

極光帯に対する季節・太陽フレアの影響

大阪工業大学 情報科学部 ネットワークデザイン学科
N20003 阿部晴斗

2024年2月14日

目次

1	序論	3
1.1	背景	3
1.2	本研究の目的	3
1.3	本論文の構成	3
2	オーロラの発生原理について	4
2.1	オーロラ	4
2.2	磁気圏	4
2.3	太陽風	5
2.4	太陽フレア	5
3	Runge-Kutta 法によるオーロラのシミュレーション	6
3.1	磁場中での荷電粒子の運動	6
3.2	地球の磁場の形状	10
3.2.1	地球の磁場の表現	10
3.2.2	地球の磁場の 3 次元化	12
3.2.3	地球の磁場の傾き	14
3.3	経緯度の計算	16
3.4	地球の季節	18
3.5	プログラムの検証	19
3.5.1	先行研究との比較	19
3.5.2	初期条件の比較	20
3.6	初期条件の検討	21
3.7	共役性	24
3.8	季節変動	26
3.9	太陽フレア	28
4	まとめ	33

1 序論

1.1 背景

歴史上、太陽活動が活発なときは、低緯度地帯でオーロラが観測された事実がある。日本でも、日本書紀などにオーロラと思われる記録が残っている [2]。オーロラは通常高緯度地域で見られるが、太陽フレアが起こり多量の高エネルギー荷電粒子が飛来すると低緯度地域でも見られるようになる。

1.2 本研究の目的

Ozturk による研究 [3] は、放射線帯における陽子のバウンス運動とドリフト運動を再現した。この研究は地球に到達する荷電粒子があることは確かめていないが、プログラムを確認するのに用いた。

本研究は、オーロラがどの緯度で見られるかを調べるため、太陽から打ち出された荷電粒子の、地球磁場による軌跡をシミュレーションした。粒子は、磁場から Lorentz 力のみを受けるものとして、運動方程式を Runge-Kutta 法で解いた。

シミュレーションにより

- 荷電粒子の多くが、地球磁場で散乱され、地球に到達しないこと
- 地球に到達しても高緯度地域に限られること
- 南北両半球で見られる共役性があること
- 季節変動
- 太陽フレアの影響

などを明らかにする。

1.3 本論文の構成

第2章はオーロラの発生原理について解説した。第3章はシミュレーション手法とその結果について記述した。

2 オーロラの発生原理について

本章ではオーロラに関連する基本的知識をまとめる。尚、文献 [2][3][4] を参照している。

2.1 オーロラ

地球の極域周辺では、空に光の帯が出現し、波打ちながら光り輝く、オーロラが観測される。オーロラは太陽からの荷電粒子と地球磁場の相互作用により発生する。太陽から放出された荷電粒子が、宇宙空間を渡り、その一部は地球に向かう。地球に近づくと、地球磁場により多くの粒子は散乱する。一部の粒子は磁力線に沿って、地球の高緯度地帯へと入り込む。地球に降り注いだ粒子は、地表から 100km から 500km の上空で、大気と衝突し発光する。一般的に、これらの粒子は電子である。目で見える明るさのオーロラになるには、 1cm^2 に 1 秒あたり数億個以上の粒子が必要になる。オーロラの出現しやすい領域は極光帯と呼ばれる。昼側では緯度 75 から 77 度付近、夜側では緯度 68 度から 70 度付近でオーロラはよく観測される。オーロラが南北両半球で同時に出現する共役性があることが知られている。太陽活動が活発なときは、低緯度地帯でも見られることが知られている。オーロラは季節によらず発生するが、春分と秋分の時期により発生しやすい。観測するには夜の長い冬が適している。夏の場合は、白夜によって見るのが難しい。

大気が発光する原理は荷電粒子の衝突により、窒素や酸素原子が励起し、安定な状態に戻ろうとして、光エネルギーを放出するためである。そのため、オーロラの色は、荷電粒子のエネルギーと衝突する原子の種類によって決まる。電子の軌道エネルギーは離散的な値をとるため、放出される光は輝線スペクトルの組み合わせでできる色になる。地表から 250km 以上の上空では酸素原子との衝突により赤色の発光が、100 から 250km の高度では酸素原子との衝突により緑色の発光が、80 から 100km のところでは窒素分子との衝突により桃色や紫色の発光が見られる。

2.2 磁気圏

地球は磁場を持っており、地磁気と呼ばれる。地磁気があることで、宇宙空間から降り注ぐ放射線や高エネルギー粒子の侵入の多くが防がれている。ダイナモ理論では地球内部の電流の移動が地磁気発生の原因であると考えられている。地球の磁場は、双極子磁場と呼ばれる形状をしている。詳しくは §3.2 で述べる。実際には、太陽風の影響により、太陽側は押し潰され、反対側は引き伸ばされている。この構造を地球磁気圏と呼ぶ。地磁気の傾きは、地軸の傾きと磁軸の傾きの足し合わせとなる。地軸は公転面に対して 23.4 度傾いている。磁軸はそこからさらに 11 度傾いている。

2.3 太陽風

太陽は、高エネルギー粒子やガス（プラズマ）を放出している。宇宙空間に流れ出したものを太陽風と呼ぶ。太陽風はコロナホール境界部から吹き出す秒速 300km 程度の低速太陽風と、コロナホール内部から吹き出す秒速 700km 程度の高速太陽風に分けられる。高速太陽風は約 2 日で太陽から地球に到達する。太陽風の大部分は陽子である。オーロラの原因となる荷電粒子を地球に運んでいる。太陽風の影響で、磁気圏では磁力線凍結やつなぎ替えが起こっている。

2.4 太陽フレア

太陽フレアは、太陽面の黒点周辺で発生する爆発現象である。太陽大気中のガス（プラズマ）や高エネルギー粒子、大量の放射線が発生する。高エネルギー粒子は光速の 20% から 30% ほどで放出される。黒点では磁場が強く温度が低い。フレアは、太陽黒点の極大期に頻りに発生し、太陽黒点の増減は 11 年の周期で繰り返されている。太陽活動が活発になると、太陽フレアも起きやすくなる。小規模なものだと一年間に一万回程度発生する。大規模なものは数年に一度発生する。フレアが起こると、地球では地磁気嵐が発生し、地磁気が不安定になる。その結果、地球に荷電粒子が侵入が増え、オーロラが観測されやすくなる。

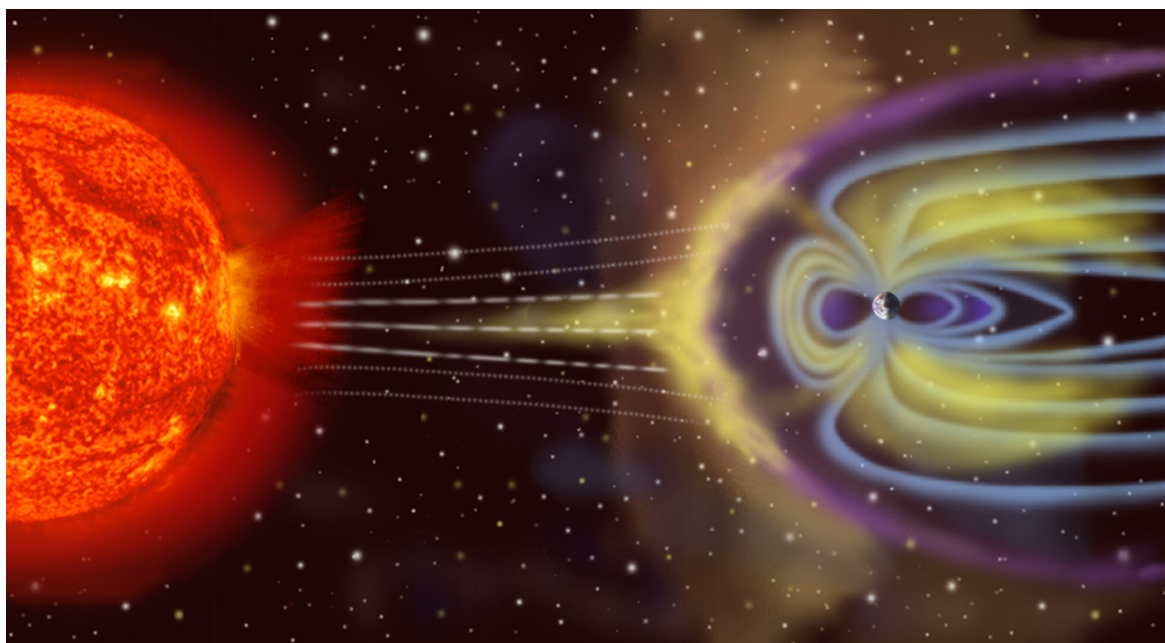


図 1 太陽風と地球磁気圏の相互作用 [1]

