



## 6. 送電網に対する太陽活動の影響

### 6. Impact of Solar Activity on Power Grid

海老原 祐輔, 亘 慎一<sup>1)</sup>

EBIHARA Yusuke and WATARI Shinichi<sup>1)</sup>

京都大学生存圏研究所, <sup>1)</sup>情報通信研究機構

(原稿受付: 2024年1月25日)

地磁気誘導電流は送電網などを流れる自然由来の電流で, 過剰に流れると変圧器の損傷など深刻な影響を与え, 最悪の場合停電に至るおそれがある. 地磁気誘導電流の直接的な原因は宇宙空間を流れる電流にあり, その大きさは地下の電気伝導度と送電網の電氣的パラメータに依存する. そのため, 地磁気誘導電流を理解するためには根本原因である太陽から固体地球そして送電網に至る全過程を包括的に捉える必要がある. 本章では送電網に対する太陽活動の影響を概観するとともに, 地磁気誘導電流の発生を電磁場の伝播の文脈で説明する.

Keywords:

space weather, geomagnetically induced current, power grid, solar-terrestrial relation, solar activity

#### 6.1 はじめに

大雨, 強風, 雷などの自然災害に備え, 電力会社は様々な設備対策を施している. 1989年3月にカナダ[1]で, 2003年10月にスウェーデン[2]で太陽活動を原因とする長時間の停電が発生し, 太陽活動も自然災害の一つになることが再認識された. いずれも大規模な太陽活動によって引き起こされる地磁気擾乱に伴い, その地磁気擾乱により地磁気誘導電流 (Geomagnetically Induced Current, 以下GICと略す) と呼ばれる準直流電流が送電網に過剰に流れ, 複合的な要因が重なり停電に至ったと分析されている.

GICは送電網やパイプライン, 通信ケーブルなど接地されている長大な導電体を流れる自然由来の電流で, その振幅は地磁気が乱れると増大する. その大きさは地下の電気伝導度や送電網線の抵抗, 接地抵抗, 接続形態など電氣的なパラメータにも大きく依存するため, GICを理解するためにはその根本原因である太陽から固体地球, そして送電網に至るまでの過程を包括的に捉えることが必要である. 本章では, GICによる送電システム障害の発生メカニズム, 地磁気擾乱の原因となる宇宙環境変動, 地磁気誘導電場と地磁気誘導電流の発生について概観する.

#### 6.2 GICと送電システム障害

##### 6.2.1 送電システム障害発生メカニズム

発電所で作られた電圧は数十万~50万ボルトの超高電圧で送電線に送られ, 様々な変電所で適切な電圧に変換されたのち, 一般家庭や工場などの需要者に届けられる. 各変電所にはバンクと呼ばれる変圧器があり, 所望の電

圧に変換している. 変圧器は励磁電流と磁束の間の線形な領域を利用して電圧を変換するが, 励磁電流がある閾値を超え非線形な領域で動作するようになると磁気飽和をおこし, 出力波形が乱れる.

多くの変圧器では保安のため中性線が接地されている. 中性線と地面の間の抵抗 (接地抵抗) は概ね低く, 送電線の線路抵抗も低い. そのため, 接地線を通して地面から送電網に自然由来の電流が流れやすい. 変圧器は50 Hzまたは60 Hzの交流電流が流れるものとして設計されており, これらの周波数と比べて周波数がはるかに低い準直流電流が過剰に混入すると磁気飽和がおきる. すると送電システム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. 半周期飽和がおけると無効電力が増大して送電効率が低下するとともに, 基本波の整数倍の周波数をもつ高調波が発生する. 高調波は送電システムを保護するために設けられている保護リレーの誤作動を招く恐れがある. しかし, 日本をはじめ各国で普及が進んでいるデジタル式保護リレーはデジタルフィルターにより高調波成分を除去することができ, 高調波によるリレーの誤作動はおこりにくいとされている[3].

磁気飽和がおけると磁束が外部に漏れて渦電流が流れ, 変圧器の部材に熱が発生する. 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おそれがあり, 米国電気電子学会 (IEEE) はホットスポット加熱の上限を定めている (IEEE標準規格C57.91-1995). 温度上昇に伴い変圧器に用いられる絶縁紙の劣化や[4], 巻線から発生した気泡によって絶縁強度が低下し, 絶縁破壊に至ることもある[5].

Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

corresponding author's e-mail: ebihara@rish.kyoto-u.ac.jp

変圧器コアの形状や素材によりGIC（準直流電流）の増加とともに内部の温度が上昇を続ける変圧器と、一定以上に温度が上がらない変圧器があり[6]、GICの増加が変圧器の損壊につながるとは限らない。GICに対する変圧器の応答は様々であり、GICに対する耐量を一律に見積ることは難しい。

### 6.2.2 送電システム障害の発生事例

GICを原因とする大規模な停電や変圧器の過熱による損傷はこれまでにいくつか報告されている。電力会社の障害記録などを用いて詳しい解析がなされている1989年3月と2003年10月末～11月上旬の磁気嵐に関連した事例について紹介する。磁気嵐は大規模な太陽活動によって引き起こされる数日間続く地球規模の地磁気擾乱で、大きな磁気嵐では振幅が地球磁場の1%を超えることがある。

1989年3月に発生した磁気嵐に伴うGICでは、3月13日に約9時間におよぶ停電がカナダのケベック州で発生し約600万人がその影響を受けた。ハイドロケベック（カナダの電力会社）では、北部の水力発電所から都市部へ電力供給する長距離の送電線に無効電力を調整する装置を設けていた。GICによりこの装置の保護リレーが誤動作し大部分の電力供給を担っていたこの送電線による電力供給が停止したため、電力網の安定性を保つために次々と電力網が切り離され大規模な停電にいたったものであった[1]。停電には至らなかったものの米国ニュージャージー州セラムの発電所ではこの磁気嵐によるGICのために変圧器の過熱による損傷が発生した[7]。

