行くほど気温は下がる。地上からこの領域までは、大気は電気的に中性であると近似することが多い。
中間圏界面 mesopause	領域	地表から約 80 km にある、中間圏と熱圏の境目。鉛直方向の温度の極小に対応。
熱圏 thermosphere	領域	地表から 80-500 km の領域。上に行くほど気温は上がる。また大気の密度が小さく宇宙空間に近いため、太陽活動変動の影響をよく受ける。
外圏 exosphere	領域	地表から500 km よりさらに上の領域。平均自由行程がスケールハイトより長くなり、流体近似が適用できない。
中層大気 middle atmosphere	領域	成層圏と中間圏を合わせた総称。
大気大循環 general circulation	現象	地球規模の大気の循環のこと。熱帯の子午面循環であるハドレー循環、熱帯の東西循環である貿易風、中緯度の東西循環である偏西風、高緯度の東西循環である極夜ジェットなどが挙げられる。

子午面循環 meridional circulation	現象	子午面（南北の軸と上下の軸を含む面）内の大気循環のこと。
ハドレー循環 Hadley circulation	現象	熱帯域で熱的に駆動される基本的に東西一様な子午面循環。両半球で緯度約30 度付近から赤道に向かう成分をもつ貿易風が赤道域で収束し，上昇気流となり、対流圏上部で極向きに流れ、そして緯度約30度付近で下降する閉じた循環系。名前は提唱者 Hadley の名前に因む。
ブリュワー・ドブソン循環 Brewer-Dobson circulation, BDC	現象	中層大気における子午面循環。下部成層圏における熱帯から中高緯度に向かう「浅い」ブランチと、上部成層圏・中間圏における、夏極から冬極に向かう「深い」ブランチに大別される。
EPP energetic perticle precipitation	現象	太陽宇宙線を構成する粒子（陽子、電子など）が大気に降り注ぐこと。大気がイオン化されることにより化学反応が生じ、HOx, NOx などのオゾン破壊物質が増加する。その結果、温度分布に影響し、ひいては大気の循環にも影響する。
惑星波 planetary wave	現象	地球規模の波長を持つ大気波動。
極夜ジェット polar night jet	現象	冬半球の高緯度の成層圏に現れる、帯状に分布している強い西風領域。
エルニーニョ・南方振動 El Niño-southern oscillation, ENSO	現象	熱帯太平洋域の数年規模の大気海洋結合変動。エルニーニョ（El Niño）は数年に一度起こる熱帯東部太平洋域の高水温現象である。その反対の状態をラニーニャという。また、熱帯太平洋の西武（ダーウィン周辺）と東部（タヒチ島周辺）の地上気圧が高い逆相関で数年規模で変動しており、１万 km の水平規模をもっ南方振動として認識されてきた。今日では、これらが大気と海洋の相互作用の結果の両側面であると理解されている。ENSO の読み方は「エンソ」。
地衡風 geostrophic wind	物理	気圧の勾配による力とコリオリ力が釣り合った状態の風のこと。コリオリ力は風速に比例するため、気圧勾配力が大きくなるとそれに釣り合う地衡風は速くなる。
温度風平衡 thermal wind equilibrium	物理	一般に赤道側は暖かいため大気は膨張して等圧面の高度は高くなり、極側は冷たいため大気は収縮して等圧面の高度は低くなる。そのため地表気圧が同じ場合でも上空では赤道側から極側に向かって気圧勾配力が生じ、上に行くほど大きくなる。これと釣り合う地衡風（「地衡風」の項目参照）を考えると北半球では西風になり、かつ上に行くほど風速が大きくなる。この状態を温度風平衡と呼ぶ。
断熱加熱 adiabatic heating	物理	上昇（断熱膨張）・下降（断熱圧縮）に伴う温度変化。水蒸気の相変化がない場合は 10 K/km。水蒸気の相変化がある場合は 5 K/km。
非断熱加熱 diabatic heating	物理	放射（太陽放射、地球放射）、乱流拡散（顕熱）、大規模凝結や対流（潜熱）など。
放射平衡 radiative equilibrium	物理	太陽放射と赤外放射の加熱率がバランスしている状態。
短波 short wave	物理	可視光や紫外線、それより波長が短い電磁波の総称。太陽から地球に入射する電磁波の卓越する波長帯に由来する。
長波 long wave	物理	赤外線や、それより波長が長い電磁波の総称。地球から宇宙空間へ射出される電磁波の卓越する波長帯に由来する。

