

金星大気と太陽風の相互作用

柿並 義宏¹, 渡部 重十¹

要旨

金星は固有磁場を持っていない。このことが、惑星大気と太陽風の相互作用に関して地球との大きな違いを生み出すひとつの要因となる。固有磁場がないため金星大気は太陽風に直接さらされ、エネルギーや運動量の交換を行っている。太陽風が変動することで金星大気や金星電離圏で観測される磁場が大きく変わることが知られている。金星大気と太陽風の相互作用について、本論文でまとめるとともに、太陽風を基準とした座標系（太陽風座標系）を用いることで太陽風が金星大気に及ぼす影響を調べた。

太陽風の動圧が強い場合、磁気赤道領域で見つかった金星を取り囲むループ状の磁力線の周囲に酸素原子イオン密度の局所的な減少が見つかった。これは太陽風の動圧が弱い場合には見られない特徴である。磁場の形状や酸素原子イオン密度の特徴、観測された場所から酸素原子イオン密度の局所的な減少はプラズマホールである可能性が高い。ループ状磁力線は磁気リコネクションの傍証であると考えられるため、プラズマホール形成には磁気リコネクションが大きな役割を果たしていると推測される。

1. 金星大気の特徴

金星は地球と大きさ、質量ともによく似ているが、大気構造は大きく異なっている。大気の主成分は二酸化炭素、地表面気圧 90気圧、地表面温度 750 Kであり、

ほとんど水の存在しない乾燥した惑星である。金星にも、太陽極紫外線による光電離により形成される発達した電離圏が存在する。主成分は高度 200 km以下では酸素分子イオン、それ以上の高度では酸素原子イオンである。金星は自転が遅いことも特徴的である。金星の公転周期は224日、自転周期は243日で自転の向きが地球と逆向きであることから金星の一昼夜はおよそ117日となる。もうひとつの大きな特徴は固有磁場をもっていないことである。このことは Pioneer Venus Orbiter (PVO) の観測により確かめられた。太陽極紫外線によりプラズマが生成されるため、夜側でプラズマを生成することは難しい。しかし、固有磁場が存在しないために、昼側で生成されたプラズマが圧力勾配により夜側へ流れ込むことで夜側電離圏が形成される。この流れは昼夜境界付近で数km/secに達していることが知られている[1]。電離圏の密度は昼側ピーク付近で $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であり、夜側ピーク付近では $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ である。

金星に固有磁場が存在しないということは、太陽風が大気に直接吹き付けていることを意味している。これが地球の大気との違いを鮮明にしている。地球では、太陽風と磁気圏が相互作用を行うことにより運動量やエネルギーのやりとりを行うが、固有磁場によって守られていない金星では電離圏プラズマが太陽風と直接相互作用を行う。そのため金星電離圏は太陽風変動に対して敏感に応答し、地球では見られない現象が観測されている。惑星形成直後の熱的な大気散逸が終わった後の金星大気では、電離圏と太陽風の相互作用による大気散逸が長期的な大気組成の進化に重要な役割を果たしたと考えられている[2]。

1. 北海道大学地球惑星科学専攻

2. 太陽風変動に伴う金星電離圏磁場構造の変化

電離圏で観測される磁場強度とその分布は、太陽風の動圧（太陽風の単位体積当たりの運動エネルギー）によって決まることが知られている。太陽風の動圧が電離圏のプラズマ圧（プラズマの静圧）を越えない場合、幅数10kmのらせん状の磁力線構造（フラックスロープ）が昼側電離圏のいたるところで観測される。フラックスロープの形成について、2つのモデルが提案されている。1つは、マグネトシースと電離圏の境界でのプラズマの速度差によって生じる Kelvin-Helmholtz 不安定によって電離圏内に惑星間空間磁場（IMF）が取り込まれ[3]、この磁力線が下向きの対流によって電離圏下部に運ばれるモデルである。マグネトシースとは超音速流である太陽風が電離圏にぶつかることにより生じる衝撃波面（バウ・ショック）と電離圏の間に形成される領域であり、主に亜音速に減速された太陽風プラズマで占められている。もうひとつは、電離圏のダイナモ運動によって形成されるとする考え方である[4]。幅数10kmしかないフラックスロープの磁場の拡散は非常に速く、もし電離圏界面でフラックスロープが作られたとすると観測される高度（～200km）までその構造を保つことは難しい。そのため、ダイナモ運動によるその場での形成が有力視されている[5]。