2003年10月末から11月上旬にかけて複数の大きな磁気嵐が連続して発生した。この一連の現象は発生した時期からハロウィン・イベントと呼ばれている。この磁気嵐の際にはGICによる高調波により、スウェーデンのマルメへの送電を担う変電所の変圧器の保護リレーが誤動作したことにより、10月30日にマルメでおよそ1時間の停電が発生し約5万人に影響が出た[2]。また、南アフリカ共和国では、ハロウィン・イベントの際のGICによるものと考えられる変圧器の過熱による損傷が変圧器の絶縁油中のガス分析により見つかった[8]。

### 6.2.3 耐性基準

1989年3月に発生した太陽フレアに伴う長時間停電を契機として、GICに対する取り組みが各国で強化された。北米電力信頼度協議会（NERC）は、この磁気嵐のときに測定された地磁気変動をもとに地磁気誘導電場（GIE）と地下伝導度の参考値（シナリオ）を策定した（TPL-007-04）。200 kV以上の電圧を扱う変圧器に対してアセスメントを実施した結果、1相あたり75 A以上のGICが流れることがわかった場合、当該変圧器に対して熱影響評価を行うよう求めている。1相あたり75 AのGICが流れると変圧器のホットスポット温度が摂氏160～172度に上昇するおそれがあるためである。1相あたり140 AのGICが流れると緊急時の制限基準（IEEE標準規格C57.91-2011）である摂氏200度を超える場合があるとされるが、GICに対する温度上昇特性は変圧器によって異なるため、すべ

ての変圧器にあてはまるわけではないことに注意したい。

## 6.3 宇宙環境と地磁気変動

### 6.3.1 太陽

太陽は様々な形のエネルギーを惑星間空間に放出している。単位面積あたりのエネルギーが最も大きいのは電磁波である。太陽フレアと呼ばれる爆発的現象が起こると、増大したX線や紫外線が昼側の超高層大気を電離し、電気伝導度を上げ、短時間に電離圏電流を増やすことがある。この結果生じた地磁気変動を太陽フレア効果（Solar Flare Effect, SFE）と呼ぶ。太陽フレアが発生してから約8分後にその影響が現れる。

単位面積あたりのエネルギーは電磁波と比べて6桁近く小さいが、プラズマと磁場のエネルギーはGICにとって特に重要である。とくにコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection, CME）がおこると惑星間空間に向かって多くのエネルギーが突発的に放出される。コロナ質量放出は太陽フレアやプロミネンス（紅炎）の上昇に伴って発生する。プロミネンスは太陽外層大気であるコロナ中を浮かぶ細長い構造で、コロナと比べて温度は低いが高密度である。太陽を極端紫外線で見たとときに暗く見える領域がある。コロナホールと呼ばれ、ここでは高速の太陽風が吹き出している。

### 6.3.2 太陽風

太陽風の主な構成要素は陽子 $H^+$ （約95%）、ヘリウムイオン $He^{++}$ （約4%）、電子であり、わずかに炭素、窒素、酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素、鉄などのイオンが含まれている[9]。太陽風は常に吹き出しているが、その速さや密度は一定ではない。大きな地磁気変動の原因となる太陽風の構造として惑星間空間擾乱（ICME）と共回転相互作用領域（CIR）がある。ICMEに伴っておこる磁気嵐のほうがCIRによっておこる磁気嵐と比べ規模が大きい。

#### 6.3.2.1 惑星間空間擾乱（ICME）

CMEによって太陽から突発的に吹き出された大量のプラズマの塊は惑星間空間を伝搬していく。これをICME（Interplanetary CME）と呼ぶ。ICMEの平均的な速さは300～500 km/sであるが[10]、まれに3000 km/sに達することもある[11]。ICMEの前面には強い衝撃波が形成され、磁場とプラズマが圧縮されている。衝撃波とICME本体との空間をシースと呼ぶ。ICME本体は磁気ロープ構造を伴う[12, 13]。シースやICME本体の強い磁場が安定的に南を向くと、大きな磁気嵐の原因となる。

#### 6.3.2.2 共回転相互作用領域（CIR）

コロナホールから吹き出す通常500 km/sを超える高速太陽風が先行する低速太陽風に追いつたときの接触面を共回転相互作用領域（corotating interaction region, CIR）と呼ぶ。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。コロナホールは太陽の自転とともに移動するため、コロナホールを原因と

する磁気嵐は太陽の自転周期である約27日毎に発生することが多い。

### 6.3.3 磁気圏と電離圏を流れる電流

地球磁場が支配する宇宙空間を磁気圏と呼ぶ。恒常的に吹いている太陽風によって地球の磁力線は太陽とは反対側（夜側）の方向に引きのばされ、磁気圏は彗星の尾のような形をしている。大振幅のGICの原因となりうる磁気圏電流として磁気圏境界電流、尾部電流、赤道環電流があり、図1のように流れている。

超高層大気の一部が電離している領域を電離圏と呼ぶ。高さ約70～数1000 kmにあり、電離率は最大でも0.1%程度で、中性大気との衝突が無視できない弱電離気体の状態にある。昼側では太陽の極端紫外線が、夜側の極地方ではオーロラに伴って降り込む電子が主な電離源となる。電離圏電流もGICにとって重要である。電離圏電流と代表的な沿磁力線電流を図2に示す。高緯度地方では電離圏を流れるオーロラ・ジェット電流の影響が強い[14]。中低緯度地方では電離圏電流の影響は弱く、磁気圏境界電流、赤道環電流、沿磁力線電流の影響が強い[15, 16]。

#### 6.3.3.1 磁気圏境界電流

磁気圏境界電流は昼側の磁気圏境界付近を東向きに流れ、その増大は北向きの地磁気変動として観測される。つまり、地磁気の水平成分 $H$ は増加する。東向きの電流が作る外向きのローレンツ力と内向きの太陽風プラズマの動圧が釣り合い、磁気圏の形状を維持している。

