

国立天文台 天文学データ解析計算センター
成果報告書 (平成17年度)

提出期限：平成 18 年 3 月 20 日 (月)17:00 必着

応募カテゴリ（いずれかを選択） B

システム（いずれかを選択） VPP

プロジェクト ID: wtm33b

研究代表者 (現在のユーザ ID : miygshtk)

氏名	宮腰剛広	
所属機関名	京都大学大学院理学研究科附属天文台	
連絡先住所	〒 607-8471 京都市山科区北花山大峰町 京都大学大学院理学研究科附属花山天文台	
電話番号	075-581-1235	
E-mail	miyagosi@kwasan.kyoto-u.ac.jp	
職または学年	研究機関研究員	
研究代表者が学生の場合には指導教官の氏名		

研究課題名

(和文)	太陽黒点形成とそれに伴う磁気プラズマ爆発現象の 3次元 MHD 数値シミュレーション
(英文)	Three dimensional MHD numerical simulations of forming sunspots and associated active phenomena of the sun

研究分担者

[illegible]

成果に関連して出版、もしくは印刷、投稿中の論文リスト

(1) このプロジェクト（同様の過去のプロジェクトも含む）での成果

今年度中に出版された論文、国際会議集録、国際会議、学会、研究会発表、その他出版物（印刷中、投稿中の場合はその旨を記載すること）

国際会議

- **Miyagoshi, T.**, Isobe, H., Yokoyama, T., and Shibata, K.
“MHD Numerical Simulations of an Emerging Flux Tube for studying effects of twist intensity and associated Active Phenomena in the Solar Atmosphere”
International Workshop The 6th Solar-B Science Meeting, The Kyoto International Community House, 8-11 Nov 2005
- **Miyagoshi, T.**, Isobe, H., Yokoyama, T., and Shibata, K.
“ MHD Numerical Simulations of an Emerging Flux Tube for studying effects of twist intensity and associated Active Phenomena in the Solar Atmosphere ”
The 6th CAWSES workshop, Nagoya University, 12-13 Sep 2005

学会、国内研究会

- 宮腰剛広（京大）、磯部洋明（京大）、横山央明（東大）、柴田一成（京大）
「 捻れた磁束管浮上の 3 次元シミュレーション 」
研究集会「 Solar-B と地上太陽観測の連携 - 太陽研究の新展開に向けて - 」、京都大学会館、2006 年 2 月 6 日～8 日
- 宮腰剛広（京大）、磯部洋明（京大）、横山央明（東大）、柴田一成（京大）
「 捻りを弱くしていった場合の浮上磁束管の振舞いについて 」
日本天文学会 2005 年秋季年会、札幌コンベンションセンター、2005 年 10 月 6 日～8 日

(2) これまでのプロジェクトの今年度中の成果

今年度中に出版された論文、国際会議集録、国際会議、学会、研究会発表、その他出版物（印刷中、投稿中の場合はその旨を記載すること）

評価資料として利用いたしますので、様式・順序は任意ですが、学術論文については題名、著者、発行年月、雑誌名、巻、ページが記載されていること。

国際会議

- **Miyagoshi, T.**, Isobe, H., Yokoyama, T., and Shibata, K.
“ MHD simulations of jets in the solar atmosphere associated with emerging flux and magnetic reconnection ”

Magnetic Reconnection 2005 US-Japan Workshop on Magnetic Reconnection, Plasma Merging, and Magnetic Jets "Astrophysical Reconnection and Particle Acceleration", Awaji-shima island, Japan, 8-10 March 2005

学会、国内研究会

- 宮腰剛広 (京大)、磯部洋明 (京大)、横山央明 (東大)、柴田一成 (京大)
「彩層下で励起された波動による低温ジェット発生の 3 次元 MHD 数値計算」
日本天文学会 2005 年春季年会、明星大学、2005 年 3 月 28 日～30 日
- 宮腰剛広 (京大)、磯部洋明 (京大)、横山央明 (東大)、柴田一成 (京大)
「太陽光球下からコロナへの抜れた磁束管の浮上過程」
日本物理学会第 60 回年次大会、東京理科大学、2005 年 3 月 24 日-27 日