SST (sea surface temperature)	物理量	海面の水温のこと。
SAT (surface air temperature)	物理量	地表付近の気温のこと。地表から 1.5 m 前後の場所の気温を指すことが多い。
アルベド albedo	物理量	反射率。全て吸収する場合は 0、全て反射する場合は 1。
顕熱 sensible heat	物理量	エンタルピー（CpT）のこと。ただし Cp=1004 J K-1 kg-1。T は絶対温度。
潜熱 latent heat	物理量	相変化に伴って吸収・放出される熱。気象学では特に水の潜熱が重要である。液体の水が蒸発して水蒸気になるには 2.5 x 10^6 J kg-1 の蒸発熱が必要であり、反対に水蒸気が凝結して液体の水になるときには同量の凝結熱を放出する。
TSI total solar irradiance	物理量	太陽から地球にやってくる放射を波長で積分した量。太陽の 11 年周期に伴う変化は約 0.1 %である。定数と近似して考える場合は太陽定数 (Solar Constant) と呼ぶこともある。
SSI spectral solar irradiance	物理量	太陽から地球にやってくる放射を波長の関数として表した量。おおまかには、波長が短いほど太陽活動変化に伴う変化率が大きい傾向にある。紫外線の場合、極大期における強度は極小期のそれに比べて 1-10 % 大きい。
放射強制力 radiative forcing	物理量	何らかの変化（太陽活動変化、二酸化炭素増加など）があった時に、その結果として生じる地表への放射エネルギーの変化量。
ジオポテンシャル geopotential	物理量	地面からその高度までの温度の鉛直積分。
ジオポテンシャル高度 geopotential height	物理量	ジオポテンシャルを元に求めた高度。一般に幾何学的高度とは一致しない。
スケールハイト scale height	物理量	大気の厚さを示す尺度であり、大気圧が 1/e になる高さ。中間圏以下では約 7 km。熱圏では数十 km。
波数 (wave number)	物理量	地球の緯度円の長さを波長で割った値。波数が大きいことは波の波長が小さいことに対応する。読み方は「はすう」。
大循環モデル GCM, General Circulation Model	モデル	全球の大気または海洋の循環を計算するモデル。大気循環に限定する場合は AGCM (Atmospheric GCM)、海洋循環に限定する場合は OGCM (Ocean GCM) と呼ばれるが、文脈上どちらか明らかな場合は単に GCM と呼ぶことも多い。
化学-気候モデル CCM, Chemistry Climate Model	モデル	大気大循環モデル（AGCM）に加えて大気の化学反応・物質輸送などの計算も行うモデル。太陽活動変化がオゾンを介して気候に与える影響を陽に計算するには、このモデルを使う必要がある。
地球システムモデル ESM, Earth System Model	モデル	複数のコンポーネントから成り立つ複雑な気候モデル。明確な定義はないが、大気循環と海洋循環のコンポーネントは最低限有しており、それに加えて少なくとも一つ（化学、エアロゾル、植生など）のコンポーネントを有しているモデルをこのように呼ぶことが多い。
帯状平均 zonal mean	定義	同一緯度に沿って行う平均。東西平均ともいう。読み方は「たいじょうへいきん」または「おびじょうへいきん」。

オゾン ozone	物質	大気の微量成分のひとつ。分子式は O3。中層大気においては太陽からの紫外線を吸収することにより大気を加熱し、成層圏界面（高度約 50 km）の温度のピークを形成している。オゾン量自身も紫外線による化学反応で制御されているため、紫外線量変化がオゾンを介して中層大気の温度構造に大きく影響する。
凝結核 condensation nucleus	物質	大気中で水蒸気が過飽和になると、凝結して雲粒や雨粒が生じる。純粋な水蒸気は過飽和度（相対湿度から 1 を引いたもの）が高くないと凝結しないが、エアロゾルなどの微小な粒子があるとそれが種になることで低い過飽和度でも凝結しやすくなる。このときの微小な粒子を凝結核と呼ぶ。
気候変動に関する政府間パネル Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC	その他	人為起源による気候変化、影響、適応及び緩和方策に関し、科学的、技術的、社会経済学的な見地から包括的な評価を行うことを目的として、1988 年に世界気象機関（WMO）と国連環境計画（UNEP）により設立された組織である。（出典：気象庁HP）