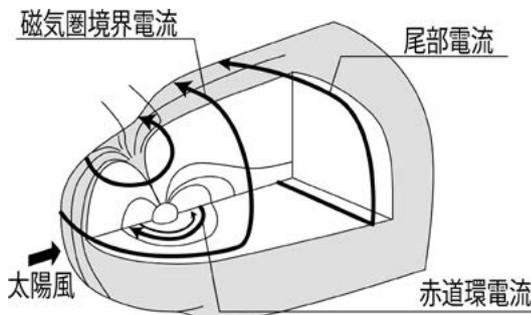


図1 大振幅GICの原因となる代表的な磁気圏電流（磁気圏境界電流、尾部電流、赤道環電流）。

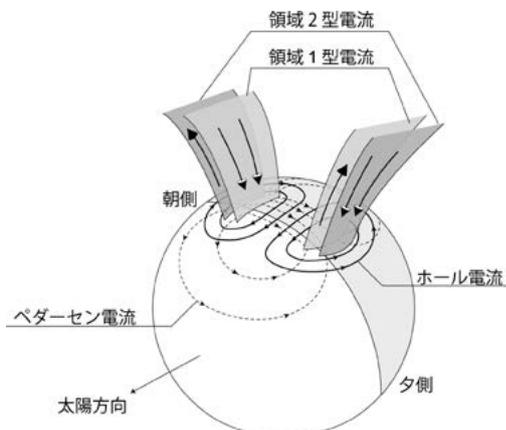


図2 大振幅GICの原因となる代表的な沿磁力線電流（領域1型、領域2型）と電離圏電流（ホール電流、ベダーセン電流）。

#### 6.3.3.2 尾部電流

磁気圏の尾部を取り囲むように流れる電流で、磁気赤道面付近では西向きに、磁気圏高緯度境界付近では東向きに流れている。磁気圏尾部の構造を支えているとも言える。尾部電流が強くなると地球の磁場は夜側に引き伸ばされ、弱くなると双極子型に近くなる。後述の赤道環電流と比べると、地球磁場に対する影響は比較的小さい[17]。

#### 6.3.3.3 赤道環電流

赤道環電流は地球を取り囲むように流れる電流で、本質的には反磁性電流である。地球中心から約2.5–3.0  $R_E$  ( $R_E$ は地球半径) 付近にプラズマ圧の極大があり、極大より内側では東向きに、外側では西向きに電流が流れている[18]。電流の総量は外側を流れる西向き電流のほうが大きいので、赤道環電流が発達すると $H$ は減少する[19]。プラズマ圧を主に担っているのは数10 keV～数100 keVのエネルギーを持つイオンである。これらのイオンは地球の周囲に常に存在し、静穏時を含め赤道環電流は常に流れている[20]。 $H$ が数日間減少することを磁気嵐と呼ぶ。赤道環電流が発達するため、その発達は特に夜側で大きい[21]。

#### 6.3.3.4 沿磁力線電流

沿磁力線電流は磁場に平行方向に流れる電流で、磁気圏で閉じることができない電流を電離圏に流す役割がある。電離圏に接続する代表的な沿磁力線電流として、領域1型と領域2型と呼ばれる2組の電流がある[22]。領域1型電流は午前側で下向き、午後側で上向きに流れ、その低緯度側では逆の極性を持つ領域2型電流が流れている。領域1型電流は太陽風と地球磁場との相互作用によって駆動されていると考えられているが詳細はよくわかっていない。領域1型電流のようにスケールの大きい沿磁力線電流はアルペン波に付随して流れていることに着目し、アルペン波の波束を追跡してその起源を探索する新しい手法が最近提案され、発生機構が明らかになりつつある[23]。

極域電離圏に接続する沿磁力線電流は、惑星間空間が南を向いたときや[24]、サブストームと呼ばれる突發現象が発生すると増加する[25]。沿磁力線電流は電荷を電離圏に持ち込み、ジェット電流を始めとする電離圏電流を駆動するほか、磁気圏から極域電離圏にエネルギーを輸送する上で重要な役割を担っている[26]。

#### 6.3.3.5 電離圏電流

電離圏電流は大きく二つに分けられる。一つは電離圏電場に伴って流れる電流で、沿磁力線電流が持ち込む電荷によって駆動されると考えられている。中性気体との衝突がほとんどない電離圏の最上域ではイオンと電子は同じ方向に電場ドリフト ( $E \times B$ ドリフト) し、正味の電流は殆ど流れない。高度が下がるとイオンと中性気体との衝突周波数が高くなり、イオンは電場の方向にも移動するようになる。その結果、電場方向成分の電流（ベダーセン電流）が発生する。さらに高度が下がるとイオンは衝突により動きにくくなる一方、電子は電場ドリフト

トを続けることができ、磁場と電場に垂直方向成分の電流（ホール電流）が流れる。

領域1型電流は午前側で下向きに、午後側で上向きに流れている。領域1型電流の総量は領域2型電流よりも大きい傾向にあり[27]、午前側では正の空間電荷が、午後側では負の空間電荷がたまりやすい。その結果、電場方向に流れるペダーセン電流は図2のように午前側から午後側に向かうように流れる。ホール電流は電場と磁場に垂直な方向に流れる電流で、北極上空から見ると午前側では時計回り、午後側では反時計回りに流れる。極域を流れる二つ目玉のホール電流はDP2型等価電流[28]と呼ばれ、惑星間空間磁場が南を向くと発達する。電離圏の電位分布は磁気圏対流と対応していると考えられている。極冠電位差と呼ばれる最高電位と最低電位の差は対流の大きさを表す指標として使われる。静穏時の極冠電位差は数10 kVであるが、惑星間空間磁場が南を向き、太陽風速度が上がると数100 kVに達することもある。

沿磁力線電流と電離圏電流の接続を考えよう。両者が垂直に交わり、電気伝導度が一樣な場合、ペダーセン電流が作る地磁気変動は沿磁力線電流が作る地磁気変動によって打ち消される。福島定理と呼ばれる。極域では地磁気の伏角が十分大きく、福島定理が成り立つとしてホール電流の寄与のみを考える場合が多い。

