

磁気リコネクションによる二重スピキュール発生モデル

須田 武憲 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

スピキュールとは彩層からコロナへと噴出する高速 ($\sim 25\text{km/s}$) で低温 (数千度 ~ 1 万度) のプラズマジェットであり、太陽表面上に常に多数存在している。その存在は 100 年ほど前には知られていたが、スピキュールの幅が $300\text{km}\sim 1500\text{km}$ と非常に小さいため、スピキュールの詳細な構造は長い間謎に包まれていた。しかし、近年の目覚ましい太陽観測衛星の発達によりスピキュールの微細構造が次第に明らかになり、そして我が国の太陽観測衛星「ひので」によって多くのスピキュールはペア (二重構造) で現れることが示唆された (Suematsu, Y. et al 2008)。我々はこの二重構造を自然に説明できる可能性をもつ、スピキュールの磁気リコネクションモデルを提唱する。磁気リコネクションは反平行な磁場で生じる場合の議論が多いが、シア構造をもった 3 次元的な磁場構造でも起こりうる。そしてシア構造をもつ磁場の磁気リコネクションによって発生する擾乱がスピキュールを発生させる可能性があると考え、磁気リコネクション後の磁場構造を想定した初期条件から 1.5 次元 MHD シミュレーションを行い、磁気リコネクション後に発生する fast-shock がスピキュールを発生させることを確かめた。

1 Introduction

太陽の表面上を H_α や $CaIIH$ など、彩層を見ることのできる波長で見ると、図 1 のように彩層からコロナへと吹き出す細く長いジェットを多数見ることができる。これらはスピキュールという。スピキュールは対流層の境目に集まった磁束管の中で生じる。それゆえ、スピキュールは磁力線にそって流れていると考えられる。スピキュールの典型的な温度は $\sim 10^4\text{K}$ と彩層と同程度であり (そのため、彩層を見る波長で観測できる)、周囲のコロナ ($\sim 10^6\text{K}$) と比べると非常に低温である。このことはスピキュールとは単に速度が伝搬しているだけのものではなく、実際に彩層からコロナへとプラズマが噴出していることを示唆している。また、スピキュールの上昇速度は $\sim 25\text{km/s}$ と、彩層下部での音速 ($\sim 10\text{km/s}$) より速い

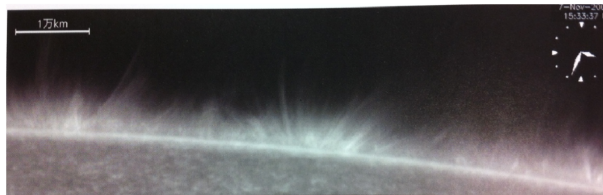


図 1: $CaIIH$ で見たスピキュール

ため、何らかの形で加速されていると考えられる。例えば (Suematsu, Y. et al 1982) では彩層下部で点限爆発を起こすことによって小さな slow-wave を生じさせると、その slow-wave が重力成層している大気中の密度差とエネルギー流束の保存によって加速され強力な shock となり、コロナと彩層の境目である遷移層にぶつかることで、元からあった大きな密度差に加えて圧力差が生じ、プラズマを大きく打ち上げてスピキュールを発生させることを示している。

スピキュールの発生原因はこれまでに様々な議論がなされてきた。たとえば (Kudoh, T. & Shibata, K. 1999) では光球での対流によって磁束管の根本が揺らされ、それによって発生した Alfvén 波が非線形な効果で slow-wave を発生させ、これが (Suematsu, Y. et al 1982) と同様な効果でスピキュールを発生させるとしている。また (De Pontieu. et al 2004) では太陽の 5 分振動によってスピキュールが発生しているとしている。このようにスピキュールの発生原因には諸説あり、いまだに決着はついていない。

このように謎に包まれた部分が多いスピキュールであるが、近年わが国の太陽観測衛星「ひので」によって高空間分解能の観測が行えるようになった。そして「ひので」の観測により図 2 のように多くのス

