地球・惑星電離圏のシミュレーション方法

品川裕之¹, 陣 英克¹, 三好勉信², 藤原 均³, 田中高史^{1,2}, 寺田直樹⁴, 村田健史¹

1 (独)情報通信研究機構, 2 九州大学, 3 成蹊大学, 4 東北大学

1. はじめに

地球や惑星の大気圏上部は、超高層大気と呼ばれ、中性気体と電離気体(プラズマ) が混在した領域である。高度数1000kmまでは中性大気密度が電離大気密度より大きく 弱電離の状態になっている(図1)。電離圏は、昼間は太陽X線や極端紫外線(EUV) による電離でイオンと電子が生成され、夜間ではイオンと電子の再結合により電子密 度が減少し、比較的規則正しい日変化をしている。しかし、太陽フレアが起きると強 いX線により、主に下部電離圏で電子密度が急激に上昇する。また、CMEやコロナホー ルによって磁気嵐が起きると、磁気圏からの高エネルギー粒子により急激に電子密度 が上昇するほか、熱圏大気の加熱・膨張が起こり、大気密度の増加や風系の変化で間 接的に電離圏に変動が現れる。さらに、近年、下層大気で生成される様々な波動の一 部が超高層大気にまで伝搬し、電離圏に大きな影響を与えることが明らかになってき ている。すなわち、電離圏は、外部からのエネルギー入力によって複雑に変動するシ ステムであると言える。ここでは、それらを定量的に解析するために有効な数値シミ ュレーションについて簡単に述べる。



図1. 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) の春分時の密度分布。経験モデル(IRI2007、NRLMSISE-00)に基づく。

2 地球電離圏のシミュレーション

2.1 電離圏モデルの歴史

地球大気の上空に導電性の層(電離圏)があるらしいことは、電波通信が始まった 19世紀後半にはすでに推測されていたが、その物理過程に関して本格的に研究が始ま ったのは、1957年の国際地球観測年(IGY)頃からである。1970年頃からはコンピュー タの発達により、電離圏の数値モデルが構築されるようになった。今日の電離圏モデルの基本となる「鉛直1次元イオン拡散モデル」は、米国ユタ州立大学のSchunkらのグループによって開発され、中緯度電離圏の基本的な構造と日変動の再現に初めて成功した[1]。その後、1980年代に入ると、米国のいくつかのグループで全球3次元モデルが開発された[2]。これにより、磁気嵐に伴う極域擾乱がグローバルな電離圏環境にどのような影響を与えるかをモデル上で調べることができるようになった[3][4][5]。

電離圏は、太陽X線や極端紫外線(EUV)の影響のほか、磁気圏からの電場・電流や 降り込み粒子(オーロラ粒子)、下層大気圏からの波動など、さまざまな影響を受け、 極めて複雑に変動するという点が特徴である。初期の電離圏モデルでは、熱圏や磁気 圏の影響を観測データに基づく経験モデルなどから与えていたが、1990年代には磁気 圏モデルや熱圏大気モデルが発展し、2000年頃には、初期の磁気圏-電離圏-熱圏結合 モデルが開発された[6]。近年では、各領域のモデルがさらに精密化されるとともに、 下層大気圏から熱圏-電離圏までを含む統合モデルの開発が進められている[7]。

2.2 電離圏シミュレーション方法

これまで世界各地の研究機関で多くの電離圏モデルが開発されており、基本的な手法は確立しているが、使われる方程式系や数値的取り扱いなどは、簡単なものから非常に厳密なものまでさまざまな種類がある[8]。ここでは、最も一般的に使われている基本的な方法を紹介する。

電離圏の振る舞いは、イオンと電子からなる流体方程式で表すことができる。多く の電離圏モデルで用いられる一般的な方程式系は以下である。

連続の式

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \bullet (n_i \mathbf{v}_i) + P_i - L_i \quad \cdots \quad (1)$$

イオンの運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = -(\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i - \frac{1}{m_i n_i} \nabla p_i - v_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + \mathbf{g} + \frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad \cdot \quad \cdot \quad (2)$$

