

# 電磁流体コードによる惑星磁気圏シミュレーション

深沢 圭一郎

九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門

梅田 隆行、荻野 瀧樹

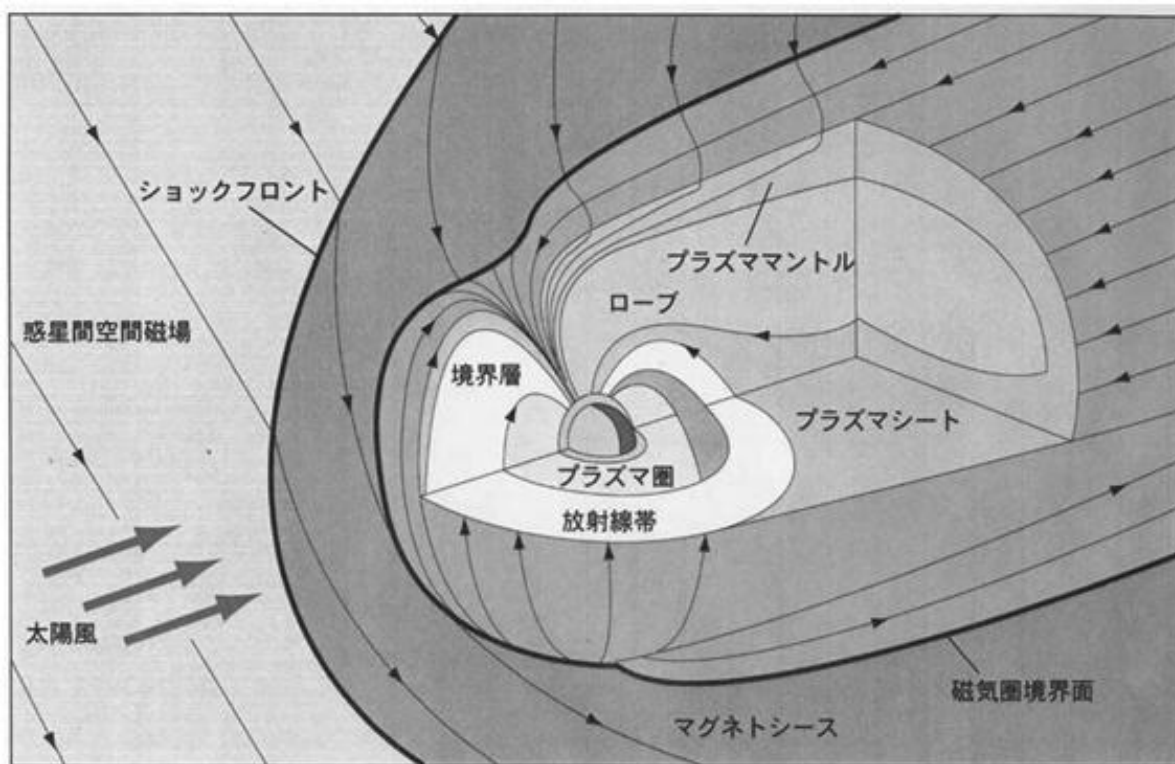
名古屋大学太陽地球環境研究所

## 1. はじめに

宇宙空間は真空と思われているが、その 99%はプラズマで満たされている。プラズマとは電離した気体のことであり、帯電している電子とイオンが分かれて存在する状態である。しばしば物質の第 4 の状態とも呼ばれている。宇宙空間、特に我々の暮らす太陽系においては太陽から太陽風と呼ばれるプラズマの風が常時吹き出しており、太陽系全体にそのプラズマが充満している。宇宙プラズマは導電率が高いため、プラズマは磁力線に沿って動きやすく、また磁力線を横切る動きを取りにくい特徴がある。そのため、太陽風プラズマは太陽の磁場を伴って超音速で吹き出しており、地球のような磁化惑星に衝突すると、その磁場を伴ったプラズマの風が惑星の固有磁場と相互作用する。その結果、惑星磁場が変形し、磁気圏という第 1 図に示すような形をとる。惑星磁気圏の太陽側は太陽風の圧力により圧縮された形をしており、反太陽側は太陽風によって引き延ばされた形をしている。図の左側から太陽風が流れ込み、磁気圏の前面には、弓形の冠衝撃波 (bow shock) が形成され、その内側にはマグネトシースが存在する。磁気圏は磁場構造により、内部磁気圏 (中低緯度に根ざす閉じた磁力線からなる領域) と外部磁気圏 (高緯度側に根ざす開いた磁力線からなる領域) の 2 つに分けられる。その内部磁気圏と外部磁気圏の昼側境界にあたるのが、カusp領域である。ローブ領域は外側磁気圏で開いた磁力線領域であり、希薄なプラズマが存在している。ローブに挟まれた閉じた領域がプラズマシートと呼ばれる部分で地球の極域電離圏と磁力線を通してつながっている。その境界領域はエネルギーが高くなっている。特に、このプラズマシートは、南と北のローブ領域の磁場で囲まれているため、エネルギーが高く、また、地球に向かう高速の流れが存在し、かつ密度粒子が高く、地球の極域電離層で起こる様々な現象の源となっている。磁気圏境界と呼ばれる部分が、地球磁気圏の殻である。その内側において、尾部の子午面では、カuspからの延長のプラズママントルが、赤道面では、低緯度境界層が存在し、これらの領域では、100 - 150km/s の粒子の流れが観測されている。この磁気圏は基本的に太陽風プラズマに対するシールドとして働いているが、いくつかの条件下では太陽風プラズマが磁気圏内に侵入することがある。その結果、例えば身近な現象としては極域地方でのオーロラ発光という形で表れる。より詳細な紹介については、参考文献 [1]などを参考にさせていただきたい。

宇宙プラズマ研究において、我々は主にこのような太陽から吹いてくる磁場を伴ったプラズマの風 (太陽風) と地球の磁場が相互作用して起こる様々な現象を研究ターゲットにしている。これらは宇宙空間で起きる現象であるため探査機を打ち上げて観測を行うが、基本的に“その場”の観測しか行えない (立体空間情報を得ることができない)。そのため、3次元空間構造、さらにその時間発展などを調べることのできる宇宙プラズマ計算機シミュレーションがこの分