スピキュールはペアとなって現れていることが示唆された (Suematsu, Y. et al 2008)。これをスピキュールの二重構造と呼ぶ。

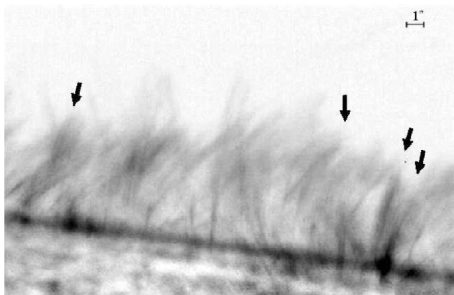


図 2: 二重構造をもつスピキュール

実際にスピキュールが二重構造をなしているとすれば、既存のモデルでは自然な説明とは言い難い。そこで我々は、磁気リコネクションによるスピキュール発生モデルを提唱する。磁気リコネクションとは、方向の違う磁場が近接している場合に発生する電流が電気抵抗によって散逸し、磁力線が近接している別の磁力線と再結合する現象である。我々は図 3 のように、光球付近の対流によって 2 本の磁束管が絡まることで磁気リコネクションが発生し、そこで生じた擾乱がそれぞれの磁束管内で一本のスピキュールを作ることによって、二重構造のスピキュールが発生するのではないかと考えた。

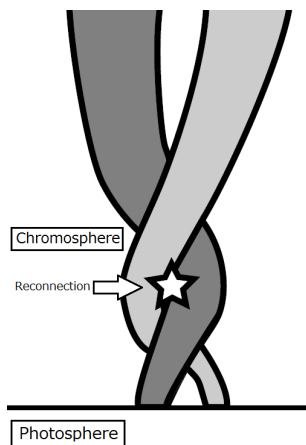


図 3: 対流によって絡まる 2 本の磁束管の模式図

このようなシア構造をもった 3 次元的な磁気リコネクションのシミュレーションを行うには大規模な

3 次元 MHD シミュレーションを行わなければならないが、磁気リコネクションによって生じた擾乱が実際にスピキュールを発生させるかどうか確かめ、その基礎的な物理過程を研究するには 1.5 次元 MHD シミュレーションでも十分である。よって我々は、磁気リコネクション後を想定した磁場を初期状態とし、その時間発展を 1.5 次元 MHD シミュレーションコードを用いて計算した。

2 Methods

磁束管の形は (Kudoh, T. & Shibata, K. 1999) の方法を参考にし、図 4 のようなものを想定した。s を磁力線のポロイダル成分に沿って図った距離、φ を磁束管の軸まわりの方位角、n を磁力線と φ 方向に垂直な成分の距離として (s, φ, n) という座標を考える。ここで 1.5 次元近似の仮定

$$\frac{\partial \rho}{\partial \phi} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial n} = 0, \quad v_n = 0, \quad B_n = 0 \quad (1)$$

をおくと、基礎方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_s \frac{\partial \rho}{\partial s} = -\rho B_s \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v_s}{B_s} \right) \quad (2)$$

$$\frac{v_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} - g \frac{\partial z}{\partial s} + \frac{v_\phi^2}{r} \frac{\partial r}{\partial s} - \frac{B_\phi}{4\pi\rho r} \frac{\partial (rB_\phi)}{\partial s} \quad (3)$$

$$\frac{\partial r v_\phi}{\partial t} + v_p \frac{\partial r v_\phi}{\partial s} = \frac{B_s}{4\pi\rho} \frac{\partial}{\partial s} (rB_\phi) \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\phi}{rB_s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{B_\phi}{rB_s} v_s - \frac{v_\phi}{r} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + v_s \frac{\partial e}{\partial s} = -(\gamma - 1) e B_s \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v_s}{B_s} \right) \quad (6)$$

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \quad (7)$$

式 (2) は連続の式、式 (3) と式 (4) はそれぞれ s、φ 成分の運動方程式、式 (5) は φ 成分の誘導方程式、式 (6) は断熱エネルギー方程式で、式 (7) のように理想気体としている。ここで r とは磁束管の軸からの距離で、e は単位質量あたりの内部エネルギー、P は

圧力、 ρ は密度、 v_s, v_ϕ はそれぞれ速度の s, ϕ 成分、 B_s, B_ϕ もそれぞれ磁束密度の s, ϕ 成分、 γ は比熱比で $\gamma = 5/3$ とし、 g は重力加速度で $g = 2.74 \times 10^4 \text{ cm/s}^2$ という値で一定にした (ただし、計算の安定のため、十分遠方で $g = 0$ となるようにした)。