電子の運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{e}}{\partial t} = -(\mathbf{v}_{e} \bullet \nabla)\mathbf{v}_{e} - \frac{1}{m_{e}n_{e}}\nabla p_{e} - v_{en}(\mathbf{v}_{e} - \mathbf{v}_{n}) + \mathbf{g} - \frac{e}{m_{e}}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{e} \times \mathbf{B}) \quad \cdot \quad \cdot \quad (3)$$

イオンのエネルギーの式

$$\frac{3}{2}n_i k \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\nabla \bullet q_i - \sum_t \frac{n_i m_i v_{it}}{m_i + m_t} \Big[3k \big(T_t - T_i \big) + m_t \big(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_t \big)^2 \Big] \quad \cdots \quad \cdots \quad (4)$$

電子のエネルギーの式

$$\frac{3}{2}n_e k \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\nabla \bullet q_e + Q_e \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad (5)$$

ここに、n 密度, v 速度, P 粒子生成率, L 粒子消滅率, m 質量, k ボルツマン定数, v_{ab} a粒子のb粒子に体する運動量輸送衝突周波数, p 圧力(=nkT), g 重力加速度, q 熱

流速,Q 正味の加熱率。添字 i,n,e はそれぞれi種のイオン、n種の中性粒子、電子を表し、添字 t はすべての粒子を表す。

連続の式(1)においては、イオン生成は、太陽X線と極端紫外線(EUV)が中性粒子を 直接電離する光電離に加え、電離してできた電子(光電子: Photoelectron)がさらに 周りの中性大気を電離する2次電離の寄与も存在する。光電子による電離を厳密に計 算するのは複雑であるので、通常簡単な近似式が用いられる。また、イオンと中性粒 子の間には、多くの化学反応が存在するため、あるイオンから別の種類のイオンが作 られており、これも生成に含まれる。イオンの消滅は、イオン化学反応を通じて起き るが、最終的には、解離性再結合によってイオンと電子が結びついて、中性粒子に戻 って消滅する。高度200 km以下の領域では、光化学過程が支配的であるが、高度200 km 以上の電離圏のF層領域では、式(1)の右辺第1項の輸送の項が重要となる。この領域 では、イオンの拡散過程や電場による対流の影響が支配的になる。

イオンの運動方程式(2)では、左辺第1項の時間変化や右辺第1項の慣性項は比較的 小さいので無視することもあるが、電離圏上部では必ずしも小さくない。さらに厳密 にはイオンの粘性項を付け加える場合もある。電子の運動方程式(3)では、時間変化や 慣性項は通常無視することができる。

イオンと電子のエネルギーの式(4),(5)では、左辺第1項の局所的な時間変化は小さ く、近似的に無視しても良く、加熱、冷却項と熱伝導の項のバランスで表すことがで きる。不確定要素として、上部境界条件として与える熱流速がある。これを加えない と現実的なイオン温度、電子温度にならないことが知られており、観測にできるだけ 合うように適当な値が与えられている。

電離圏シミュレーションでは、基本的にはこれらの式を解くのであるが、地球電離 圏の場合、電離圏高度では固有磁場が十分強く、磁力線の形は変わらないとして良い ので、運動方程式を解く際には、多くの場合、便宜上次の方法が取られている。

まず、運動方程式の時間変化の項を無視して、速度を磁力線に平行な成分(添字//) と垂直な成分(添字⊥)に分ける。

$$\mathbf{v}_{i} = \mathbf{v}_{i||} + \mathbf{v}_{i|} \qquad \cdots \qquad (6)$$

磁力線に垂直方向のイオンの運動は、以下で表される。

$$\mathbf{v}_{i\perp} = \mathbf{v}_n + \frac{e}{v_{in}m_i} (\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v}_{i\perp} \times \mathbf{B}) \quad \cdots \quad \cdots \quad \cdots \quad \cdots \quad \cdots \quad \cdots \quad (7)$$

これを $\mathbf{v}_{i\perp}$ について解くことにより、速度を求めることができる。

式(8)と(9)から、 E_{ii} を消去すれば速度が求まる。今、非常に簡単な場合を考えて、 イオン*i* が主イオンであるとして、 $n_i = n_e$, $v_{in} >> v_{en}$ の近似を使うと、以下のように 書ける。

$$\mathbf{v}_{i''} = -\frac{e}{m_i n_i v_{in}} \left(\nabla p_i + \nabla p_e \right) + \frac{\mathbf{g}_{i''}}{v_{in}} + \mathbf{v}_{n''} \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad \cdots \qquad (10)$$

