

太陽圏内へ侵入する銀河宇宙線の軌道解析

吉田 光太郎^{*1,†} · 下川 啓介^{*1} · 松清 修一^{*2,3} · 鷲見 治一^{*3} · 羽田 亨^{*2,3}

(令和2年5月13日 受理, 令和2年5月27日 掲載決定)

Trajectory analysis of galactic cosmic rays injected into the heliosphere

Kotaro YOSHIDA, Kesuke SHIMOKAWA, Shuichi MATSUKIYO,
Haruichi WASHIMI and Tohru HADA

[†]E-mail of corresponding author: yoshida@esst.kyushu-u.ac.jp

Galactic cosmic rays (GCRs) (10GeV~100TeV) are observed on Earth, and their intensity has an energy dependent anisotropy of the order of 0.01~0.1%. According to the Parker model, this anisotropy may arise from their interaction (diffusion and convection) with the heliosphere. However, this model is not able to explain the characteristics of individual particle trajectories. In order to understand the invasion process of GCRs in the level of particle trajectory, we performed three-dimensional relativistic test particle simulations in the heliosphere reproduced by the MHD simulation assuming time stationarity. In this paper, we discuss trajectories of the GCRs (protons) with energies of ~10GeV and ~1TeV. Our results indicate that characteristics of particle trajectories change depending on the relative scales between particle gyroradii and heliospheric magnetic structures.

Key words: *galactic cosmic rays, Heliosphere,*

1. 緒 言

宇宙線は非熱的で高エネルギーの荷電粒子であり、そのエネルギー分布はべき乗則に従う^[1]。その中でも超新星爆発などを加速源として生成され、太陽圏内へ侵入し地球に到来する銀河宇宙線（以後、宇宙線と称す）は、 $10^9 \sim 10^{15.5}$ eVのエネルギースペクトルを有している。太陽圏は、太陽を源とする超音速太陽風と星間風との相互作用によって形成される太陽風と太陽風磁場の勢力圏である。また、ヘリオポーズと呼ばれる接触不連続面で星間空間と隔てられ、内側には終端衝撃波を有している。また外側の星間空間にバウショックが形成されている可能性がある。太陽風は無衝突プラズマであり電気伝導度が高く、太陽風磁場はプラズマに凍結され、太陽風プラズマと共に放射状に引きずられる。そのため太陽風磁場はラジアル磁場 B_r を持ち、極性が北向きのダイポール磁場の場合、北半球で外向

き、南半球で内向きとなる。加えて太陽の自転の影響により、太陽風磁場は惑星間空間でトロイダル磁場 B_ϕ を形成するため、太陽風磁場は惑星間空間でスパイラル磁場となる。その向きは北向きの極性の場合、北半球では自転の向きと逆方向、南半球では順方向になる。太陽から1AUの地点（地球）で $B_r \sim B_\phi$ となり、これらには $B_r \sim r^{-2}$, $B_\phi \sim V_r^{-1} r^{-1}$ の依存性がある^[2]。そのため、 $r \gg 1$ AUの空間では B_ϕ が惑星間空間の磁場を支配している。ここで V_r は太陽風速度のラジアル成分、 r は太陽からの距離である。（Fig. 1 参照）

約50GeV (1GeV=10⁹eV) 以下の宇宙線は太陽モジュレーションの影響を大きく受ける^[3]。太陽モジュレーションとは太陽活動に依存した太陽風磁場の揺らぎにより、宇宙線のエネルギースペクトルが変化することである。荷電粒子である宇宙線は平均的な磁場の周りを螺旋運動するとともに、磁場の揺らぎ（波動）により散乱される。太陽圏において揺らぎの空間スケールの最長は数百AU超にもおよぶと考えられており^[4]、様々なエネルギーの宇宙線を共鳴的に散乱する。結果

*1 大気海洋環境システム学専攻修士課程

*2 環境理工学部門

*3 国際宇宙天気科学・教育センター

として観測される宇宙線の到来方向には、弱いながらも有限の異方性が生じる。実際に、7TeV (1TeV=10¹²eV)、20TeVの宇宙線に対する異方性の存在が示されており、宇宙線の相対強度が太陽圏前面(尾部)で0.1%の減少(増加)があることが報告されている^{[5],[6]}。宇宙線の輸送過程は、主にE.N.Parkerが提唱した移流・拡散モデル^[7]を用いて議論されてきた。太陽風による移流効果と、ピッチ角散乱により生じる拡散効果を陽に考慮して、地球(周辺)で観測される宇宙線フラックスを推定する方法である。この方法では、粒子挙動の特徴を輸送係数に含めることで観測可能な統計量を容易に得ることができ一方、粒子軌道の詳細には踏み込めない。我々は、宇宙線粒子が複雑な太陽圏のどこから圏内に侵入し、どのような経路をたどって地球にまで到達するのか、粒子軌道レベルで宇宙線侵入過程の詳細に迫りたい。ゆえに、これらを明らかにするためには、移流・拡散モデルとは異なる新しいアプローチが必要とされる。