定常かつ電気伝導度が一樣ならば、沿磁力線電流は全てペダーセン電流と接続する。ホール電流も同時に流れるが、ペダーセン電流と直交し沿磁力線電流と接続することはない。電気伝導度が一樣でない場合、ホール電流が流れる方向に電気伝導度の勾配があるとホール電流があふれる（もしくは不足する）ようになる。余った電荷の一部は沿磁力線電流として磁気圏に流れ、残りは電離圏にとどまる。つまり、電気伝導度に非一様性があると沿磁力線電流の一部はホール電流にも接続するとともに、電離圏にとどまる電荷によって2次的な電場が生じる。2次的に生じる電場はジェット電流の原因となり、大きな地磁気擾乱、すなわち大振幅GICの原因となる。ジェット電流には赤道ジェット電流とオーロラ・ジェット電流の二つが知られている。

磁気赤道では地球の磁力線は水平である。昼側の磁気赤道では通常東向きの電場があり、ペダーセン電流が東向きに流れている。ホール電流は鉛直下向きに流れるが、ホール電流が流れる領域は高さ方向に限られており、電離圏の下方ではホール電流があふれて正の電荷が、上方では負の空間電荷がたまる。その結果上向きの2次電場が発生し、東向きのホール電流が流れる。もともと東向きに流れていたペダーセン電流にホール電流が加わり、東向きの電流が増強する。これが赤道ジェット電流である。磁気赤道直下では赤道ジェット電流によってGICが増幅しやすい[29]。

オーロラ・ジェット電流の仕組みは赤道ジェット電流のそれに似ている。keVオーダーのエネギーを持つ電子が大量に降り込むと、明るいオーロラが現れるとともに大気の一部が電離する。明るいオーロラの周囲で電気伝

導度の強い空間勾配が生じ、ホール電流があふれるようになる。あふれた電荷の一部は沿磁力線電流として磁気圏に逃げ、残りは2次電場(分極)を発生して2次的なホール電流を作る。この2次的なホール電流が1次的なペダーセン電流に加わり電流が強まる。これがオーロラ・ジェット電流である。オーロラ・ジェット電流の影響が強いオーロラ帯の直下ではGICが流れやすく、特段の注意が払われている。

イオンが中性大気に引きずられることでも電離圏に電流が流れる。例えば、潮汐運動を行う大気にイオンが引きずられると昼の北半球で反時計回り、南半球で時計回りの電流が電離圏を流れ、1日周期の地磁気変動を作る。この1日周期の変動は地磁気静穏日変化と呼ばれている。振幅は数10 nT程度と小さく、送電網への脅威にはならない。

### 6.3.4 主な地磁気変動現象

#### 6.3.4.1 SC (急始)

ICMEが到来するなどして太陽風の動圧が急に強まると磁気圏境界電流が強まり、中低緯度では $H$ の増加が観測される。 $H$ の増加時間 (rise time) は数分から10分程度[30]である。 $H$ の急増に続いて磁気嵐の主相が始まる場合をsudden storm commencement (SSC)、磁気嵐を伴わない場合をsudden impulse (SI)と呼んでいる。両者をまとめてsudden commencement (SC)と呼ぶ。柿岡における観測史上最大振幅のSCは1940年3月24日に記録された $>273$  nTである[31]。SCの振幅は大きく、継続時間も短いため、中低緯度における大振幅GICの原因の一つとなる[32]。

高緯度では初期インパルス (preliminary impulse, PI) とそれに続く主インパルス (main impulse, MI) が重畳する。PIとMIは移動性の電離圏ホール電流の渦が原因で、極性が異なる2種類の沿磁力線電流が関わっていると考えられている[33]。MIの振幅は大きくなることもある。例えば、1989年3月13日07:45 UT頃、午前側にいたカナダで1000 nTを超える大振幅の地磁気変動が観測された。多点観測から主インパルスであることが推察され、ほぼ同時刻にケベック州で始まった大規模停電の要因となった可能性が指摘されている[34]。

#### 6.3.4.2 磁気嵐 (磁気嵐主相・回復相)

南向きの惑星間空間磁場が数時間以上続くと磁気嵐が発達する[35]。磁気嵐 (主相・回復相) の直接的な原因は赤道環電流の増強と減衰である。赤道環電流の本質は反磁性電流であるから、磁気嵐の消長はプラズマ圧の消長と換言することができる。 $H$ が単調減少する期間を主相と呼び、主相は数時間から半日程度続く。主相の間、環電流を発達させるためにはプラズマ圧を高め続けなければならない。その場でイオンを加熱することは難しいとされ、尾部に存在する温度数keVの熱いプラズマを対流電場によって内部磁気圏に持続的に注入する方法が有力視されている[19]。対流電場は朝側から夕側に向かう電場で、少なくとも赤道環電流が流れる内部磁気圏では広く分布し、惑星間空間磁場が南を向くと強まることが確

認されている[36]. 対流電場の持続的な増大をもたらす太陽風構造として、ICME前面のシース、ICMEの本体、共回転相互作用領域があげられる。惑星間空間磁場が南向きから北向きに転ずると対流電場が弱まり、主に電荷交換反応によってイオンは次第に失われ、赤道環電流は衰退する。これが磁気嵐回復相である。

磁気嵐中の赤道環電流は本質的に非対称で、 $H$ の変動量は地磁気地方時によって大きく異なる。磁気嵐の大きさの目安として、中低緯度の地磁気変動を経度方向に平均化したDst (Disturbance storm time) 指数がよく用いられる。Dst指数は柿岡、サンファン (プエルトリコ)、ヘルマナス (南アフリカ)、ホノルルの4地点で観測された $H$ の変動分をもとに算出され、1時間値が公開されている。1957年以降に記録されたDst指数の最小値は-589 nT (1989年3月13日)である。これら4地点より少し高緯度側にある6地点で観測された地磁気変動をもとに算出されたのがSYM (symmetric disturbance field) 指数で、1分値が公開されている。時間間隔を除き、Dst指数とSYM指数に大きな違いはない。