野の理論の発展、また観測結果の理解の促進に非常に重要な役割を果たしてきている。



第1図：地球磁気圏の構造。

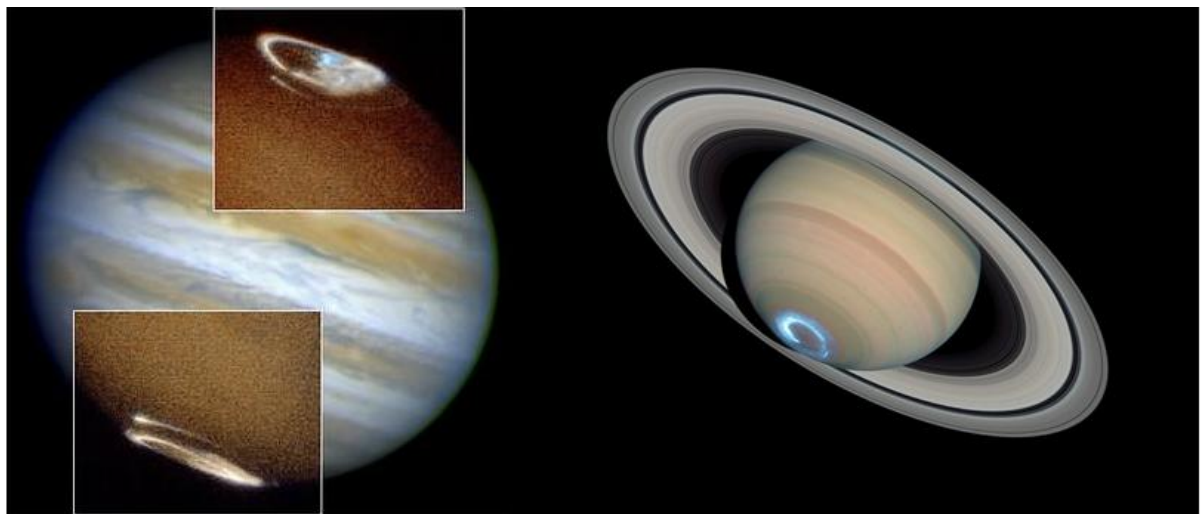
図の左側から超音速の太陽風が惑星間空間磁場を伴って吹いており、それが地球に達すると、地球の前面には衝撃波面が形成される。その衝撃波面より地球側に磁気圏の境界を表す磁気圏境界面が存在し、その中が磁気圏になる。磁気圏は惑星固有磁場の勢力範囲であり、太陽風から地球をシールドする働きを持つ。磁気圏内は、いろいろな領域に分けられており、それぞれ図中にあるような名前が付いている。

第1表：地球、木星、土星の特徴。

固有磁場は木星が飛び抜けて大きく、地球と土星ではそれほど変わらない。自転速度、赤道半径は木星、土星で同程度であるが、地球に比べると遙かに大きい。プラズマ源は各惑星磁気圏内に広がるプラズマの発生源を示している。イオ、エンケラダスは衛星であり、地球で言うところの月に当たるが、大気を持っている等、その特徴は異なる。木星はおよそ太陽から、地球と比べて5倍以上離れており、土星はさらに9.5倍離れている。

	固有磁場 [nT]	磁極	自転周期 [hr]	プラズマ源	赤道半径 [km]	太陽からの距離 [A. U.]
地球	31,000	N極が南	24	電離圏	6,378	1
木星	420,000	N極が北	10	イオ、電離圏	71,492	5.2
土星	21,000	N極が北	10.65	エンケラダス、電離圏	60,268	9.55

磁気圏は地球だけでなく、磁場を持つ木星や土星でも形成される。第1表に太陽系内の代表的な磁化惑星の特徴を示すが、惑星に固有磁場が存在すると、前述のように太陽風プラズマとの相互作用が起り、磁気圏が形成される。そのため、木星、土星でもオーロラが観測されている（第2図を参照）。また第1表にあるように木星、土星は1日が約10時間と高速に自転しており、それに伴いプラズマが動くため地球とは異なった磁気圏構造をしていると考えられる。木星は巨大な磁場を持ち、更に衛星イオから供給される大量のプラズマを保持したまま高速自転しているために、磁気圏が遠心力によりディスク状に伸びていると考えられている。また固有磁場が非常に強力なためその勢力範囲である磁気圏も非常に大きく、土星磁気圏が木星磁気圏の尾部（反太陽側）に入っている観測結果もある。



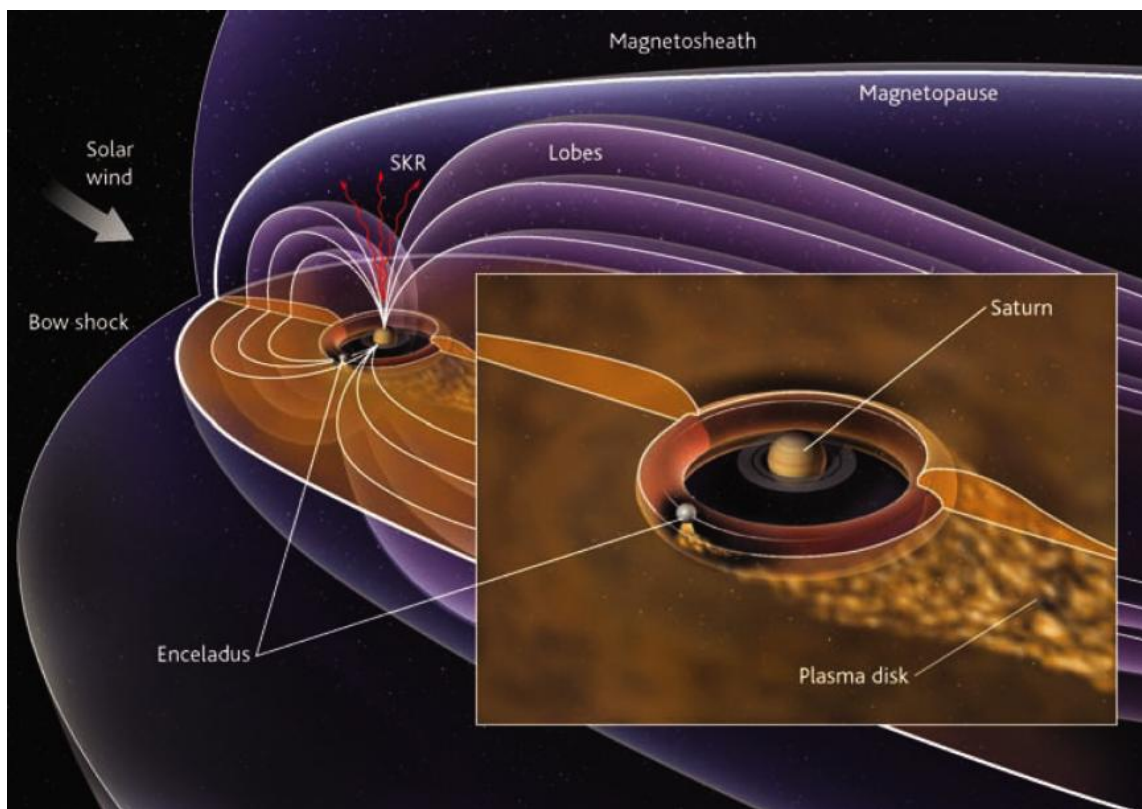
第2図：木星と土星におけるオーロラ発光[NASA 提供]。

左側がハッブル宇宙望遠鏡で撮像された木星におけるオーロラ発光（紫外線領域）の写真であり、右図が土星におけるオーロラ（紫外線領域）の写真である。青白く光って見えるのは紫外線領域での撮像のためである。