成果の概要

(必要に応じてページを加えて下さい。)

1 太陽大気における浮上磁束管：捻りの強さを变化させた場合の浮上磁束管の進化について

磁束管浮上現象は、太陽コロナにおける活動現象全般に関わりのある、非常に重要な現象である。これは、対流層底でダイナモ過程により形成された磁束管が、Parker 不安定性や磁気浮力により太陽表面を抜けてコロナ中を上昇していく現象であるが、これにより、黒点に代表される強磁場の活動領域や太陽面上の特徴的な磁場構造を形成するものと考えられおり、コロナにおける磁氣的活動の源泉とも言える。このような理由で、磁束管浮上現象は、次期太陽観測衛星「Solar-B」での重要観測ターゲットの一つとなっている。

光球下からコロナへの捻れ磁束管の浮上の 3 次元数値シミュレーションは、我々の他にも世界で 3～4 グループほどが研究を行なってきたが、これまで行なわれた研究は全て、浮上領域で 1～数回転以上するような非常に強い捻れを仮定して計算が行なわれていた。一方観測からは、捻れはそれよりもずっと弱い事が示唆されている。そこで、捻りが強い場合から 0 に至るまで、段階的に変化させてどのように磁束管の進化過程が変化するかを、3 次元磁気流体数値シミュレーションにより調べた。

本研究の特色は、光球下からコロナ上空まで (密度比 10^8 程度) を含む捻れ磁束管浮上の計算で、捻りの強さの変化による (特に捻りが従来行なわれている計算に比べてずっと弱い場合 (捻れ無しの場合含む)) 浮上過程の変化を調べた事である (これまでまだこの点を調べた研究はない)。また最終的に太陽表面から上空約 14000km 以上まで磁束が浮上するまでの時間発展を追っている。これはこの種の計算としてはもっとも大きいものである。

初期には光球下に捻られた磁束管 (Gold-Hoyle 型 force free の管) を置き、微小擾乱を与えることにより不安定性が成長し浮上を開始される。図 1 は、初期の捻りの強さを变化させた場合の、コロナに浮上後の磁場の 3 次元構造および真上から見た構造を表す。 $q=0.1$ ((a),(b)) はこれまでよく行なわれてきたような捻りの強いケースで、 $q=0.05$, 0.005 はそれよりも弱い捻れの場合であ