3 Runge-Kutta 法によるオーロラのシミュレーション

本章では本研究で行ったシミュレーションに関連する基本的知識と、シミュレーション手法とその結果についてまとめる。

3.1 磁場中での荷電粒子の運動

荷電粒子は磁場 \mathbf{B} のあるところで Lorentz 力 \mathbf{F} を受ける。その大きさと向きは

$$\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.1.1)$$

として表される。ここで、粒子の電荷を e 、速度を \mathbf{v} とする。

したがって荷電粒子の運動は、粒子の質量を m 、位置を \mathbf{x} として、Newton の運動方程式に Lorentz 力を用いることで

$$m \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{x} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.1.2)$$

となる。本研究では (3.1.2) の運動方程式を Runge-Kutta 法で解いた。

プログラムのテストとして、まず一方向に一様な磁場がある場合を試した。この場合、粒子は磁場に垂直な面内で円運動することが知られている。このような運動をサイクロトロン運動と呼ぶ。初期条件を $m = 1.0$, $e = 1.0$, $(x, y, z) = (3.0, 0.0, 0.0)$, $(v_x, v_y, v_z) = (0.0, -3.0, 0.0)$, $(B_x, B_y, B_z) = (0.0, 0.0, 1.0)$ で与えると、図 2 で示した半径 3 のサイクロトロン運動となった。図 2 に $v_z = 1.0$ の条件を足したものが図 3 である。サイクロトロン運動に加えて、磁場に対して水平方向に等速直線運動するらせんを描いた。

円運動の半径を ρ とすれば、向心力と Lorentz 力 \mathbf{F} の関係から、中心方向の運動方程式は

$$m \frac{v^2}{\rho} = e|\mathbf{v} \times \mathbf{B}| \quad (3.1.3)$$

となり、サイクロトロン半径 ρ は

$$\rho = \frac{mv}{eB} \quad (3.1.4)$$

となる。図 2 の初期条件を当てはめると $\rho = 3.0$ となる。シミュレーション結果と等しいので、プログラムが正しいことを確認できた。

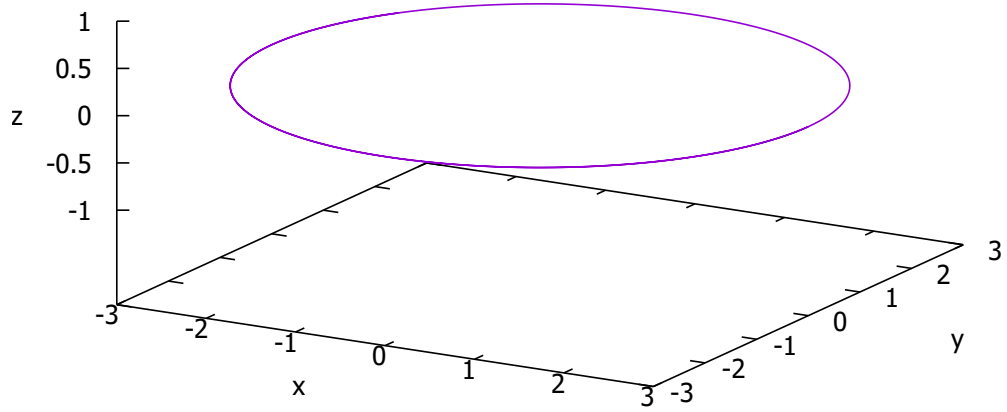


図2 サイクロトロン運動

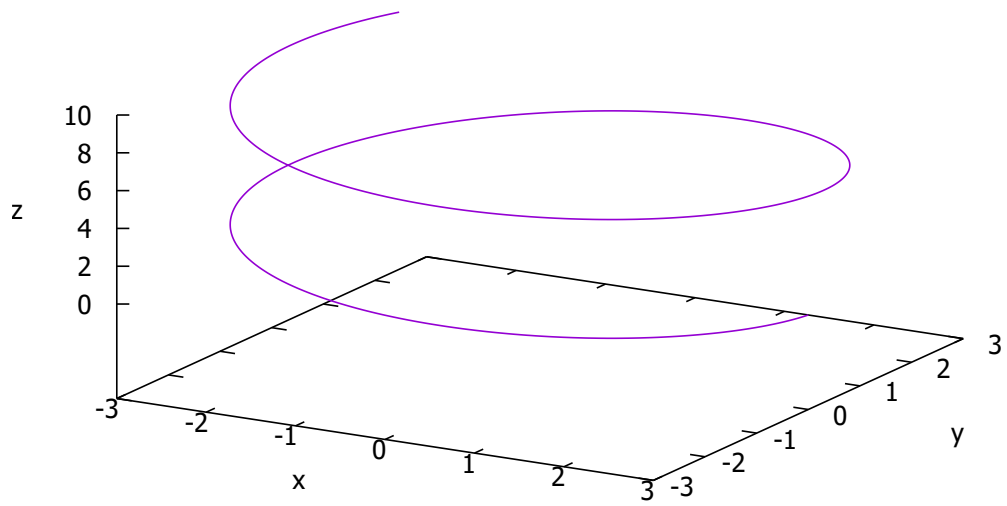


図3 らせん運動

関数 $y(t)$ に対する微分方程式

$$\frac{dy}{dt} = f(t) \quad (3.1.5)$$

の解 $y(t)$ を考えると，初期値 $y(t_0)$ を与え，この式を $t = t_0$ から t まで積分して，

$$y(t) = y(t_0) + \int_{t_0}^t f(t)dt \quad (3.1.6)$$

となる．微分方程式をコンピュータで解くときは，離散化を行う必要がある．図4のように間隔 Δt で差分化し (t_n, y_n) から (t_{n+1}, y_{n+1}) を求めるステップ

$$y_{n+1} = y_n + \Delta t f(t) \quad (3.1.7)$$

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t \quad (3.1.8)$$

を繰り返しながら進む手法を Euler 法と呼ぶ．

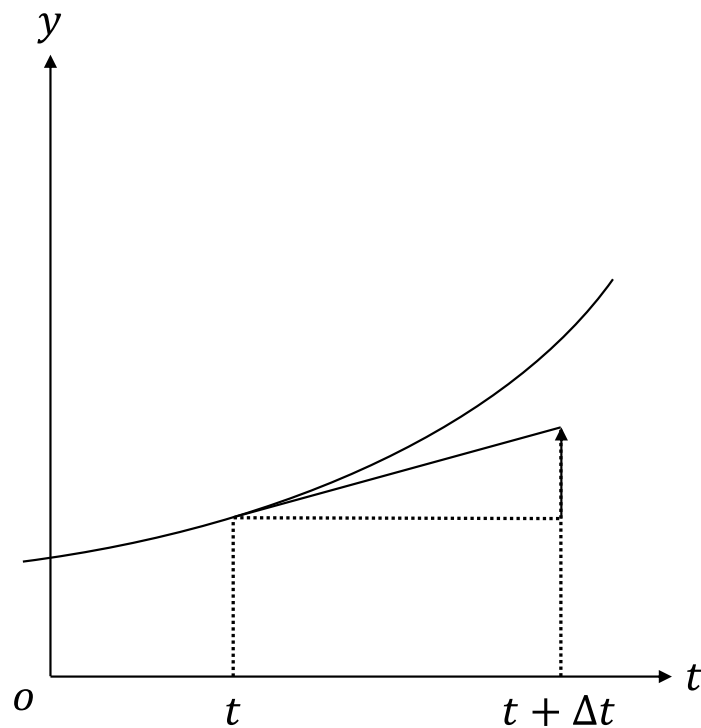


図4 Euler 法

本シミュレーションでの計算には、より精度の高い4次のRunge-Kutta法を使用した。Runge-Kutta法は、Euler法の要領で1ステップ Δt 進むときに、図5のように何回か推測値を出し、その重み付き平均をとる。点 (t_n, y_n) から次の点 (t_{n+1}, y_{n+1}) を求める計算を、次の公式に基づいて行う。