#### 6.3.4.3 サブストーム

太陽風が高速で、南向きの惑星間空間磁場が30分~数時間続くとサブストームと呼ばれる突発現象が起きる[37]。サブストームの特徴はオーロラの急激な増光である。このとき総量 $10^6$  Aもの沿磁力線電流が流れ、電離圏電流と接続してジェット電流を流し、主に極地方の地磁気を乱す。オーロラ・ジェット電流の強さを表す指標としてAE (auroral electrojet) がよく使われる。オーロラ帯にあり、経度方向に概ね等間隔に分布した観測点(標準的には12地点)で得られた地磁気変動をもとに算出される。地磁気変動を1枚のグラフに重ね合わせ、上側の包絡線をAU、下側の包絡線をALとする。AUとALの差すなわちAU-ALをAEとする[38]。ALは西向きのジェット電流の大きさを、AUは東向きのジェット電流の強さを表す。通常のサブストームではALの減少は-100から-1000 nT程度だが、まれに-3000 nTを超えることもある[39]。

中緯度ではジェット電流の影響を殆ど受けない。しかし、真夜中付近ではサブストームに伴って $H$ が増加し元に戻るとい湾型変化が見られる。ポジティブ・ベイと呼ばれ、その原因として高緯度電離圏に接続する沿磁力線電流が有力視されている[40]。ポジティブ・ベイの振幅は数10 nTと小さいが、時間変動率が大きいため、GICへの影響は無視できない[16]。

沿磁力線電流の急増もサブストームの特徴の一つである。発生メカニズムと発生領域は領域1型、領域2型電流とは異なるとされ、様々なモデルが提案されている。最近、グローバル電磁流体シミュレーションの結果に基づき、以下のメカニズムが提唱されている。夜側の近尾部で発生した磁気再結合によってプラズマが地球向きに高速で流れ、地球近くで東西方向に分流する。東西方向に流れるプラズマが地球の磁場を引っ張る。つまり、磁気張力に対して負の仕事をする。このときアルペン波が

励起され、強い沿磁力線電流が発生する[41]。

惑星間空間磁場がしばらく南を向くと磁気嵐が発達し、サブストームも起こりやすくなる。磁気嵐はサブストームが集積した結果であるという考え方があるが、サブストームが発生しなくとも磁気嵐が発達することがあり、磁気嵐の発達にとってサブストームは必須ではなく、両者は独立した現象と考えてよいだろう。

SCの直後にサブストームが発生することがある[42]。孤立型のサブストームと同じようにオーロラの増光と電離圏電流の急増が観測されるが、SC直後のサブストームは成長相が極端に短く、皆無の場合さえある。通常1時間程度の成長相を伴う孤立型のサブストームと同一視してよいかについて、議論が続いている。

#### 6.3.4.4 地磁気脈動

地磁気が規則的にあるいは不規則的に振動することがある。地磁気脈動と呼ばれ、周期が1秒以上の振動については表1のような分類がなされている[43]。

一般に周期が長いほど振幅が大きい。例えば、2000年7月に発生した磁気嵐では、振幅約100 nTのPc5帯地磁気脈動が高緯度地方で観測されている[44]。2003年10月に発生した磁気嵐では、高緯度で振幅数100 nT、西表島で振幅数10 nTのPc5帯地磁気脈動が観測されている[45]。

#### 6.3.4.5 太陽フレア効果 (SEF)

太陽フレアによって放射されたX線や極端紫外線によって電離圏が電離され、電気伝導度が上昇すると、主に日照半球で地磁気が一時的に乱れる[46,47]。地磁気変動の振幅は緯度や地方時によって異なるが、最大振幅は数10 nTに達する。SEFに伴う電流系はSqが増強された形に近く、10-20分間持続すると考えられている[48]。

### 6.4 地磁気誘導電場 (GIE)

地磁気の時間変動によって誘導電場が発生すると説明されることがある。電磁波は上空から伝播することを考えると、地磁気変動も誘導電場もどちらも結果であるにとらえたほうが物理的に適切で、GICを理解する上でも有用かもしれない。本節では、電磁場の伝播に基づき、地磁気誘導電場と地磁気誘導電流の発生について考えてみる。

マクスウェルの方程式を直接解く有限差分時間領域法(FDTD法)を用い、電場 $\mathbf{E}$ と磁場 $\mathbf{B}$ の時間発展を求め

表1 地磁気脈動の分類。

規則的な地磁気脈動	周期
Pc1	0.2 - 5秒
Pc2	5 - 10秒
Pc3	10 - 45秒
Pc4	45 - 150秒
Pc5	150 - 600秒
不規則な地磁気脈動	周期
Pi1	1 - 40秒
Pi2	40 - 150秒

た. シミュレーション空間は横 ( $x$ ) 100 km, 奥行き ( $y$ ) 100 km, 高さ 600 km ( $z = -500$  km から 100 km まで) の直方体で, 一様な  $x$  方向の面電流を上端面に与えた. 電流は周期 ( $T$ ) 60 秒で正弦的に変化し, 電流の最大振幅は 1 mA/m とした. 完全吸収層 (PML) を境界に置き, 波を吸収させた.