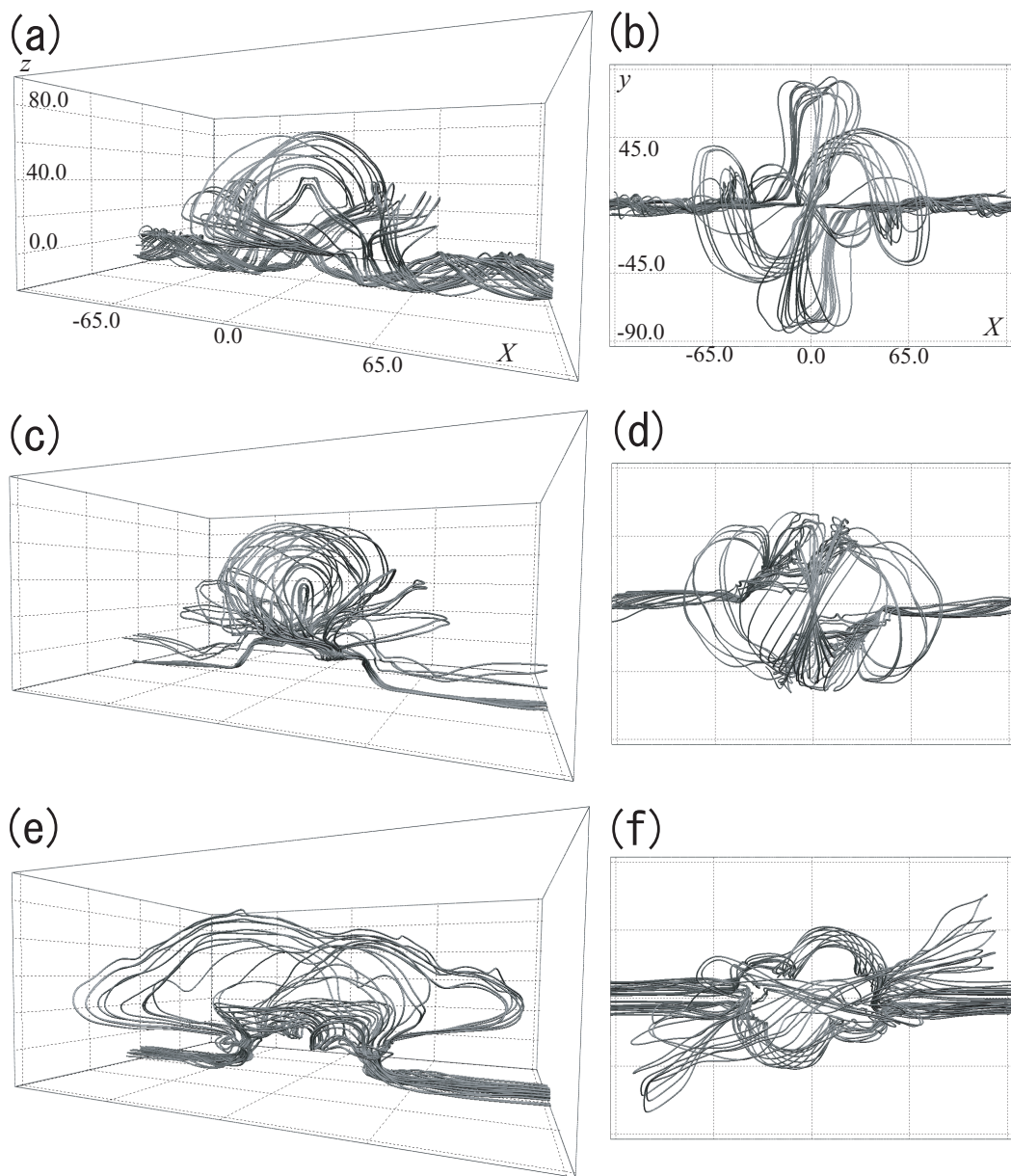


図 1: 浮上磁束管が形成するコロナ磁場構造の様子。(a)(b) $q=0.1$ 、(c)(d) $q=0.05$ 、(e)(f) $q=0.005$ (q は捻りの強さを表すパラメータで、大きいほど捻れが強い) の場合を表す。距離のユニットは光球スケールハイト ($\sim 200\text{km}$ 、以降の図でも同じ)。 $z=0$ が太陽表面に相当する。

る (この値がそのまま回転数に比例する)。捻りが強い場合は管に垂直な、弱い場合は管に平行なループが成長する。捻れが弱くなるにつれ、磁束がコロナ中でばらばらに分裂した構造を取る様子が分かる。図 2 は、磁束管を輪切りにした面での磁場強度分布である。捻りの強さ q も示されている。ここでは、浮上磁束管の先端がほぼ同じ高さ $z \sim 70$ に達した時で比較をしている。

