

# 鉛直 1 次元温度モデルにおける磁気静水圧平衡磁場 に対する圧力および重力の効果

広島大学理学部物理学科  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 B174460  
重國壮太郎

令和 2 年度 2 月 8 日

指導教官 志垣 賢太 教授  
主査 三好 隆博 助教  
副査 Zackary John Liptak 助教

## 概要

太陽コロナにおける爆発現象の解明には、コロナ中の 3 次元磁場構造を高精度観測可能な光球面磁場から適切に推定・外挿することが不可欠である特に現在、圧力と重力を考慮しない平衡解である非線形フォースフリー磁場 (NLFFF) モデルが、コロナ磁場の外挿に広く用いられている。しかし光球面や光球面とコロナをつなぐ彩層では、圧力や重力を無視できない。そこで本研究では、圧力項および重力項を含む磁気流体力学緩和法を用い鉛直 1 次元温度分布を仮定した磁気静水圧平衡場である非フォースフリー磁場 (NFFF) を計算し、コロナ・彩層磁場における圧力および重力の効果について考察した。計算結果から、NLFFF モデルでは磁場は計算領域全体に膨張するのに対して、NFFF モデルでは圧力効果によって磁場の膨張を押し得ることを確認した。また、NFFF の温度分布、境界磁場依存性を調査し、太陽活動領域や静穏領域におけるコロナ・彩層磁場の性質を考察した。

# 目次

第 1 章	序論	5
1.1	太陽大気	5
1.2	非線形フォースフリー磁場	7
1.3	非フォースフリー磁場	8
1.4	本論文の目的	8
第 2 章	数値計算モデル	9
2.1	鉛直 1 次元温度平衡場	9
2.2	MHD 緩和法	11
2.2.1	支配方程式	11
2.2.2	初期条件	12
2.2.3	数値解法	12
第 3 章	結果	14
3.1	$B_x _{z=0} = 0$ の場合	14
3.1.1	$H(z) \rightarrow \infty$	14
3.1.2	$H(z) = \text{const.}$	16
3.1.3	$H(z) \neq \text{const.}$	18
3.1.4	NLFFF モデル	21
3.2	$B_x _{z=0} \neq 0$ の場合	22
3.2.1	$H(z) \rightarrow \infty$	22
3.2.2	$H(z) = \text{const.}$	23
3.2.3	$H(z) \neq \text{const.}$	25
3.2.4	NLFFF モデル	27
第 4 章	考察	28
4.1	静穏領域モデル	29
4.2	活動領域モデル	31
第 5 章	結論	33

謝辭

34

參考文獻

35

# 目次

1.1	太陽大気の温度・密度 . . . . .	5
1.2	太陽コロナでみられる磁気ループ . . . . .	6
1.3	太陽大気のプラズマ $\beta$ 値 . . . . .	7
3.1	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) \rightarrow \infty$ の NFFF . . . . .	15
3.2	$B_x _{z=0} = 0$ の場合に対する重力効果を含まない NFFF の電流密度と磁場のなす角 . . . . .	15
3.3	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) = 0.5$ の NFFF . . . . .	16
3.4	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) = 3.0$ の NFFF . . . . .	17
3.5	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) = 100$ の NFFF . . . . .	17
3.6	$H(z) \neq const.$ の場合の分布 . . . . .	18
3.7	$H(z) \neq const.$ における NFFF . . . . .	19
3.8	$H(z) \neq const.$ における NFFF の圧力分布 . . . . .	20
3.9	$B_x = 0$ における NLFFF . . . . .	21
3.10	$B_x _{z=0} \neq 0$ 条件に対する $H(z) \rightarrow \infty$ の NFFF . . . . .	22
3.11	$B_x _{z=0} \neq 0$ 条件に対する $H(z) = 0.5$ の NFFF . . . . .	23
3.12	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) = 3.0$ の NFFF . . . . .	24
3.13	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する $H(z) = 100$ の NFFF . . . . .	24
3.14	$H(z) \neq const.$ における NFFF の磁場分布 . . . . .	25
3.15	$H(z) \neq const.$ における NFFF の圧力分布 . . . . .	26
3.16	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する NLFFF . . . . .	27
4.1	$B_x _{z=0} = 0$ における NFFF ただし $H(z) \rightarrow \infty$ と $H(z) \rightarrow \infty, B_y = 0$ . . . . .	29
4.2	$B_x _{z=0} = 0$ における NFFF の圧力分布、ただし $H(z) \rightarrow \infty$ と $H(z) \rightarrow \infty, B_y = 0$ . . . . .	29
4.3	$B_x _{z=0} = 0$ 条件に対する NFFF における電流密度分布 . . . . .	30
4.4	$B_x _{z=0} \neq 0$ 条件に対する NFFF における電流密度分布 . . . . .	32

# 表目次

4.1	$B_x _{z=0} = 0$ の場合の自由磁気エネルギー . . . . .	30
4.2	$B_x _{z=0} \neq 0$ の場合の自由磁気エネルギー . . . . .	31

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 太陽大気

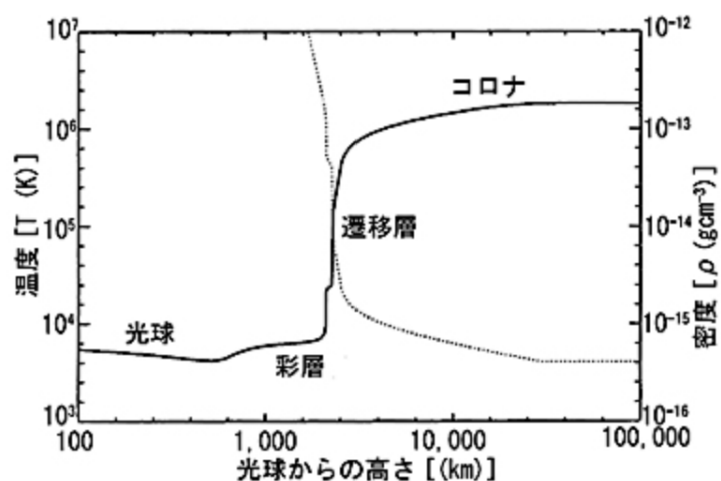


図 1.1: 高さ方向の温度分布と密度分布。実線が温度、破線が密度を示す [1]。

太陽大気は階層構造になっており、可視光で観測できるプラズマの球体を光球、その上空 200 km~1000 km の間を彩層、さらに上空の遷移層を挟んで 100 万 km までが太陽コロナとなっている。光球面の温度が約 6000 K、彩層が約 1 万 K、コロナは 100 万 K となっている。コロナがなぜ急激に温度が高くなっているかはいまだ解決されていない。また密度は光球面、彩層に比べてコロナの方が低くなっている (図 1.1)。

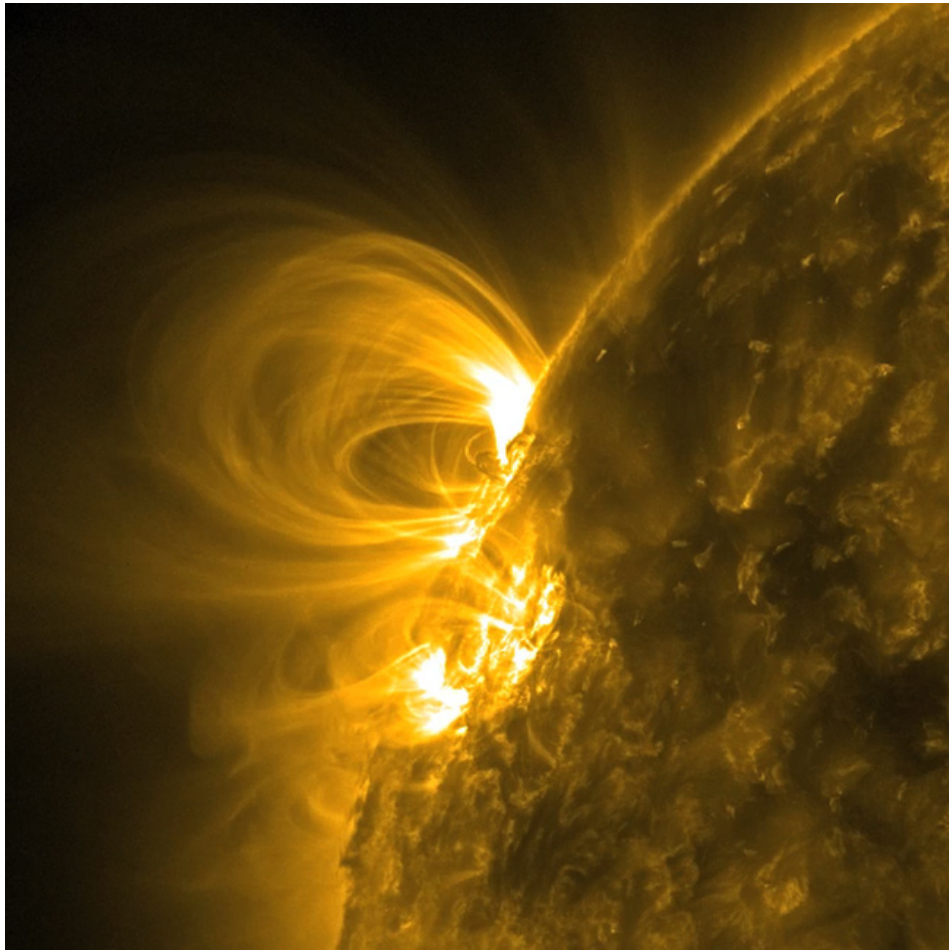


図 1.2: 太陽コロナでみられる爆発現象。ループの根元はそれぞれ強い磁場となっており黒点が形成され、2つの黒点をつなぐようにループが伸びている [2]。

太陽大気では大小様々な爆発現象が起こっており、その発現機構には磁場が関係していると考えられている (図 1.2)。強い磁場の集まりが出来ると活動領域が形成され、また磁束管が大きくまとまると光球面では黒点が形成される。黒点ではエネルギー輸送が阻害されるため黒点暗部の温度は 4500 K と低くなる。現在高精度観測が可能な磁場は光球面磁場だけであり、彩層・コロナ磁場は高精度観測が行えない。したがって光球面磁場からの外挿が有効な手段となっている。