全空間の電気伝導度をゼロとした場合の計算結果を図 3 に示す. 縦軸は高さ  $z$ , 横軸は時間  $t$  で, 上段は磁場 ( $B_y$ ) を, 下段は電場 ( $E_x$ ) を示している. 上端を流れる平面電流によって発生した電磁場は光速で下方に伝播する. 電気伝導度がゼロであるため, 伝導電流は流れない. 磁場と電場は周期 60 秒で正弦的に変動し, 磁場の最大振幅は 0.63 nT で, 無限に広がる平面電流が作る磁場変動 ( $= \mu_0 J/2$ ) 0.63 nT と同じである. ここで,  $\mu_0$  は真空の透磁率である. しかし, 計算値から求めた特性インピーダンス ( $= \mu_0 |\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$ ) は 617  $\Omega$  であり, 真空の特性インピーダンスの理論値である 377  $\Omega$  より約 1.6 倍大きい. 波長 ( $1.8 \times 10^{10}$  m) と比べて格子の間隔 ( $6 \times 10^3$  m) が極端に短いため, 丸め誤差の影響が現れていると考えられる. 1.6 倍程度の誤差が含まれている可能性があるが, オーダーでの議論であれば大きな支障はないとし, 大地に入射する電磁波について検討する.

次に,  $z \leq 0$  の領域を大地とみなし, 有限の電気伝導度を与え, 同様のシミュレーションを行った. 大地の電気伝導度  $\sigma$  を  $10^{-3}$  S/m (左側) とした場合と, 1 S/m (右側) とした場合の計算結果を図 4 に示す. 左側は岩盤層を, 右側は海水を想定している. 実際の岩盤層の電気伝導度は場所によって 4 桁近く異なるし, 海底の深さは最大でも 10 km 程度であるから粗いモデルであることは否めない. 上空から大地に入射する電磁場の性質を理解することが目的なので, ご容赦いただきたい. 大地に入射した電磁場は減衰を受けつつ, 下方に伝播する. 平面波が大地に垂直に入射し,  $\sigma/\omega\epsilon_0 \gg 1$  ならば表皮深さ  $\delta$  は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}}$$

で与えられる.  $\omega$  は電磁場の角周波数 ( $= 2\pi/T$ ) である.

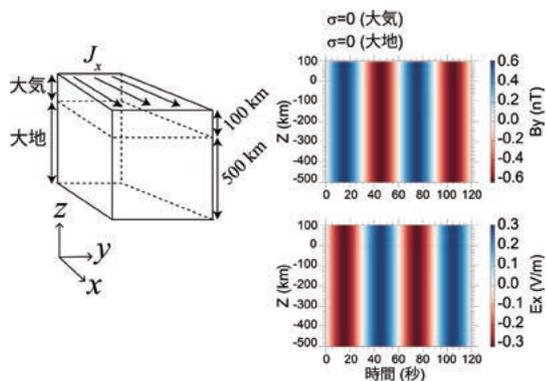


図 3 周期 60 秒で正弦的に振動する一様な平面電流を高さ 100 km の上端面に与えたときの磁場 (上) と電場 (下). 電気伝導度は全領域でゼロとした. 横軸は時間, 縦軸は高さ ( $z$ ) である.

周期 60 秒の場合, 表皮深さ  $\delta$  は 123 km ( $\sigma = 10^{-3}$  S/m の場合), 3.9 km ( $\sigma = 1$  S/m の場合) である. また, 大地に入射した電磁場は  $\omega\delta$  で与えられる位相速度で伝播する. その位相速度は 12.9 km/s ( $\sigma = 10^{-3}$  S/m の場合), 0.41 km/s ( $\sigma = 1$  S/m の場合) で, シミュレーション結果もほぼ同じ値である. 入射波の振幅を  $A$ , 反射波の振幅を  $R$  とすると, 反射率  $r$  は

$$r = \left| \frac{R}{A} \right|^2 = \frac{(1 - \omega\delta/c)^2 + 1}{(1 + \omega\delta/c)^2 + 1}$$

で与えられる. ただし,  $c$  は真空での光速である. 周期 60 秒の場合, 反射率  $r$  は 0.9999139 ( $\sigma = 10^{-3}$  S/m の場合), 0.9999973 ( $\sigma = 1$  S/m の場合) で, 完全反射 ( $r = 1$ ) に近い. 入射電場の殆どが反射されてほぼ打ち消されるため, 大気中の電場は総じて小さい. 電気伝導度が全空間でゼロの場合 (図 3) と比べると, 電場の振幅は約 4 桁近く小さい. 一方, 大気中の磁場は増大する.

大地には有限の電気伝導度があり, 伝導電流 ( $= \sigma\mathbf{E}$ ) が流れる. 図 4 右で示されているように電気伝導度が高いと地表付近の電場は弱まり, 伝導電流は地表付近を流れるようになる. 送電線のように電気伝導度の高い導体が置かれている場合も同じように導体内に電場が生じ, 伝導電流が流れるようになると思われる. このようにして生じた電場は地磁気誘導電場 (geomagnetically induced electric field, GIE), 電流は地磁気誘導電流 (GIC) と呼ばれる. 地磁気変動, 地磁気誘導電場, 地磁気誘導電流はともに宇宙空間で電流が流れたことによる結果という意味で対等であり, どちらが原因ということはない.

実際の大地の電気伝導度は複雑である. 4 枚のプレートが相接し, 多くの火山帯が点在する日本列島の地下はとくに複雑で, 電気伝導度分布の全容はわかっていない. また, 入射する電磁場には様々な周波数成分が含まれている. 周波数に応じて表皮深さが異なることもあり, 地

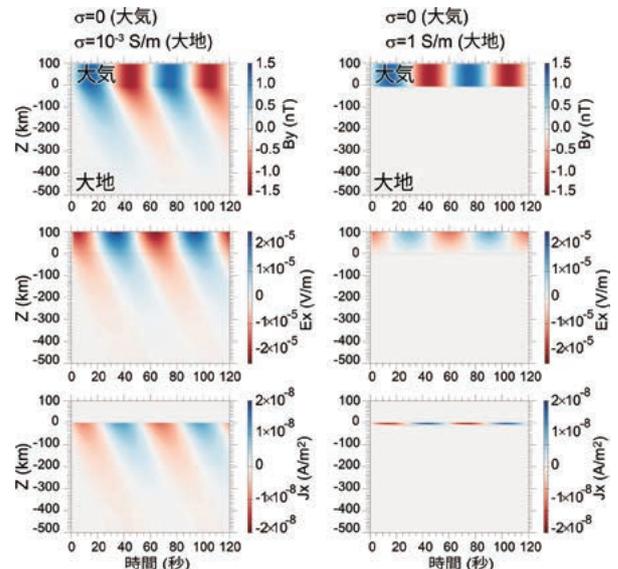


図 4  $z \leq 0$  の領域を大地とし, 大地の電気伝導度を  $10^{-3}$  S/m (左), 1 S/m (右) とした場合の結果. 上から順に磁場, 電場, 電流密度を示す. 入射電磁場と境界条件は図 3 と同じ.