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (3.1.9)$$

ただし

$$k_1 = \Delta t f(t_n, y_n) \quad (3.1.10)$$

$$k_2 = \Delta t f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{1}{2}k_1\right) \quad (3.1.11)$$

$$k_3 = \Delta t f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{1}{2}k_2\right) \quad (3.1.12)$$

$$k_4 = \Delta t f(t_n + \Delta t, y_n + k_3) \quad (3.1.13)$$

高精度な計算を簡単に行えるので、Runge-Kutta法は常微分方程式に対してよく使われている。

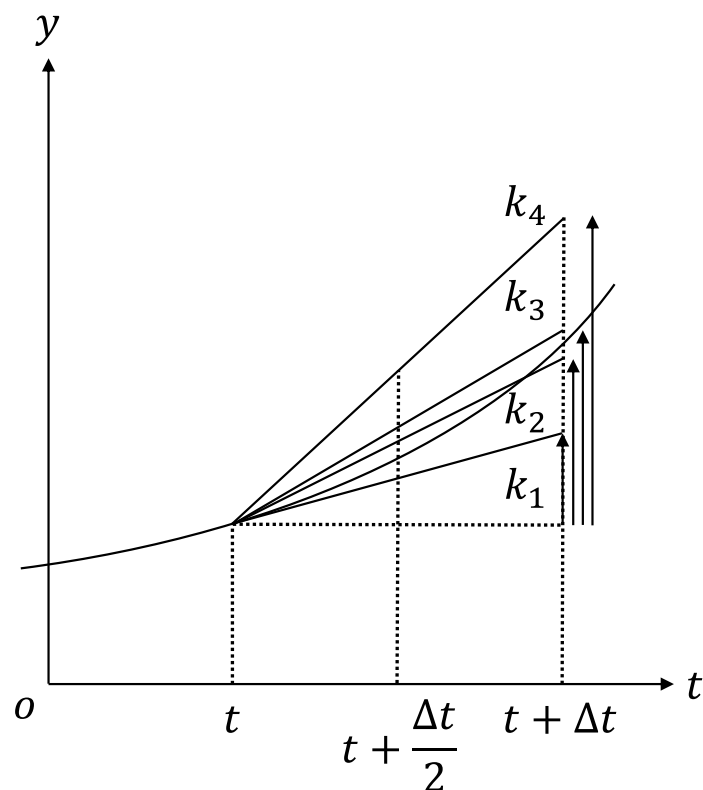


図5 Runge-Kutta法

3.2 地球の磁場の形状

3.2.1 地球の磁場の表現

地球の磁場の形状は文献 [4] によると、以下の式のような双極子形状で与えられる。

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} \sin \theta \quad (3.2.1)$$

$$B_r = \frac{\mu_0 2m}{4\pi r^3} \cos \theta \quad (3.2.2)$$

ここで、透磁率 μ_0 、磁気モーメント m 、地球中心からの動径座標 r 、北極方向からの方位角 θ である。 B_{θ} 、 B_r はそれぞれ磁場ベクトルの方位角方向の成分、動径方向の成分であり、この式は地球の磁軸を含む断面上での磁場を表している。

以下では、磁場を (x, y, z) の直交座標で表現する方法について述べる。まずは、断面上での値の表現は次のように行った。地軸を z 軸とする (x, z) と方位角 θ の対応は図 6 のように考えて

$$r = \sqrt{x^2 + z^2} \quad (3.2.3)$$

$$\sin \theta = \frac{x}{r} \quad (3.2.4)$$

$$\cos \theta = \frac{z}{r} \quad (3.2.5)$$

である。(3.2.1), (3.2.2) 式によって求めた B_{θ} , B_r より B_x , B_z 成分を求めると

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{\theta} \\ B_r \end{pmatrix} \quad (3.2.6)$$

となり、 xz 平面上での磁場の成分が得られる。これを描画すると図 7 になる。

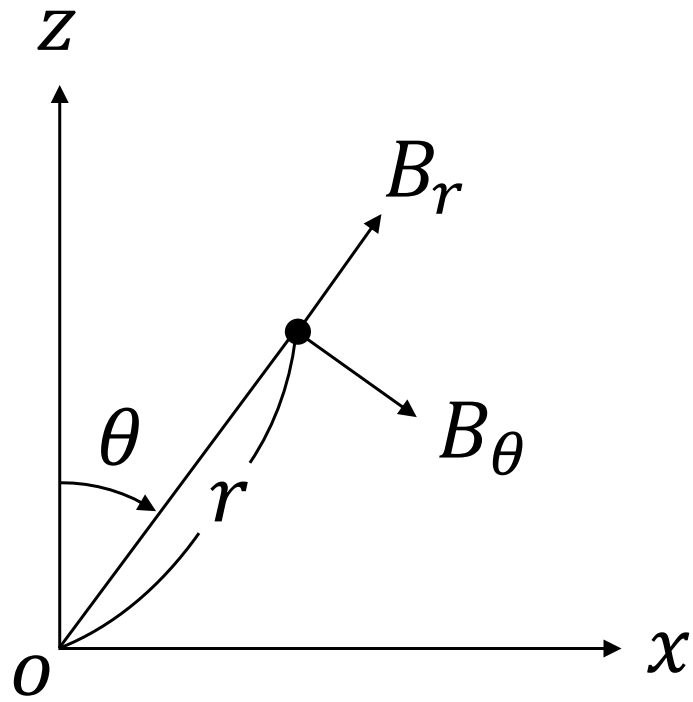


図6 座標変換の対応

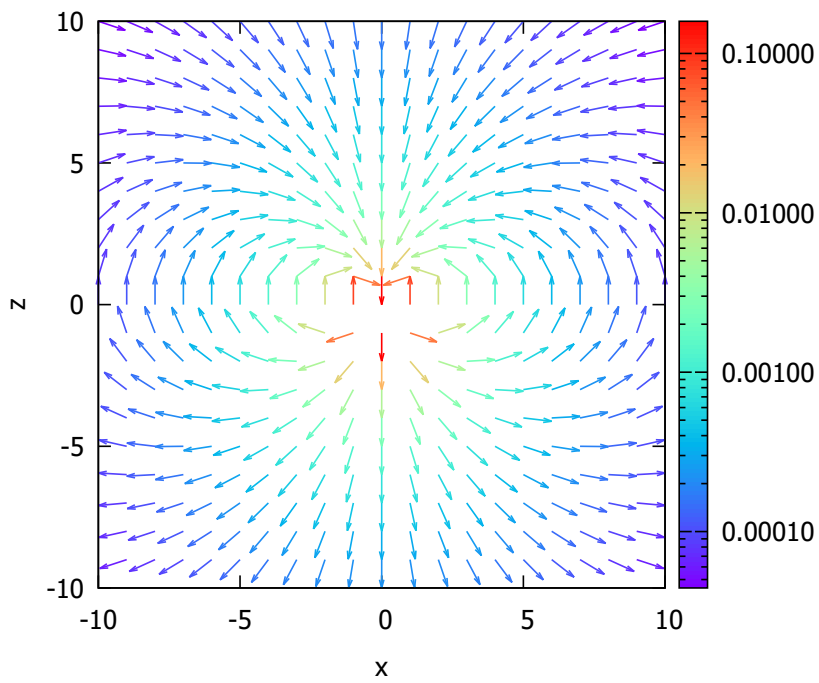


図7 地球の磁場 (2次元). 地球の半径を1としている.

3.2.2 地球の磁場の3次元化

本研究では3次元空間での粒子の運動を考えるため、(3.2.1), (3.2.2) 式を3次元的に表すことが必要になる。磁場の形状を図示するため、また、直交座標系 (x, y, z) で計算するため、極座標表示された (3.2.1), (3.2.2) 式を、まず (3.2.6) 式を用いて xz 座標表示にした。次にそれらを z 軸まわりに回転させ3次元直交座標での対応する値を求める。位置 (x, y, z) を z 軸を中心に回転させて (x, z) 平面上に戻す。図8のように考えて、回転半径を R 、回転角を ϕ とすると