フラックスロープが観測されるような太陽風の動圧が低い場合には、電離圏での平均的な磁場構造は昼側で磁力線は地面に対して水平を向き、真夜中付近に両極からスリップしてきた磁力線が集束する。その周囲では、地面に対して垂直な磁力線が観測されている[6]。この垂直な磁力線は、赤道域において昼側の水平な磁力線につながっており、電離圏全体を磁力線が覆う構造（ドレイブ磁場構造、図1）をしている。また、これらの磁力線の両端は太陽風につながっている。

太陽風の動圧が高く、電離圏プラズマ圧を超える場合、電離圏は強く磁化される。太陽風の動圧が低い場

合に見られたフラックスロープ構造は見られなくなり、太陽直下点付近の電離圏全体を覆う大きな磁場構造が見られるようになる。昼側での磁力線の向きは太陽風動圧が弱い場合と同様に地面に対して水平な向きとなる[7]。極端に太陽風の動圧が高くなると昼側電離圏界面が低高度に押し下げられ、昼側から夜側へのプラズマの輸送が少なくなり、夜側の電離圏のプラズマ密度は極端に低くなる。このような状況下では、密度が低くなった領域では水平向きの磁場が非常に強くなる[8]。

太陽風座標系を用いて夜側電離圏の磁場形状を解析すると後述のように夜側電離圏の磁場形状は単純な構造ではないことが分かってきた。太陽風と反対側の場所に電離圏全体を覆うようなループ状の磁力線形状が見つかった[6]。ループ状の磁力線形状は Marubashi et al. [10] により存在が予想されていた。このループ状磁力線は磁気リコネクションの結果であると推測される。夜側電離圏で磁気リコネクションが存在すれば電離圏に与える熱的、力学的な影響は大きなものとなる。ループ状磁力線は磁気赤道領域にのみ存在する。

3. 太陽風変動に伴う電離圏の構造の変化

昼側電離圏高度が太陽風の動圧によって大きく変化することが知られている[9]。電離圏界面の位置は太陽風の動圧と電離圏プラズマ圧によって決まる。太陽

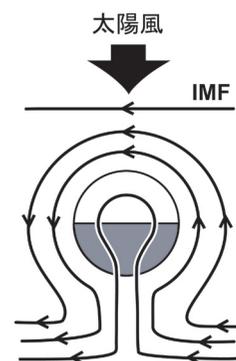


図1：ドレイブ磁場概念図。

風の動圧が低い場合は、その高度は昼側で300 km以上となる。一方、太陽風の動圧が高い場合は、電離圏は低い高度（300km以下）まで押し下げられると共に、積み重なったIMFにより電離圏内の磁気圧が高くなる。この磁場も太陽風の動圧を支えることに寄与する。

金星電離圏では、太陽風によって引き起こされると考えられるプラズマ密度の変動を伴う現象が数多く報告されている。特に夜側電離圏はその変動が激しい。夜側電離圏全体、特に昼夜境界付近で、剥がれた電離圏プラズマ（クラウド）が観測されている[11]。クラウドはIMF起源の磁場の磁気張力により電離圏からプラズマを引き剥がしていると考えられている。太陽風の動圧が極端に強くなると夜側電離圏全体が消滅してしまう現象[12]や夜側電離圏で観測される局所的にプラズマが枯渇するプラズマホール[13]も太陽風による影響を強く受けていると考えられている。真夜中領域では電離圏が惑星間空間側へ筋状に伸びている構造（フィラメント、セントラル・テイル・レイ）も確認されている[14]。筋状の構造は軌道ごとに場所や構造を大きく変えていることから、太陽風の影響が大きいと思われる。太陽風に誘導される電場の強さにより尾部の電離圏界面の高さも大きく変化していることが知られている[14]。