磁気誘導電場の空間分布は極めて複雑であることが予想される。

### 6.5 地磁気誘導電流 (GIC)

送電線など人工の導電体を流れる誘導電流を正確に求めようとするならば、送電網と大地が一体となった3次元の空間に上空から伝播する電磁場を与え、伝導電流を計算する必要があるだろう。ところが送電線の直径は大地の空間スケールと比べて極端に小さく、送電網を含む複雑な3次元空間で電磁場の伝播を解くのは極めて困難である。そこで、送電網が周囲の電磁場分布に影響を与えない仮定し、送電網にかかる起電力(誘導電場)を別の方法で求め、電流の保存則に基づき、送電網を流れる電流を導出する方法が提案されている[49]。閉じた送電網を考え、変電所など接地されている送電網の設備の数を  $N$  とする。設備  $i$  の接地線を通り送電網と大地を流れる電流を  $I_i$  とすると、ベクトル  $\mathbf{I}$  は次式で与えられる。

$$\mathbf{I} = (\mathbf{1} + \mathbf{YZ})^{-1} \mathbf{J} \quad (1)$$

$\mathbf{I}$  の要素数は  $N$  である。 $\mathbf{Y}$  は次式で表される送電線のアドミッタンス行列(要素数は  $N \times N$ ) である。

$$Y_{ij} = \begin{cases} -\frac{1}{R_{ij}} & i \neq j \\ \sum_{k \neq i} \frac{1}{R_{ij}} & i = j \end{cases} \quad (2)$$

$R_{ij}$  は  $i$  点と  $j$  点の間の送電線抵抗である。 $\mathbf{J}$  は送電線の電流ベクトル(要素数は  $N$ ) で、次式で与えられる。

$$J_i = \sum_{j \neq i} \frac{V_{ij}}{R_{ij}} \quad (3)$$

$V_{ij}$  は  $i$  点と  $j$  点の間の誘導起電力、すなわち

$$V_{ij} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (4)$$

である。 $\mathbf{Z}$  は接地抵抗に関するインピーダンス行列(要素数は  $N \times N$ ) で、

$$Z_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ R_i & i = j \end{cases} \quad (5)$$

で与えられる。 $R_i$  は  $i$  点の接地抵抗である。

送電網に流れる GIC の計算例を図 5 に示す[50]。日本の電力会社が公表している 187 kV 以上の電圧階級をもつ送電網とそれに接続されている変電所と発電所に着目した。地図や航空写真から各施設の座標を決め、線路抵抗(単位長さあたりの抵抗)と接地抵抗は全て同じと仮定した。

東北東の方角(地磁気的な東の方向)に一樣な地電場  $\mathbf{E}$  を与え、(1)式を用いて  $\mathbf{I}$  を求めた。送電網の西側で送電網に電流が入り、東側で地面に出ていくという傾向がわかる。電場の方向に電流が流れようとするため、その端点では大地と出入りする電流が大きくなるためである。送電網の内部にある設備では流入する電流と流出する電流が拮抗するため、大地と出入りする正味の電流は小さ

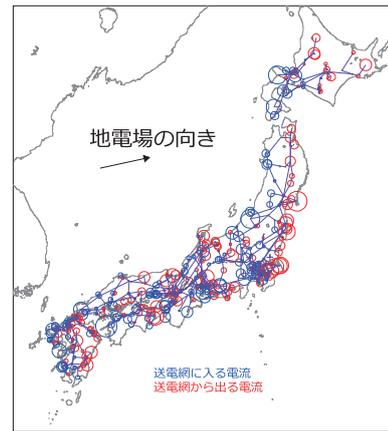


図5 変電所・発電所と地面間を流れる電流の計算例。一樣な地電場を東北東の方向に印可した。円の半径は各変電所等において送電網と地下を流れる電流の大きさを表し、青色は地面から送電網に流れる電流を、赤色は送電網から地面に流れる電流を示している(参考文献[50]の図1を引用)。

くなる。一般的な傾向として、東西方向の地電場に対しては送電網の東西の端点で、南北方向の地電場に対しては南北の端点で GIC が増強しやすい。ジェット電流、赤道環電流、磁気圏境界電流は主に東西方向に流れるため、大地の電気伝導度が一樣ならば東西方向の地電場が卓越するため、送電網の東西の端点で GIC が増強しやすくなることが予想される。しかし、電気伝導度分布の非一樣性のため地電場の分布は複雑になることが示唆されており[51]、GIC の流れ方は予想通りになるとは限らない。GIC を正確に求めるためには、正確な電気伝導度分布モデルに基づく精細な計算が不可欠である。

### 6.6 まとめ

GIC による送電システム障害の発生メカニズム、その原因となりうる宇宙環境変動、地磁気誘導電場と地磁気誘導電流の発生メカニズムについて概観した。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と送電網の電的パラメータを正しく理解することが不可欠である。磁気圏や電離圏を流れる電流については理解が進み、経験モデルによって地磁気変動をある程度再現できるようになった。ところが、原因のよくわからない地磁気変動も多く、サブストームや地磁気脈動などを含む地磁気変動を詳細に再現することができるモデルは皆無に等しく、チャレンジングな課題である。また、大地の電気伝導度の分布もよくわかっていない。ネットワーク MT 法[52]と呼ばれる電磁探査によって広域の電気伝導度分布が得られつつあるが、電磁ノイズが多い都市部直下の伝導度分布はほとんどわかっていない。GIC に対する耐性が変圧器によって異なり、想定すべき GIC の閾値を定めることが難しい。太陽活動による送電システム障害を最小化するため、太陽圏分野、磁気圏分野、電離圏分野、固体地球分野、電力事業者、変圧器メーカーが連携し、GIC を予測するための研究の枠組みを構築・維持することが望まれる。