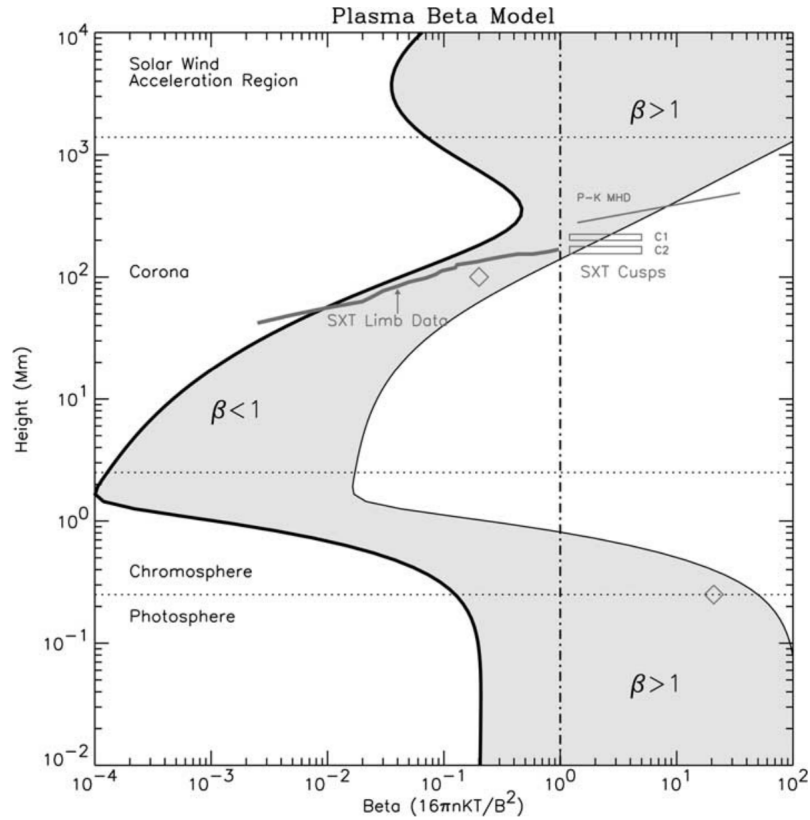


図 1.3: 高さ方向に対するプラズマ  $\beta$  の分布。プラズマ  $\beta$  はプラズマの圧力と磁場の圧力の比である。光球面付近では  $\beta > 1$ 、コロナ下部では  $\beta < 1$  となる [3]。

コロナは低  $\beta$  領域になっておりプラズマの圧力に比べ磁場の圧力が支配的である (図 1.3)。ここで  $\beta$  は以下で定義されている。

$$\beta = \frac{\text{プラズマの圧力}}{\text{磁場の圧力}} \quad (1.1)$$

よってコロナではローレンツ力がゼロになるフォースフリー近似が成り立つと考えられている。対して、光球面ではプラズマの圧力と磁場の圧力が同程度のためこの近似を満たさない。また、光球とコロナをつなげる彩層では重力の効果を無視できないと考えられる。

## 1.2 非線形フォースフリー磁場

コロナは低  $\beta$  領域となっているので、ローレンツ力がゼロになるフォースフリー近似が成り立つと期待できる。ローレンツ力がゼロの条件と磁場に関するガウスの法則から、電流密度を  $\mathbf{J}$ 、磁場を  $\mathbf{B}$  とすると

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.3)$$

ここで、本論文では全ての関係式は適当な物理量で無次元化している。(1.2) より電流は磁場に対して平行なので

$$\mathbf{J} = \alpha \mathbf{B} \quad (1.4)$$

と置くことができる。ここでアンペールの法則より電流と磁場の関係は

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}. \quad (1.5)$$

と与えられる。このような磁場はフォースフリー磁場と呼ばれ  $\alpha$  が空間に対して一様な場合に (1.5) を (1.4) に代入し、両辺に  $\nabla \times$  を作用させると

$$(\nabla^2 + \alpha) \mathbf{B} = 0 \quad (1.6)$$

が得られる。この時  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を用いた。(1.6) はヘルムホルツ方程式と呼ばれ、解析的に解くことができる。(1.6) を満たす磁場が線形フォースフリー磁場 (LFFF) と呼ばれる。一方  $\alpha$  が空間に対して非一様な場合、磁場、電流ともに空間の関数となるので (1.4) は非線形方程式となる。よって  $\alpha \neq \text{一定}$  で、(1.4) を満たす磁場を「非線形フォースフリー磁場」(NLFFF) という。

### 1.3 非フォースフリー磁場

前節ではコロナは低  $\beta$  領域でありローレンツ力がゼロになるフォースフリー近似が成り立つとした。しかし、光球面ではこれをうまく満たさない。さらには彩層では重力の効果も無視できないと考えられる。したがって、静力学的な平衡場は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p - \rho g \mathbf{z} = 0 \quad (1.7)$$

となり、ローレンツ力、圧力勾配、重力の3つで釣り合う。ここでは  $p$ 、 $\rho$ 、 $g$ 、 $\mathbf{z}$  はそれぞれ圧力、密度、重力加速度、 $\mathbf{z}$  方向の単位ベクトルである。(1.7)、と (1.3) を満たす磁場を「非フォースフリー磁場」(NFFF) という。

### 1.4 本論文の目的

現在まで太陽コロナ磁場の外挿には NLFFF モデルが一般的に用いられ、様々な数値解法が研究開発されており (e.g.,[4][5]) 実際のコロナ磁場の解析にも用いられてきた。しかし、光球面ではフォースフリーがよく満たされないことから、圧力および重力の効果も考慮した NFFF モデルがいくつか研究開発されている (e.g.,[6],[7])。しかし、NFFF モデルは未だ実用化には至っておらず、基礎的な研究が必要である。そこで本研究では、NFFF の温度分布、境界条件依存性を調べることを目的とする。

本論文では、第2章では、鉛直1次元温度分布における磁気静水圧平衡場モデル、および同平衡場における NFFF に対する数値解法に述べる。第3章では異なる境界条件と温度分布与えて得られた数値計算の結果を載せる。その後、第4章で太陽大気磁場の性質について考察し、最後に本論文をまとめる。

## 第 2 章

# 数値計算モデル

### 2.1 鉛直 1 次元温度平衡場

本論文では、温度分布が高さ  $z$  のみに依存し、背景静水圧平衡の温度分布で与えられると仮定する。

$$T(z) = \frac{p_0(z)}{\rho_0(z)} = \frac{p}{\rho} \quad (2.1)$$

$p_0(z)$ 、 $\rho_0(z)$  はそれぞれ背景静水圧平衡の圧力、密度である。コロナの加熱問題は未解決であり、温度分布を含めて平衡場磁場を無矛盾に決定することは困難なため本論文では温度分布を与えている。ここで  $p_0$ 、 $\rho_0$  は

$$\frac{\partial p_0(z)}{\partial z} = \rho_0(z)g \quad (2.2)$$

を満たしている。特に温度  $T$  が一定の場合

$$p_0(z) = p_0(0) \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (2.3)$$

となる。ここでスケールハイト  $H$  は圧力および密度の典型的な長さであり

$$H = \frac{T}{g} \quad (2.4)$$

と与えられる。圧力、密度の背景静水圧平衡からのずれを、それぞれ

$$\tilde{p} = p - p_0(z), \quad \tilde{\rho} = \rho - \rho_0(z) \quad (2.5)$$

とし、以降これらの圧力、密度のずれは本論文ではそのまま圧力、密度と呼ぶ。(1.7) から

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \tilde{p} - \tilde{\rho} g \mathbf{z} = 0 \quad (2.6)$$

が得られる。また (2.1) と (2.5) から

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{p}}{T(z)}. \quad (2.7)$$

よって (2.7) を (2.6) に代入して

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \tilde{p} - \frac{\tilde{p}}{H(z)} \mathbf{z} = 0 \quad (2.8)$$

となる。本論文では (2.8) を満たす磁気静水圧平衡場を求める。ここで局所的スケールハイト  $H(z)$  は

$$H(z) = \frac{T(z)}{g} \quad (2.9)$$

である。

## 2.2 MHD 緩和法

電気伝導率の大きい流体が運動すると電場が生じ、それにより磁場が時間的に変化する。また磁場の影響で電流が生じる。この電流と磁場の相互作用から起こるローレンツ力が流体に作用する。この力学は磁気流体力学 (MHD) という。本論文では磁場の外挿のために MHD 緩和法を用いた。

### 2.2.1 支配方程式

本手法の支配方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \tilde{p} - \frac{\tilde{p}}{H(z)} \mathbf{z} - \nu \mathbf{V}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = -a^2 \nabla \cdot \mathbf{V}. \quad (2.12)$$

ここで、 $\mathbf{V}$ 、 $\nu$ 、 $\eta$ 、 $a$  はそれぞれ流体速度、摩擦係数、抵抗率、擬似音速である。(2.10) は流体の速度がローレンツ力だけではなく、圧力勾配、重力によって変化することを表している。また速度に応じてかかる摩擦力も考慮されている。磁場は (2.11) に従って時間発展する。同様に (2.12) は圧力の時間発展を表している。擬似音速  $a$  は物理的な値ではなく、数値実験によって決定されるべき値であり、本論文では  $a = 0.4$  とする。(2.10)~(2.12) は  $\mathbf{V} \rightarrow 0$  とすると求めたい (2.8) の解へと緩和される。特に  $\tilde{p} = 0$  の場合 NLFFF モデルに対する MHD 緩和法に帰着する。

ここで (2.10)~(2.12) から保存形式に書き換えると、(2.10)~(2.12) は

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{S}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \mathbf{V} \\ \mathbf{B} \\ \tilde{p} \\ \psi \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} (\tilde{p} + \frac{B^2}{2})\mathbf{I} - \mathbf{B}\mathbf{B} \\ \mathbf{V}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{V} + \psi\mathbf{I} \\ a^2\mathbf{V} \\ c_h^2\mathbf{B}, \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} -\nu\mathbf{V} \\ -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \\ 0 \\ -\frac{c_h^2}{c_p^2}\psi \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

$\psi$ 、 $\mathbf{I}$ 、 $c_h^2$ 、 $c_p^2$  はそれぞれスカラー磁場、単位テンソル、伝搬速度、拡散速度、である。ここでは数値的に  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を保つためにスカラー場  $\psi$  を新たに導入した。これにより、 $\nabla \cdot \mathbf{B}$  の数値誤差は移流、拡散するテレグラフ方程式に従う。