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.2.7)$$

$$\sin \phi = \frac{y}{R} \quad (3.2.8)$$

$$\cos \phi = \frac{x}{R} \quad (3.2.9)$$

と表すことができる。すなわち、 (x, y, z) での磁場の大きさは、 xz 面での (R, z) での値 (B_R, B_z) と同じである。これを z 軸まわりに回転角 ϕ で回転させて、 B_x, B_y 成分を求めると

$$B_x = B_R \cos \theta \quad (3.2.10)$$

$$B_y = B_R \sin \theta \quad (3.2.11)$$

これで点 (x, y, z) での磁場の成分が得られる。これを描画すると図9になる。

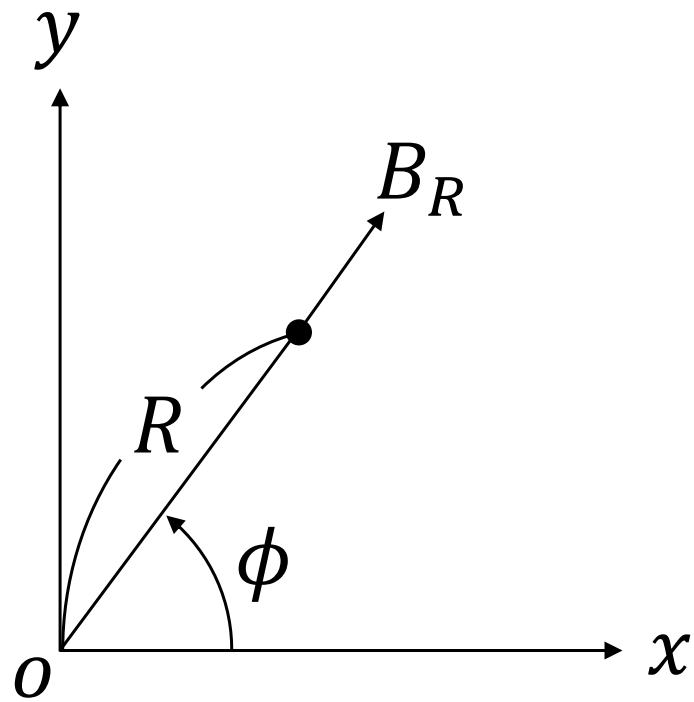


図8 座標変換の対応

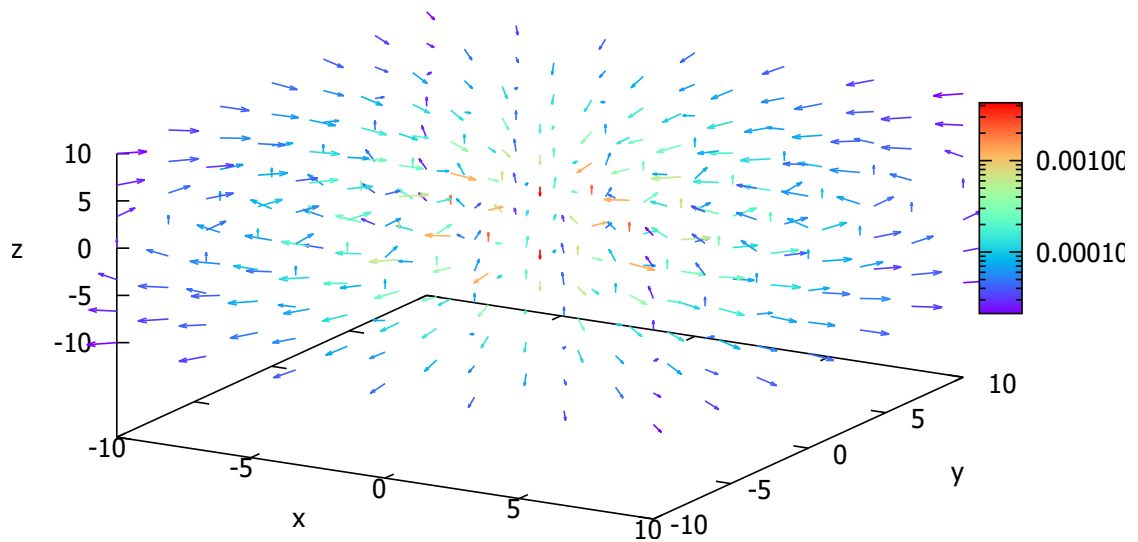


図9 地球の磁場(3次元). 地球の半径を1としている. z 軸方向が地軸.

3.2.3 地球の磁場の傾き

地球の地軸は公転面 xy に垂直な方向 z 軸から 23.4 度傾いている。地球の磁場は地軸を中心とした双極子なので（と想定することにする）、磁軸も傾く。 xz 平面を y 軸中心で時計回りに傾けるには、初めに図 10 のように位置を xz 座標に対して左回転させる。回転させる角度を $\Omega = 23.4^\circ$ とすると

$$\begin{pmatrix} x' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & -\sin \Omega \\ \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} \quad (3.2.12)$$

(x', z') での磁場 (B'_x, B'_z) を求め、最後に、位置と磁場に逆回転行列をかけて、 $x'z'$ 座標に対して右回転させる。

$$\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \sin \Omega \\ -\sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ z' \end{pmatrix} \quad (3.2.13)$$

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \sin \Omega \\ -\sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B'_x \\ B'_z \end{pmatrix} \quad (3.2.14)$$

これで図 11 のように磁場を時計回りに 23.4 度傾けることができた。図 12 は地球の磁場の断面図である。図 13 は、地球の 3 次元での磁場である。

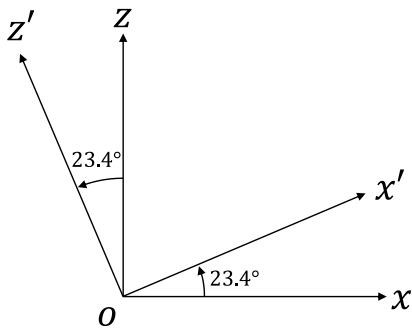


図 10 y 軸を中心とした座標の回転

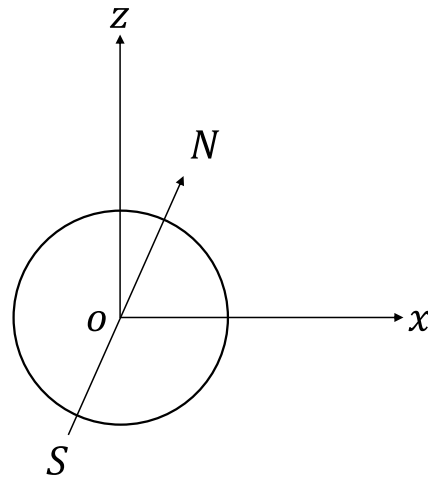


図 11 磁軸の傾き

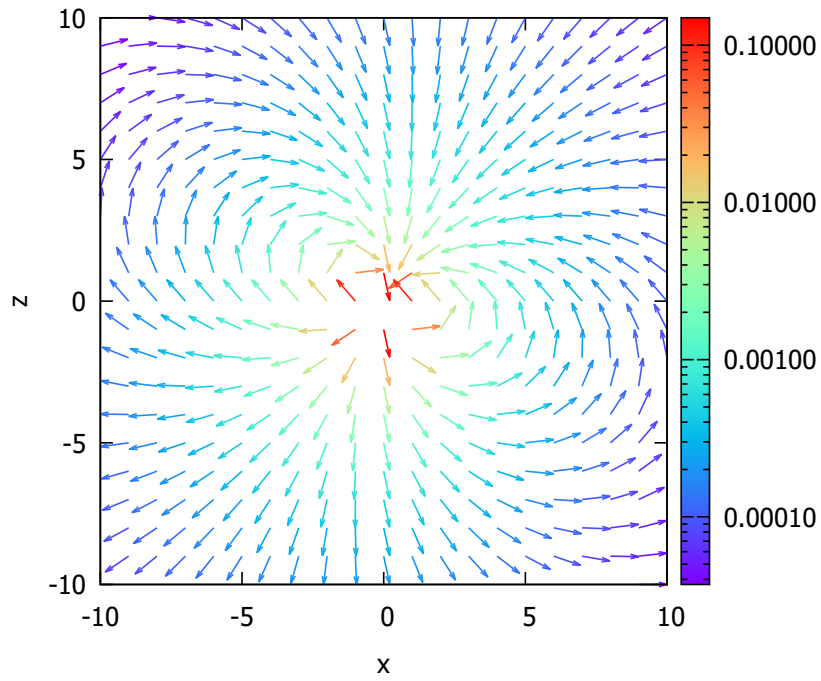


図 12 傾いた地球の磁場 (2 次元). 地球の半径を 1 としている. 地軸は $z = \tan \Omega \cdot x$.