本研究では太陽系外から伝播してくる10GeV~1TeVのエネルギーの宇宙線に着目する。それらの侵入・輸送過程を粒子軌道レベルで明らかにすることを目的とし、磁気流体計算とテスト粒子計算という二つの数値実験手法を組み合わせた解析を行った。これまで、同様の手法を用いた宇宙線の軌道解析に関する報告はほとんどなく、筆者たちの知る限りではLopez-Barqueroら^[8]によって行われたものが唯一である。しかし、彼らは1TeV以上の宇宙線を対象としており、太陽モジュレーションの影響を受けやすいエネルギー範囲の宇宙線の軌道追跡は行われていない。本稿では、およそ10GeVおよび1TeVの宇宙線に対してテスト粒子計算を行い、エネルギーに応じた特徴的な運動を明らかにする。

太陽圏の電磁場構造には驚見ら^[9]が行った三次元磁気流体計算から得られた結果を使用する。この計算は定常太陽風を仮定し、荷電交換の影響を含んでいる。星間風は水素を主成分とする弱電離プラズマであるため、中性水素は太陽風磁場の影響を受けることなく太陽圏内部に侵入する。侵入した中性水素は紫外光や太陽風プラズマとの荷電交換により電離し、太陽風プラズマの一部となる(これをピックアップイオンと呼ぶ)。以下、第2章では本研究で用いた数値実験手法について、第3章ではテスト粒子計算から得られたエネルギーに応じた粒子軌道、特徴的な運動について、そして第4章で結言を述べる。

2. モデル・計算手法

2.1 磁気流体モデル

太陽の磁気モーメントは北向きと仮定し、モデルの

簡略化のため、荷電交換については星間空間起源の中性水素と太陽風プロトンの影響のみ考慮し、それにより生成される高速高温原子については無視している。

2.1.1 基礎方程式

モデルの方程式は次のように書かれる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = Q_N(i, j) \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = Q_M(i, j) \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{V} \cdot \left(U + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{\mathbf{B}(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})}{4\pi} \right] = Q_E(i, j) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (4)$$

上式はそれぞれ質量、運動量、エネルギー保存、および磁場の誘導方程式であり、 ρ , \mathbf{V} , \mathbf{B} , p , そして U はそれぞれプラズマの質量密度、速度、磁場、圧力、そしてエネルギー密度である。 $Q_N(i, j)$, $Q_M(i, j)$, $Q_E(i, j)$ は、太陽風プロトン (i) と星間空間起源の水素 (j) の荷電交換によるプラズマの生成・消滅を考慮した因子である。 p , U は温度 T とボルツマン定数 k_B 、比熱比 γ を用いて次のように表される。

$$p = \rho k_B T \quad (5)$$

$$U = \frac{\rho V^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{8\pi} \quad (6)$$

座標系は太陽を原点とした太陽静止系である (Fig. 1)。x軸は赤道面上にあり、星間風の風下方向を正方向とする。太陽の自転軸北向きをz軸の正方向、そしてy軸は右手系に従うように設置する。本研究では、太陽の自転軸と磁軸のずれについても考慮しない。内側境界は太陽中心から半径50AU、外側境界は900AUである。動径方向のグリッド幅は、内側境界から130AUの間で0.2 AU、130AUから外側境界の間では距離とともに指数関数的に増加する。

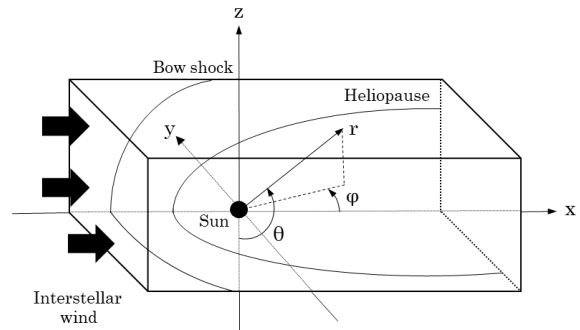


Fig. 1 Coordinate system used for MHD and test particle simulation.

2.1.2 境界条件

磁気流体計算に使用したパラメータをTable 1 に示す。

太陽風の速度 V 、数密度 N 、温度を1AUで400km/s、5.0/cc、 1×10^5 K、磁場強度 $|B|$ は35 μ Gとしている。上述したように磁場のラジアル成分には r^{-2} の依存性、トロイダル成分には $V_r^{-1}r^{-1}$ の依存性がある。これらの依存性のもと、1AU地点でのパラメータが内側境界まで拡大しているとみなし、内側境界でのパラメータが定まる。外側境界に対しては、星間風の標準的なパラメータを用いる。星間風の密度、速度、温度はそれぞれ0.1/cc、23km/s、6300Kである。また、星間磁場は3 μ Gである。計算は、これらの境界条件を固定したうえでほぼ定常状態に至るまで十分長時間行った。

Table 1 Simulation parameters

	Interstellar wind	Solar wind (at 1AU)
$ B $ (μ G)	3	35
$ V $ (km/s)	23	400
N (/cc)	0.1	5
T (K)	6,300	100,000