4. 電離圏プラズマホール

太陽風の影響を強く受け、引き起こされると考えられている現象に電離圏プラズマホールがある。プラズマホールは、電子密度が局所的に枯渇し、そこでの磁場が強くなり、地面に対して垂直を向く現象である[13]。夜側電離圏の高度200km以上の主要なイオンは酸素原子イオンであるが、ホール内で水素原子イオンが主要なイオンとなっている例が多く報告されている[15]。IMFの極性とホール内で観測される磁場の極性が一致することから、ホールで観測される磁場はIMF起源であると考えられている[10]。周囲の電離圏のプラズマ圧とホール内の磁気圧はほぼつりあって

いることから準静的な現象である[13]。プラズマ散逸のプロセスと磁場形状は深く関わっていると考えられるのでホール形成を考える上で磁場の形状を観測的に明らかにすることは重要である。

プラズマホールの中でのプラズマ運動は直接観測されていないがプラズマ流が存在する可能性が指摘されている。実際、ホールのすぐ下を通過した可能性のある領域で大きな下向き速度成分をもつイオンが観測された[16]。この領域の周辺でわずかな電子密度減少が見られ、ホールで見られる様なほぼ鉛直方向の強い磁場が観測されている。一方、観測された中性大気密度、電子及びイオンの温度と電子密度から、プラズマの圧力勾配で上向きの流れが生じている可能性が指摘されている[17]。このように、ホール内のプラズマが散逸する方向は定まった説があるわけではない。

プラズマホールで観測されるプラズマは、周囲の電離圏プラズマと異なる特徴を持つ。ホールで観測される電子温度は周囲のプラズマより高い場合と低い場合がある。電子温度が高い場合、低温成分にもピークをもつ電子温度分布（バイ・マックスウェリアン分布）が得られており、何らかの加熱を受けていることが示唆されている [13]。

以上のような特徴からプラズマホール形成に対し、いくつかのモデルが提案されている。主なものは2種類ある。電離圏のプラズマを電磁気的な力により引き剥がす説[13]と磁力線同士が繋ぎ換わる（磁気リコネクション）説[9]である。

引き剥がし説は次のようなモデルである。太陽風に凍結しているIMFは昼側電離圏に積み重なり、電離圏全体を覆う。磁場は昼側電離圏から両極を通り、夜側電離圏へと回りこむ。磁力線が電離圏から離れる際に磁気張力によりプラズマを加速し、電離圏からプラズマを取り去り、プラズマホールを形成する。昼側から次々と供給される垂直の磁場が周囲の磁化されていない電離圏からのイオン流を妨げるため、ホールはそのままの状態を維持できる [13]。

一方、リコネクション説は次のようなモデルである。

太陽風の動圧が高くなるとマグネトシースでのプラズマ流が速くなり、磁力線が電離圏を取り囲む。磁力線が夜側に積み重なり、最終的には磁気リコネクションを起こし、地面に対して鉛直向きの磁力線を形成する[10]。磁力線が地面に対して平行な場所ではイオンは化学反応の起こりやすい低高度へは落ちにくい、磁力線が鉛直向きになる真夜中では、重力によりプラズマの消滅反応が起こりやすい低高度へプラズマが落ちることで、急速にプラズマを消滅させ、プラズマホールを形成する。もしくは垂直な磁力線が太陽風へつながっており、地球のオーロラ領域で見られるような磁力線に平行な電場が存在すれば、プラズマを電離圏外へ加速できる[12]。

それ以外にもいくつかのプラズマホール形成モデルが提案されてきた。プラズマチャネル（後述する太陽風座標系の両極にできるプラズマ密度の低い構造）がホールである可能性が指摘されている[18]。IMFの向きは頻繁に変わるため、それに応じてプラズマチャネルの形成される場所が変化する。ホールがペアで見つかる場合と見つからない場合の軌道から、プラズマホールが存在する領域が推論されている。一方、ホールが観測される地理的な特長から金星地表面での残留磁気によりホールが形成される可能性が指摘されているが、金星地表面は750 Kと非常に熱く、ほとんどの地殻鉱物のキュリー温度を越えているため、残留磁気が残っている可能性は低い[19]。