式(10)で表される磁力線に平行な運動は、磁力管内の拡散であり、磁力線に垂直な 方向は、衝突を含んだ**E×B**ドリフトとなる(式(7))。この場合、**E**は、高緯度では主に 磁気圏の対流電場、中低緯度では主に「ダイナモ電場」となる。

2.3 電離圏ダイナモ電場の導出

前述のように、電離圏の振る舞いを記述するには電場Eを求める必要がある。電離 圏の電場は、高緯度では磁気圏電場、低緯度では熱圏中性風による「ダイナモ電場」 が卓越するが、磁気圏や熱圏の状態によって大きく変動するため、時々刻々電場を与 えてやる必要がある。

ダイナモ電場モデルの基本的な方程式系は以下のようになる。

電流の連続の式

 \mathbf{J}_{\perp} , \mathbf{J}_{\parallel} は、それぞれ電流ベクトルの磁力線に垂直および平行成分である。 σ_p (Pedersen 電気伝導度) と σ_H (Hall電気伝導度) は、磁場と垂直方向の電離圏電気伝導度、 σ_0 は磁場 に沿った方向の電気伝導度であり、次のように表される。

Pedersen電気伝導度

$$\sigma_{p} = \frac{n_{e}e}{B} \left(\frac{\nu_{in}\Omega_{i}}{\nu_{in}^{2} + \Omega_{i}^{2}} + \frac{\nu_{en}\Omega_{e}}{\nu_{en}^{2} + \Omega_{e}^{2}} \right) \quad (14)$$

Hall電気伝導度

$$\sigma_{H} = \frac{n_{e}e}{B} \left(\frac{\Omega_{e}^{2}}{\nu_{en}^{2} + \Omega_{e}^{2}} - \frac{\Omega_{i}^{2}}{\nu_{in}^{2} + \Omega_{i}^{2}} \right) \quad (15)$$

平行電気伝導度

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e (v_{en} + v_{ei})} \qquad \cdots \qquad (16)$$

ここに、 Ω_i , Ω_e は、それぞれイオンと電子のジャイロ周波数で、 $\sigma_0 >> \sigma_P$, σ_H とする。 通常、ダイナモ電場モデルでは磁力線に沿っては等ポテンシャルを仮定し、電離圏



図2.NICTの大気圏-電離圏結合モデルで求められた電離圏電子密度の最大値 のグローバル分布の例。赤道を挟んで南北に電子密度の極大が現れる傾向(赤 道異常)が再現されている。

ポテンシャルSの式を解く。原理的には、磁力線座標を用いて、電離圏電流に関して 適当な境界条件を与え、電流について磁力線に沿った積分を行うとSに関する2次の 楕円型偏微分方程式が得られるので、数値的に解を求めることができる。解法の詳細 については、例えば[9]に解説がある。

2.4 磁気圏の影響

電離圏の振る舞いを再現するには、磁気圏からの影響をできるだけ正確に与えなく てはいけない。しかし、磁気圏変動に対する電離圏の応答と電離圏変動の磁気圏への フィードバック過程、すなわち磁気圏-電離圏相互作用過程は、未だに十分に解明さ れていない大きな課題である。この問題に関しては、数値シミュレーション研究が有 効な手段であるが、モデルの結合においては、お互いの情報をどのように交換するか が問題となる。特に、磁気圏からのオーロラ粒子による電離に対応する極域電離圏電 気伝導度をどのように与えるかが重要となる。我々の磁気圏モデルでは、球殻状の電 離圏を仮定して、磁気圏内部境界 ($r=3R_E$)のパラメータを電離圏上に磁力線に沿っ て投影する (図 3)。

情報通信研究機構(NICT)の磁気圏モデルでは、電離圏の高度積分した電気伝導 度を使うが、これらは、(1)太陽極端紫外線(EUV)による電気伝導度成分、(2)デ ィフューズオーロラ粒子による電離に相当する成分(磁気圏モデル中のプラズマシー トの *P*, ρの関数とする)、(3)ディスクリートオーロラ粒子による電離に相当する 成分(磁気圏モデル中の極域の沿磁力線電流の関数とする)の3つの成分によって決 まるとしている。この関数は、観測をできるだけ良く再現するように経験的に与えら れている。