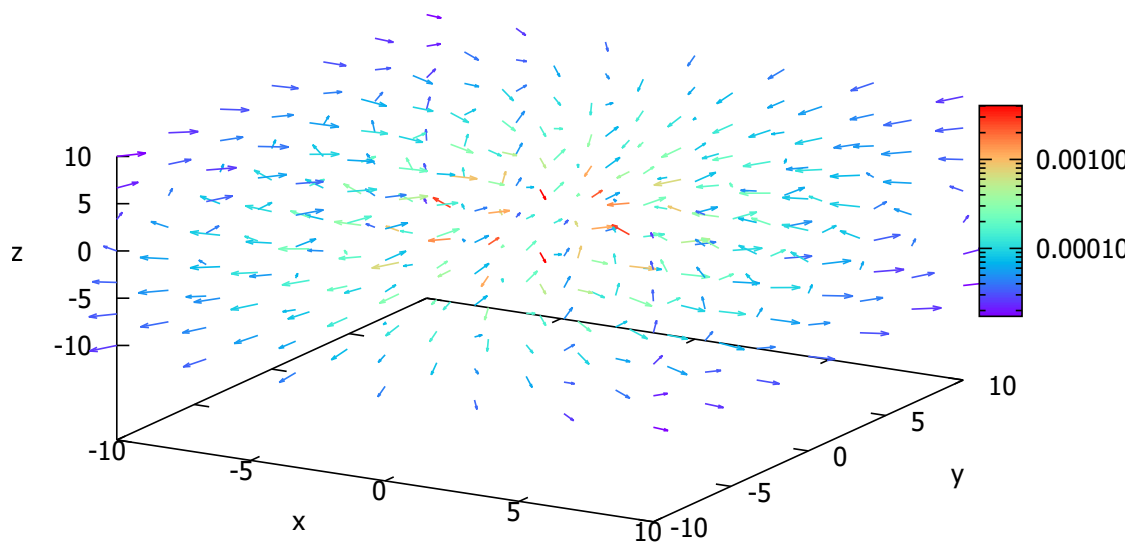


図 13 傾いた地球の磁場 (3 次元). 地球の半径を 1 としている. 地軸は $z = \tan \Omega \cdot x, y = 0$.

3.3 経緯度の計算

二つのベクトルのなす角は、内積を計算することで求められる。図 14 のようにベクトル \mathbf{a}, \mathbf{b} となす角度 θ があつたとき、ベクトルの内積の公式から

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = |\mathbf{a}| |\mathbf{b}| \cos \theta \quad (3.3.1)$$

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}}{|\mathbf{a}| |\mathbf{b}|} = \frac{a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \sqrt{b_1^2 + b_2^2 + b_3^2}} \quad (3.3.2)$$

逆三角関数を用いて

$$\theta = \cos^{-1} \frac{a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \sqrt{b_1^2 + b_2^2 + b_3^2}} \quad (3.3.3)$$

となる。

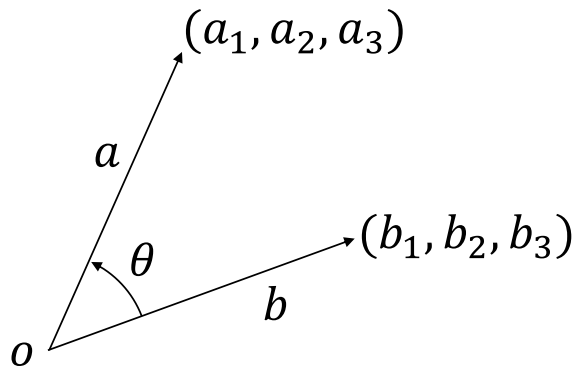


図 14 内積

粒子が到達する緯度を求めるには、求めたい地点と地軸方向の内積を図 15 のように計算する． $\mathbf{a} = (x, y, z)$ を緯度を求めたい地点の位置ベクトル， $\mathbf{b} = (\sin 23.4^\circ, 0, \cos 23.4^\circ)$ を地軸方向のベクトルとする．(3.3.1) の計算をすると緯度が求まる．

経度を求めるには、地軸の傾きを元に戻すのがわかりやすい．図 10 のように y 軸を中心として xz 座標を左回転させる．その後、緯度を求めたい地点の位置ベクトルを $\mathbf{a} = (x', y)$ ，子午線を $\mathbf{b} = (0, 1)$ とすると、図 16 のように $x'z$ 平面での内積を計算することで、経度が求まる．

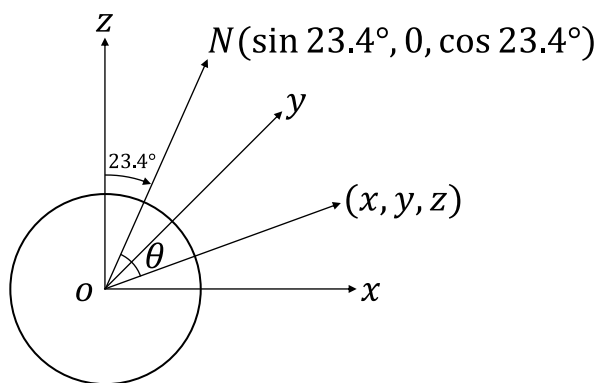


図 15 緯度の計算

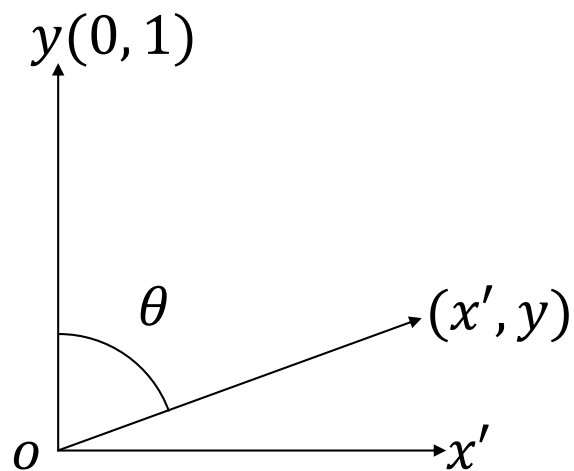


図 16 経度の計算

3.4 地球の季節

地球の自転軸を地軸という。地軸が傾いていることにより、季節が生じる。図 17 の夏に注目すると、北極付近では地軸が回転しても太陽からの光が届いていることがわかる。つまり、夜でも日が沈まない白夜が見られる。反対に、冬に注目すると、北極付近では一日中太陽からの光が届かないことがわかる。つまり、昼でも日が出ない極夜が見られる。公転は、北半球を上にするので、反時計回りなので、夏と冬の間それぞれ季節が合うように春と秋が入る。

シミュレーションでは、公転面を xy 、垂直な方向を z 軸とした。地球の位置を原点 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ とした。公転面 xy に対して太陽光が平行に、地球の半径の 40 倍の位置から入ってくることを仮定した。以下、本研究では北半球を基準に季節を呼ぶことにする。つまり、地球の半径を単位として、冬は $x = -40$ 、夏は $x = 40$ 、春は $y = -40$ 、秋は $y = 40$ の位置から粒子を飛ばすことになる。磁場は原点对称となるので、夏と冬、春と秋が対応している。

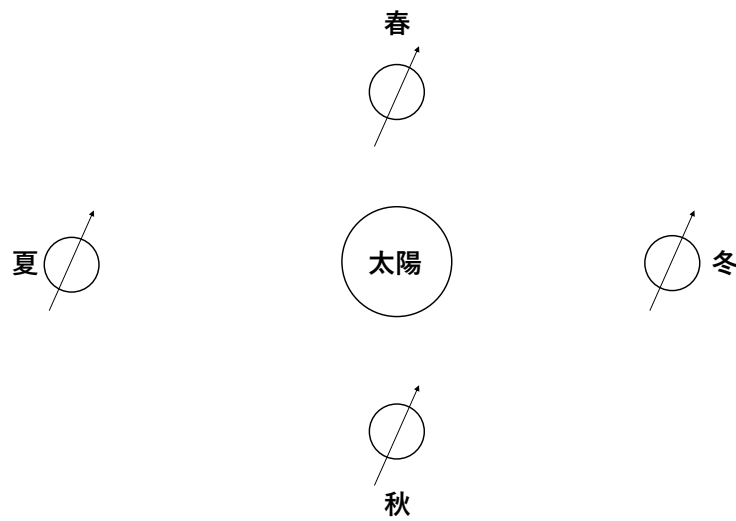


図 17 地球の北半球の季節

3.5 プログラムの検証

3.5.1 先行研究との比較

Ozturk による研究 [3] はオーロラを題材にしたものではないが、地球磁場によって荷電粒子が、バウンス運動とドリフト運動する例を示している。彼の論文には Python のソースコードが付録としてある。このプログラムと自作の C 言語を用いたプログラムを比較することで、プログラムが正しいかを検証した。Python の初期条件は地球半径を単位として $(x, y, z) = (4, 0, 0)$, 10MeV 運動エネルギーを持つ陽子となっていた。これは光速の 10%に近い速度である。また、磁場の傾きは考慮していなかった。自作のプログラムの初期位置と初速度をそろえて、また磁場の傾きをなしとして、Python のシミュレーション結果と比較した。その結果を図 18 に示した。磁場の式が違うので、荷電粒子の軌跡が、C 言語の緑の線と Python の水色の線でズレがあるが、バウンス運動やドリフト運動は同じように再現できている。磁力線に沿って、南北を往復する運動をバウンス運動と呼ぶ。磁力線を横切って、地球のまわりを回転する運動をドリフト運動と呼ぶ。地球磁気圏内には、高エネルギーの電子や陽子が捕らえられる放射線帯があることが知られている。赤道上空 3000km に分布する内帯と、20000km に分布する外帯の 2 重構造になっている。このシミュレーションは外帯での運動を再現したものである。