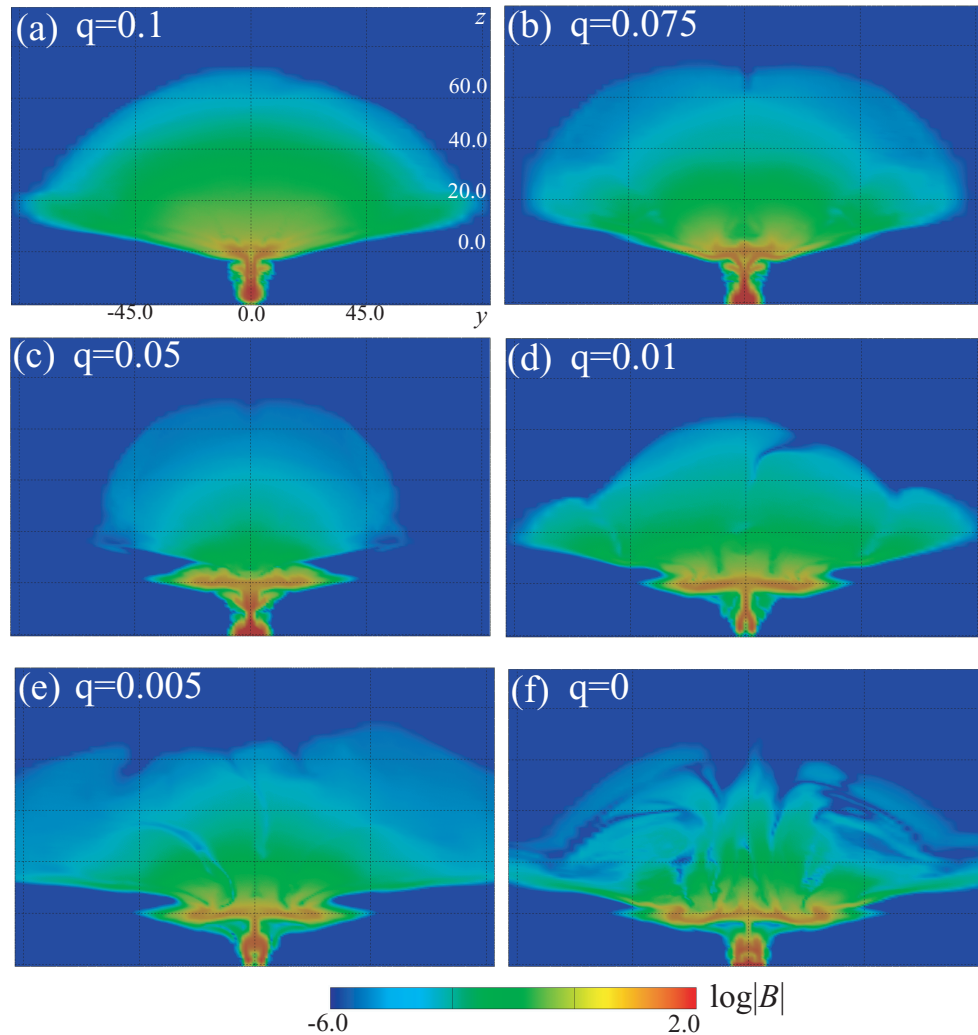


図 2: さまざまな捻れの強さでの、磁束管断面の磁場強度。

重要な結果の一つは、捻れが弱い場合、光球面で一旦管が分裂しばらばらになるが、そのばらばらになった磁束と下から継続して浮上してくる磁束がある大きさ (後述) の空間領域を埋め尽くすと、そこから 2 段階目の浮上が新たに始まり、最終的には捻れ 0 でも図 2(f) にあるように光球面から高さ $z \sim 70$ ($\sim 14000\text{km}$) 以上の磁場構造を形成するということである。(但し捻りが弱い方が、同じ高さに達するまでの時間はずっと長い。) 図 2 の $z=0$ 付近において、(c)(d)(e)(f) では分裂した (水平方向に大きく広がった) 構造が見えるが、(a)(b) ではそのような構造はほとんど見えない。図 3 は、捻れ弱 (a) と強 (b) の場合で、磁束管断面の磁場強度の時間発展を示したものである。(a) では、まず太陽表面 ($z=0$) 付近で管が分裂する ($t=140$) が、しばらくするとそこから新たに浮上が始まり、コロナへ向けて浮上していく。一方 (b) ではそのようなことはなく、管