Fig. 2 に $y=0$ (子午面上) での太陽圏磁場構造の空間分布を示す。(a) は磁場強度 B 、(b) は磁場の y 方向成分 B_y である。磁場の値は星間空間の磁場強度 $B_{IS} = 3\mu$ G で規格化している。中心の白抜きの円は半径50AUであり、計算領域外である。

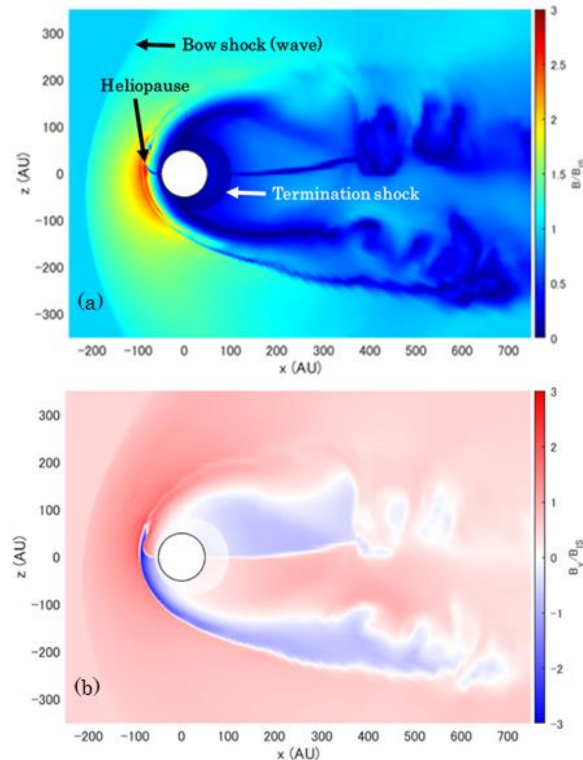


Fig. 2 Heliospheric structures of (a) magnetic field strength B , (b) y -component of magnetic field

Fig. 2 (a) より太陽圏の特徴的な構造である終端衝撃波、ヘリオポーズ、そしてバウショックが再現されていることが確認できる。なお、ヘリオポーズは Fig. 3 で表されるような境界面である。磁場強度の最大はヘリオポーズ前面で星間空間の磁場強度のおよそ3倍である。また、赤道面や極域には、それぞれ磁気中性面、磁気中性線が形成されている。これらは尾部の方へたなびいており、乱流的な構造をしている。そしてFig. 2 (b) より、太陽圏内の惑星間空間で磁場がトロイダル成分を持つことが確認される。北半球 ($z > 0$)、 $x > 0$ の領域で B_y は負の成分、 $x < 0$ の領域では正の成分を有しており、仮定した北向きの極性に一致する。

荷電粒子は基本的に磁力線に沿って螺旋運動をするため、宇宙線の軌道を理解するには太陽圏の磁力線構造を知る必要がある。そこでシミュレーション空間中の任意の点を通る磁力線をトレースし、基本的な磁力線の構造を調べた。Fig. 3 に磁力線の3次元構造を示す。磁力線のカラーは磁場強度を表す。

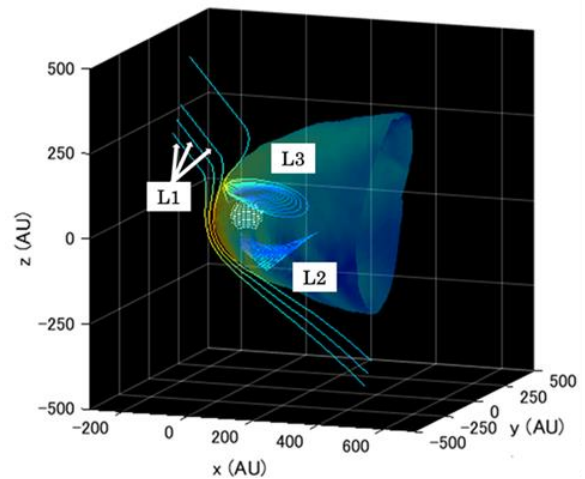


Fig. 3 Magnetic field line structures of heliosphere.

- L1 : Draping interstellar magnetic field
- L2 : Spiral solar wind magnetic field
- L3 : L1 connected to L2

太陽圏とその近傍の磁力線構造は大きく3つのタイプに分けられる。(1) 星間空間起源のドレイブ磁場(L1)、(2) 太陽起源のスパイラル磁場(L2)、(3) L1とL2がヘリオポーズ近傍で繋がった磁場(L3)である。L1は星間風と共に太陽圏まで運ばれてくる。ヘリオポーズ前面で圧縮され、磁場強度は上昇し、太陽圏を迂回して尾部へと流れていく。L2は太陽風のスパイラル磁場であり、星間風の流の影響で尾部へたなびいている。