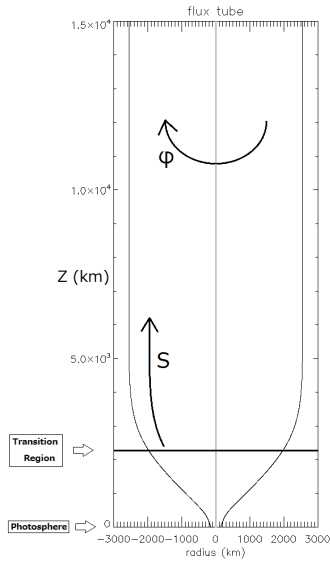


図 4: 磁束管の形状

温度分布は遷移層で急激に温度上昇するように

$$T = T_p + \frac{1}{2}(T_c - T_p) (\tanh [(z - z_{tr})/w_{tr}] + 1) \quad (8)$$

とした。ここで T_p, T_c は光球、コロナでの温度であり、陽子の質量を m_p 、ボルツマン定数を k_B 、光球面上での Scale Height を $H_0 = 1.5 \times 10^2 \text{ km}$ とすれば $T_p = m_p g H_0 / k_B \simeq 4900 \text{ K}$ である。コロナの温度は $T_c = 300 T_p$ とした。 z_{tr} は遷移層の高さであり $z_{tr} = 2.25 \times 10^3 \text{ km}$ 、 W_{tr} は遷移層の幅で $W_{tr} = H_0 / 10 = 1.5 \times 10^1 \text{ km}$ としてある。

光球面で密度 ρ は $2.53 \times 10^{-7} \text{ gcm}^{-3}$ とし、プラズマベータ ($\beta = 8\pi P / B^2$) は光球面で 1 とした。ここまで決めると、光球面での圧力を P_0 、磁場を B_0 とすれば $P_0 = k_B \rho T / m_p, B_0 = \sqrt{8\pi P_0}$ と一意的に決まる。そして力学平衡と磁束の保存を満たすようにすべての物理量を決めることができる。ここで、磁束の保存は簡単のため $B_s = B_0 (r_0 / r)^2$ とした。 r_0 は光球面での磁束管の半径で、 $r_0 = H_0 = 15 \text{ km}$ としてある。

このようにして設定した磁場に B_ϕ を追加することによって、図 5 のような磁場をつくる。そのとき、力学平行を保つために追加した磁場の磁気圧の分だけ圧力を減らし、また温度が変化しないように密度も減らした。ここで磁場の曲がり具合は 2 次関数で表し、曲がっている区間の幅である λ_1, λ_2 と頂点の角度 θ の 3 つのパラメーターで形を決める (反対側の角度は 3 つのパラメーターを決めると自動的に決まる)。ここで注意しなくてはならないのは、図 5 は s 方向にそって、 ϕ 方向にどれだけ磁力線が離れているかを見たものなので、3 次元的な磁力線にあてはめた場合、図 5 の見た目からは離れてしまう (特に磁束管の半径 r の変化が大きいところでそのような形のずれが大きい)。しかし、不連続点があるか、磁力線が曲がっているかを見るのみであれば、このような見方でも十分である。

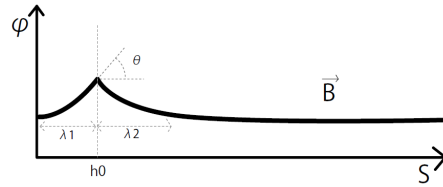


図 5: 磁力線の初期状態

3 Results & Discussion

紙面の都合上、図 5 で $\lambda_1 = \lambda_2 = 900 \text{ km}, \theta = \pi/4$ としたものの結果の一部を載せる。まず図 6 は密度分布を表しているが、接触不連続面である遷移層が上昇していることがわかる。よって、スピキュールが発生していると言える。スピキュールは数回繰り返して起こっているが、今回は 1 回目の上昇のみに着目しよう。そのため、シミュレーション開始時刻の 0 秒から、1 回目のスピキュールの上昇が完了する 220 秒までの物理量を見る。

図 7 と図 8 はそれぞれ圧力と磁気圧である。(今後、磁気圧を区別するために、通常の圧力をガス圧と呼ぶ) 見比べるとシミュレーションの初めのほうでは圧力が上昇し、磁気圧が減少する slow-shock を形成していることがわかる。これは磁気リコネクション