一方で土星はその特徴からよく地球と木星の中間の惑星と言われる。それは、地球程度の磁場しか無いが、木星と同様に高速自転し、衛星エンケラドスがプラズマを供給し、惑星の大きさも太陽系では木星の次の規模であることからきている。そのため第3図のように土星においてもプラズマディスクが形成されると考えられている。しかしながら、最近の我々の研究では二つの惑星の中間という特徴ではなく、土星固有の現象、特徴も見つかってきている[5][6]。

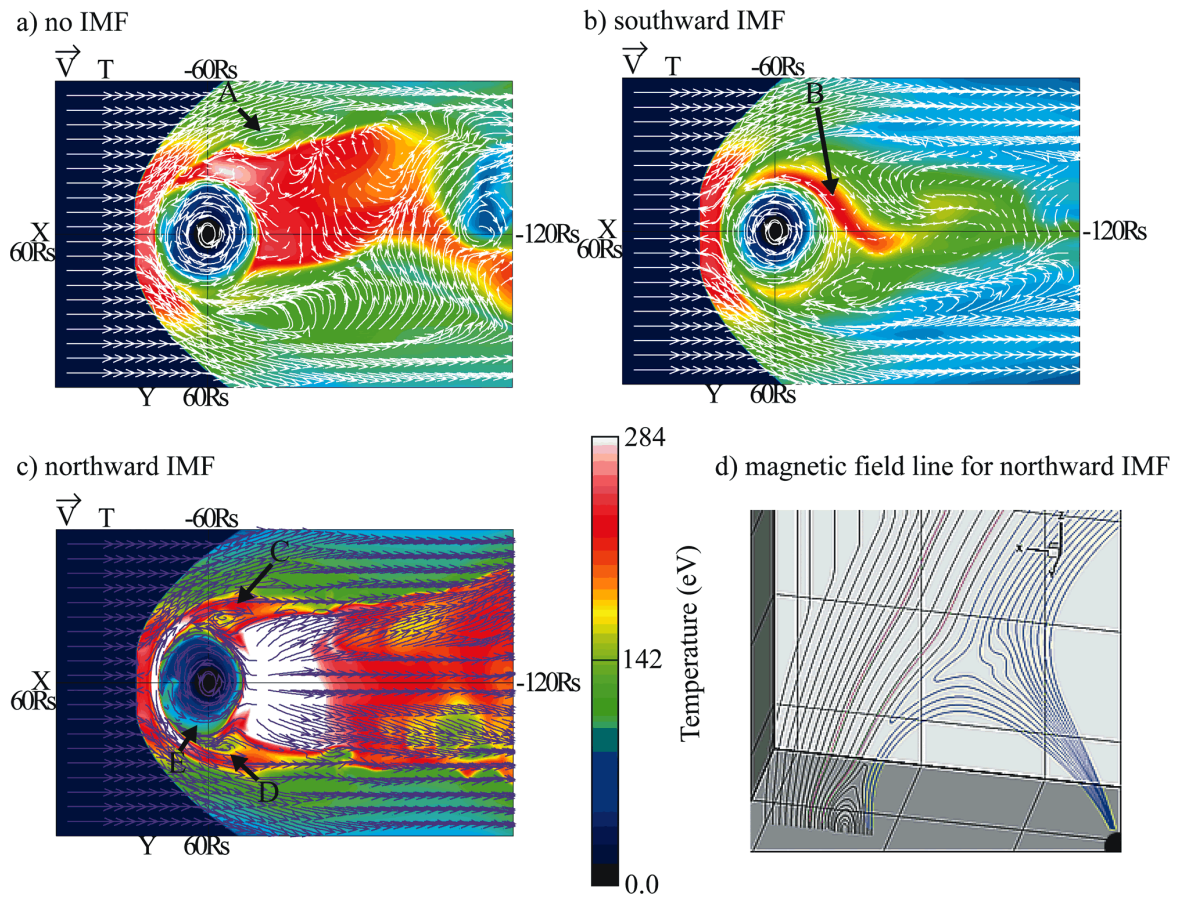
地球においては今までに、また現在もたくさんの衛星が磁気圏を観測し、物理現象について理解が進んできているが、他の惑星ではそれほど進んでいない。木星においては、今まで8つの探査機（Voyager 1、2、Pioneer 10、11、Ulysses、Galileo、Cassini、New Horizon）が観測を行い、その中でもGalileo探査機は1997年から2002年まで木星を周回観測し、さまざまな情報を与えてくれた。我々のグループにおいてもこのGalileo探査機の結果に対するシミュレーションを行い、その構造、現象の理解につなげている[2][3][4]。一方で土星においては、今までに4機の探査機（Voyager 1、Pioneer 10、11、Cassini）が観測を行っており、2002年から今現在もCassini探査機が土星を周回観測している。Cassini探査機はGalileo探査機

以上に様々な現象を観測しており、現在我々もその理解のため、シミュレーションを行っている[5][6]。第4図に我々の土星磁気圏シミュレーション結果を載せる。a)、b)、c)はそれぞれ惑星間磁場(IMF)が無い場合、南向き、北向きの場合の土星磁気圏赤道面におけるプラズマ温度、プラズマの動きを表している。磁気圏内で激しく乱れるプラズマ対流が見て取れる。これは地球、木星磁気圏では見られない構造であり、土星磁気圏の特徴とも考えられている。更にc)の条件(北向き IMF)において、プラズマの渦構造がオーロラの発光と関係があることが示された。第5図に赤道面のプラズマ温度と磁力線、その時刻における土星極域における沿磁力線電流の強度を示す[5]。ここで磁力線は沿磁力線電流の強度が高いところからスタートを出発点とし描いており、その磁力線が赤道面における渦構造が形成されるところに対応していることが分かる。近年 Cassini 探査機がこの対流構造に似た観測を行い、シミュレーションの正当性が強くなってきている。