これらの数値計算から得られた磁場・速度場のデータを使用して太陽圏の電場構造を決定する。電場の計算にはオームの法則を用い、式は次のように書かれる。

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

2.2 テスト粒子計算

テスト粒子計算では磁気流体計算で得られた定常な電磁場 \mathbf{E}, \mathbf{B} のもと、荷電粒子の運動を追跡する。波動による散乱の効果は考慮しておらず、荷電粒子の運動による電磁場への反作用も無視している。荷電粒子は以下の運動方程式に従う。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} \quad (10)$$

$$\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$$

m, q, c, γ はそれぞれ荷電粒子の静止質量、電荷、光速、そしてローレンツ因子である。 $\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{p}$ は位置、速度、運動量の3次元ベクトルである。ここで荷電粒子は宇宙線の主成分であるプロトンを想定している。粒子の初期位置は、シート状 ($x = -250\text{AU}, -200\text{AU} \leq y \leq 375\text{AU}, -200\text{AU} \leq z \leq 375\text{AU}$) に一様に配置し、粒子数は500,000個である。初期のローレンツ因子は $\gamma = 10, 1000$ とし、これらはおよそ10GeV、1TeVの陽子に相当する。初期速度分布をシェル分布で与え、星間空間磁場の磁力線の向きに対してランダムな方向に打ち出し、磁気流体計算の内側境界に到達した粒子の軌道について議論する。なお、荷電粒子の運動方程式は、プラズマ粒子シミュレーションにおける標準アルゴリズムであるBuneman-Boris法^[10]によって解かれる。さらに、粒子の位置における電磁場は、グリッド上に定義されている電磁場により補間される。この補間には、2次のスプライン法を採用する^[10]

3. 計算結果・考察

3.1 $\gamma = 10$ (~10 GeV)

$\gamma = 10$ の粒子はピッチ角が 90° の場合、星間空間でおよそ0.7AUのジャイロ半径を有しており、太陽圏の空間スケールに比べて極めて小さい。そのため太陽圏内に侵入した粒子は、太陽圏スケールよりも微小スケールの局所的な電磁場の揺らぎの影響を受ける。その結果、 $\gamma = 10$ の粒子には様々な運動パターンがあることが確認された。

3.1.1 太陽圏・磁気中性面・終端衝撃波内への侵入

Fig. 4 (a) におよそ25日で内側境界に到達した粒子の軌道を示す。星間空間から打ち出された粒子は、L1型の磁力線に沿って運動して2日経過後、ヘリオポーズ前面から太陽圏内へ侵入する。その時 Fig. 4 (b) に示すように、粒子の感じる磁場強度 B の勾配は、最大と

なっている。侵入後、ヘリオポーズに沿って運動する粒子が感じる B は、5日付近で再び急減し、0 に近づいている。これは粒子が赤道面に形成されている磁気中性面に侵入したためである。磁気中性面上で運動していた粒子の B は、17.5日付近で再び急激な減少がみられる。その時の軌跡を Fig. 4 (c) に示す。Fig. 4 (c) より粒子は、終端衝撃波面下流から上流へ横切っている。終端衝撃波に侵入した粒子は、トロイダル磁場に沿って運動しながら19日には上流域から下流域へ、23日には再度下流域から上流域へ波面を横切り、最終的に内側境界の前面・中緯度帯に到達する。

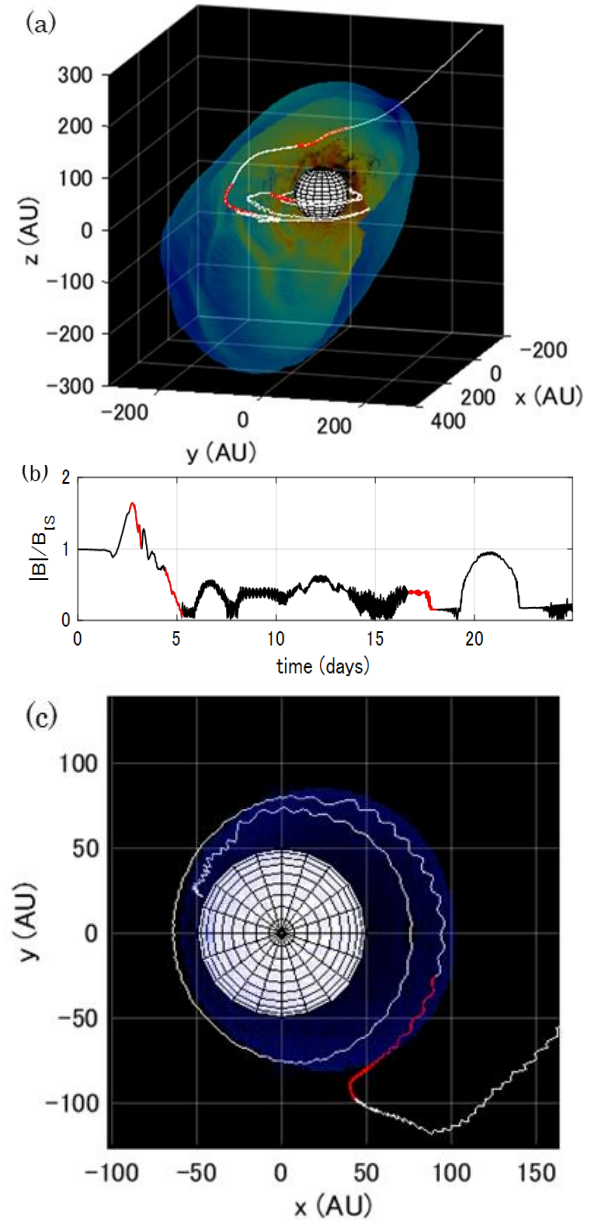


Fig. 4 Trajectory of a particle with $\gamma = 10$. (a) Trajectory in a 3D space. (b) Time variation for magnetic field strength at the particle position. (c) 2D projection of the particle trajectory