## 2.2.2 初期条件

本論文では境界条件としての光球面の磁場を 2 通りで与えた。

$$\begin{cases} B_x = 0, & B_y = J_0(x), & B_z = J_1(x) & |x| < r_a \\ B_x = 0, & B_y = 0, & B_z = J_1(x) & r_a < |x| < r_b \\ B_x = 0, & B_y = 0, & B_z = 0 & \text{上記の範囲外} \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} B_x = J_0(x), & B_y = 0, & B_z = J_1(x) & |x| < r_a \\ B_x = 0, & B_y = 0, & B_z = J_1(x) & r_a < |x| < r_b \\ B_x = 0, & B_y = 0, & B_z = 0 & \text{上記の範囲外} \end{cases} \quad (2.17)$$

$J_\alpha$  は  $\alpha$  次の第 1 種ベッセル関数である  $r_a = 2.40482\dots$ 、 $r_b = 3.83170\dots$  はそれぞれ第 0 次ベッセル関数と第 1 次ベッセル関数の第 1 零点である。(2.16) は正極 ( $B_z > 0$ ) から負極 ( $B_z < 0$ ) に向かう磁場  $B_x$  を 0 とする。一方、(2.17) では  $B_x|_{z=0} \neq 0$  である。この時  $|x| < r_a$  では (2.16)、(2.17) は共に磁気圧 ( $B^2/2$ ) が一定になる。領域内の初期磁場は (2.16)、(2.17) とともに  $B_z$  を境界条件とするポテンシャル磁場を与えた。

その他の初期条件は  $|\mathbf{V}| = \tilde{p} = \psi = 0$  とし、計算  $x$  方向に  $-5 \leq x \leq 5$ 、 $z$  方向に  $0 \leq z \leq 10$  とする。グリッド数は各方向に  $N_x = 200$ 、 $N_z = 200$  とする。反復回数はずべての数値計算において 50 万回に固定した。

## 2.2.3 数値解法

本論文では有限体積法を用いて解く。また高次精度を得るために 3 次の MUSCL 法と 3 次の SSP Runge-Kutta 法を適用した。

有限体積法では物理量が格子点だけではなく、格子内で一定としている。しかし、光球面磁場の実データは複雑である。そのため MUSCL 法 [8] を用いて 2 次曲線の分布を与えて 2 次精度の空間解像度を得た。格子内の物理量の平均を

$$U_i = \frac{1}{\Delta x} \int_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} U(x) dx \quad (2.18)$$

で与えたとき、格子内の物理量の分布は

$$U(x) = U_i + \frac{1}{\Delta x} (x - x_i) \delta_i U + \frac{3\kappa}{2(\Delta x)^2} [(x - x_i)^2 - \frac{(\Delta x)^2}{12}] \delta_i^2 U \quad (2.19)$$

で与えられる。 $\kappa$  は精度によって変わる値で、例えば  $\kappa = -1$  の時に 2 次精度、 $\kappa = \frac{1}{3}$  の時に 3 次精度になる。ここで差分表示を次のようにすると

$$\delta_i U = \frac{1}{2} (U_{i+1} - U_{i-1}), \quad (2.20)$$

$$\delta_i^2 U = U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1}. \quad (2.21)$$

格子境界での物理量は

$$(U_L)_{i+\frac{1}{2}} = U_i + \frac{1}{4}(1 - \kappa)(U_i - U_{i-1}) + \frac{1}{4}(1 + \kappa)(U_{i+1} - U_i), \quad (2.22)$$

$$(U_R)_{i+\frac{1}{2}} = U_{i+1} - \frac{1}{4}(1 + \kappa)(U_{i+1} - U_i) - \frac{1}{4}(1 - \kappa)(U_{i+2} - U_{i+1}). \quad (2.23)$$

となる。 $L$ 、 $R$  は境界の左、右を意味する。

また、時間発展については 3 次の Strong Stability Preserving(SSP) Runge-Kutta 法を用いた [9]。SSP Runge-Kutta 法は解の単調性を保ったまま時間方向に高次精度化することができる。特には 3 次の SSP Runge-Kutta 法では、以下に従い物理量の時間発展を計算することが出来る。

$$\begin{aligned} u_t &= L(u), \\ u^{(1)} &= u^n + \Delta t L(u^n), \\ u^{(2)} &= \frac{3}{4}u^n + \frac{1}{4}u^1 + \frac{1}{4}\Delta t L(u^1), \\ u^{n+1} &= \frac{1}{3}u^n + \frac{2}{3}u^2 + \frac{2}{3}\Delta t L(u^2). \end{aligned} \quad (2.24)$$

## 第3章

# 結果

この章では境界磁場を変えて NFFF モデル、NLFFF モデルの数値計算から出た結果を示す。また、NFFF モデルに対しては温度分布も変えた。(3.1) より  $H(z) \propto T(z)$  なので実際には局所的スケールハイト  $H(z)$  与えた。

### 3.1 $B_x|_{z=0} = 0$ の場合

本節では、(2.16) の条件を用いて計算している。

#### 3.1.1 $H(z) \rightarrow \infty$

図 3.1 は  $H(z) \rightarrow \infty$ 、つまり重力の効果を無視した場合の磁場と圧力である。圧力で磁場が保たれ、半円筒形になっている。重力の効果がないため  $z$  軸は特別な方向ではなく厳密解は点対称になる。



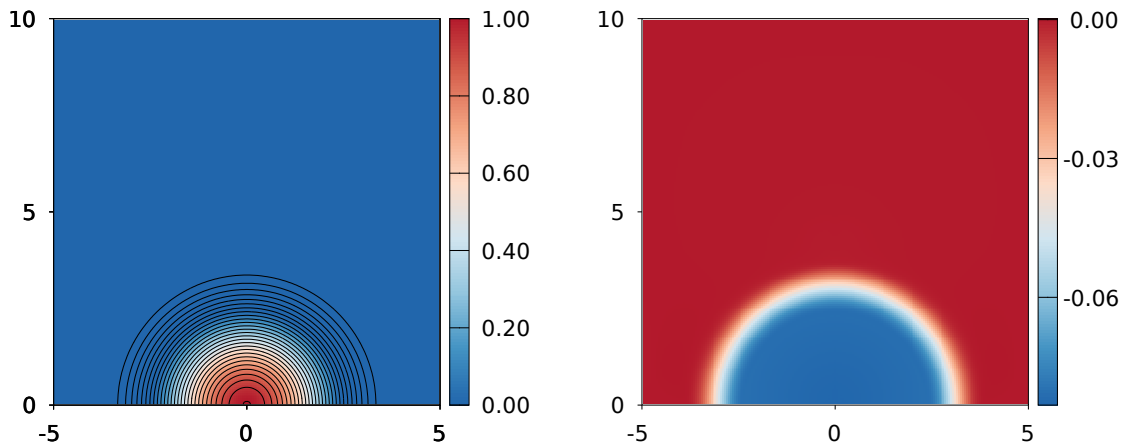


図 3.1:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合に対する重力効果を含まない NFFF。左図は磁場分布、右図は圧力分布になっている。磁場分布の線は磁力線に相当し、背景色は奥行方向を正とする磁場の  $y$  方向成分  $B_y$  である。圧力分布は色が圧力の大きさに相当する。

また、磁場内部 ( $x < r_a$ ) では LFFF となり、外縁では ( $r_a \leq x < r_b$ ) 圧力勾配力とローレンツ力が釣り合い平衡を保つ構造となっている。

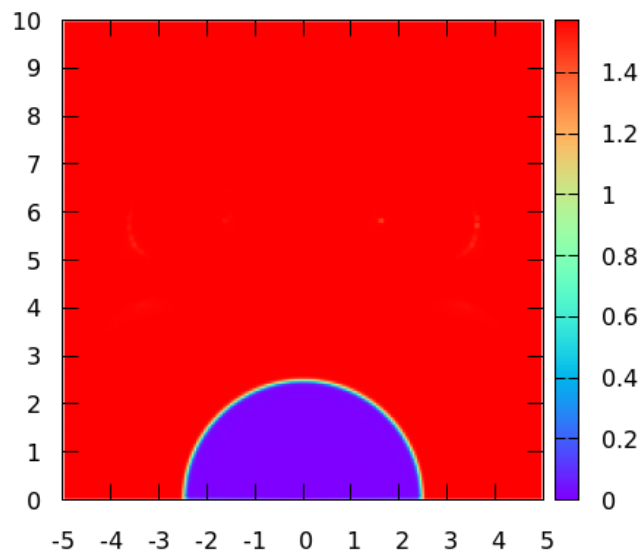


図 3.2:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合に対する重力効果を含まない NFFF の電流密度と磁場のなす角の分布。

図 3.2 は電流密度と磁場のなす角度の分布について示している。最大値は  $\pi/2$  で最小値は 0 である。(1.2) から電流と磁場が平行な時はローレンツ力は 0 になる。磁場内部では角度はほとんど 0、つまり平行であり、外縁では  $\pi/2$  になっておりローレンツ力に関しては上記の構造をよく表しているのがわかる。

### 3.1.2 $H(z) = \text{const.}$

図 3.3~図 3.5 は  $H$  が一定の場合の磁場と圧力の結果である。 $H(z)$  が低いほど重力の効果がよく表れるようになる。図 3.4 では重力の効果により圧力が徐々に下がっているのがわかる。また圧力が弱くなることから磁場の膨張が抑え切れておらず、磁場が少し縦に伸びている。図 3.3 は圧力の効果がすぐに落ちるので磁場が全く抑えられていない。また上空ではフィラメント形状の奥に伸びていく磁場が形成され高圧力、高密度構造が磁気ループに乗っており、コロナで見られる周囲より密度の高いプラズマ、プロミネンスに相当する可能性がある。図 3.5 は圧力がほとんど落ちておらず、重力の効果が弱いので、図 3.1 に近いものとなっている。