高度積分した電離圏の電気伝導度を Σとすると、磁気圏によって作られる電離圏中 のポテンシャルΦは、以下の式を解くことにより求められる。



図3.磁気圏-電離圏結合スキームの模式図。磁気圏モデルでは、地球半径の3倍の球殻が 内部となる。ここでの物理量を磁力線に沿って投影することにより電離圏と結合する。

求められたポテンシャルΦまたは E₁を、磁力線に沿って磁気圏の内部境界に投影す ることによって磁気圏モデルの境界条件とする。この方法は、良く使われる方法では あるが、必ずしも完全に self-consistent なスキームではないので注意を要する。図4 に磁気圏 MHD モデルで求められた電離圏上のポテンシャルの分布計算例を示す。極 域で磁力線がほぼ鉛直下向きであることから、電離圏の対流は電位の等高線に沿うこ とになる。



図4. NICTの磁気圏モデルによって求められた極域電離圏ポテンシャルの分布例。

2.4 熱圏モデル

熱圏モデルは、気象の研究で用いられる通常の大気モデルと本質的には変わらない が、衝突を介した電離圏との運動量やエネルギーの交換過程やジュール加熱などが含 まれる。基本方程式は、以下のようになる。

連続の式

運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = -(\mathbf{v}_n \bullet \nabla) \mathbf{v}_n - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} - 2\Omega \times \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_{ni} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) + \frac{1}{\rho} \nabla (\mu \nabla \mathbf{v}_n) \cdot \cdot \cdot (18)$$

エネルギーの式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(\mathbf{v}_n \bullet \nabla)T - \frac{R}{C_v}T(\nabla \bullet \mathbf{v}_n) + \frac{1}{\rho C_v}\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{Q}{C_v} \quad \cdots \quad \cdots \quad (19)$$

状態方程式

ここに、 ρ 中性大気質量密度、 v_n 中性大気の速度、p 圧力、 Ω 地球の自転角速度 ベクトル、R 比気体定数 (= R^*/M , R^* : 普遍気体定数,M: 分子量)、T 中性大気温度、 C_v 定積比熱、 η 分子粘性、 κ 熱伝導係数、Q 正味の加熱率(加熱率-冷却率)、であ る。

熱圏大気は、さまざまな組成からなるので、実際には、上記の方程式の他、組成比 を与える方程式が含まれる。また、多くのグローバル熱圏モデルでは、鉛直の運動方 程式に静力学近似を用いて、方程式系を簡単化した「プリミティブ方程式系」が用い られるが、数 10km スケールの構造を精度良く取り扱う場合には、上記の基本流体方 程式を直接解く非静力学系が用いられる。最近では、非静力学大気モデルを用いて、 津波による音波が電離圏に与える影響を調べるのに応用されている[10]。

3. 惑星電離圏のシミュレーション

木星、土星、天王星、海王星などの強い固有磁場を持つ惑星の電離圏は、上で述べた地球電離圏シミュレーションの方法で解くのが一般的である。一方、金星や火星電離圏(図5)などでは、固有磁場がほとんど無いため、プラズマβの値が大きく、太陽彩層などと同様、電磁流体力学方程式系が広く用いられている。ただし、イオンのラーマー半径が平均自由行程(10~100km)を超える領域に対して、より厳密な取り扱いを行うため、イオンを粒子、電子を流体として取り扱う「ハイブリッドモデル」もしばしば用いられる。

近年、太陽風-金星・火星電離圏相互作用のシミュレーションが盛んに行われており、地球とは異なるプラズマ環境の様子が再現されつつある[12]。また、火星の場合には、局所的に地殻起源の磁場があり、これと太陽風磁場が相互作用することにより、磁気リコネクションや粒子の加速などが起きる場合があると考えられている。この過程は、太陽彩層などと類似している。ただし、惑星においても、電離大気と中性大気は、別々の流体として取り扱われ、中性大気も含めた方程式系は用いられない。

7



図5.火星周辺の磁力線、プラズマ構造の模式図[11]