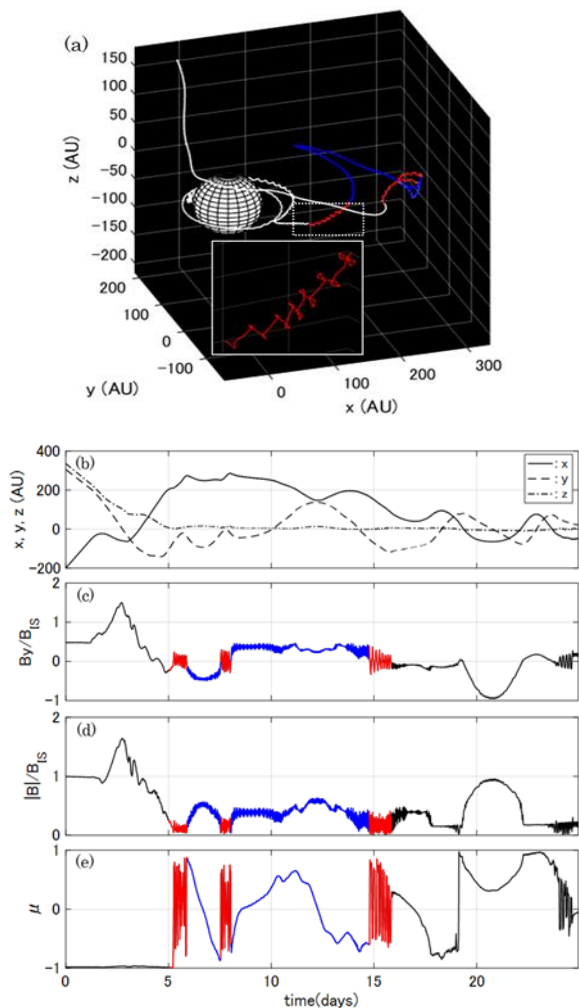


Fig. 5 For the same particle as Fig. 4. (a) Trajectory in a 3D space. Time variation of (b) particle position, (c) B_y , (d) B , (e) pitch angle cosine respectively. Meandering and bounce motions are shown by red and blue lines

3.1.2 バウンス運動・メアンダリング運動

3.1.1の粒子軌道をさらにみていく. Fig. 5 に磁気中性面侵入後5日~16日の間での (a) 粒子軌道、(b) 粒子の位置 x, y, z 、(c) 磁場の y 方向成分 B_y 、(d) 磁場強度 B 、(e) ピッチ角の余弦成分 μ を示す. Fig. 5 (b) より $z = 0$ ではほぼ一定であり、粒子は内側境界に到達するまで磁気中性面上で運動していることが確認できる. 5日~6日 (赤線) の間で、Fig. 5 (c), (d), (e) より $B \sim 0$ であり、その時 B_y と μ は正負の間を激しく往復している. 太陽圏の惑星間磁場は磁気中性面を境に南北半球で極性が反転しているため、その影響が表れている. この時間の粒子は、磁気中性面を何度も通過しながら南北半球でそれぞれの向きの磁場を感じ、その都度ピッチ角の正負が反転しているため、メアンダリング運動をしていると考えられる. 8日、15日付近でも同様に B_y と μ の正負の反転がみられ、Fig. 5 (a) より

実際にメアンダリング運動 (赤線) していることが確認できる. 6~7日 (青線) の間で μ は徐々に変化し、 B の極大時に符号が反転する. その時の粒子はバウンス運動をしており、メアンダリング運動しながら強磁場領域でミラー反射され、進路を変えていることがわかる. 粒子は磁気中性面でこれらの運動を繰り返し、内側境界に近づいていく.