は常に分裂せずコヒーレントに浮上していく。

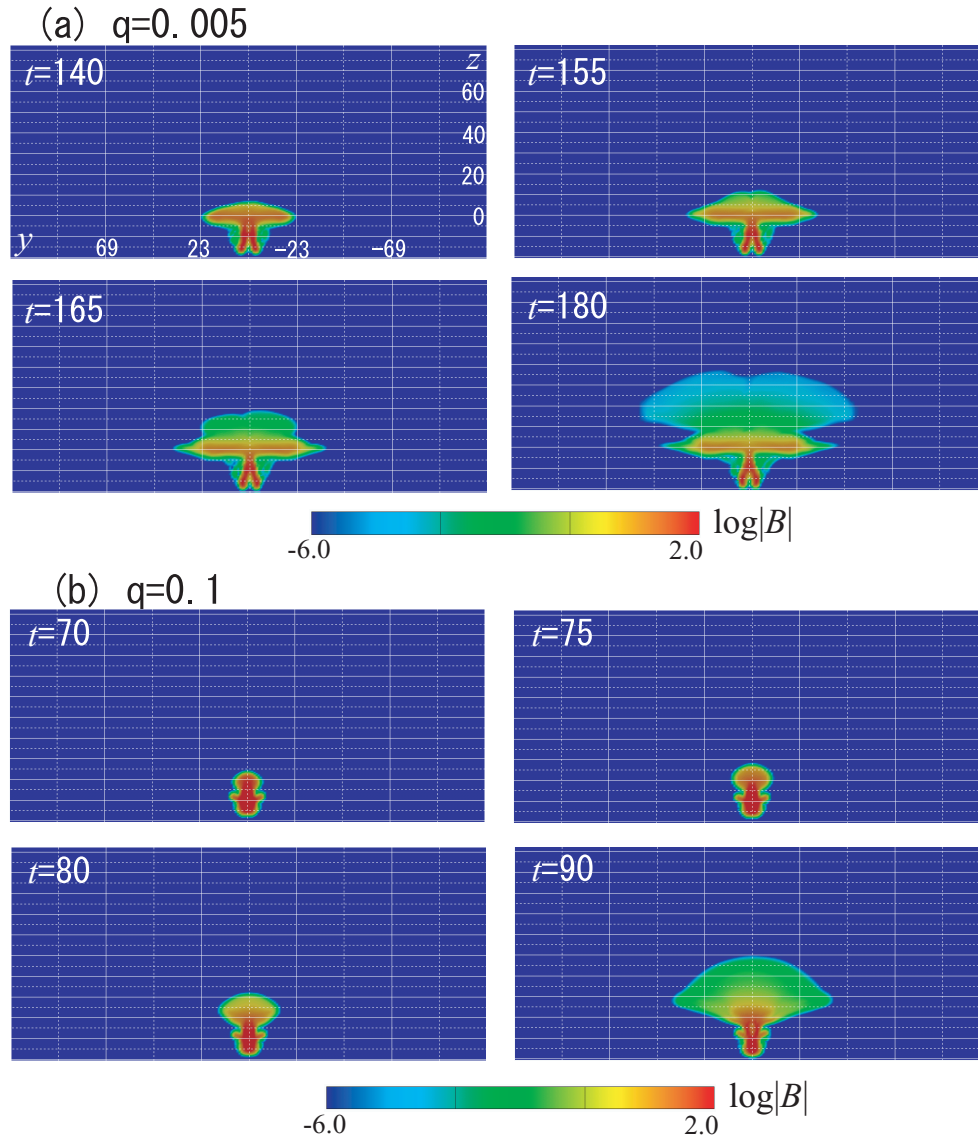


図 3: 磁束管断面の磁場強度の時間発展の様子。(a) $q=0.005$ 、(b) $q=0.1$ の場合である。 $z=0$ が太陽表面に相当する。

太陽表面付近で管が一旦激しくばらばらになるか (図 2(c)(d)(e)(f))、それともコヒーレントにコロナまで浮上するか (同 (a)(b)) を分けるものは浮力と重力のバランスで決まっている事が分かった。図 4 は、 z 座標 (横軸) 対 $(\rho - \rho_0)g$ (縦軸) を表している。ここで g は重力 ($= 1/\gamma$ 、正の定数)、 ρ_0 は初期密度、 ρ は測定した時刻での密度を示す。ここでは $q=0.1$ と 0.005 の場合の結果が示されている。ここでは、両者が $z=0$ (太陽表面) 付近を通過するステージで両者を比べている。縦軸が正の場合、 $\rho > \rho_0$ ということになりこれはそこで下向き重力が働いていることを示す。逆に負の場合、そこでは浮力が働いていることを示す。 $q=0.1$ の場合を見ると、浮上管ループトップの重力よりその下部の浮力の方が 3 倍程度優っている事が分かる。したがってこの場合太陽表面でも浮上運動は全く減速されずコロナへ浮上していく。一方 $q=0.005$ の場合は浮力と重力がほぼつ