## 謝 辞

本稿で紹介した日本の送電網モデルの開発にあたり、京都大学工学部電気電子工学科の山田伸明氏と京都大学工学研究科電気工学専攻の西田悠一郎氏の協力を得た。

## 参考文献

- [ 1 ] L. Bolduc, *J. Atmos. Terr. Phys.* **64**, 1793 (2002).
- [ 2 ] A. Pulkkinen *et al.*, *Space Weather* **3**, 8 (2005).
- [ 3 ] L. Van Der Zel, Review and Development of Improved Techniques for GIC Measurement and Mitigation. In: Technical Update. vol. 1013801. (Electric Power Research Institute, 2007).
- [ 4 ] M. Sakai *et al.*, *IEEEJ Transactions on Power and Energy* **121**, 507 (2001).
- [ 5 ] M. Sakai *et al.*, *IEEEJ Transactions on Power and Energy* **121**, 500 (2001).
- [ 6 ] R. Girgis and K. Vedante, *PES T&D 2012 1 IEEE* (2012).
- [ 7 ] J. Wrubel, *Proc. Power Industry Computer Application Conference (7–10 May, 1991)* pp44–47.
- [ 8 ] C.T. Gaunt and G. Coetzee, *IEEE Power Tech (1–5 Jul., 2007, Lausanne, Switserland)* pp207-212.
- [ 9 ] K.W. Ogilvie and M. Coplan, *Rev. Geophys.* **33**, 615 (1995).
- [10] S. Yashiro *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **109**, IssueA7 (2004).
- [11] R.M. Evans *et al.*, *Space Weather* **11**, 333 (2013).
- [12] R.P. Lepping *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **95**, 11957 (1990).
- [13] K. Marubashi, *Advances in Space Research* **6**, 335 (1986).
- [14] A. Viljanen *et al.*, *Annales Geophysicae* **19**, 1107 (2001).
- [15] S. Watari *et al.*, *Earth, Planets and Space* **73**, Article number: 102 (2021)
- [16] T. Zhang and Y. Ebihara, *Space Weather* **20**, e2021SW002893 (2022).
- [17] S. Ohtani *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **106**, 21199 (2001).
- [18] A.T.Y. Lui *et al.*, *J. Geophys. Res.* **92**, 7459 (1987).
- [19] Y. Ebihara and M. Ejiri, *J. Geophys. Res.* **105**, 15843 (2000).
- [20] A.T.Y. Lui and D.C. Hamilton, *J. Geophys. Res.* **97**, 19325 (1992).
- [21] Y. Ebihara *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 30 (2002).
- [22] T. Iijima and T.A. Potemra, *J. Geophys. Res.* **81**, 2165 (1976).
- [23] Y. Ebihara and T. Tanaka, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **127**, e2021JA029991 (2022).
- [24] D.R. Weimer, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **106**, 12889 (2001).
- [25] T. Iijima and T.A. Potemra, *J. Geophys. Res.* **83**, 599 (1978).
- [26] Y. Ebihara *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 360 (2019).
- [27] J.C. Coxon *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **119**, 9804 (2014).
- [28] A. Nishida *et al.*, *Annales De Geophysique* **22**, 478 (1966).
- [29] A. Pulkkinen *et al.*, *Space Weather* **10**, S04003 (2012).
- [30] T. Araki *et al.*, *Earth, Planets and Space* **56**, 289 (2004).
- [31] T. Araki, *Earth, Planets and Space* **66**, 1 (2014).
- [32] J.G. Kappenman, *Space Weather* **1**, 1016 (2003).
- [33] T. Araki, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, M.J. Engebretson, K. Takahashi, and M. Scholer, Editors (American Geophysical Union. 1994) p. 183.
- [34] J. Zhang *et al.*, *Space Weather* **21**, e2023SW003490 (2023).
- [35] W.D. Gonzalez *et al.*, *J. Geophys. Res.* **99**, 5771 (1994).
- [36] H. Matsui *et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **118**, 4119 (2013).
- [37] P.T. Newell *et al.*, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **146**, 28 (2016).
- [38] T.N. Davis and M. Sugiura, *J. Geophys. Res.* **71**, 785 (1966).
- [39] M. Nakamura *et al.*, *Earth, Planets and Space* **67**, Article number: 153 (2015).
- [40] R.L. McPherron *et al.*, *J. Geophys. Res.* **78**, 3131 (1973).
- [41] Y. Ebihara and T. Tanaka, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **128**, e2022JA031011 (2023).
- [42] B.T. Tsurutani *et al.*, *Annales Geophysicae* **33**, 519 (2015).
- [43] J.A. Jacobs *et al.*, *J. Geophys. Res.* **69**, 180 (1964).
- [44] S.Y. Huang, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **126**, e2020JA028780 (2021).
- [45] T. Sakurai and Y. Tonegawa, *Advances in Polar Upper Atmosphere Research* **19**, 21 (2005).
- [46] J.H. Sastri and S. Murthy, *Solar Physics* **41**, 477 (1975).
- [47] R.F. Donnelly, *J. Geophys. Res.* **81**, 4745 (1976).
- [48] J.J. Curto *et al.*, *Space Weather* **16**, 1709 (2018).
- [49] M. Lehtinen and R. Pirjola, *Annales Geophysicae* **3**, 479 (1985).
- [50] 草野完也編, 海老原祐輔: 太陽地球圏環境予測 オープン・テキストブック, 1-2-2 電力 (2021).
- [51] S. Nakamura *et al.*, *Space Weather* **16**, 1946 (2018).
- [52] 上嶋 誠: CA 研究会論文集 39-51 (1991).