【宇宙天気予測運用】	
UN/COPUOS	宇宙平和利用委員会
ICAO	国際民間航空機関
WMO	世界気象機構
ISES	国際宇宙環境サービス
ICSU	国際科学会議
ISC	国際学術会議
SCOSTEP	太陽地球系物理学科学委員会
ISWI	国際宇宙天気イニシアティブ
CNS（航空通信・航法・監視）	航空航法の基本システム
ADS-B	航空機からの定期送信による受動監視
VOR	VHF Omnidirectional Range
DME	Distance Measurement Equipment
ILS	Instrument Landing System
GBAS	地上設備からVHF波で補強情報を放送する、狭い範囲で有効な補強システム。
SBAS	静止衛星を介して補強情報を放送する、大陸規模の広い地域で有効な補強システム。
integrity	完全性。情報処理や電気通信の分野で使われる用語であり、データが全て揃っていて欠損や不整合がないことを保証することを意味する。
Continuity	継続性。サービスの継続性。すなわち、ハードウェアの 信頼性が不十分でシステムが停止するような場合 は、システムの継続性(continuity)には問題があ るが、インテグリティ上の問題ではない。
Availability	可用性。

参考文献 [1] 柴田一成，上出洋介編著 (2011)，『総説 宇宙天気』，京都大学出版会.

7. 執筆者紹介

草野　完也　（くさの　かんや）
名古屋大学宇宙地球環境研究所所長・教授。理学博士。広島大学助手、同助教授、海洋研究開発機構プログラム・ディレクターなどを経て 2009 年より名古屋大学教授。太陽物理学、プラズマ物理学、計算科学に関する研究を幅広く行っている。新学術領域研究「太陽地球圏環境予測（PSTEP）」の領域代表を務め、我が国の宇宙天気・宇宙気候研究を幅広く推進した。

石井　守　（いしい　まもる）
情報通信研究機構宇宙環境研究室長。京都大学博士（理学）。独・マックスプランク超高層研究所客員研究員を経て 1994 年郵政省通信総合研究所入所。国際宇宙環境サービス（ISES）副議長、世界気象機構（WMO）IPT-SWeISS サイエンスタスクチームリーダ、国際民間航空機関（ICAO）MISD エキスパート、国連宇宙平和利用委員会（UN/COPUOS）宇宙天気エキスパート。情報通信審議会電波伝搬委員会主査。

津川　卓也　（つがわ　たくや）
情報通信研究機構経営企画部・プランニングマネージャー。博士（理学）。日本学術振興会特別研究員（名古屋大学、マサチューセッツ工科大学）等を経て、2007 年情報通信研究機構入所。宇宙天気、特に電波伝播に障害を与える電離圏擾乱現象の監視・予測・補正に関する研究開発に従事。2020 年より内閣府に出向中。

斎藤　享　（さいとう　すすむ）
海上・港湾・航空技術研究所電子航法研究所上席研究員。名古屋大学博士（理学）。ノルウェー・トロムソ大学・ノルウェー政府奨学金研究員、京大超高層科学研究センター・研究機関研究員、情報通信研究機構・有期研究員などを経て 2008 年電子航法研究所入所、2017 年より現職。中低緯度の電離圏擾乱発生メカニズムの解明と、電離圏擾乱が衛星航法に与える影響の評価と回避策の開発を行っている。

海老原　祐輔　（えびはら　ゆうすけ）
京都大学生存圏研究所・准教授。博士（理学）。スウェーデン・スペース物理研究所ポスドク研究員、国立極地研究所助手、名古屋大学特任講師などを経て 2011 年より現職。磁気圏構造や磁気嵐やサブストームなど磁気圏ダイナミクスについて幅広く研究を行っている。PSTEP では A03 班の GIC サブグループリーダーを務めた。