第3図：土星磁気圏の概略図[7]。

地球磁気圏同様に太陽風により押し伸ばされた形をしており、土星周辺にエンセラドス起源のプラズマから成るプラズマディスクが形成されている。

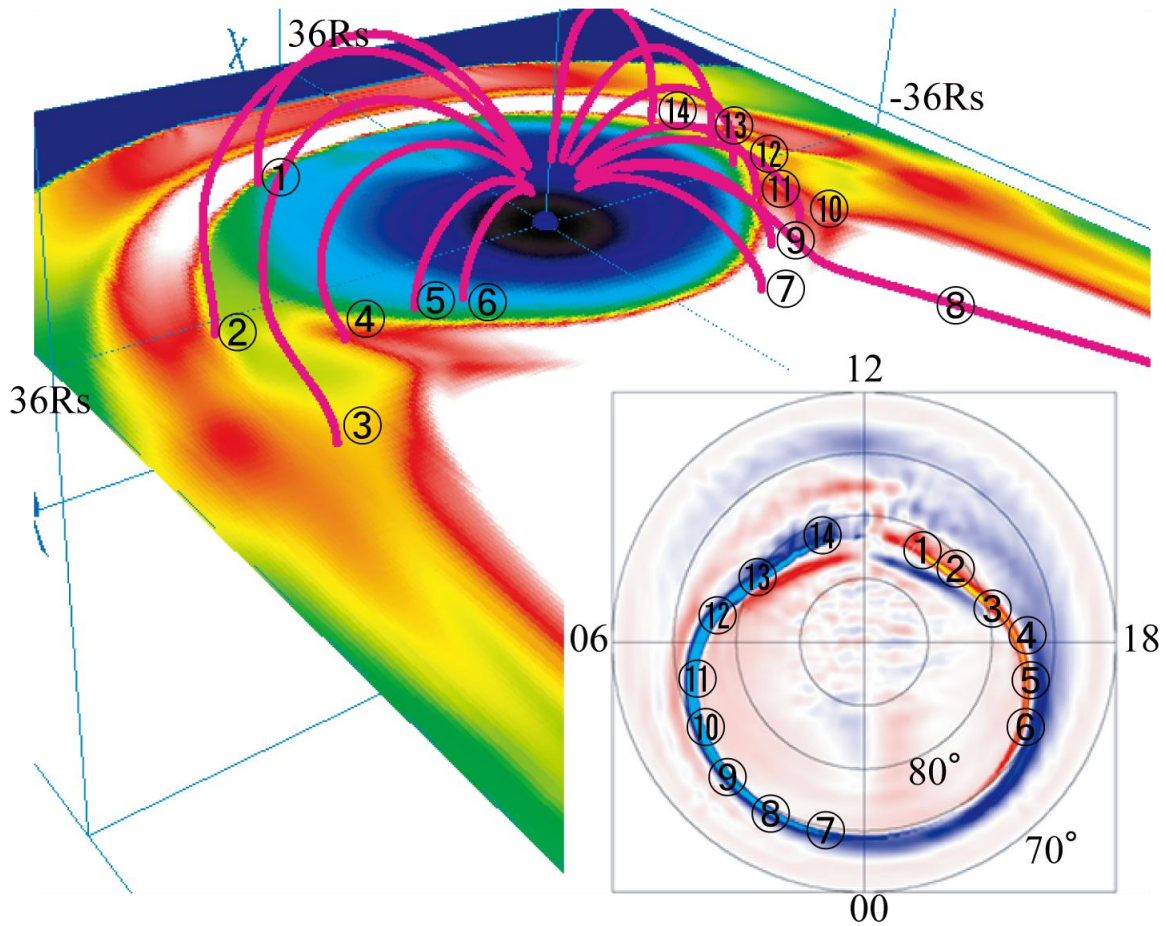


第4図：土星磁気圏シミュレーション結果[5]。

a) IMFが無い場合、b)南向き IMF、c)北向き IMF における赤道面におけるプラズマ温度、プラズマ対流を示す。

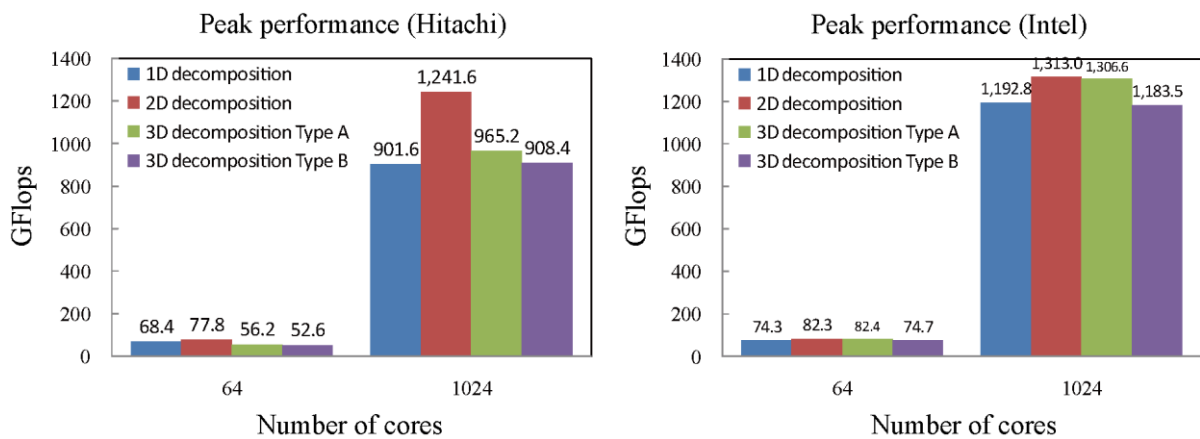
## 2 プロジェクトの目標

一般に磁気圏の大規模構造をシミュレーションする場合、プラズマを電磁流体と近似した、電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics : MHD) シミュレーションを行う。このシミュレーションでは数値計算的な意味においてスケールフリーであり、解像度は計算機の資源によって決まる。現在我々のシミュレーションでは  $600 \times 400 \times 400$  (×MHD 変数:8) の直行格子を使い、解像度は  $0.3R_s$  ( $1R_s$  は土星半径を表す :  $60,000\text{km}$ ) であるが、近年の土星磁気圏シミュレーション結果に表れるプラズマ対流の構造 (第4図参照) を表すには解像度が足りないことが明らかになっている。そこで、本共同研究プロジェクトでは高精細の土星磁気圏グローバルシミュレーションを行うことを目的としている。目標は、 $0.1R_s$  の解像度 (現在の  $1/3$ ) で土星磁気圏を解くことである。前述のように土星磁気圏は地球磁気圏と違い自転速度が早く、惑星付近では磁気圏プラズマが自転とともに回転しており、太陽風との相互作用の結果が準定常状態に達するまでに非常に時間がかかり、意味のある結果を得るためには、シミュレーションを長時間走らすことが必要となる。そのため、計算機の実行効率が非常に重要になってくる。



第 5 図：沿磁力線電流と渦構造の関係 [5]。

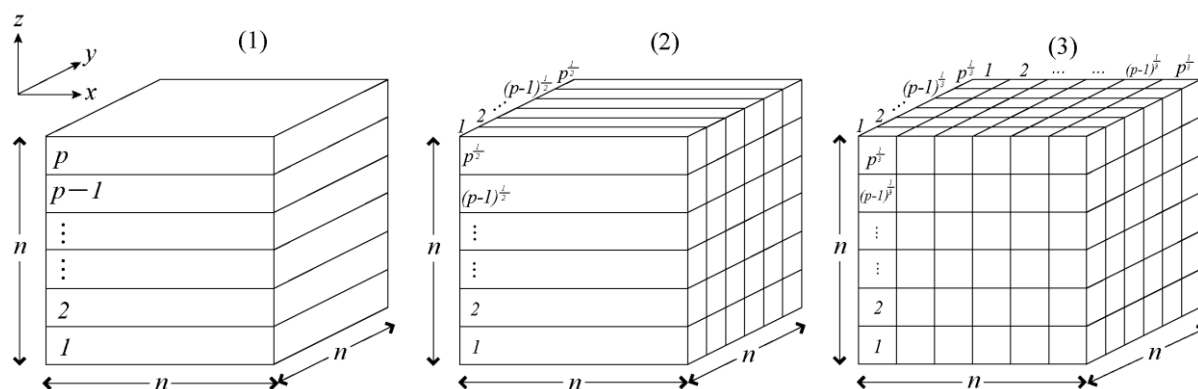
北向き IMF 時の赤道面におけるプラズマ温度と磁力線、土星極域における沿磁力線電流の強度を示す。極域沿磁力線電流における番号は赤道面内の番号と繋がっている。