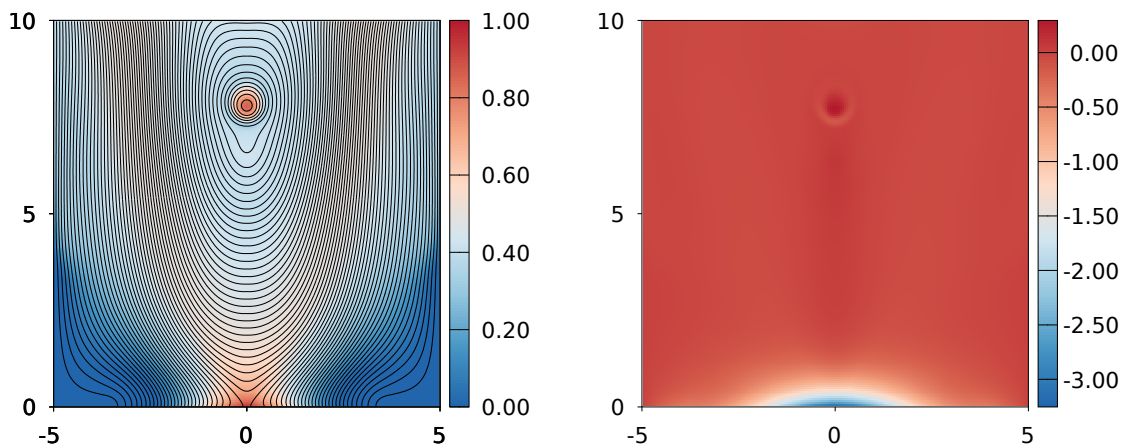


図 3.3:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 0.5$

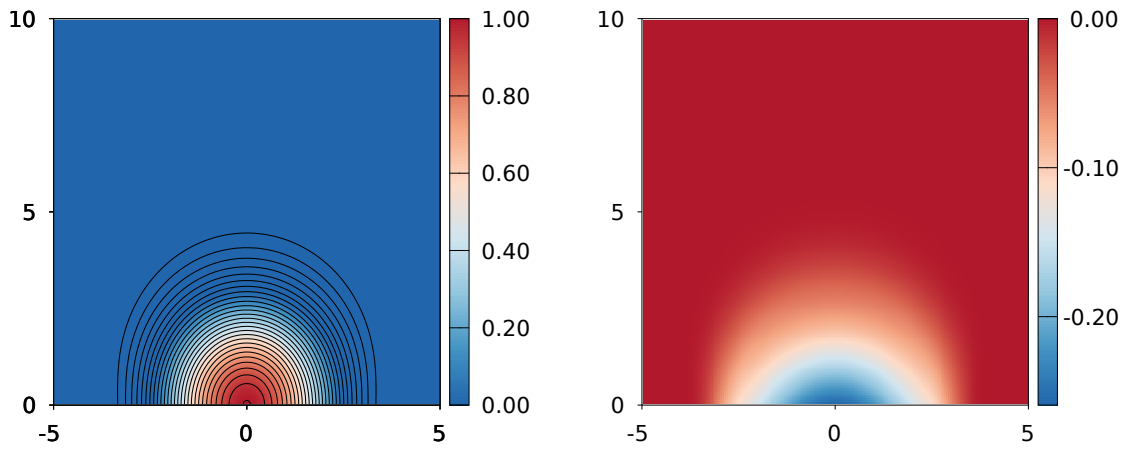


図 3.4:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 3.0$

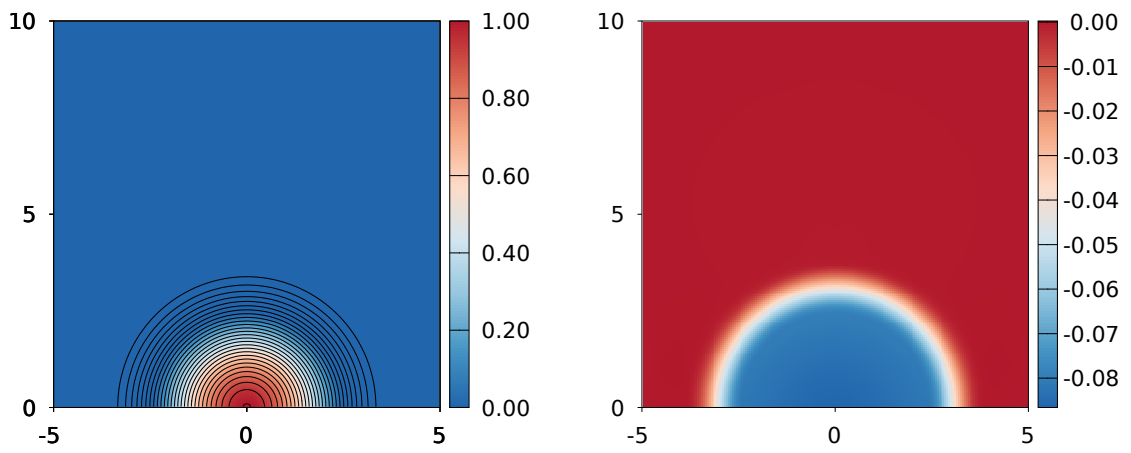


図 3.5:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 100$

### 3.1.3 $H(z) \neq const.$

ここでは  $H(z)$  に分布を与えた。局所的スケールハイト  $H(z)$  を

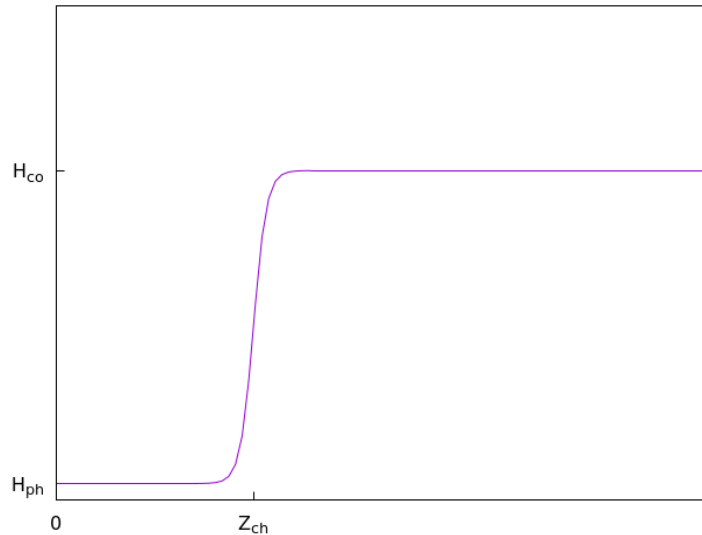


図 3.6:  $H(z) \neq const.$ (3.1) の場合の分布

$$H(z) = H_{ph} + \frac{1}{2}(H_{co} - H_{ph})\left[1 + \tanh\left(\frac{z - Z_{ch}}{w}\right)\right] \quad (3.1)$$

と与える (図 3.6)。ここで、 $H_{ph}$ 、 $H_{co}$ 、 $Z_{ch}$ 、 $w$ 、はそれぞれ光球面のスケールハイト、コロナのスケールハイト、彩層の厚さ、彩層からコロナへの遷移層の厚さになっている。また、 $H_{co} = 100$ 、 $w = 0.2$  に固定している。図 3.7 は  $H_{ph}$ 、 $Z_{ch}$  の値を変えながら行った数値計算から得た磁場と圧力の結果である。上部にある磁場が実線の場合に磁気ループ上部と上空磁場の下部は磁力線の向きが同じであり、点線の場合は逆になっている。ほとんどの結果では圧力により磁場が抑え込まれていることがわかる。図を右から左、もしくは上から下に比較すると高度の上昇と共に圧力の下がるのが早い。圧力の変化が顕著にみられるのは  $Z_{ch} = 2.0$  で、圧力分布をみると左から右に行くほど圧力が下がっていない。 $H_{ph} = 1.0$ 、 $Z_{ch} = 2.0$  では磁場が外側から広がって変形しているのが見られ、圧力分布をみると磁場の下部で圧力が減少している。ここからも圧力が磁場の構造に影響を与えていることがわかる。 $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 2.0$  は圧力が急速に減少し、磁場の膨張を抑えきれず、領域全体に磁場が広がり境界の影響を受けてしまっている。

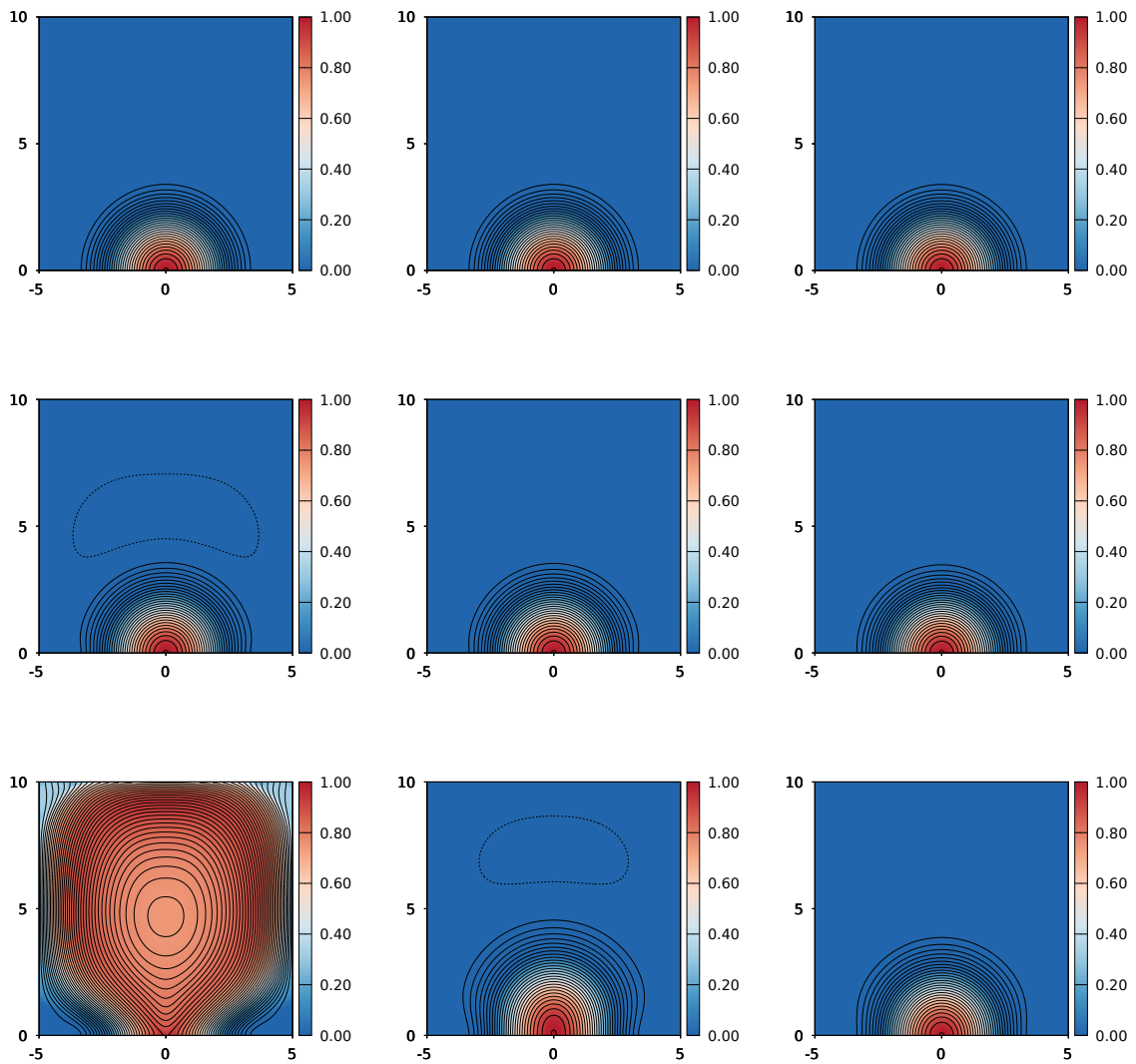


図 3.7: これらは  $H(z) \neq const.$  における NFFF を示している。下の行に行くほど  $Z_{ch}$  の値が大きくなっており、上の行から  $Z_{ch} = 0.5, 1.0, 2.0$ 。また、右の列に行くほど  $H(z)$  が大きくなっており、左の列から  $H(z) = 0.5, 1.0, 2.0$ 。