長妻　努　（ながつま　つとむ）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・研究マネージャー（兼務）。博士（理学）。郵政省通信総合研究所（現、情報通信研究機構）に入所後、地磁気や HF レーダー観測等による地磁気擾乱予測や磁気圏擾乱の観測的研究、及び宇宙天気予報業務に従事。現在は耐災害 ICT 研究センター企画連携推進室長。PSTEP では A01 班の衛星帯電サブグループでテーラーメード型衛星帯電リスク予測システム（SECURES）の研究開発に従事した。

久保　勇樹　（くぼ　ゆうき）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・研究マネージャー。博士（学術）。郵政省通信総合研究所（現、情報通信研究機構）入所後、宇宙天気予報に関わる研究・開発を開始。太陽電波観測、太陽放射線等の太陽活動に関わる予報研究に従事するとともに、宇宙天気予報業務運用の責任者を務めている。

佐藤　達彦　（さとう　たつひこ）
日本原子力研究開発機構・原子力基礎工学研究センター・研究主席。工学博士。2018 年よりクロスアポイントメント契約で大阪大学核物理研究センター特任教授も兼任。国内外で 5000 名以上の研究者・技術者に利用される放射線挙動解析コード PHITS の開発とりまとめ、及びその宇宙線被ばく・医学物理分野への応用研究を実施している。

陣　英克　（じん　ひでかつ）
情報通信研究機構・主任研究員。理学博士。2013 年より現職。主に超高層大気に関する研究を行っている。

三好　由純　（みよし　よしずみ）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・教授。博士（理学）。日本学術振興会特別研究員（PD）、米国ニューハンプシャー大学客員研究員、名古屋大学太陽地球環境研究所助手・助教、准教授を経て、2018 年より現職。放射線帯の高エネルギー粒子加速、輸送、消失過程を中心に、太陽風磁気圏相互作用、宇宙プラズマ波動研究等を推進。「あらせ」衛星計画プロジェクトサイエンティスト。PSTEP では、A03 班の計画班代表をつとめ、地球電磁気圏研究を推進した。

塩川　和夫　（しおかわ　かずお）
名古屋大学宇宙地球環境研究所副所長・教授。理学博士。名古屋大学空電研究所・太陽地球環境研究所助手・助教授、マックスプランク研究所客員研究員などを経て 2008 年より名古屋大学教授。地上からのオーロラや夜間大気光の光学観測、電磁場観測を通して、宇宙空間物理学及び超高層大気物理学の研究を広く行っている。

加藤　雄人　（かとう　ゆうと）
東北大学大学院理学研究科・教授。博士（理学）。京都大学生存圏研究所機関研究員、日本学術振興会特別研究員（PD）、東北大学大学院理学研究科助教、准教授を経て、2018 年より現職。計算機シミュレーション研究を中心に、衛星データ解析研究も駆使して、惑星電磁気圏での高エネルギー粒子生成過程、宇宙プラズマ波動粒子相互作用の素過程の研究を進めている。

齊藤　慎司　（さいとう　しんじ）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・有期研究員。博士（工学）。日本学術振興会特別研究員（PD）、米国ロスアラモス国立研究所、名古屋大学太陽地球環境研究所研究員、名古屋大学理学研究科特任准教授を経て、2019 年より現職。波と粒子の相互作用に関わる計算機シミュレーションを用いた放射線帯電子の加速･消失機構の研究に加え、予測モデルの開発を進めている。

高島　健　（たかしま　たけし）
宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所・教授。博士（理学）。名古屋大学・助手、宇宙科学研究所・准教授を経て、2020 年より現職。高エネルギー粒子観測機器開発と宇宙粒子線物理学研究に従事してきた。かぐや、みお搭載機器の開発責任者、衛星搭載用高性能データ処理装置の開発研究を行っている。

三谷　烈史　（みたに　たけふみ）
宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所・助教。博士（理学）。日本学術振興会特別研究員（PD）を経て、2007 年より現職。主に、半導体を用いた放射線計測を得意とし、人工衛星・観測ロケットに搭載する観測機器の研究開発に従事してきた。「あらせ」衛星搭載の高エネルギー電子分析装置の PI を務める。

中村　紗都子　（なかむら　さとこ）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・特任助教。京都大学博士（理学）。京都大学生存圏研究所・研究員を経て、2020 年より現職。磁気圏衛星データ解析による波動粒子相互作用の研究、および計算機シミュレーションによる地磁気誘導電流に関する研究を行っている。