第 6 図：各領域分割の実効性能 [8]。

左図が日立コンパイラの実効性能を表し、横軸が並列化数（使用 core 数）、縦が GFlops 値を表す。右図は Intel コンパイラの結果を表し、書式は左図と同じである。Intel コンパイラは全体的に性能が出ているが、日立コンパイラでは 2 次元領域分割以外はあまり性能が出ていない。

平成 20 年度共同研究では、シミュレーションを始めるに当たって、いわゆる T2K 型、PC クラスタ型の計算機に対する我々の土星磁気圏グローバル MHD コードの性能評価を行った。その結果を第 6 図に示す。惑星磁気圏コードの 1 次元、2 次元、3 次元領域分割 (第 7 図参照) キャッシュヒットを考慮した 3 次元領域分割の 4 種類を、日立製とインテル製コンパイラを用いて実効性能を測定した結果である [8]。この結果 1024 コアを利用する場合、インテル製コンパイラを利用し、2 次元領域分割を行う並列化手法が最も効率的であった。本プロジェクトでは、この 2 次元領域分割を用いて、高精細 3 次元グローバル土星磁気圏 MHD シミュレーションを行うことを目標とする。



第 7 図: 3 種類の領域分割法。

左から 1 次元領域分割、2 次元領域分割、3 次元領域分割の概要図を示す。 $n^3$  の配列を並列  $p$  で分割している。全並列数を  $p$  としているため、2 次元領域分割では各次元で  $p^{1/2}$  並列、3 次元領域分割の場合、 $x, y, z$  方向に  $p^{1/3}$  並列を適用している [8]。

### 3. 磁気圏シミュレーションモデルの概要と特徴

#### 3. 1 電磁流体方程式

宇宙プラズマの密度はとても低いために、その平均自由行程が非常に長くなる。例えば、太陽プラズマの平均自由行程は 1 天文単位 (太陽と地球の距離) にも達する。そのため宇宙プラズマは基本的に衝突が無いと見なされる。その無衝突プラズマの振る舞いは以下の Vlasov (無衝突 Boltzmann) 方程式によって記述される。

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1)$$

ここで  $\vec{E}$ 、 $\vec{B}$ 、 $\vec{r}$  と  $\vec{v}$  はそれぞれ電場、磁場、距離、速度を表す。また、 $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$  は位置-速度位相空間における分布関数であり、 $s$  はイオンや電子など種類を示す。 $q_s$  は電荷を  $m_s$  は質量を表す。電磁場の時空間発展は以下のように Maxwell 方程式によって記述される。

$$\begin{aligned}
\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\
\nabla \cdot \vec{B} &= 0
\end{aligned} \tag{2}$$

ここで  $\vec{J}$  は電流密度、 $\rho$  は電荷密度、 $\mu_0$  は真空中の透磁率、 $\varepsilon_0$  は真空中の誘電率、 $c$  は光速を示す。電流密度  $\vec{J}$  は帯電した粒子の動きによって以下のように記述できる。

$$\vec{J} = \sum_s q_s \int f_s \vec{v} d\vec{v} \tag{3}$$

また、電流密度  $\vec{J}$  は以下の電荷保存則を満たしている。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \tag{4}$$

ここまでにあげた式が無衝突プラズマの第一原理の方程式である。

次に電磁流体力学 (MHD) 方程式を求めていく。MHD 方程式は Vlasov 方程式(1)の0次、1次、2次のモーメントをとり、運動論的效果を無視することで得られる。まず Vlasov 方程式の0次のモーメントをとる (Vlasov 方程式(1)を速度空間について積分する) と連続の式が求まる。

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \vec{u}_s) = 0 \tag{5}$$

$\vec{u}_s$  は各プラズマの平均速度を表す。次に Vlasov 方程式(1)に  $m\vec{v}$  を掛けてから速度空間で積分する (1次のモーメントをとる) と、運動方程式が求まる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_s n_s \vec{u}_s) + \nabla \cdot (m_s n_s \vec{u}_s \vec{u}_s + \vec{P}_s) - \rho_s \vec{E} - \vec{J}_s \times \vec{B} = 0 \tag{6}$$

$\vec{P}_s$  は圧力テンソルを表す。更に、粒子の運動エネルギー  $\frac{1}{2} m |\vec{v}|^2$  を Vlasov 方程式(1)に掛けて速度空間で積分する (2次のモーメントをとる) と、エネルギー方程式が求まる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} m_s n_s |\vec{u}_s|^2 + \frac{3}{2} p_s \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} m_s n_s |\vec{u}_s|^2 \vec{u}_s + \frac{3}{2} p_s \vec{u}_s + \vec{P}_s \cdot \vec{u}_s + \vec{h}_s \right) - \vec{E} \cdot \vec{J}_s = 0 \tag{7}$$

$p_s$  は  $p_s \equiv \frac{1}{3} \sum_{i=1-3} P_{i,i,s}$  で定義される圧力である。 $\vec{h}_s$  は熱流束密度である。ここで以下の操作を行って、単一流体近似をこれらの流体方程式に適応すると、

$$\sum_s m_s n_s \equiv \xi, \quad \frac{\sum_s m_s \vec{u}_s}{\sum_s m_s} \equiv \vec{U}, \quad \sum_s \rho_s \equiv 0, \quad \sum_s \vec{J}_s \equiv \vec{J} \tag{8}$$

さらに、いくつかのテンソル計算を行って、以下の式を得る。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \cdot (\xi \vec{U}) = 0 \tag{9}$$



$$\xi \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \xi (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} + \nabla p - \vec{J} \times \vec{B} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) p + \gamma p \nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (11)$$

ここで  $\gamma = \frac{5}{3}$  は比熱比であり、等方対角テンソル  $\sum_s \vec{P}_s \equiv pI$  ( $I$  は単位テンソル) と仮定した