に一般にみられる効果である。しかしその後、圧力も上昇し磁気圧も上昇する fast-shock が現れている。これを詳細にみるために、以下のように定義された関数 Φ の時間発展を見た。

$$\Phi = \frac{(P(t) - P(t - \delta t))(P_m(t) - P_m(t - \delta t))}{(P(t) + P_m(t))^2 \delta t^2} \quad (9)$$

この関数はガス圧と磁気圧が互いに強め合っているとき (fast-wave のとき) 正の値を取り、片方が強くなって片方が弱くなるとき (slow-wave のとき) は負の値を取るため、fast-wave か slow-wave かを簡単に判断できる。図 9 は Φ を表した図である (見やすさを考えて、横軸と時間の範囲を狭めている)。先ほど見たように初期では slow-shock が形成されているが、時間がたつにつれ slow-shock の後方から fast-shock が立ってくることがわかる。そして fast-shock が成長していき、slow-shock を追い越している。

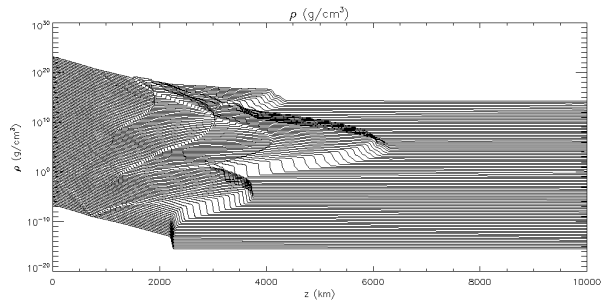


図 6: 密度分布 0 秒から 900 秒までのもの

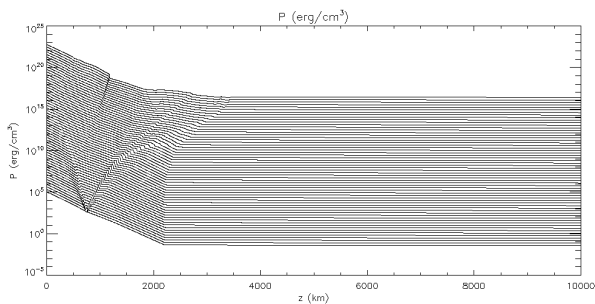


図 7: 圧力分布 0 秒から 220 秒までのもの

4 Conclusion & Future Work

以上より彩層内でシア構造のある磁場がリコネクションした場合、fast-shock が発生してスピキュールを打ち上げる可能性があることがわかった。しかし、どのような物理的プロセスによって fast-shock が形成されるのか、どのようにして fast-shock がスピキュールを打ち上げるほど成長するのかが解明できていない。これは非常に興味深く、かつ重要な問題であり、今後シミュレーションの解析を進めて解明すべき点である。

Reference

- Suematsu, Y. et al., 2008, ASP Conf Ser
- Suematsu, Y., Shibata, K., Nishikawa, T., & Kitai, R. 1982, Solar Phys., 75, 99
- Kudoh, T. & Shibata, K. 1999, ApJ, 514, 493
- De Pontieu, B., Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, Natur, 430, 536

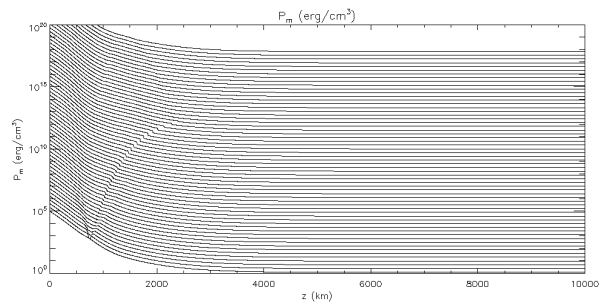


図 8: 磁気圧分布 0 秒から 220 秒までのもの

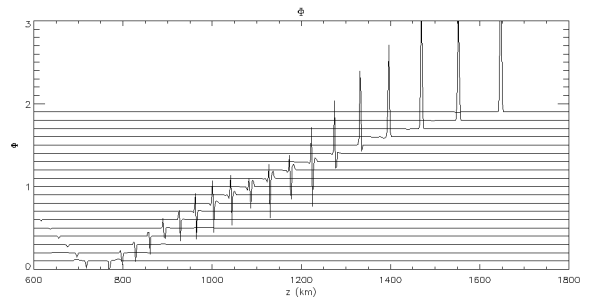


図 9: Φ 分布 0 秒から 120 秒までのもの (z の範囲に注意)