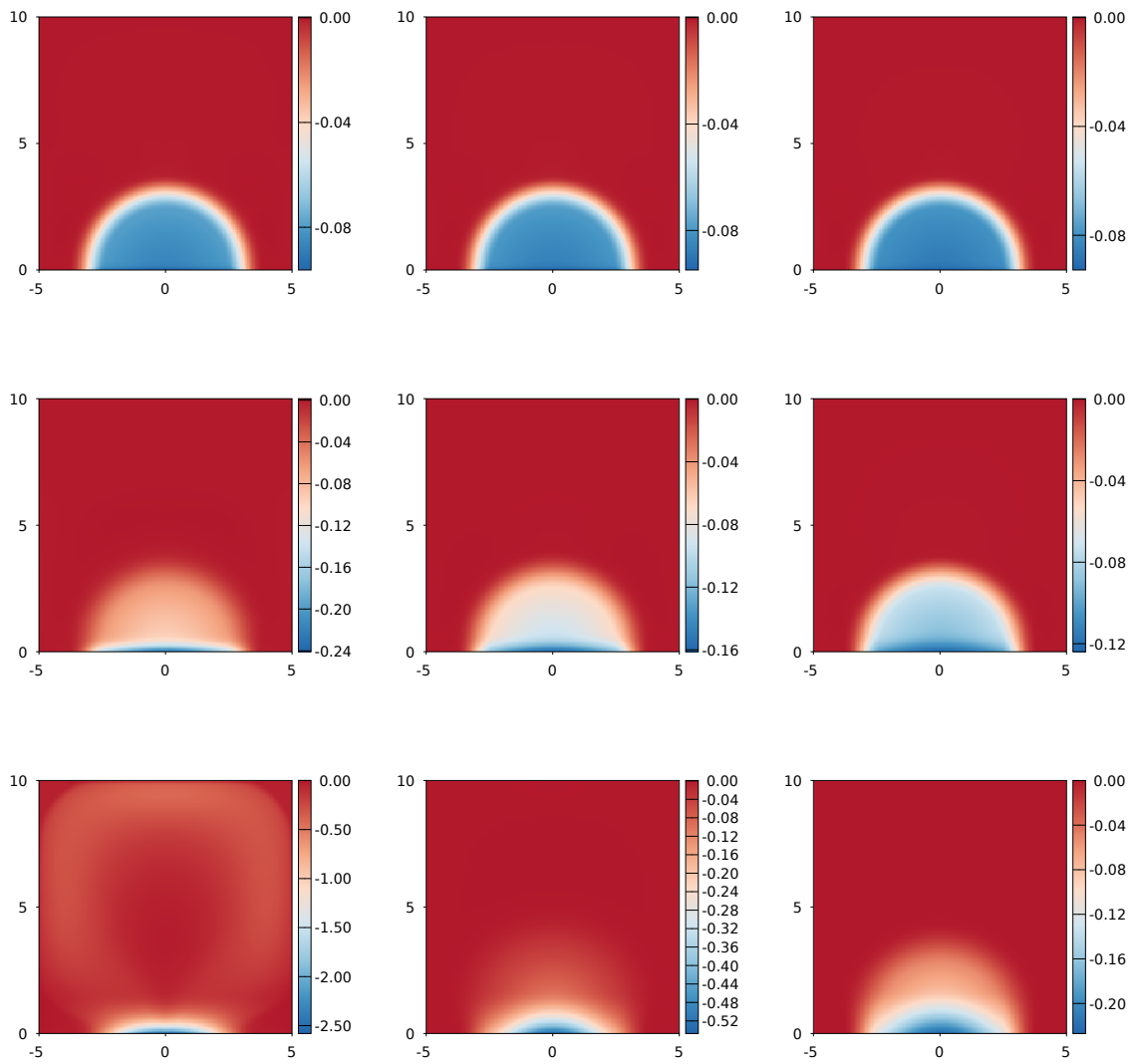


図 3.8: 図 3.7 と同様。ただし、こちらは圧力分布。

### 3.1.4 NLFFF モデル

(3.9) は NLFFF モデルにおける磁場になっている。圧力の効果がないので磁場が形を保てず領域全体に広がっている。

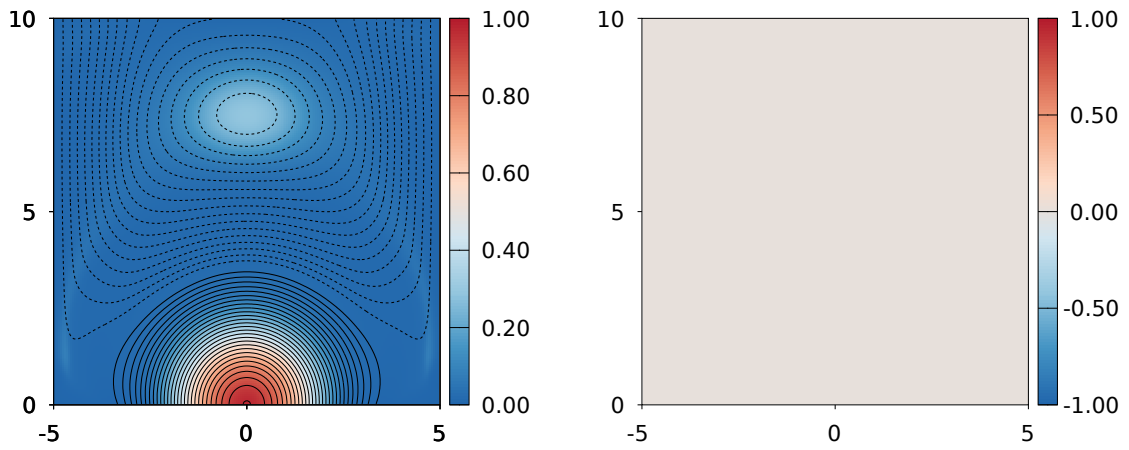


図 3.9:  $B_x = 0$  における NLFFF。

## 3.2 $B_x|_{z=0} \neq 0$ の場合

本節では (2.17) の境界磁場を用いる。  $x$  軸方向にも磁場を与えているので計算後の磁場の形にも違いが表れた。

### 3.2.1 $H(z) \rightarrow \infty$

これは重力の効果がない磁場の結果である。圧力は下がらないが図 3.1 ように磁場が形を保たれず光球面から離れた磁場が上空に浮かんでいる。また  $B_x$  に値を与えているので磁場は図 3.1 のような半円筒形にはならず、歪んだ形になっている。また圧力分布を見ると磁場構造内で一旦大きくなり、外縁付近でまた小さくなっている。これは  $B_x$  を与えたことにより磁気張力が発生しており、それと釣り合うためにこのような分布になっていると思われる。

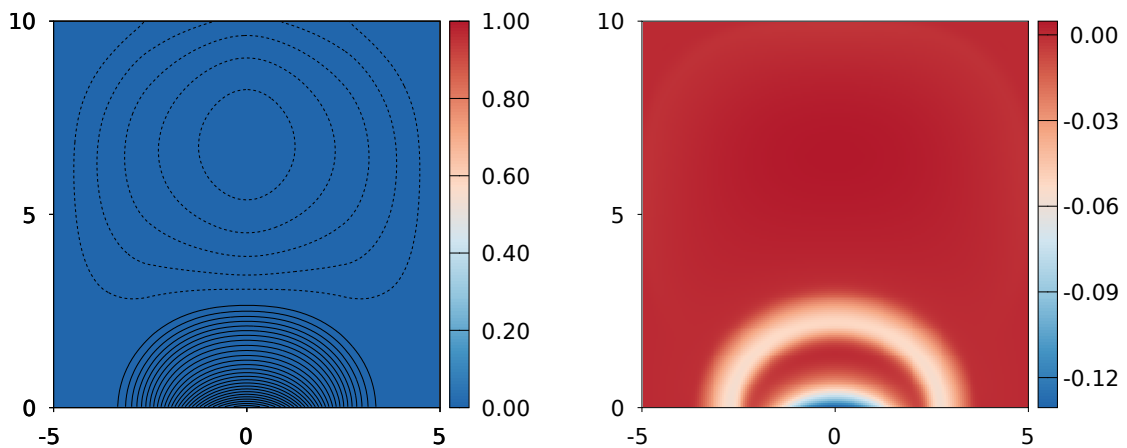


図 3.10:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) \rightarrow \infty$ 。



### 3.2.2 $H(z) = \text{const.}$

ここでは  $H(z) = \text{const.}$  とした。図 3.11～図 3.13 は  $H(z)$  が小さい値であるほど圧力がすぐ落ちるので、光球面から離れた上空の磁場が増加しており、底部境界につながっている磁場も上部で横に広がり形が変形している。また図 3.11、図 3.12 の圧力分布を見ると上空の磁場に対応するように圧力が生じている。この上空の高圧力、高密度の構造は図 3.3 と同様の、プロミネンスに相当すると考えられる。