ため、熱流束密度は無視できる。更に、磁場凍結条件により、

$$\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B} = 0 \quad (12)$$

が求まり、Darwin 近似を用いて、

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (13)$$

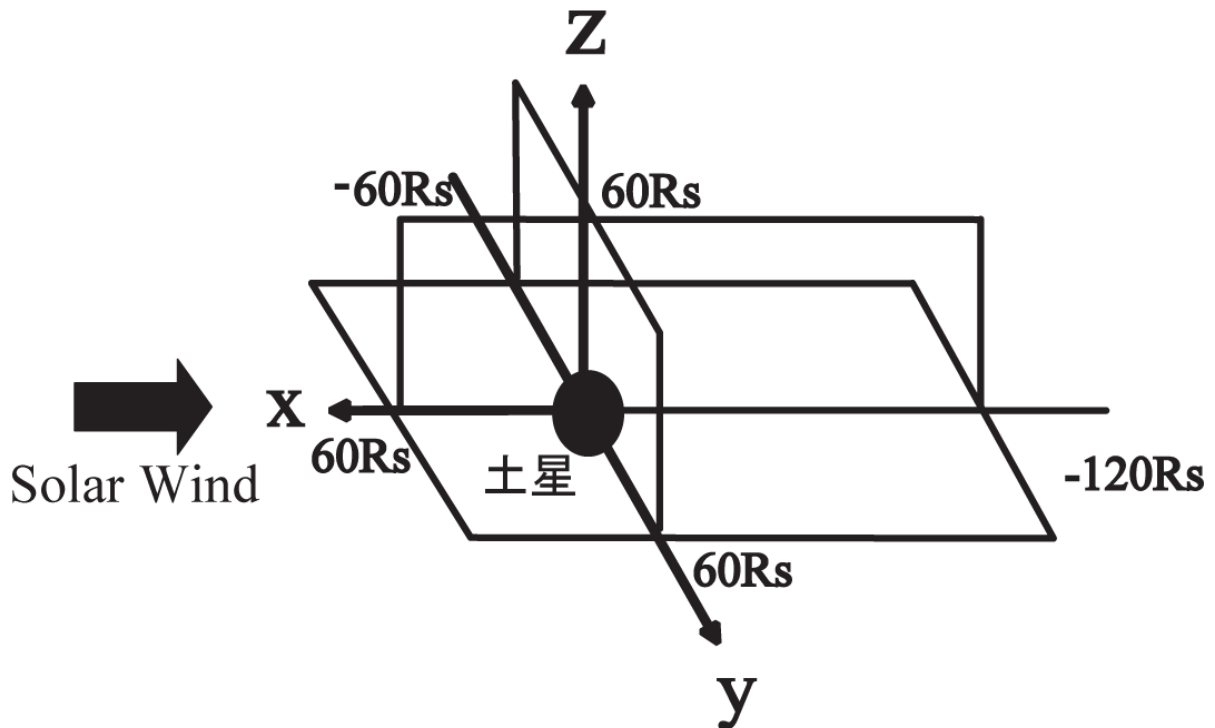
が求まる。これら (9)～(13) 式が MHD 方程式となる。より詳細な導出は参考文献[9]を参考にされたい。

### 3. 2 MHD シミュレーションモデル

MHD 方程式を解く数値計算法としては、Ogino ら[10]によって開発された Modified Leap Frog 法を使用する。これは最初の 1 回を two step Lax-Wendroff 法で解き、続く (1 - 1) 回を Leap Frog 法で解き、その一連の手続きを繰り返す。1 の値は数値的に安定の範囲で大きい方が望ましいので、2 次精度の中心空間差分を採用するとき、数値精度の線形計算と予備的シミュレーションから  $1 = 8$  に選んでいる。この手法を用いた計算で、今まで様々なシミュレーションを行ってきたこともあり、同様の手法を用いることで、過去の結果と比較できる利点がある。

並列化には MPI のみを使用する。並列化手法としては性能測定の結果、Intel コンパイラを利用した 2 次元領域分割が最も性能が出たため[8]、2 次元領域分割を適用している。並列化時の通信において、通信時間を最小限にするために、すべての境界値を入れるためのバッファ配列を用いた。また、実際の MPI で通信する際には“MPI\_sendrecv”を用いた。これは送受信を一括で行う関数になり、送受信に伴うプロセスが一つで済む。またコンパイラオプションは、`-ipo -O3 -msse3 -xSSE3 -no-prec-div` を使用した。

本シミュレーションでは、GSM (geocentric solar magnetospheric coordinates) と呼ばれる直行座標系を用いており、太陽方向を x 軸の正、夕方向を y 軸の正、北向きを z 軸の正にとっている。この座標系を第 8 図に表す。そして、x 軸の正の方向から太陽風を流し続ける。また今回の計算では xy 平面に対して対称であるので  $z < 0$  の領域は解かなくて良いこととなり、計算領域は  $-60R_s \leq x \leq 120R_s$ 、 $-60R_s \leq y \leq 60R_s$ 、 $0 \leq z \leq 60R_s$  の直方体となる。格子間隔を  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.1R_s$  の均一格子としたので、シミュレーションボックスの格子数は  $(n_x, n_y, n_z) = (1800, 1200, 600)$  となる。この領域で MHD 方程式を解いていく。初期条件など詳細なシミュレーションモデルは参考文献[5]を参照されたい。



第 8 図: シミュレーション座標系。

左側から太陽風が吹いてくる。計算時間節約のため、南北対称モデルを用いている。

MHD 方程式では未知数が 8 (プラズマ密度、速度 3 成分、圧力、磁場 3 成分) あるために、シミュレーション結果として約 80GB のデータがサンプリング時間毎に書き出される。サンプリング時間は 0.069 時間であり、磁気圏構造、ダイナミクスを調べるためには 20 時間以上の結果が必要となり、約 300 個のデータを利用した (合計 24TB)。計算結果の書き出し自体は 1024 コア毎に行い、情報通信研究機構 (NICT) が運用している分散ストレージシステムに保存し、解析を行った。東京大学情報基盤センターと NICT 間は JGN2plus で接続されており実効速度で最大 240Mbps の転送 (SFTP) が可能である。また今回の計算ではおよそ 700 計算時間を利用した。

#### 4. 土星磁気圏 MHD シミュレーション結果

磁気圏のシミュレーションでは太陽風との相互作用を計算するために、太陽風を入力として与える。太陽風はプラズマの風であり、太陽から磁場 (IMF : Interplanetary Magnetic Field) を伴っている。磁場の向きは磁気圏の構造に大きな影響を与えるが、今回の計算では磁気圏内に太陽風のエネルギーが流入しやすい北向きの IMF を用いた。北向き IMF 時には、磁気圏の反太陽側 (尾部) において、磁力線のつなぎ替え (磁気リコネクション) が起こり、プラズマ対流の大規模な変動など起こる。