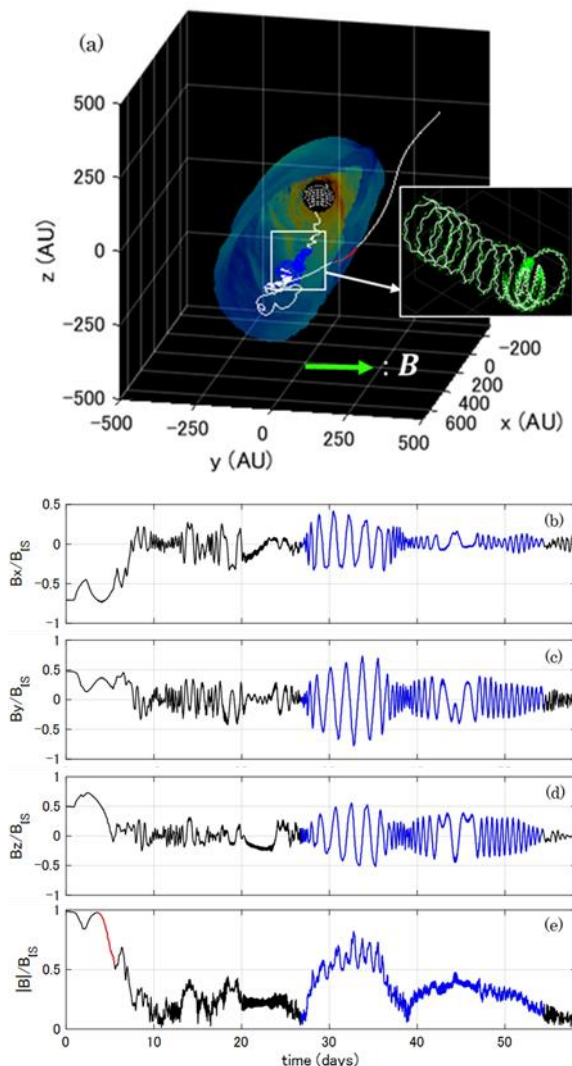


Fig. 6 Trajectory of a particle trapped by a solar wind spiral magnetic field with $\gamma=10$. (a) Trajectory in a 3D space. Time variation of (b) B_x , (c) B_y , (d) B_z (e) B .

3.1.2 スパイラル磁場による捕捉

Fig. 6 におよそ2ヶ月で内側境界に到達した粒子の (a) 軌道及び、(b) B_x 、(c) B_y 、(d) B_z 、(e) B を示す. Fig. 6 (e) より、粒子が打ち出されてから5日後、ヘリオポーズを迂回して、側面から侵入する (赤線). 侵入後、太陽圏尾部へ進んだ粒子は尾部の乱流領域で散乱される. 25日を過ぎると、粒子の感じる磁場は、

周期的に変動している（青線）。この時間帯の磁場ベクトルは Fig. 6 (a) よりスパイラル磁場になっており、粒子はスパイラル磁場にトラップされて運動していることが確認できる。粒子は最終的に、極域の磁気中性線に沿って運動し、内側境界の南極域に到達する。尾部から侵入して、スパイラル磁場に沿って運動するため比較的長時間の伝播になる。

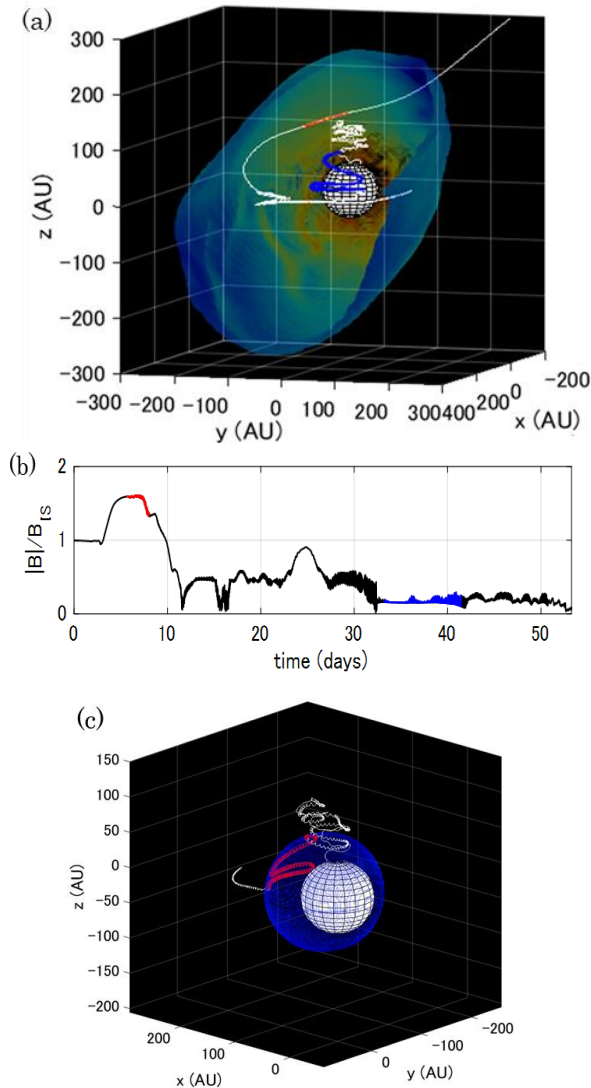


Fig. 7 Particle motion along the termination shock. (a) Trajectory in a 3D space. Time variation of (b) B . (c) Expanded view of 3D particle trajectory

3.1.2 終端衝撃波面に沿った運動

Fig. 7 に(a) 粒子軌道、(b) 磁場強度 B 、(c) 終端衝撃波面での粒子軌道を示す。内側境界に達するまでにおよそ2ヶ月を費やしており、比較的長時間、太陽圏内を伝播している。3.1.1 節で議論した粒子と同様に、およそ1週間で太陽圏前面から侵入した粒子は、ヘリオポーズに沿って運動し、10日間経過後に赤道面の磁気中