後藤　忠徳　（ごとう　ただのり）
兵庫県立大学大学院理学研究科教授。東京大学特別研究員、愛知教育大学助手、海洋研究開発機構研究員、京都大学准教授を経て 2019 年より現職。地磁気誘導電流を用いた地下探査を専門とし、活断層や海底資源の調査を実施。

亘　慎一　（わたり　しんいち）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・嘱託。博士（理学）。電波研究所（現、情報通信研究機構）に入所し、太陽地球系物理、太陽風擾乱、地磁気誘導電流などの研究に従事。

菊池　崇　（きくち　たかし）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・名誉教授。理学博士。通信総合研究所（CRL）平磯宇宙環境センター長、情報通信研究機構研究主管を経て、2005 年より 2012 年まで名古屋大学教授。CRL が 1988 年に開始した宇宙天気予報プロジェクトマネージャーとして、INTERMAGNET-J、ACE 衛星受信計画等を推進した。磁気圏電離圏電磁エネルギー伝送のモデル研究と、赤道域と極域での磁力計・短波レーダー設置および観測をおこなった。

藤田　茂　（ふじた　しげる）
情報システム研究機構・データサイエンス共同利用基盤施設・データ同化支援センター特任教授。同・統計数理研究所・モデリング研究系特任教授を兼務。理学博士。気象庁地磁気観測所入所後、同気象大学校講師・准教授・教授。その間に、極地研究所特任教授を兼務。2021 年 4 月より現職。磁気圏電離圏電磁流体波動シミュレーションおよび非線形電磁流体数値シミュレーションを用いたモデリング研究に加え、地上磁場変化に関わる地球電磁誘導や電離圏電流系のモデリング研究に従事。

大塚　雄一　（おおつか　ゆういち）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・准教授。京都大学博士（工）。京都大学超高層電波研究センターCOE 非常勤研究員、名古屋大学太陽地球環境研究所助手・助教を経て、2011 年より現職。光学・電波観測により、中低緯度における電離圏擾乱の研究を行っている。

品川　裕之　（しながわ　ひろゆき）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・研究員。Ph.D（ミシガン大学）。NASA/Marshall Space Flight Center Space Science Laboratory ポスドク研究員、郵政省通信総合研究所平磯宇宙環境センター主任研究官、名古屋大学太陽地球環境研究所助教授、情報通信研究機構主任研究員などを経て、2015 年から現職。数値シミュレーションを用いた電離圏現象の研究、全大気圏電離圏結合モデル（GAIA）の開発、同モデルを用いた電離圏擾乱予測方法の研究などを行っている。

細川　敬祐　（ほそかわ　けいすけ）
電気通信大学大学院情報理工学研究科教授。京都大学大学院理学研究科において博士（理学）の学位を取得後、電気通信大学助手、准教授、を経て 2019 年より現職。高緯度地方における地上からの光学・レーダー観測を用いて、電離圏および磁気圏との相互作用についての研究を行っている。

津田　卓雄　（つだ　たくお）
電気通信大学大学院情報理工学研究科准教授。博士（理学）。名古屋大学 COE 研究員、国立極地研究所特任研究員などを経て 2020 年より現職。レーザセンシングなどの電磁波リモセン技術を用いて超高層大気の研究を行っている。

一本　潔　（いちもと　きよし）
京都大学大学院理学研究科附属天文台教授。附属天文台長。京都大学大学院理学研究科において博士（理学）の学位を取得後、東京大学東京天文台助手、国立天文台助手、同准教授を経て、平成 20 年 4 月 1 日より現職。専門は太陽物理学。とくに可視光観測装置の開発、分光学的手法による太陽活動現象、太陽磁場の研究をおこなっている。

清水　敏文　（しみず　としふみ）
宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所教授。SOLAR-B（ひので）プロジェクトマネージャ、東京大学大学院理学系研究科併任。博士（理学）。国立天文台助手・主任研究員、宇宙科学研究所准教授を経て、2021 年 1 月より現職。飛翔体による太陽観測が専門で、現在国際ミッションとして実現させる公募型小型衛星 4 号機 Solar-C（EUVST）計画の立ち上げを主導をしている。