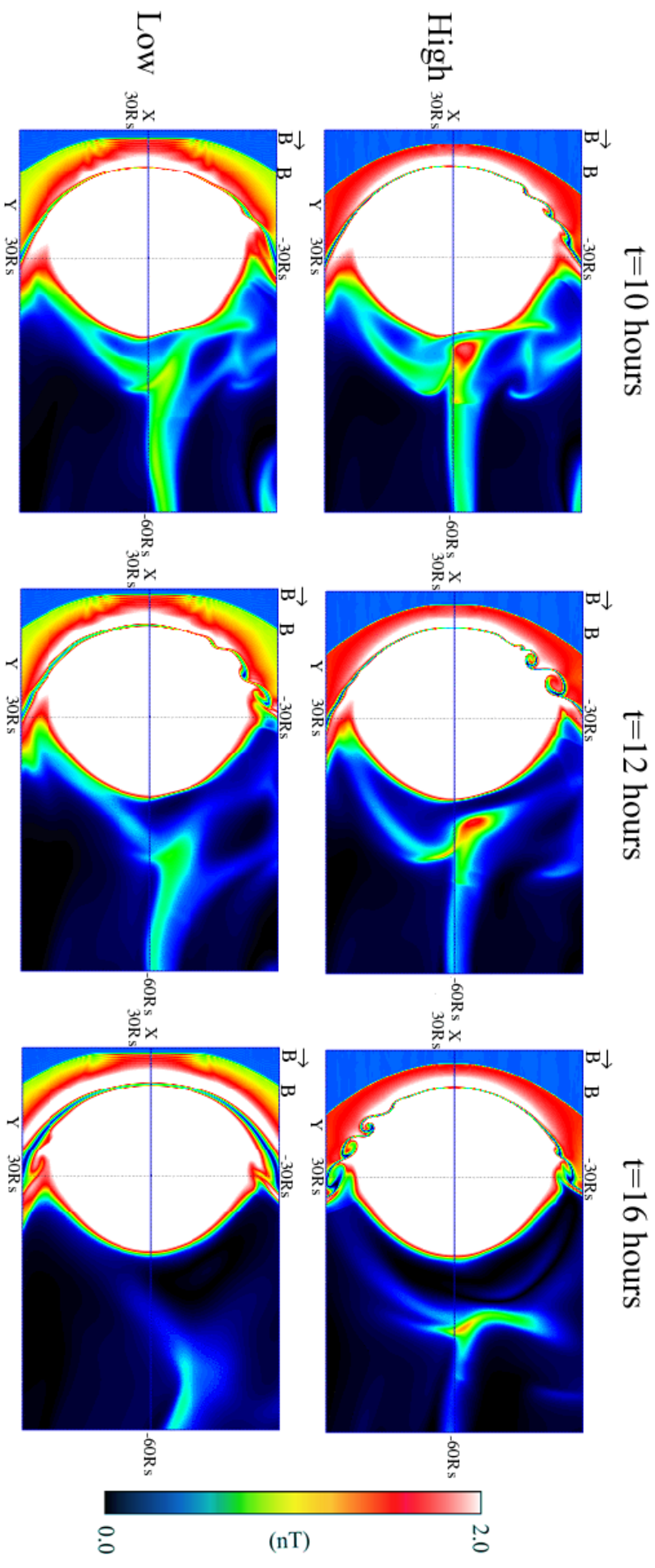
第 9, 10 図に土星磁気圏シミュレーション結果を載せる。それぞれの図は計算結果を切り出して、拡大し、可視化している。第 9 図は磁場の強度、第 10 図はプラズマの温度を色で、プラズマの動きを矢印で示している。それぞれ  $t=10, 12, 16$  時間における赤道面 ( $xy$  面) 上の結果を示しており、上図が高解像度 ( $0.1R_S$ ) の計算結果、下図が従来の解像度 ( $0.3R_S$ ) での結

果である。座標系は第 8 図に示したものであり、図の中心から少し左側にある黒い点が土星である。図の左側から超音速の太陽風が吹いてきており、土星の磁場に衝突することで、衝撃波面が形成され、その波面と土星の間に磁気圏の境目である磁気圏界面が形成される。我々の土星磁気圏シミュレーションコードは、今までの研究において、磁気圏の形、衝撃波面の位置、磁気圏内のプラズマ分布などにおいて、観測結果を非常によく再現できている [5]。

高精度の結果では、第 9 図の  $t = 10$  時間において  $-y$  方向の磁気圏界面（左上部）に波が立ってきているのがわかる。さらに 2 時間後にはきれいな渦構造が形成されている。一方で従来の解像度では、 $t = 10$  時間において少し磁気圏界面にゆがみが見える程度である。さらに、 $t = 12$  時間において渦が形成されてはいるが、高精度の結果と比べて、波の成長に違いが見られる。 $t = 16$  時間では高精度の結果では  $\pm y$  方向の磁気圏界面上に渦構造が見えているが、従来の結果では見えていない。低解像度の結果では、 $+y$  方向の磁気圏界面に渦構造が見られることは一度もなかった。

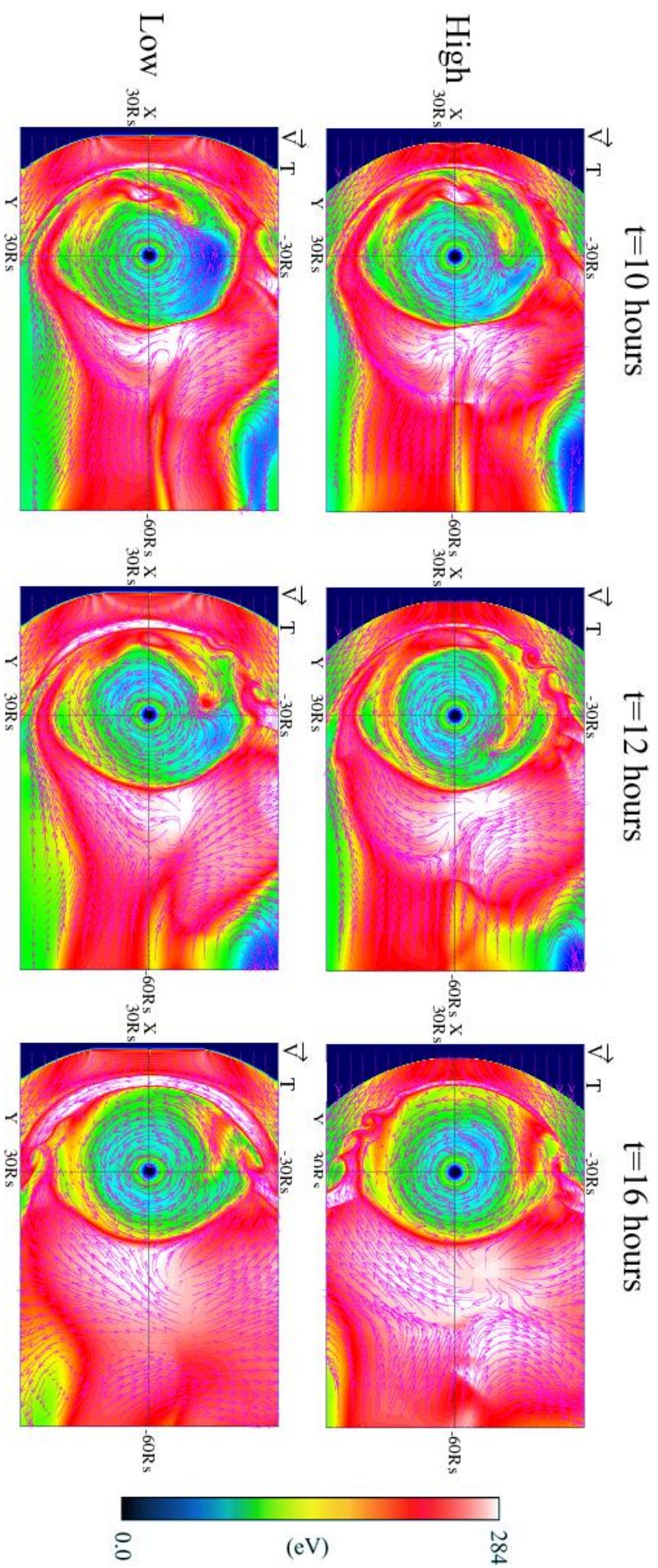
第 10 図では、プラズマの動きを示しているが、土星の高速自転に引きずられて、プラズマが土星周辺で共回転していることがすべての図からわかる。この共回転プラズマが  $-y$  方向では、太陽風と逆向きのため、速度シアが大きく、波が立ち、渦構造が生成されやすい。一般にこの渦構造は Kelvin-Helmholtz (KH) 不安定性による渦といわれるが、その不安定条件をこの領域では良く満たしている [11]。一方で、 $+y$  方向では共回転の向きと太陽風の向きが同じため、渦が起きないと言われているが、第 10 図の  $t = 16$  時間において土星の右側（白い領域）から土星に向かってプラズマが動いている様子が高解像度、低解像度の結果からもわかる。これは磁気リコネクションに伴うプラズマの流れであり、この流れが  $+y$  方向に侵入すると太陽風の向きと反対方向となり、速度シアが生まれる。この速度シアは  $-y$  方向と比べて小さく、更に KH 不安定性は解像度に大きく依存するため、低解像度では再現できていなかった。