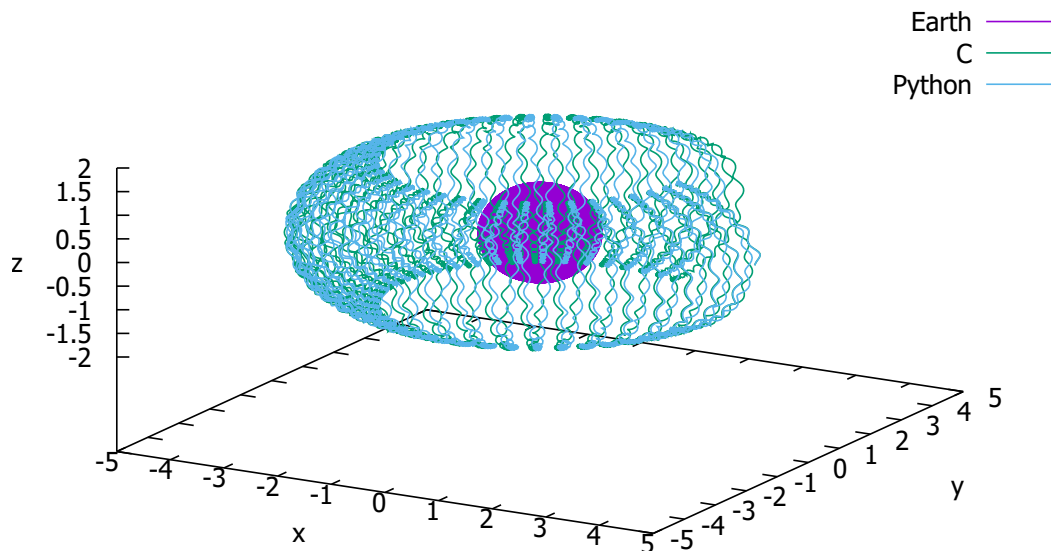


図 18 先行研究のプログラムとの比較

3.5.2 初期条件の比較

図 19 は陽子に地球半径を単位として初期状態 $(x, y, z) = (-40, 0, 0)$, $(v_x, v_y, v_z) = (0.001c, 0, 0)$ で与えた. 図 20 は陽子に初期条件 $(x, y, z) = (-4, 0, 0)$, $(v_x, v_y, v_z) = (0.1c, 0, 0)$ で与えた. 光速の 0.1% は太陽風の 300km/s に相当する. 光速の 10% は §3.5.1 の初速度に相当する. 比較すると, エネルギーが小さいほど, 磁場の影響を受けやすいことがわかる.

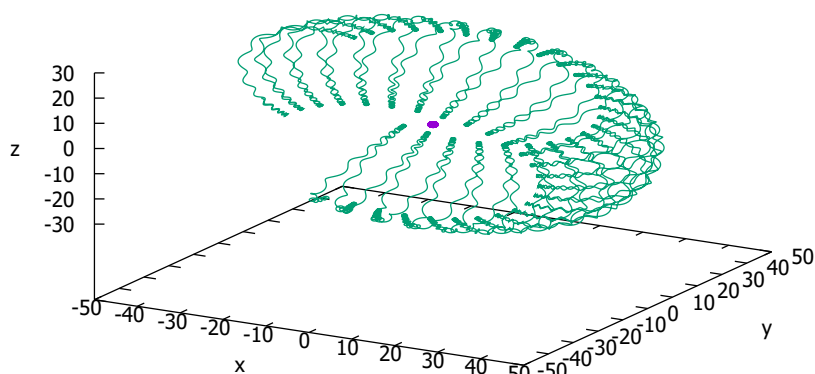


図 19 陽子 光速の 0.1%

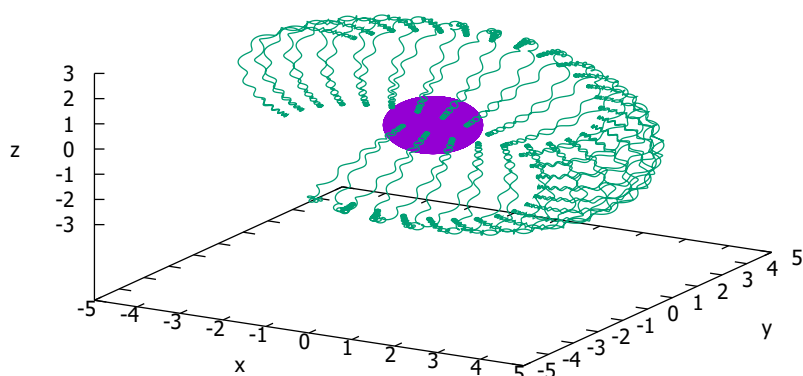


図 20 陽子 光速の 10%

3.6 初期条件の検討

図 21 から図 23 は陽子の速度，図 24 から図 26 は電子の速度を変えたものである．どれも初期位置は地球半径を単位として $x = -40$ ， yz 平面で 10×10 の格子点にある．陽子は速度が上がるほど，磁場の影響を受けずに通り過ぎる粒子が多くなる．電子は質量が小さいため磁場の影響を受けやすいこと，速度が上がるとドリフト運動が速くなることがわかる．また，陽子とは逆向きにドリフト運動が起こることが確認できる．