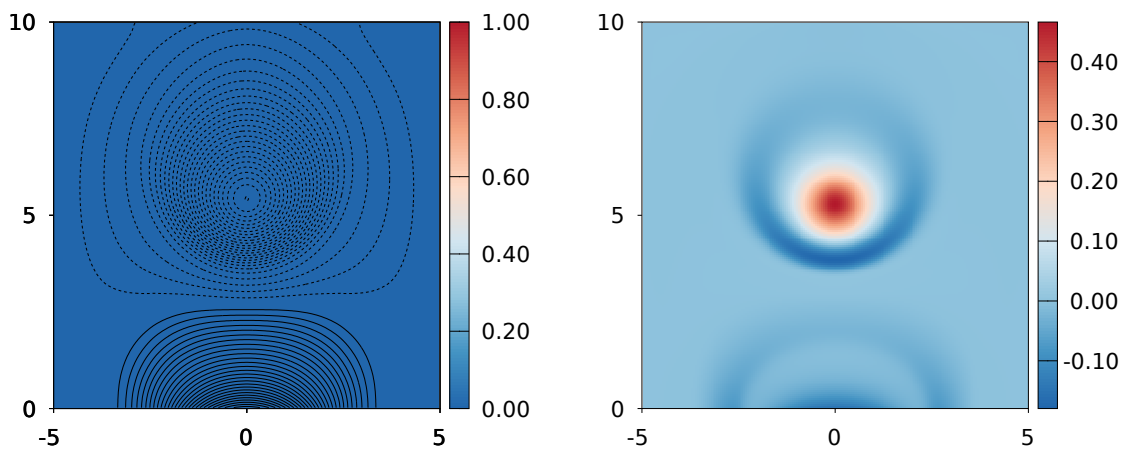


図 3.11:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 0.5$ 。

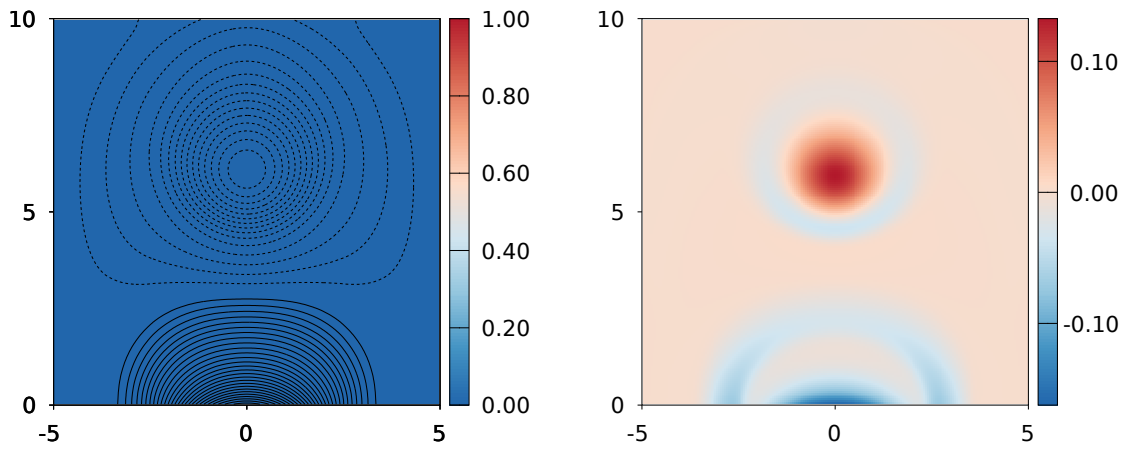


図 3.12:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 3.0$ 。

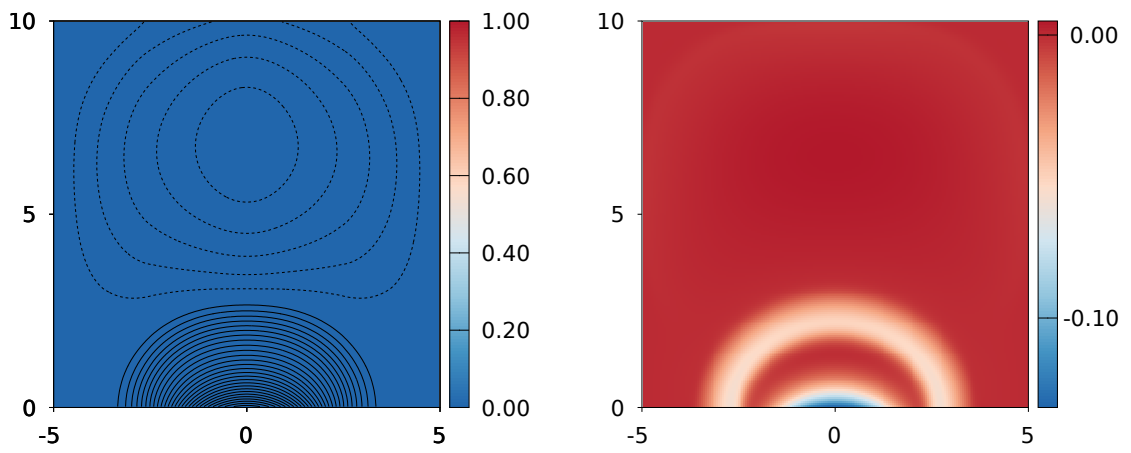
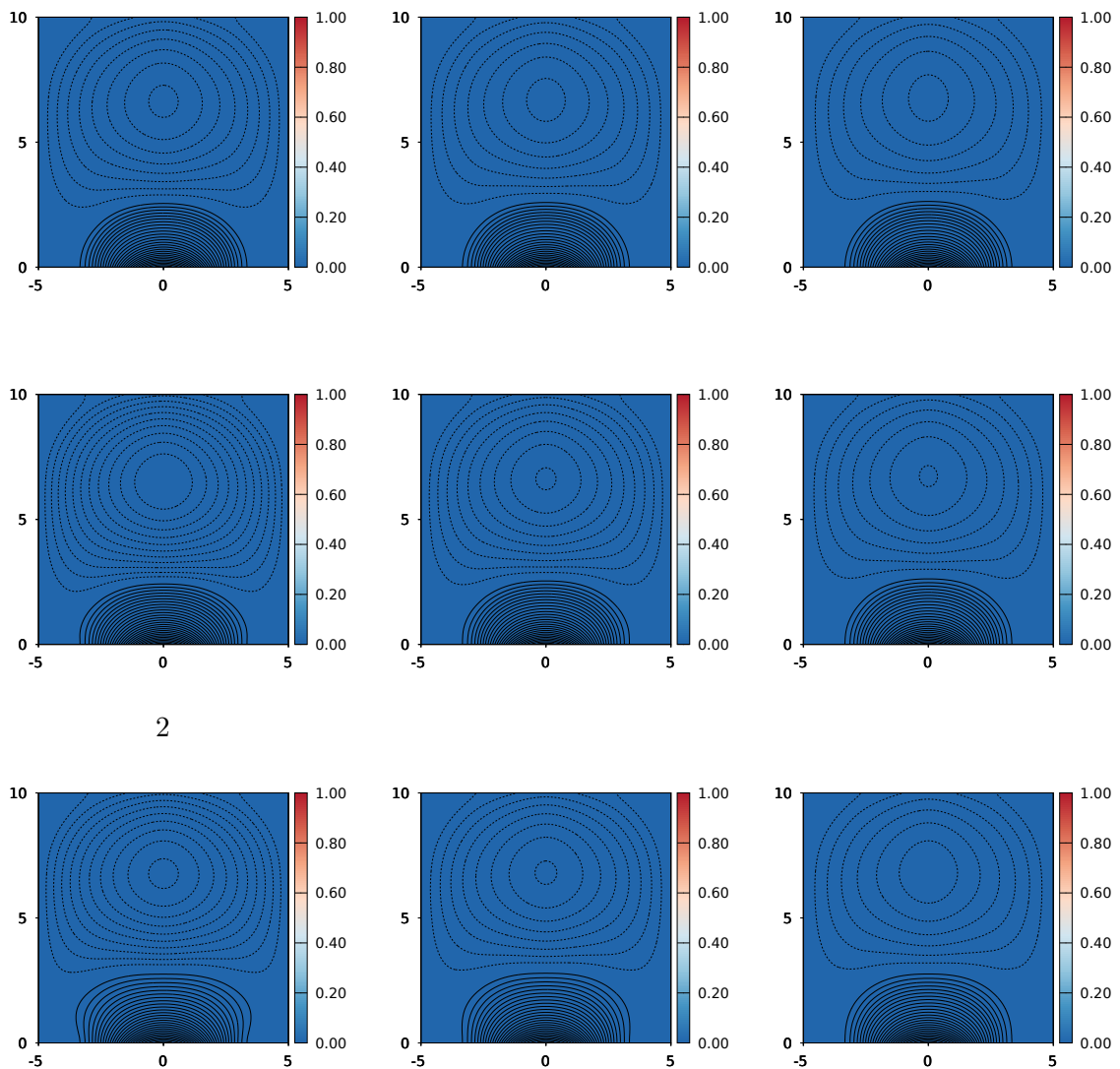


図 3.13:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合に対する NFFF、ただし  $H(z) = 100$ 。

### 3.2.3 $H(z) \neq \text{const.}$

ここでは  $H(z) \neq \text{const.}$  として分布は (3.6) と同じである。磁場が  $x$  軸方向も与えた条件になっているので上記で示した図 3.7 と同じ場合でも領域全体に広がっていない。また平衡を保つために磁場上部の構造は変わり横に広がっている。圧力分布 (図 3.15) と照らし合わせてみると境界付近ですぐ圧力が下がっているとわかる。圧力が下がりやすい条件の磁場ほど磁気ループが低くなり、上空の磁場の領域が広がっている。