ホールでは周囲の電離圏に比べ低いイオン温度が観測された例がある[16]。しかしながら、低温のイオンが形成されるメカニズムは前述のモデルでは明らかにされていない。

5. 解析手法

太陽風の向きにより電離圏尾部の位置は変化し、IMFに起源をもつ電離圏の磁場はIMFの向きの変化に伴ってその向きを変えたと予想される。そこで太陽風の流れの向きとIMFの向きをそろえた太陽風座

標系における解析を行い、太陽風とIMFの向きによらない酸素原子イオン分布の抽出を試みた。解析にはPVOにより観測された磁場（1分間隔）、電子密度、電子温度、酸素原子イオン密度（それぞれ24秒間隔）、太陽風の速度、密度、温度、磁場（それぞれ1時間間隔）を用いた。

太陽風の流れと逆方向を X 軸にとり、IMF が X-Y 平面に位置するように、つまり太陽風座標系で IMF を見た場合、磁場の Z 成分が 0 になるように X 軸に垂直な Y 軸をとる。ただし、IMF の Y 成分は正になるようにする。X × Y 方向を Z 軸とする。Z 軸を極軸とし、X 軸方向を原点とした方位角を磁気経度と定義する。

太陽風座標系を用いて、電離圏の酸素原子イオン分布を調べた。解析手法は次のとおりである。

- 1) 50cm³以上の電子密度を観測したときPVOは電離圏内を飛翔していたとして、データを選び出す。
- 2) PVO が電離圏に入る前の2時間以内もしくは電離圏を出た後の2時間以内にある最も近い太陽風のデータを選び出す。電離圏に入る前の値を優先する。
- 3) 上記の時間に太陽風プラズマが観測されていない軌道は解析から外す。
- 4) 軌道ごとに、太陽風の方向からX 軸、磁場データからY 軸を決定し、太陽風座標系を決定する。
- 5) データをビン（空間格子）に分ける。
- 6) 解析期間のすべての軌道について1)～8)を行う。
- 7) すべてのビンに対し平均値を計算する。

ただし、ビンの幅は高度方向に300 km、磁気経度30度とする。-0.2 < Z < 0.2 R_v (R_vは金星半径)を磁気赤道、-0.4 < Z < -0.2, 0.2 < Z < 0.4 R_vを磁気中緯度と定義した。太陽風はほぼ太陽の方向から吹き付けるので磁気経度180度がほぼ真夜中に対応する。図2, 3, 4は酸素原子イオンの磁気経度・高度分布である。この分布は太陽風座標系においてX-Y平面上の分布に対応する。図中の矢印は観測点の磁場強度で規格化した平均的な磁場方向[6]を示す。

6. 解析結果

太陽風の動圧が低い場合、高度500km以下では昼から夜にかけて徐々に密度が減り、夜側では磁気経度によらず密度は一定である(図2)。高度500km以上では磁気経度180度付近の密度が高くなる。昼側電離圏にドレイプした磁力線が夜側で電離圏外へ抜け出していることを示す磁力線の形状がこの領域で観測されている。セントラル・テイル・レイは磁力線が電離圏外に抜け出す際に磁気張力によりプラズマが持ち上げられることにより形成される構造である。今回見出された高密度領域はこの特徴と一致するため、セントラル・テイル・レイを観測したものと考えられる。セントラル・テイル・レイの出現場所は軌道ごとに変わる。しかし、太陽風座標系で磁気緯度180度付近にセントラル・テイル・レイが見られているため、太陽風の向きやIMFの向きがその出現場所を決定していることが分かる。一方、今回の解析ではフィラメント構造は見られなかった。今回の解析が太陽風座標における平均的な空間構造であることに注意すると、この結果はフィラメント構造が太陽風の向きやIMFの向きに関係

なく現れる現象であることを示唆している。

太陽風の動圧が高い場合、磁気赤道域において、ループ状磁力線上とそのすぐ外側に酸素原子イオン密度の低い場所が見つかった(図3)。最も密度の低くなっている磁気経度205度、高度750kmでは $6.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ となっており、周囲と比べて45%程度低くなっている。酸素原子イオン密度が低い場所はプラズマホールが観測される場所と非常に似通っている。また、磁力線が垂直に近い向きを向いていることから、この密度減少はプラズマホールである可能性が高い。