性面を通過する。そして、磁気中性面付近でメアンダリング運動・バウンス運動を繰り返し南北半球を往來したのち、Fig. 7 (b) よりおよそ1カ月で終端衝撃波面を通過する。Fig. 7 (c) より終端衝撃波を通過後、衝撃波面に張り付いて極域へ運動している。これは以下のように解釈できる。荷電粒子のジャイロ半径は B に反比例し、衝撃波面上流でのジャイロ半径 ρ_u と下流でのジャイロ半径 ρ_d の関係は $\rho_u > \rho_d$ となる。そのため粒子の旋回中心は、終端衝撃波面上流と下流を往來するたびに極域へ運動する（磁場勾配ドリフト）。それと共におよそ35日、40日前後に強磁場領域でミラー反射される。極域への運動後、スパイラル磁場に捕捉されて終端衝撃波面を脱出するが、再度侵入して内側境界の北極域に到達する。

3.2 $\gamma = 1000$ (~ 1 TeV)

$\gamma = 1000$ の粒子は、星間空間でおおよそ 70AU のジャイロ半径を有す。これは太陽圏の空間スケールと同程度の長さである。そのため太陽圏内に侵入した粒子は、微細な電磁場構造の影響を受けずに大きな空間スケールで運動する。

3.2.1 直線的な入射

Fig. 8 (a) に粒子軌道、(b) に磁場強度 B を示す。内側境界に到達するまでの時間はおおよそ 10 日である。星間空間から打ち出されてから 9 日後、粒子は、ヘリオポーズ前面の電磁場の影響をあまり受けずに侵入する。侵入後も、電磁場の影響を受けずにほぼ直線的に運動して、終端衝撃波を通過し内側境界に到達する。

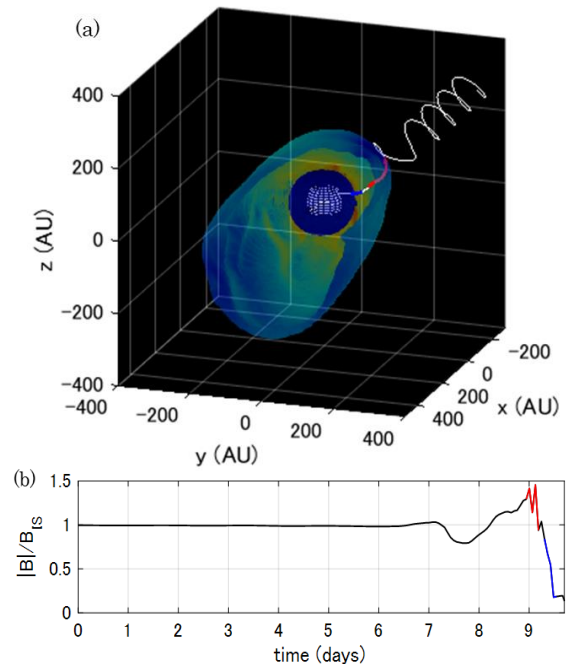


Fig. 8 Trajectory of a particle almost linearly reaching in the inner boundary with $\gamma = 1000$. (a) Particle trajectory in a 3D space, (b) Time variation of B .

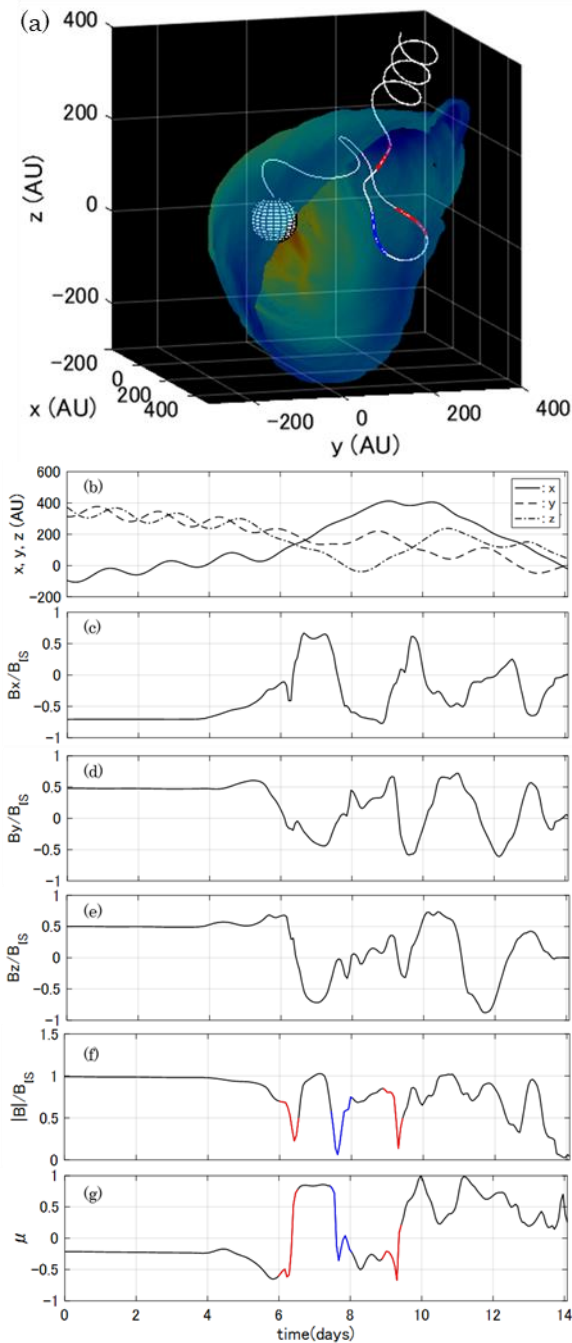


Fig. 9 Trajectory of a particle resonantly scattered by the turbulent magnetic structure with $\gamma=1000$. (a) Trajectory in a 3D space. Time variation of (b) particle position, (c) B_x , (d) B_y , (e) B_z , (f) B , (g) pitch angle cosine