2

図 3.14:  $H(z) \neq \text{const.}$  における NFFF の磁場分布。

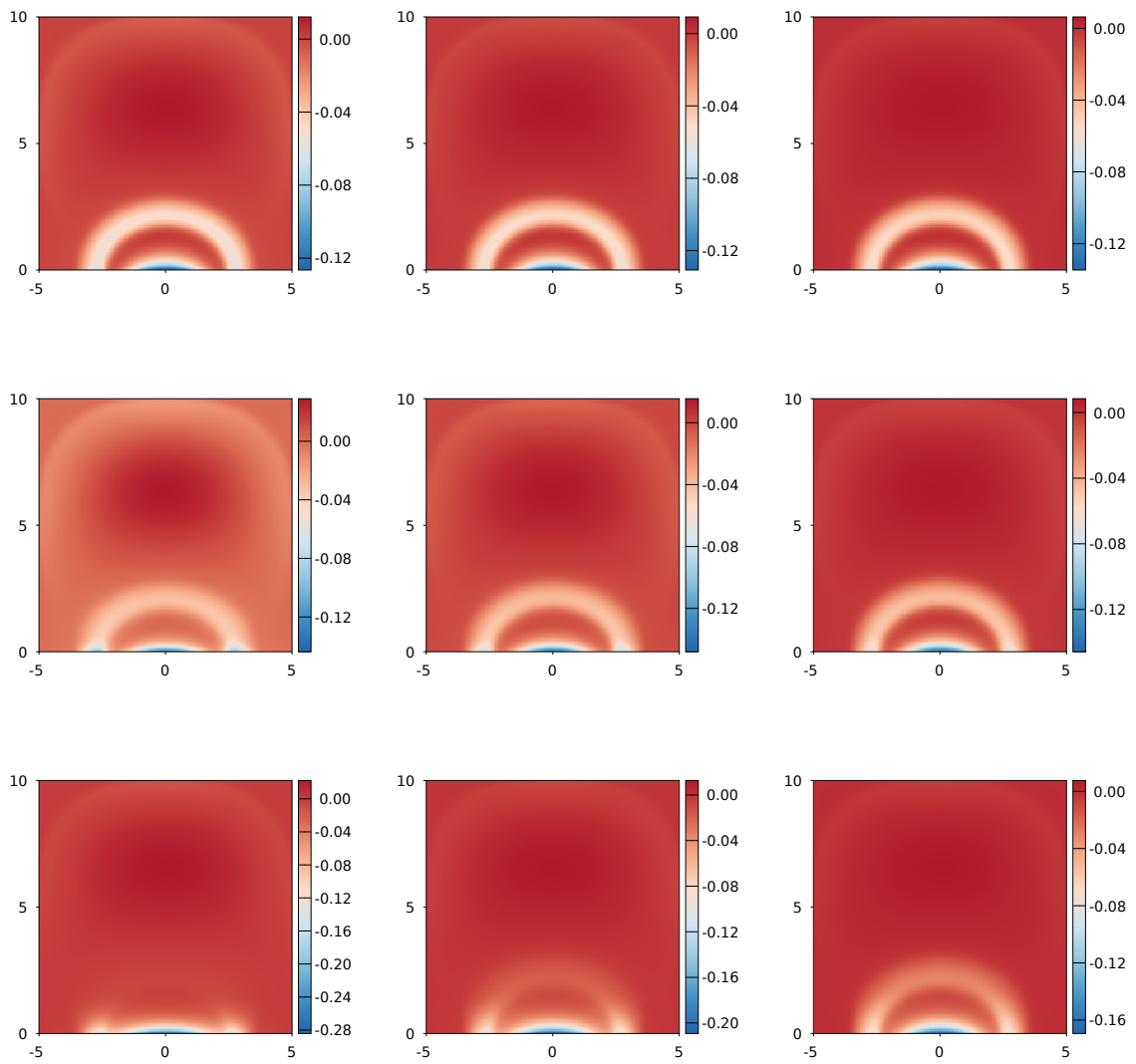


図 3.15: 図 3.14 と同様、ただしこちらは圧力分布。

### 3.2.4 NLFFF モデル

ここでは NLFFF モデルの磁場を示している。境界条件を変えたが磁場は膨張して領域全体に広がっている。

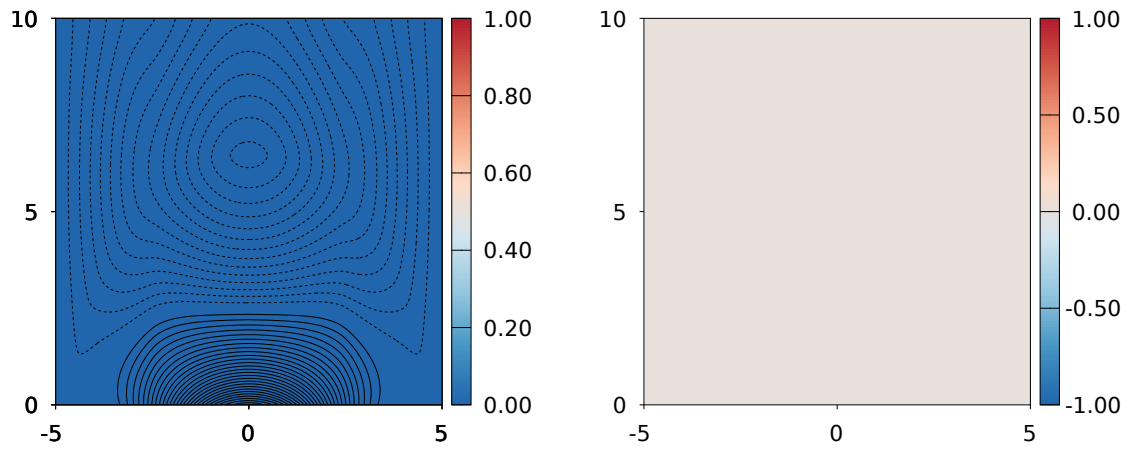


図 3.16:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  における NLFFF。

## 第 4 章

# 考察

本論文では磁気静水圧平衡磁場に関する基礎的な研究を行うため、境界磁場としてベッセル関数を用いて単純な分布を仮定した。特に  $B_z$  を固定し、 $B_x|_{z=0} = 0$ 、 $B_x|_{z=0} \neq 0$  の両条件で境界磁場の磁気圧が同じになるよう  $B_x$ 、 $B_y$  の分布を与えた。それ故、太陽大気磁場を直接再現するものではないが、本論文の結果から太陽大気磁場の性質について考察する。

太陽の活動領域では黒点が形成されており、磁場構造のスケールは彩層に比べてスケールが大きい。また、2つの黒点、つまり正極、負極をつなぐような水平成分の磁場がある。さらに、爆発現象のエネルギー源となる磁場の強いねじれが観測される。一方で、静穏領域では磁場のスケールは彩層に比べて小さく、太陽表面に対して垂直成分の磁場  $B_z$  が卓越していると考えられている。

本論文では  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合が正極、負極をつなぐ磁場になっていることから、活動領域とみなして磁場を考察する。ただし、この場合では、活動領域磁場の重要な性質であるねじれがないことに注意を要する。また、図 4.1 から  $B_x|_{z=0} = 0$ 、すなわち奥行成分  $B_y$  を与えている  $H(z) \rightarrow \infty$  と、 $B_y$  を完全に無視した  $H(z) \rightarrow \infty$ 、これら 2つの磁場の形状が一致していることから、2次元モデルでは圧力の効果を磁気圧で完全に置き換えることができると考える (図 4.2)。そこで磁場の垂直成分が卓越した  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合を静穏領域のモデルとみなし考察する。特に本章ではそれぞれの自由磁気エネルギーと電流密度について考察する。

自由磁気エネルギーは観測している磁場の磁気エネルギーから、ポテンシャル磁場の磁気エネルギーを引いたものであり、本論文では、

$$\frac{1}{2} \left\{ \int \int (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) dx dz - \int \int (B_{xp}^2 + B_{yp}^2 + B_{zp}^2) dx dz \right\} \quad (4.1)$$

を与えた領域の全空間で計算することで求められる。 $B_{xp}$ 、 $B_{yp}$ 、 $B_{zp}$  はそれぞれポテンシャル磁場の成分である。自由磁気エネルギーはフレアや CME(コロナ質量放出) の際に解放されるエネルギーの最大値となっている。ただし、本論文における静穏領域モデルでは  $B_y$  の寄与は圧力の寄与に相当するので表 4.1 では  $B_y = 0$  とした。

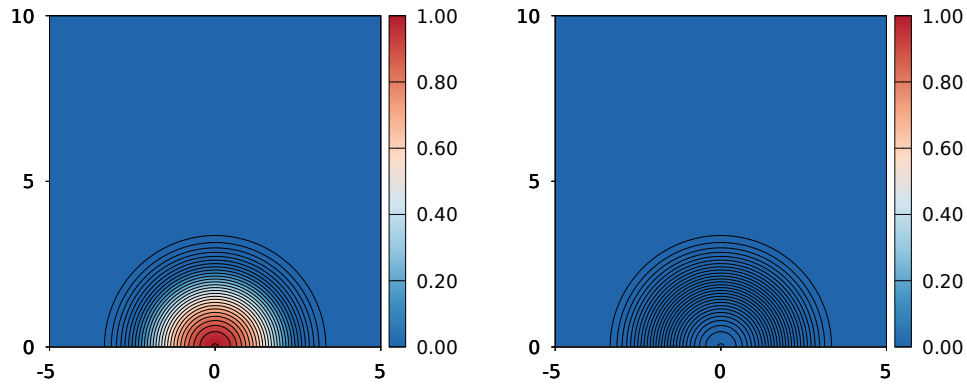


図 4.1:  $B_x|_{z=0} = 0$  における NFFF ただし  $g = 0$  と  $g = 0, B_y = 0$

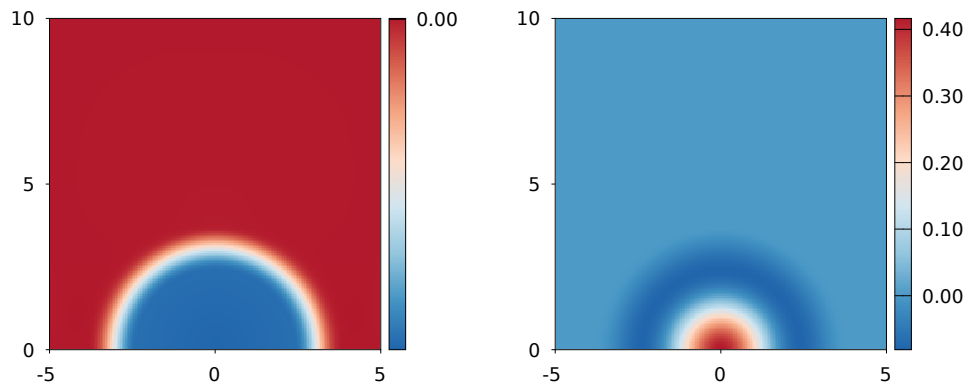


図 4.2:  $B_x|_{z=0} = 0$  における NFFF の圧力分布、ただし  $g = 0$  と  $g = 0, B_y = 0$

## 4.1 静穏領域モデル

表 4.1 は  $H(z) \neq const.$  における静穏領域モデルの自由磁気エネルギーである。静穏領域モデルの中でも  $H(z) \neq 0$  に対してより磁場と彩層のスケール関係に近いのは  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 2.0$  であり、自由磁気エネルギー他の静穏領域モデルの磁場よりも 1 桁高いものとなっている。これは彩層で見られるジェット現象の原因となる磁場構造を再現した可能性がある。

表 4.1:  $B_x|_{z=0} = 0$  の場合の自由磁気エネルギー

自由磁気エネルギー	$Z_{ch} = 0.5$	$Z_{ch} = 1.0$	$Z_{ch} = 2.0$
$H_{ph} = 0.5$	0.702574	0.69959	0.698937
$H_{ph} = 1.0$	0.703822	0.672976	0.678092
$H_{ph} = 2.0$	6.28267	0.804768	0.648401