岩井　一正　（いわい　かずまさ）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・准教授。博士（理学）。野辺山太陽電波観測所研究員、日本学術振興会特別研究員（情報通信研究機構）などを経て 2017 年より現職。太陽圏物理学、電波天文学に関する観測的研究や次世代装置の開発研究などを推進している。PSTEP ではサマースクール校長を務めた。

圦本　尚義　（ゆりもと　ひさよし）
北海道大学大学院理学院自然史科学専攻・教授。理学博士。筑波大学助手、同講師、東京工業大学助教授などを経て 2005 年より北海道大学教授。宇宙地球化学の研究を行っている。宇宙物質に打ち込まれた太陽風の直接分析から太陽活動の歴史解読を試みている。

花岡 庸一郎　（はなおか よういちろう）
国立天文台准教授。京都大学理学博士。学振研究員、国立天文台電波天文学研究系助手・助教授等を経て、2007 年より現職。太陽の活動現象の観測的研究が専門で、可視・赤外の観測装置の開発も行っており、現在は国立天文台三鷹キャンパスで行っている太陽観測を担っている。

渡邉　恭子　（わたなべ　きょうこ）
防衛大学校・准教授。博士（理学）。日本学術振興会海外特別研究員（カリフォルニア大学バークレー校）、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所宇宙航空プロジェクト研究員などを経て 2018 年より現職。太陽フレアに伴った高エネルギー現象の観測的研究を専門とし、太陽宇宙線やフレア放射観測装置の開発も行っている。

八代　誠司　（やしろ　せいじ）
米国カトリック大学所属。NASA ゴダード宇宙飛行センターにてコロナ質量放出の研究をおこなっている。

鳥海　森　（とりうみ　しん）
宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所国際トップヤングフェロー。理学（博士）。国立天文台特任助教を経て 2019 年より現職。太陽活動領域、特に太陽フレアを生じる活動領域の形成や、関連する広いテーマについて、理論・観測の両面から研究を行っている。

簑島　敬　（みのしま　たかし）
国立研究開発法人海洋研究開発機構副主任研究員。理学（博士）。2010 年より現職。主に宇宙プラズマ物理学や計算科学に関する研究を行っている

塩田　大幸　（しおた　だいこう）
情報通信研究機構電磁波研究所宇宙環境研究室・主任研究員。博士（理学）。名古屋大学宇宙地球環境研究所客員准教授兼任。2007 年に博士号を取得後、国立天文台、海洋研究開発機構、理化学研究所、名古屋大学などを経て 2017 年に情報通信研究機構入所。主に MHD シミュレーションによるコロナ質量放出・太陽風の研究および宇宙天気予報のためのシステム開発を進めている。

野津　湧太　（のつ　ゆうた）
日本学術振興会海外特別研究員（米国・コロラド大学ボルダー校大気宇宙物理学研究所及び 米国・国立太陽天文台）。京都大学博士（理学）。2019 年より現職。太陽型星や低温度星（K,M 型星）における磁気活動現象、特に巨大フレア現象「スーパーフレア」に関して、その詳細な物理過程や惑星への影響を解明すべく、衛星及び地上の様々な望遠鏡を用いた観測的研究を行っている。

早川　尚志　（はやかわ　ひさし）
名古屋大学高等研究院/宇宙地球環境研究所 YLC 特任助教。博士（文学）及びに博士（理学）。2020 年より現職。歴史学と宇宙天気研究の双方に関わっており、歴史的観測記録を用いた過去の宇宙天気現象の復元・規模推定、過去の太陽黒点数などの長期変動の復元などの研究を行なっている。

余田　成男　（よでん　しげお）
京都大学国際高等教育院副教育院長・特定教授。理学博士。京都大学理学部助手、同助教授を経て 2002 年～2020 年京都大学理学研究科教授。同年定年退職後より現職。気象力学、気候力学、地球流体力学の数値実験的研究を幅広く行ってきた。PSTEP では A04 班の計画班代表を務め、太陽活動変動の気候影響研究を推進した。

櫻井　隆　（さくらい　たかし）
国立天文台名誉教授、東京工業大学地球生命研究所・事務部門長。理学博士。日本学術振興会奨励研究員、東京大学理学部助手、東京大学東京天文台助手、国立天文台助教授、同教授を経て 2016 年 4 月より現職。専門は太陽物理学。