磁気中緯度ではループ状磁力線は見られなかったものの、磁気経度215度の場所に周囲より密度が低くなる場所が見つかった(図4)。そこでの磁力線は太陽風に直接つながっている。磁気赤道域のループ状磁力線の外側と同じ状況にある。

7. まとめ

プラズマホールが観測される場所で磁力線のループ構造が見られること、その場所で酸素原子イオン密度が低くなることから、ホール形成には磁気リコネクションが重要な役割を果たしている可能性がある。電子

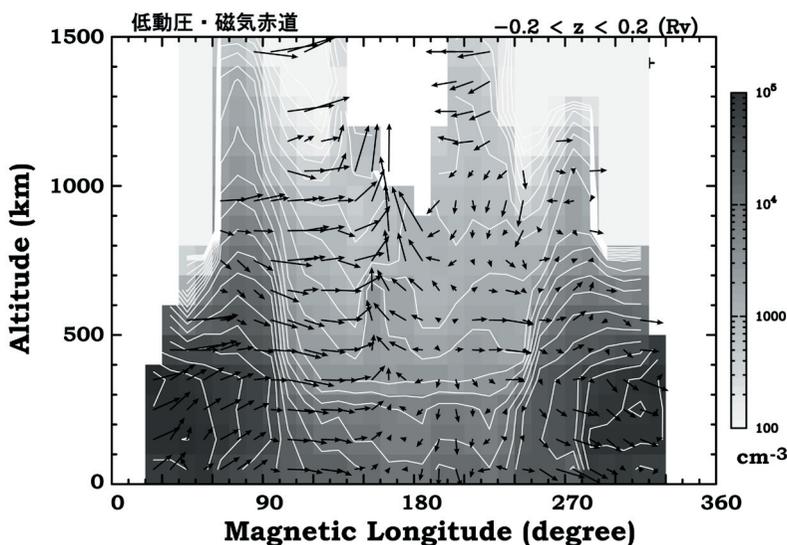


図2: 低太陽風の動圧、磁気赤道における磁場形状とO⁺の分布。矢印は磁場方向を表す。

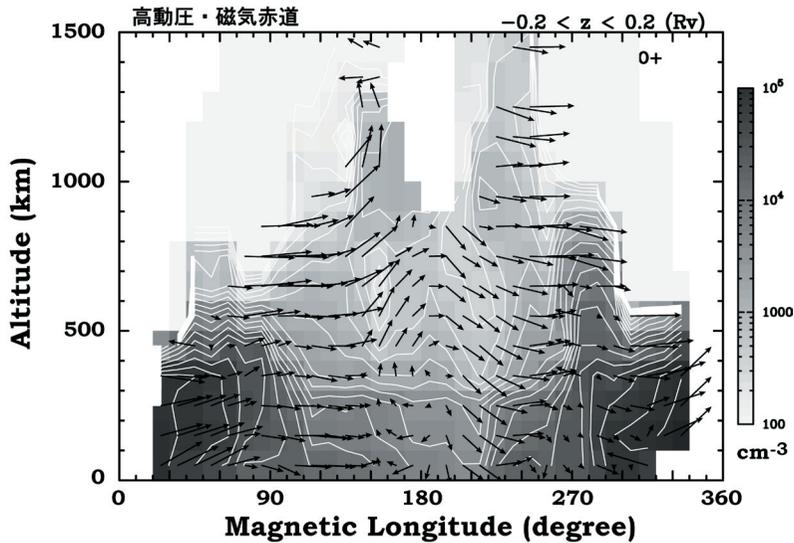


図3: 図2と同じ。ただし高太陽風の動圧, 磁気赤道の場合。

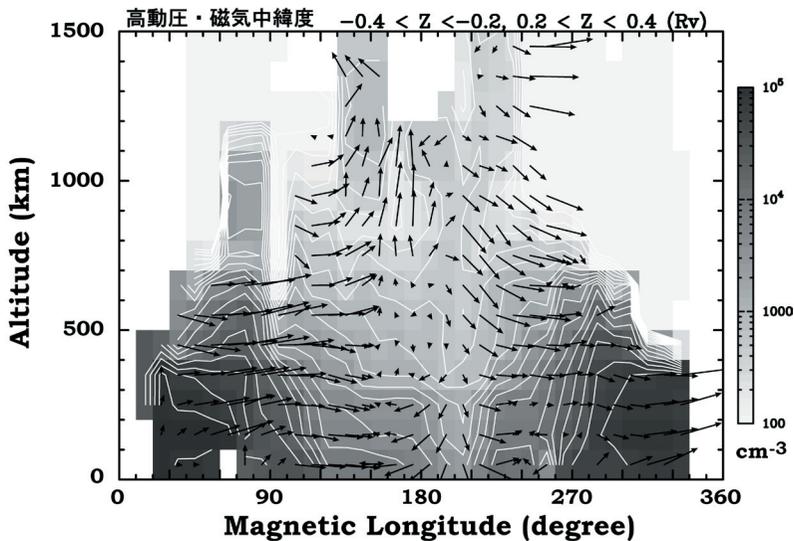


図4: 図2と同じ。ただし, 高動圧, 磁気中緯度の場合。

は磁力線を横切る方向には運動しにくいので, 磁力線を横切る方向の電子熱伝導度は非常に小さい。ループ状磁力線が存在するとループ状磁力線上とその外側では熱的な環境は大きく異なる可能性がある。磁力線が閉じてしまえばそこから宇宙空間へプラズマを散逸させることは難しくなるであろう。これらを踏まえた上

でホール形成過程を考えていく必要がある。密度減少が見られる場所で, Brace et al. [13] により指摘されている磁力線の形状(昼側からスリップしてきた磁力線)は確認できなかったため, ドレイプした磁力線の剥ぎ取りによりホールを形成することは難しいと考える。

固有磁場に守られていない金星では、太陽風は金星大気と直接相互作用を行う。プラズマホールは太陽風と金星電離圏プラズマの相互作用によって生じる現象であり、地球には見られない特徴的な現象である。磁力線の形状は電離圏の熱収支、運動に強く影響を与える。ホールの形成には磁場が大きく関わり、ホールを通じて太陽風と金星大気の間で運動量・エネルギーをやり取りしていると考えられる。PVOによる熱圏・電離圏の大気・プラズマ観測以来、電離圏の詳しい観測はなされていない。太陽風と熱圏・電離圏の大気・プラズマの相互作用過程を詳しく知るためには更なる直接観測が必要である。

謝 辞

本研究のデータは米国 NASA より提供された。快くデータを提供していただいたLarry H. Brace 博士に深く感謝したい。本研究は National Space Science Data Center とThe Planetary Data System の援助を受けている。

参考文献

- [1] Miller K. L. and Knudsen W. C., 1987, *Adv. Space Res.*, 7, 107.
- [2] 寺田他, 2004, *遊星人*, 13, 12.