電子の質量や太陽風のエネルギーだと，刻み幅の設定が難しく，シミュレーションしにくいことがわかったので，本シミュレーションでは光速の 10% の陽子を基準とする．

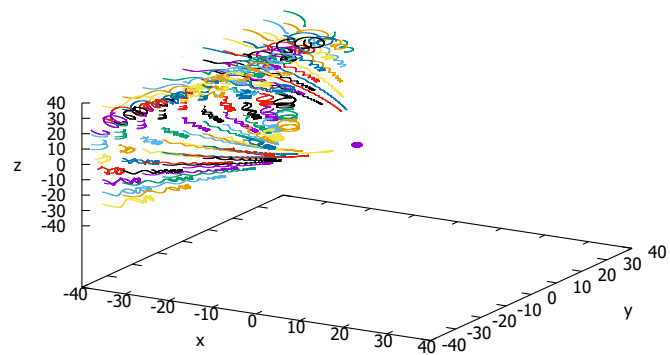


図 21 陽子 光速の 0.1%

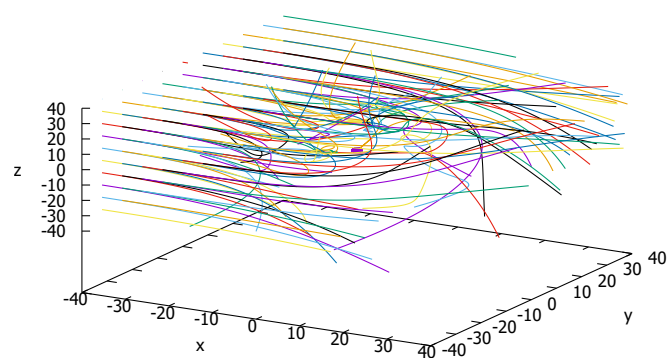


図 22 陽子 光速の 10%

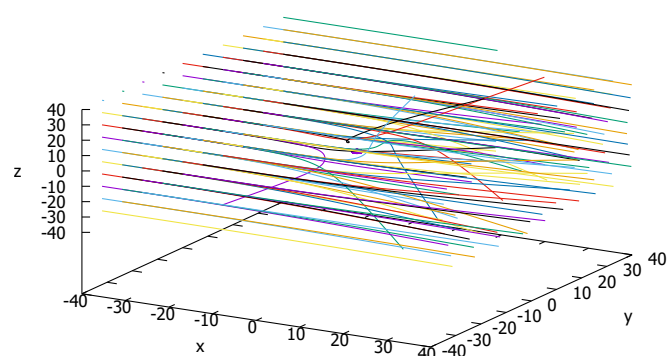


図 23 陽子 光速の 100%

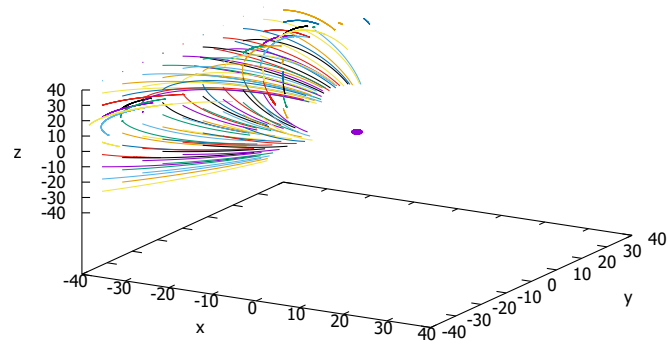


図 24 電子 光速の 0.1%

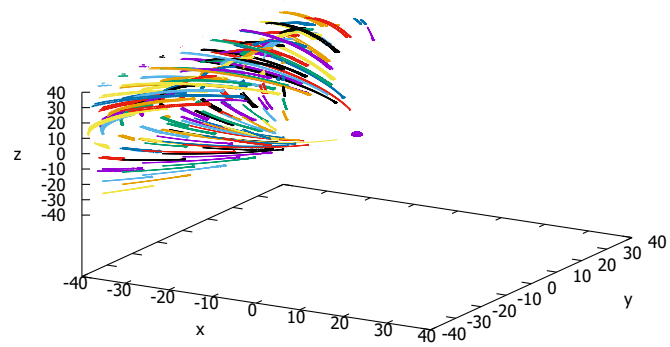


図 25 電子 光速の 10%

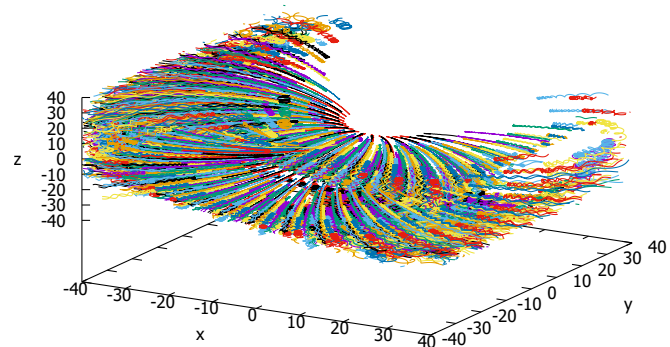


図 26 電子 光速の 100%

3.7 共役性

図 27 は地球半径の 0.1 倍ごとに，光速の 10% で荷電粒子を打ち出したときのもので，地球の表面 300km まで到達できた 52 個の荷電粒子の軌跡である． $x = -40$ の地点から打ち出したので，冬に相当している．この場合，オーロラは北緯 76 度，南緯 81 度付近で見られることになる．南北両半球でオーロラが同時に観測できるという共役性を再現している．緯度が対称になっていないが，これは磁軸が傾いた影響だと思われる．

図 28 は地球表面に到達した荷電粒子の打ち出し地点を示している．これを見ると右上の打ち出し地点は広がっているが，左下は一カ所に固まっている．磁軸が傾いたことにより，入りやすさに違いが出たのだろう．

図 29 は地球の到達した地点を示している．

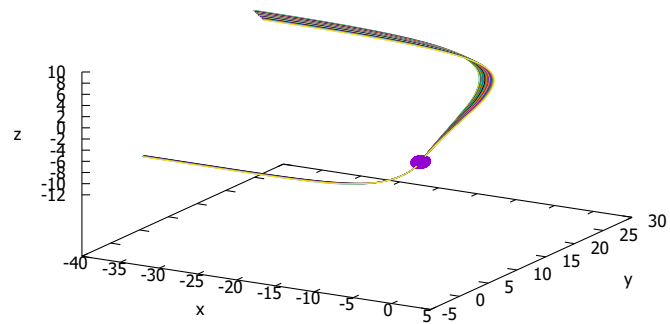


図 27 冬 光速の 10% 共役性

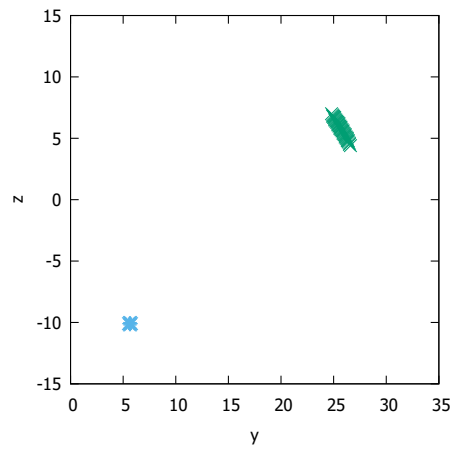


図 28 冬 光速の 10% 打ち出し地点

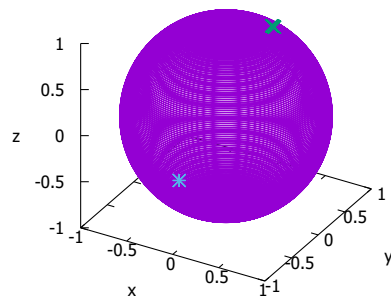


図 29 冬 光速の 10% 到達地点

3.8 季節変動

図 30 は地球半径の 0.1 倍ごとに，光速の 20%で荷電粒子を打ち出したときのもので，地球の表面 300km まで到達できた 15 個の荷電粒子の軌跡である． $y = -40$ の地点から打ち出したので，春に相当する．この場合，オーロラは北緯 74, 78 度，南緯 78 度付近で見られることになる．緯度が対称になっているものがあるので，経度を調べると同じ経度であることが確認できた．緯度が対称で経度が等しい共役点が見つかった．

図 31 は地球表面に到達した荷電粒子の打ち出し地点を示している．これを見ると右上と中央下のものが共役であるといえる．

図 32 は地球表面に到達した荷電粒子の打ち出し地点を示している．冬と春で，到達する緯度はあまり変わらなかった．季節変動による極光帯への緯度への影響はほぼ見られなかった．

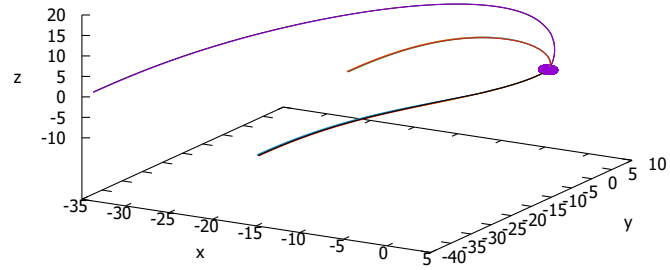


図 30 春 光速の 10% 共役性

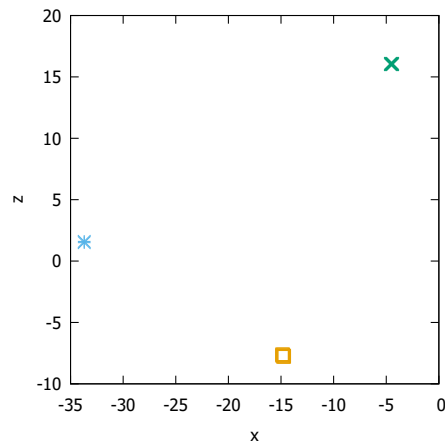


図 31 春 光速の 10% 打ち出し地点

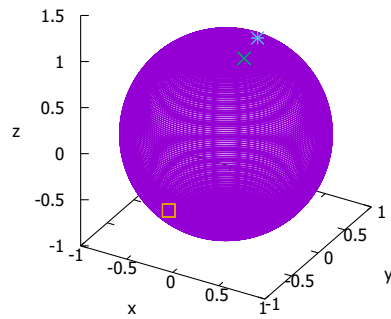


図 32 春 光速の 10% 到達地点

3.9 太陽フレア

太陽フレアが起きたとき、高エネルギー荷電粒子は光速の 20%から 30%ほどで放出される。フレアの模擬として、光速の 20%と 30%の場合を試した。季節と粒子のエネルギーの違いによる、地球に到達する緯度を表 1 に示した。

到達点の緯度は、冬の場合は、光速の 10%のとき 76 から 81 度、光速の 20%のとき 79 度、光速の 30%のとき 78 度となった。南緯に注目すると 81 度から 79 度、79 度から 78 度と下がっている。図 33 から図 38 までが冬の場合である。

春の場合は、光速の 10%のとき 74 から 78 度、光速の 20%のとき 69 から 76 度、光速の 30%のとき 67 から 75 度となった。粒子のエネルギーが高いと、到達点の緯度が下がることがわかる。粒子の速度が上がると、ドリフト運動する粒子が現れるようだ。図 39 から図 44 までが春の場合である。

表 1 荷電粒子が地球に到達した緯度

	光速の 10%	光速の 20%	光速の 30%
冬	76°, -81°	-79°	-78°
春	74°, 78°, -78°	76°, -69°, -71°, -76°	67°, 69°, 75°, -69°, -75°

冬の場合は、速度が上がると、共役点が見つからなかった。春の場合は、入り込んでくる粒子が増えた。このことは、夏・冬よりも春・秋の方が、オーロラの活動が活発である事実と一致している。