また、自由磁気エネルギーが最も大きい  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 2.0$  の電流密度分布を見てみる。図 4.3 から、中心下部の電流が強くなっていることがわかる。反平行の磁場が左右からある力を受けて押されると強い電流が流れる。電流が流れることから磁力線の対消滅が強くなり、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  を満たすために (磁気リコネクション) 磁場のつなぎ変えを伴うエネルギー変換過程が起き、太陽のエネルギー解放に関係していると考えられている。よって、図 4.3 の電流が強くなっている部分では小さな揺らぎを受けるだけで磁場の形状が大きく変わる可能性があり、本論文における静穏領域モデルは不安定になり得る。ただし  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 2.0$  での磁場分布は領域全体に広がり境界の影響を大きく受けるものとなっていたため正確な磁場は推定できていない。磁場分布を正確に推定するためにはより大きな計算領域を設定する必要がある。これは今後の課題の一つでもある。

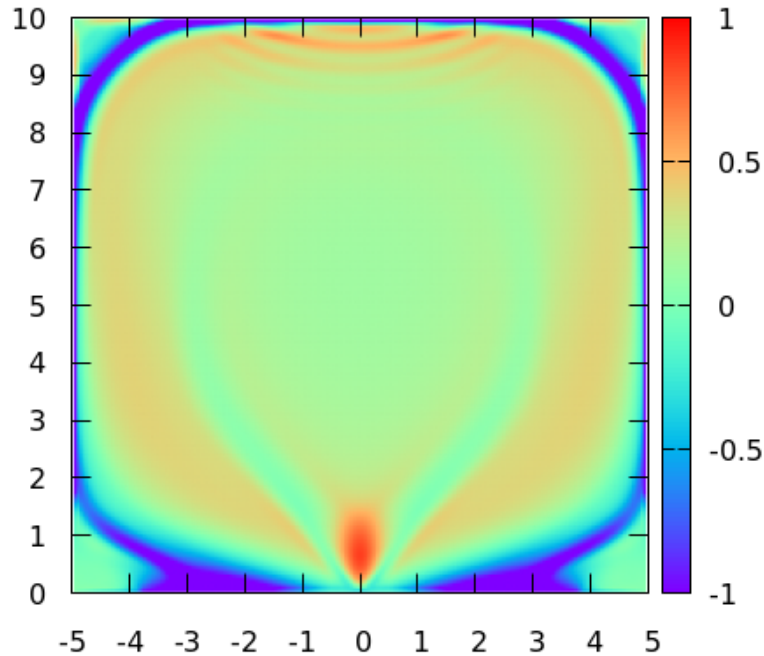


図 4.3:  $B_x|_{z=0} = 0$  条件に対する NFFF における  $y$  軸方向の電流密度分布。ただし、 $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 2.0$ 。



## 4.2 活動領域モデル

表 4.2 は、活動領域モデルそれぞれの自由磁気エネルギーである。磁場が規格化されているので活動領域モデルの方が小さいが実際には活動領域の典型的な磁場の強さは 3000~3500 G、静穏領域は 100~1000 G であることから自由磁気エネルギーは多くの条件において活動領域モデルの方が大きい。しかし、 $H_{ph} = 2.0$  における  $Z_{ch} = 1.0, Z_{ch} = 2.0$  では静穏領域モデルが大きくなっている。これは与える条件によっては静穏領域も大きなエネルギーを持ちうることを示している。活動領域モデルの中でも  $H(z) \neq 0$  に対してより磁場と彩層のスケール関係に近いのは  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 0.5$  である。しかし、自由磁気エネルギーの観点からは特徴をつかむことは難しい。また、自由磁気エネルギーの最も大きい  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 1.0$  の電流密度分布 (図 4.4) も電流が顕著に強くなっているところは見られなかった。本論文では  $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 0.5$  が最も活動領域のスケールに近いものだが、彩層とスケールハイトの規模が同じである。本来はスケールハイトが彩層より規模が小さい条件がより活動領域のスケールに近い。また、活動領域モデルは  $B_y = 0$  としているが、実際の活動領域は  $B_y \neq 0$  となっており、本来はねじれを持ちより複雑な構造となっている。今後はスケールハイトが充分小さく、ねじれの入れたより複雑な磁場で計算する必要がある。

表 4.2:  $B_x|_{z=0} \neq 0$  の場合の自由磁気エネルギー

自由磁気エネルギー	$Z_{ch} = 0.5$	$Z_{ch} = 1.0$	$Z_{ch} = 2.0$
$H_{ph} = 0.5$	0.782649	0.698707	0.614558
$H_{ph} = 1.0$	1.2019	0.84951	0.659609
$H_{ph} = 2.0$	0.870046	0.671231	0.579672

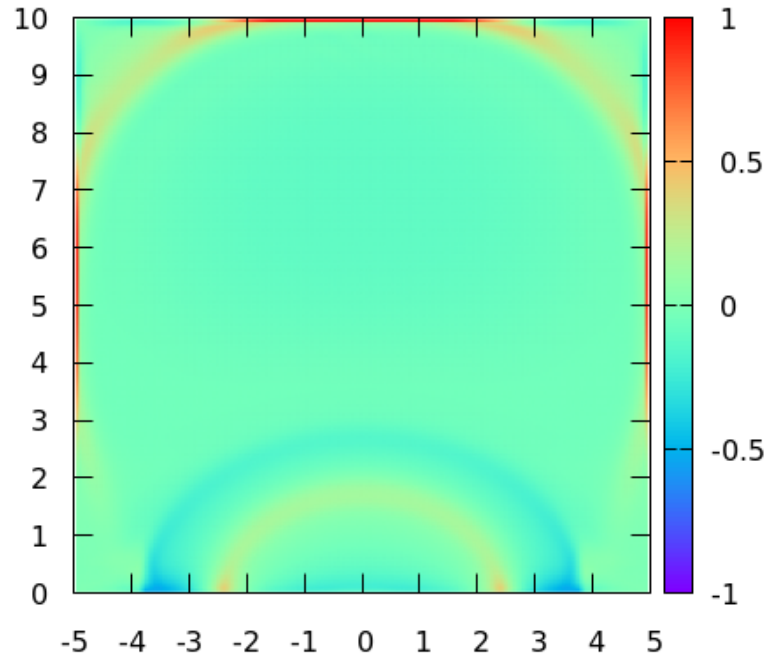


図 4.4:  $B_x|_{z=0} = 0$  条件に対する NFFF における  $y$  軸方向の電流密度分布。ただし、 $H_{ph} = 0.5$ 、 $Z_{ch} = 1.0$ 。

## 第 5 章

# 結論

本研究では、圧力項および重力項を含む磁気流体力学緩和法を用い鉛直 1 次元温度分布を仮定した磁気静水圧平衡場である非フォースフリー磁場 (NFFF) を計算し、コロナ・彩層磁場における圧力および重力の効果について考察した。計算結果から、圧力および重力を考慮しない NLFFF は膨張し領域に全体に広がっていた。対して、NFFF モデルでは圧力効果によって磁場の膨張を抑え込んでいた。また温度分布、境界磁場を変えることにより圧力の減少しやすさから、磁場が横に縦に広がることを確認された。また、静穏領域に近いとされる磁場においても不安定な構造となりうることを電流の観点から確認することが出来た。

本論文では温度分布を鉛直 1 次元で与えたが実際の太陽大気温度分布はより複雑である。活動領域では  $B_y$  成分をもっていることから、より複雑な境界条件を考える必要がある。また、領域の広さが充分ではなく境界の影響を受けた結果があることから領域の大きさを広げる必要もある。数値計算手法としても  $\nabla \cdot B = 0$  を完全には満たしていないことから、今後は  $\nabla \cdot B = 0$  を厳密に満足する方法を開発する必要がある。

# 謝辞

本研究において、本学三好隆博助教には、研究に必要な基礎知識から本論文にいたるまで、覚えの悪い自分に対して懇切丁寧に指導をしていただきました。ここに感謝申し上げます。志垣賢太教授には指導教員として研究生生活だけではなく学校生活にいたるまで助けていただきました。山口頼人准教授には普段から話しかけてくださり気にかけて下さることが嬉しかったです。本間謙助教にはラボエクササイズで丁寧に教えていただきました、また普段の話もとても面白かったです。八野哲助教にはミーティングでいたらない点について指導していただきました。先輩方、4年生の皆様のおかげで楽しい研究室生活を送ることができました。ありがとうございます。特に山川先輩にはおなじ部屋ということもあり多くのことを教えて頂きました。ありがとうございました。本研究を行うにあたり、多くの方々に支えていただきました。重ねてお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] J. T. Mariska : "The Solar Transition Region", Cambridge Univ. Press, (1992)
- [2] <https://sdo.gsfc.nasa.gov/gallery/main/item/61>
- [3] G. Allen Gary : "Plasma Beta Above a Solar Active Region Rethinking the Paradigm", Solar Physics volume 203, (2001)
- [4] S. Inoue, K. Kanya, J. Büchner, J. Skála : "Formation and dynamics of a solar eruptive flux tube", Nature Communications, volume 9, (2018)
- [5] C. J. Schrijver, M. L. DeRosa, T. Metcalf, G. Barnes, B. W. Lites, T. Tarbell, J. M. McTiernan, G. Valori, T. Wiegmann, M. S. Wheatland, T. Amari, G. Aulanier, P. Demoulin, M. Fuhrmann, K. Kusano, S. Regnier, S. Regnier : "Nonlinear Force-free Field Modeling of a Solar Active Region around the Time of a Major Flare and Coronal Mass Ejection", The Astrophysical Journal, volume 675, (2007)
- [6] T. Miyoshi, K. Kusano, S. Inoue : "A Magnetohydrodynamic Relaxation Method for Non-force-free Magnetic Field in Magnetohydrostatic Equilibrium", The Astrophysical Journal Supplement Series, volume 247, (2020)
- [7] W. Bing, C. Yao, H. Qiang, J. ChaoWei, S. H. Qiang, W. Zhao, N. Hao : "A Method of Forced Extrapolation of the Global Magnetic Field in the Solar Corona", Science China Technological Sciences, volume 63, (2020)
- [8] 藤井孝蔵 : 「流体力学の数値計算法」, 東京大学出版会, (1994)
- [9] S. Gottlieb, C. Shu : "Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes", Mathematics of Computation, volume 67, (1998)