図6. MHD シミュレーションによって求められた火星周辺の磁力線構造 [12]

4. むすび

ここでは、電離圏シミュレーション方法についてその概要を述べた。電離圏は、そ れ自体は比較的静的なシステムであるが、外力が与えられた時には極めて複雑な反応 を起こすシステムである。電離圏の研究は、基本的には、さまざまな外力(相互作用 過程を含む)が与えられた時のプラズマ・中性大気がどのように分布・運動するかを 精密に調べるのが目的であると言える。最近の傾向として、電離圏そのものの物理過 程を調べる研究から、磁気圏-電離圏結合や大気圏-電離圏結合とそれに伴う現象の解 明に研究に重点が移ってきている。そのためには高精度で self-consistent な数値モデルを用いたシミュレーションは必要不可欠である。

太陽彩層との比較の観点からは、下層大気で生成された音波が上層の大気にどのような影響を及ぼすかが興味深い。このテーマでは、太陽、地球ともシミュレーション 研究が行われており、協力して研究できる可能性がある。また、太陽彩層で行われている MHD シミュレーションと地球磁気圏や金星・火星電離圏で行われている MHD シミュレーションの違いも詳細に調べていく必要がある。

磁場構造においては、太陽彩層は地球電離圏よりもむしろ火星電離圏のほうに似ている。火星には地殻起源の局所磁場があり、太陽風磁場との相互作用もあると考えられているが、その物理過程はまだ十分に解明されていない。今後、太陽彩層との比較をすることによって、研究の新しい展開があるかもしれない。

参考文献

- [1] Schunk, R. W., and J. C. G. Walker, "Theoretical ion densities in the lower ionosphere", Planet. Space Sci., Vol. 21, pp. 1875-1896, 1973.
- [2] Sojka, J. J., and R. W. Schunk, "A theoretical study of the global F-region for June solstice, solar maximum, and low magnetic activity", J. Geophys. Res., Vol. 90, pp. 5285-5298, 1985.
- [3] Fuller-Rowell, T. J., et al., "Interactions between neutral thermospheric composition and the polar ionosphere using a coupled ionosphere-thermosphere model", J. Geophys. Res., Vol. 92, pp. 7744-7748, 1987.
- [4] Roble., R. G., E. C. Ridley, A. D. Richmond, R. E. Dickinson, "A coupled thermosphere/ ionosphere general circulation model", Geophys. Res. lett., Vol. 15, No. 12, pp. 325-1328, 1988.
- [5] Roble., R. G., and E. C. Ridley, "A thermosphere-ionosphere-mesosphere- electrodynamics general circulation model (TIME-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km)", Geophys. Res. lett., Vol. 21, No. 6, pp. 417-420, 1994.
- [6] Raeder, J., Y. L. Wang, and T. J. Fuller-Rowell, "Geomagnetic storm simulation with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model", in Space Weather: Progress and Challenges in Research and Applications, pp. 377-384, P. Song, H. J. Singer, and G. Siscoe, editors, Geophysical Monograph, No. 125, AGU, Washington, D.C., 2001.
- [7] 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, J. Geophys. Res., 116, A01316, doi:10.1029/2010JA015925, 2011.
- [8] Solar-terrestrial energy program: Handbook of ionospheric models, 296 pp., edited by R. W. Schunk, 1996.
- [9] 陣 英克, 電離圏ダイナモについて, 情報通信研究機構 季報, 宇宙天気予報特集, Vol. 55, 185-195, 2009. (http://www.nict.go.jp/publication/shuppan/kihou.htm)
- [10] Shinagawa, H., T. Iyemori, S. Saito, and T. Maruyama, A numerical simulation of ionospheric and atmospheric variations associated with the Sumatra Earthquake on December 26, 2004, Earth Planets Space, Vol. 59, 1015–1026, 2007.
- [11] Shinagawa, H., The ionospheres of Venus and Mars, Adv. Space Res., Vol. 33, 1924-1931, 2004.
- [12] Terada, N., Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. Lichtenegger, T. Tanaka, H. Shinagawa, and T. Zhang, Atmosphere and water loss from early Mars under extreme solar wind and EUV conditions, Astrobiology, Vol. 9, 55-70, 2009.