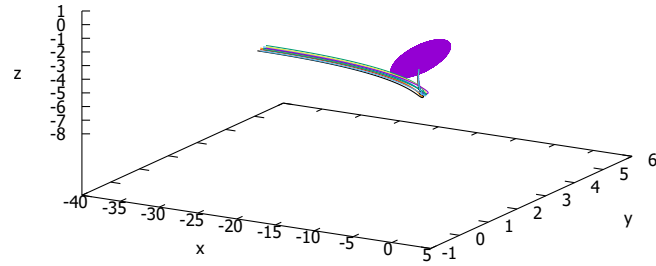


図 33 冬 光速の 20% 共役性

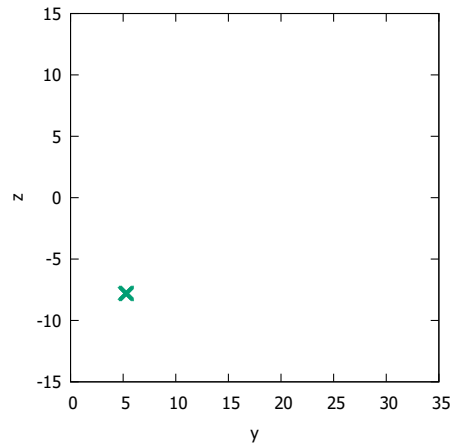


図 34 冬 光速の 20% 打ち出し地点

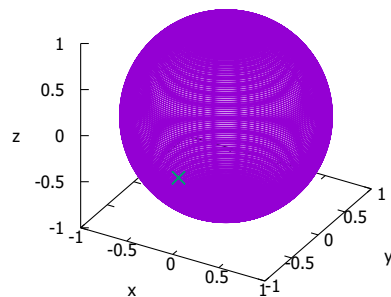


図 35 冬 光速の 20% 到達地点

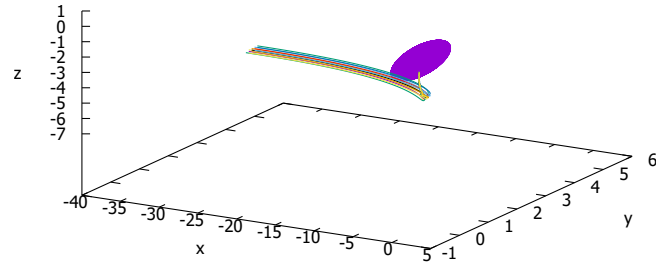


図 36 冬 光速の 30% 共役性

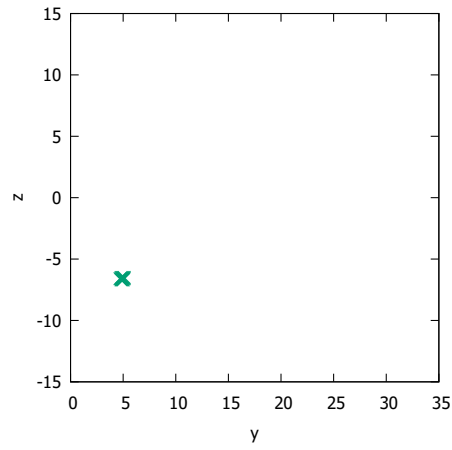


図 37 冬 光速の 30% 打ち出し地点

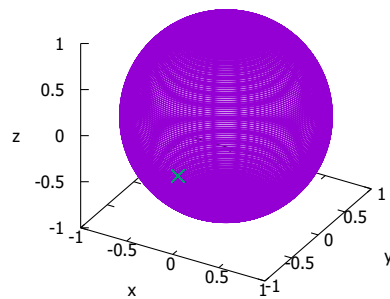


図 38 冬 光速の 30% 到達地点

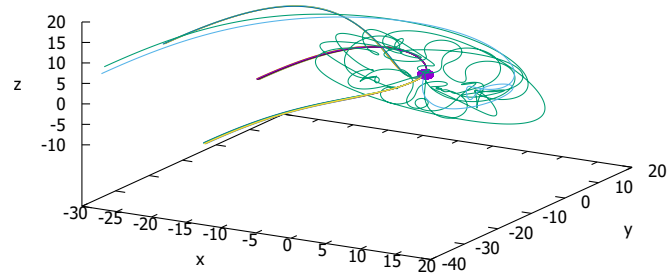


図 39 春 光速の 20% 共役性

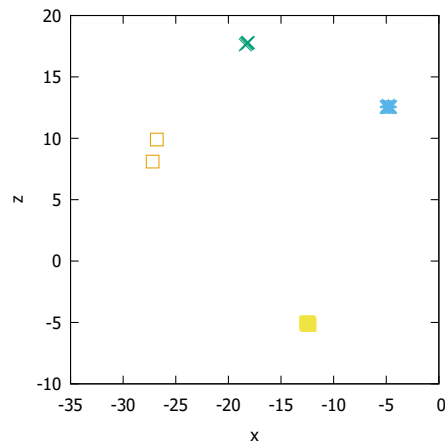


図 40 春 光速の 20% 打ち出し地点

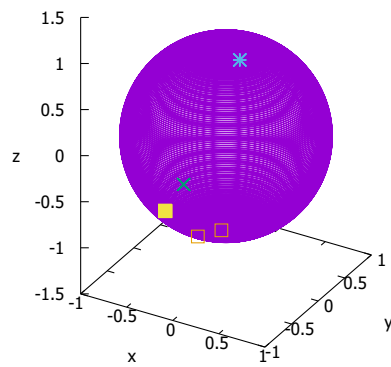


図 41 春 光速の 20% 到達地点

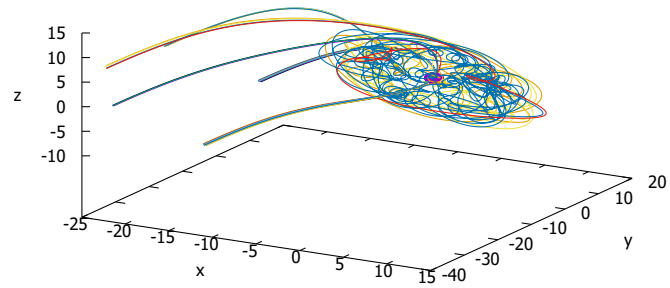


図 42 春 光速の 30% 共役性

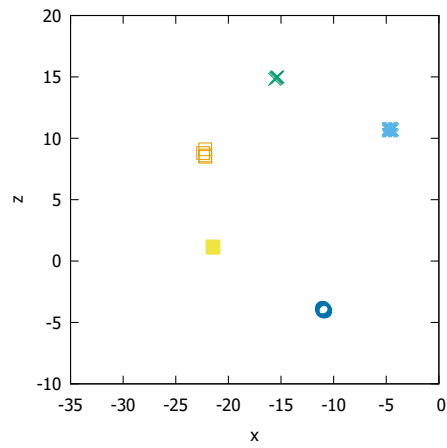


図 43 春 光速の 30% 打ち出し地点

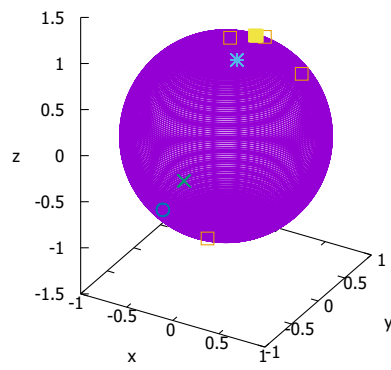


図 44 春 光速の 30% 到達地点

4 まとめ

双極子の磁場の形状を作り，荷電粒子を飛ばした．その結果

- 荷電粒子の多くが，地球磁場で散乱され，地球に到達しないこと
- 地球に到達しても高緯度地域に限られること
- 南北両半球で見られる共役性があること
- 季節による極光帯への影響はほぼ見られないこと
- 太陽フレアが起きたとき，荷電粒子が到達する緯度が下がること
- 春・秋にオーロラの活動が活発になること

を確認できた．

シミュレーションにより，極光帯は，荷電粒子のエネルギーと地球磁場の関係に基づいて形成されることを示した．

今後の課題として，電場の影響を考慮すること，適応刻み幅制御により太陽風の速度や電子を扱えるようにすることが挙げられる．

参考文献

- [1] NASA, https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2007/10/The_Sun-Earth_connection
- [2] 小口高『オーロラの物理学入門』（名古屋大学太陽地球環境研究所，2010）
- [3] M. Kaan Ozturk, Trajectories of charged particles trapped in Earth's magnetic field, American Journal of Physics 80, 420–428 (2012)
- [4] F.D. Stacey, P. M. Davis 著，本多了ほか訳『地球の物理学事典』（朝倉書店，2013）