- [3] Wolff R. S. et al., 1980, *J. Geophys. Res.*, 85, 7697.
- [4] Luhmann, J. G. and Elphic, R. C., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 12047.
- [5] Cole K. D., 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 14951.
- [6] Kakinami Y. et al., submitted to *Adv. Space Res.*
- [7] Luhmann J. G. et al., 1980, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 917.
- [8] Cravens T. E. et al., 1982, *Icarus*, 51, 271.
- [9] Elphic R. C. et al., 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 11430.
- [10] Marubashi K. et al., 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 1385.
- [11] Ong, M. et al., 1991, *J. Geophys. Res.*, 96, 11133.
- [12] Grebowsky and Curtis, 1981, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1273
- [13] Brace, L. H. et al., 1982, *J. Geophys. Res.*, 87, 199.
- [14] Brace, L. H. et al., 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 15.
- [15] Phillips, J. L. et al., 1988, *J. Geophys. Res.*, 93, 3927.
- [16] Luhmann, J. G. et al., 1982, *J. Geophys. Res.*, 87, 9205.
- [17] Hartle, R. E. and Grebowsky J. M., 1990, *J. Geophys. Res.*, 95, 31.
- [18] Pérez-de-Tejada, H., 2004, *J. Geophys. Res.*, 109, A04106, doi:10.1029/2002JA009811.
- [19] Luhmann, J. G. and Russell D. S., 1992, *J. Geophys. Res.*, 97, 10267.