堀田　英之　（ほった　ひでゆき）
千葉大学大学院理学研究院准教授。博士（理学）。日本学術振興会海外特別研究員、千葉大学テニュアトラック特任助教、助教を経て 2020 年より千葉大学准教授。太陽物理学、プラズマ物理学、計算科学に関する研究を幅広く行っている。特に京や富岳といった大規模システムを利用した大規模数値計算を専門とする。

今田　晋亮　（いまだ　しんすけ）
名古屋大学宇宙地球環境研究所・講師。理学（博士）。国立天文台研究員、宇宙科学研究所研究員などを経て 2012 年より名古屋大学・助教、2018 年より同講師。太陽物理学、宇宙空間物理学、地球惑星科学に関する研究を幅広く行っている。特に、「ひので」衛星など飛翔体観測を用いた研究を専門とする。次世代太陽観測衛星 Solar-C（EUVST）のプロジェクトサイエンティストを務める。

浅井　歩　（あさい　あゆみ）
京都大学大学院理学研究科附属天文台・准教授。博士(理学)。国立天文台上級研究員、京都大学宇宙総合学研究ユニット特定助教および特定准教授を経て、2016 年より現職。地上望遠鏡や「ようこう」「ひので」など人工衛星による太陽観測データの解析による研究を行っている。

上野　悟（うえの　さとる）
京都大学大学院理学研究科附属天文台・助教。理学修士。京大飛騨天文台における光学地上太陽観測、ペルーやサウジアラビアを含む太陽地上観測ネットワーク構築などに従事。PSTEP では 20 世紀中に世界各国で蓄積されてきた太陽彩層の写真乾板データを用いた太陽紫外線長期変動再現に関する研究を担当してきた。

宮原　ひろ子　（みやはら　ひろこ）
武蔵野美術大学・准教授。博士（理学）。東京大学宇宙線研究所特任助教、武蔵野美術大学専任講師を経て 2015 年より現職。太陽物理学、宇宙線物理学、宇宙気候学に関する研究を行っている。

藤原　均　（ふじわら　ひとし）
成蹊大学・教授。博士（理学）。京都造形芸術大学専任講師、東北大学大学院理学研究科助手・助教・准教授を経て 2011 年より現職。主に、オーロラや太陽活動変化に対する超高層大気変動の研究を行っている。

三好　勉信　（みよし　やすのぶ）
九州大学理学研究院准教授、九州大学助手を経て 1999 年より九州大学准教授。専門は大気物理学、特に数値モデルによるシミュレーションを幅広く実施している。最近では、全大気圏―電離圏結合モデルＧＡＩＡを用いた大気上下結合に関する研究を行っている。

吉田　康平　（よしだ　こうへい）
気象庁気象研究所・研究官。博士（環境科学）。主に大気科学、気候モデリングに関する研究を行っている。

PSTEP サマースクール実行委員会
2017 年 7 月 30 日から 8 月 4 日まで北海道陸別町にて実施された「PSTEP サマースクール陸別 2017」の実行委員会。以下のメンバにより構成されている。岩井一正、鳥海森、中村紗都子、 穂積コンニャナット、津川卓也、松村充、今田晋亮、金子岳史、納多哲史

＜校閲者紹介＞

川手　朋子　（かわて　ともこ）
核融合科学研究所助教。博士（理学）。クイーンズ大学ベルファスト研究員、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所招聘研究員などを経て 2020 年より現職。太陽フレアにおける高エネルギー粒子発生過程と、天体・実験室プラズマの分光計測による物理量診断手法の研究を行っている。

＜編集担当＞

羽賀　さおり　（はが　さおり）
名古屋大学研究所総務課総務グループに所属。主に宇宙地球環境研究所の出版広報を担当している。

國枝　素子　（くにえだ　もとこ）
名古屋大学研究所所長秘書。総合解析研究部秘書室に所属。太陽地球圏環境予測プロジェクト（PSTEP）の研究支援を担当。

プロジェクト名：文部科学省科学研究費補助金新学術領域（研究領域提案型）
「太陽地球圏環境予測：我々が生きる宇宙の理解とその変動に対応する社会基盤の形成」
名古屋大学学術機関リポジトリ 公開日：2021 年 5 月 31 日