3.2.2 太陽圏構造との共鳴

Fig. 9 に (a) 粒子軌道、(b) 粒子位置、(c) B_x 、(d) B_y 、(e) B_z 、(f) B 、そして (g) ピッチ角余弦成分 μ を示す。粒子は、ヘリオポーズの側面から太陽圏内に侵入する。侵入した粒子は、およそ7日経過後、尾部の磁気中性面を通過する(青線)。その後大きく運動の向きを変え、尾部から反転して太陽に近づき、最終的に内側境

界に到達する。この尾部での反転運動は劇的で、粒子の局所的なジャイロ運動よりも短時間のうちに起こっている。反転が起こっている領域の乱流磁場構造の空間スケールは局所的な粒子のジャイロ半径と同程度である。粒子はこの乱流磁場に共鳴的に応答して短時間のうちにその運動方向を大きく変えている。さらに、反転後の粒子は全く異なる磁力線を感じて運動している。通常想定される拡散の描像とは大きく異なっており、TeVクラスの粒子の挙動を考える際にはこのような挙動を陽に考慮する必要がある。

4 結 言

定常状態の太陽圏の電磁場構造のもと、 $\gamma = 10$ ($\sim 10\text{GeV}$) および 1000 ($\sim 1\text{TeV}$) の銀河宇宙線の太陽圏への侵入、太陽圏内での伝播過程について議論した。本研究で得られた成果は以下の通りである。

1. $\gamma = 10$ ($\sim 10\text{GeV}$) の銀河宇宙線は、星間空間でのジャイロ半径が太陽圏の空間スケールに比べ極めて小さく、太陽圏の微細な電磁場の揺らぎの影響を受ける。その結果、磁気中性面でのメアンダリング運動、ミラー反射によるバウンス運動、惑星間空間のスパイラル磁場による捕捉、終端衝撃波面に沿った極域への運動など多様な運動パターンで太陽圏深くまで伝搬することが明らかとなった。
2. $\gamma = 1000$ (1TeV) の銀河宇宙線は、星間空間でのジャイロ半径が太陽圏の空間スケールと同程度である。太陽圏の影響を受けずに直接内側境界に到達する粒子や、尾部領域で太陽圏構造との共鳴的散乱を受けて、内側境界に到達する粒子の存在が明らかになった。

今後の展望としては以下の事を検討している。まずは、統計解析である。太陽圏内に四方八方から粒子を侵入させ、内側境界に到達した粒子の空間分布、スペクトル分布の推定を行う。また、本研究では定常MHD計算で得られた太陽圏の構造的な電磁場による影響は考慮したが、太陽活動により駆動されるMHD波動の効果は無視した。波動によるピッチ角散乱は、侵入粒子の統計に大きく影響を与えられられるため、統計解析の際はこの影響を取り入れる。さらに、従来の移流・拡散モデルや観測結果との比較を行う。また、今回使用した、太陽圏の電磁場構造は定常状態であり、時間発展を考慮していない。太陽活動の11年周期、22年周期の効果を取り入れてMHDモデルの改良を行う。

参考文献

- [1] V. Verzi: " Cosmic Rays: air showers from low to high energies - Rapporteur Report " PoS 015 (2015).
- [2] Andre Balogh, Louis J. Lanzerotti and Steven T. Suess : " The Heliosphere through the Solar Activity Cycle " Springer (2008).
- [3] M.S. Potgieter : " Solar Modulation of Cosmic Rays " Rev. Solar Phys, 10 (2013), 3.
- [4] R.L.McNutt Jr, et al : " A Fluid Approach to the Heliosphere/VLISM Problem " COSPAR Colloquia Series 11(2001),89.
- [5] R. Abassi, et al : " Measurement of the anisotropy of cosmic ray arrival directions with IceCube " ApJ 718 (2010).
- [6] M. Amenomori, et al. : " Modeling of the high-energy galactic cosmic-ray anisotropy " ASST 6 (2010).
- [7] E.N. Parker : " The passage of energetic charged particles through interplanetary space " Planet Space Sci (1965) Vol.13 p49.
- [8] V. Lopez-Barquero, et al. : " TeV Cosmic-Ray Anisotropy from the Magnetic Field at the Heliospheric Boundary " ApJ 842 (2017).
- [9] H. Washimi, et al. : " MHD modeling of the outer heliospheric structures around the heliopause " ApJ 809 (2015).
- [10] C.K. Birdsall, B.A. Langdon : " Plasma Physics via Computer Simulation " Talor and Francis (2004).