渦をわかりやすく見るために、第 11 図に渦度を示す。図の書式は第 9、10 図と同じである。この図では色の寒暖で渦の方向を示しており、色が濃いほど渦が強いことを示す。全体的に低解像度（下図）の方が渦度が大きい領域が多いが、解像度不足により、一様化されている状態に見て取れる。渦構造が形成される磁気圏界面に注目してみると、高解像度（上図）における  $t=12, 16$  時間でそれぞれ寒暖が混じり合った渦構造がきれいに見ることができる。



第9 図： 土星磁気圏の赤道面 ( $xy$  平面) における磁場強度

上図が今回のシミュレーション結果、下図が従来の解像度での結果を示す。初期条件、境界条件などは等しく、格子間隔のみが異なる。



第 10 図： 土星磁気圏の赤道面 ( $xy$  平面) におけるプラズマ温度、流れ。

上図が今回のシミュレーション結果、下図が従来の解像度での結果を示す。磁気圏内でプラズマ対流が激しく動いていることがわかる。



現在観測では、 $-y$  方向における磁気圏界面でのみ渦構造が見つまっている 7)。前述のように磁気圏構造は IMF の向きにより大きく形を変え、IMF は時間とともにその向きと強度を変える。そのため観測では、ある太陽風入力での全体的な磁気圏の様子はわからず、探査機がいる“その場”の情報だけである。一方、計算機シミュレーションではある太陽風条件下での 3 次元磁気圏構造がわかるため、今回再現された新しい  $+y$  方向における渦構造も観測に先立った結果である可能性がある。

## 5. まとめと今後の展望

本研究では、東京大学 HA8000 1024 コアを利用し、土星磁気圏高精度グローバルシミュレーションを行った。シミュレーションには昨年度のプロジェクトで HA8000 に最適化された電磁流体力学コードを利用することで、長時間の時間発展を計算しなければならない磁気圏シミュレーションが可能となった。それに伴いシミュレーションデータも膨大な量になったが、分散書き出し、高速ネットワークで繋がれた分散ストレージを利用することで対応できた。

シミュレーション結果では、従来の低解像度の結果とは異なり、渦の生成が早い、今まで現れなかった場所に生成されるなど大きな違いが現れた。今回の結果は、土星磁気圏の観測結果ではまだ観測されていない渦構造を示すもので、これから観測されることが期待される。この渦構造は地球磁気圏にも見られるが、磁気圏内への未解明のエネルギー流入過程と考えられている。また、そのエネルギー、プラズマの流れが衛星など宇宙空間での活動へ悪影響を与えることも考えられ、その物理の理解は重要である。

今回のシミュレーションでは惑星間磁場 (IMF) を北向きに限定して行った。地球を含めたシミュレーションにおいて南向き IMF (地球では北向きに相当) において、渦構造が形成されるシミュレーションは未だにない。その理由としてシミュレーションコードの問題、解像度不足など様々な原因が挙げられている。現在、本高精細惑星磁気圏 MHD コードを利用して、南向き IMF でのシミュレーションを行っており、その問題に対して、一つの解答が期待される。

## 参 考 文 献

- [1] Margaret G. Kivelson, Christopher T. Russell 編 『Introduction to space physics』, Cambridge University Press, 1995.
- [2] Ogino, T., R. J. Walker, and M. G. Kivelson, A global magnetohydrodynamic simulation of the Jovian magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 103, 225, 1998.
- [3] Fukazawa, K., T. Ogino, and R. J. Walker, “Dynamics of the Jovian magnetosphere for northward interplanetary magnetic field (IMF)”, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi:10.1029/2004GL021392, 2005.
- [4] Fukazawa, K., T. Ogino, and R. J. Walker, “The Configuration and Dynamics of the Jovian Magnetosphere”, *J. Geophys. Res.*, 111, A10207, 2006.
- [5] Fukazawa, K., T. Ogino, and R. J. Walker, “Magnetospheric Convection at Saturn as a Function of IMF  $B_z$ ”, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L01105, 2007a.
- [6] Fukazawa, K., T. Ogino, and R. J. Walker, “Vortex-associated reconnection for

northward IMF in the Kronian magnetosphere”, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L23201, 2007b.

- [7] Khurana, K. K., M. G. Kivelson, V. M. Vasyliunas, N. Krupp, J. Woch, A. Lagg, B. H. Mauk and W. S. Kurth, The Configuration of Jupiter’s Magnetosphere, In: Bagenal, F., T. Dowling and W. McKinnon (Ed.), *Jupiter*, Cambridge University Press, New York, 2004.
- [8] 深沢圭一郎、梅田隆之、荻野瀧樹、高効率並列電磁流体コードによる HA8000 クラスタシステムの性能評価、2010 年ハイパフォーマンスコンピューティングと計算科学シンポジウム論文集、133-140、2010.
- [9] R. O. Dendy, 『Plasma Dynamics』, Oxford University Press, 1990.
- [10] Ogino, T., R. J. Walker, M. Ashour-Abdalla, A global magnetohydrodynamic simulation of the magnetopause when the interplanetary magnetic field is northward, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 20, 817-828, 1992.
- [11] Walker, R. J., K. Fukazawa, T. Ogino, D. Morozof, A Simulation Study of Kelvin-Helmholtz Waves at Saturn’s Magnetopause, revised, *J. Geophys. Res.*, 2010.