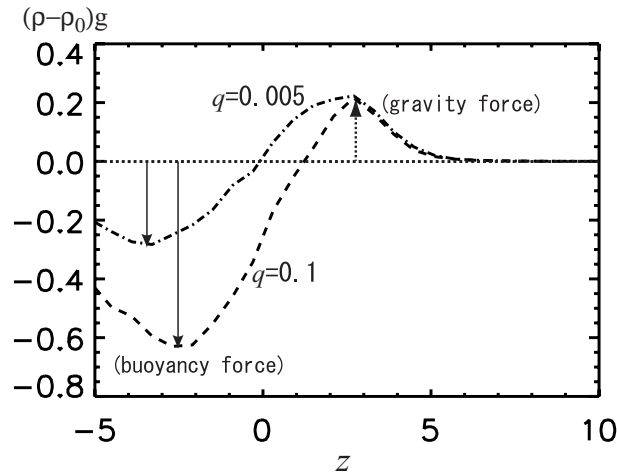


図 4: z 座標 (横軸) 対 $(\rho - \rho_0)g$ (縦軸)

りあっている。そのため管の浮上運動は大きく減速される。水平方向には抑制力はない (初期に水平方向にはガス圧一定) ので、管は水平方向に大きく延びる事になり、図 2(c)-(f) で見られるような $z=0$ 付近で水平方向に広がった構造を取ることになる。

こうして捻れが弱い場合一旦は浮上がほとんど止まるが、時間が経つとそこから新たに 2 回目の浮上運動が始まる。図 5 は、 $q=0.005$ の場合で、その新たな浮上運動の開始のステージを調べたものである。(a) は磁場強度等値面を表している。太陽表面で管が水平方向に大きく広がった構造が示されている。(b) はこの浮上部分を拡大し真上から見たものである。中央にわずかなふくらみが見えるが、これはちょうど 2 段階目の浮上運動が開始された事を表している。(c) は、(b) で点線で囲った四角枠の部分の磁場強度を色で示している。大体空間サイズ ~ 17 程度 (無次元の値で) を磁場が埋め尽くしていることが分かる。ところで、パーカー不安定が成長するための下限波長は $\lambda_c \approx 4\pi H$ と表される (H はそこでのスケールハイト)。今この高さでは $H = 1$ (無次元の値で) であり、 $\lambda_c \approx 12$ (無次元の値で) となる。すなわち、磁束管上部は太陽表面に達した時いったん分裂し浮上がほとんど止まるが、磁束管下部から継続して浮上してくる磁束により磁場が λ_c 程度の領域を埋め尽くすと、そこから新たに浮上を開始されるということが分かった。(d) は、視線方向の速度場 (手前に向かう方が正の値) を表している。2 本の浮上ループが見えているが、そのサイズはやはり λ_c 程度であることがわかる。

図 6 は、捻りの強さ q (横軸) 対、コロナ中磁気エネルギー (縦軸) を表している。図 2 で示されている時間 (ほぼ同じ高さに達した時) で測定をしている。これを見ると、捻れが強い側 (図 2 で、abc) では、捻り強さとコロナへもたらされるエネルギーは正比例するが、ちょうど太陽表面で顕著に分裂しはじめる捻りの強さ以下 (図 2 で cdef) では、コロナ中の磁気エネルギーはほぼ一定値となる。これは、一旦管が大きく分裂して磁場が非常に弱くなる場合、浮上の基点となる部分はほぼ同じ磁場強度になってから再浮上が始まる。基点の磁場強度が同じならコロナへ浮上した時の磁場スケールハイトもほぼ同様となるはずであり、そのため磁気エネルギーはほぼ同じ値となる (ただし浮上にかかるまでの時間は捻りの強さによって変化するが) と考えられる。

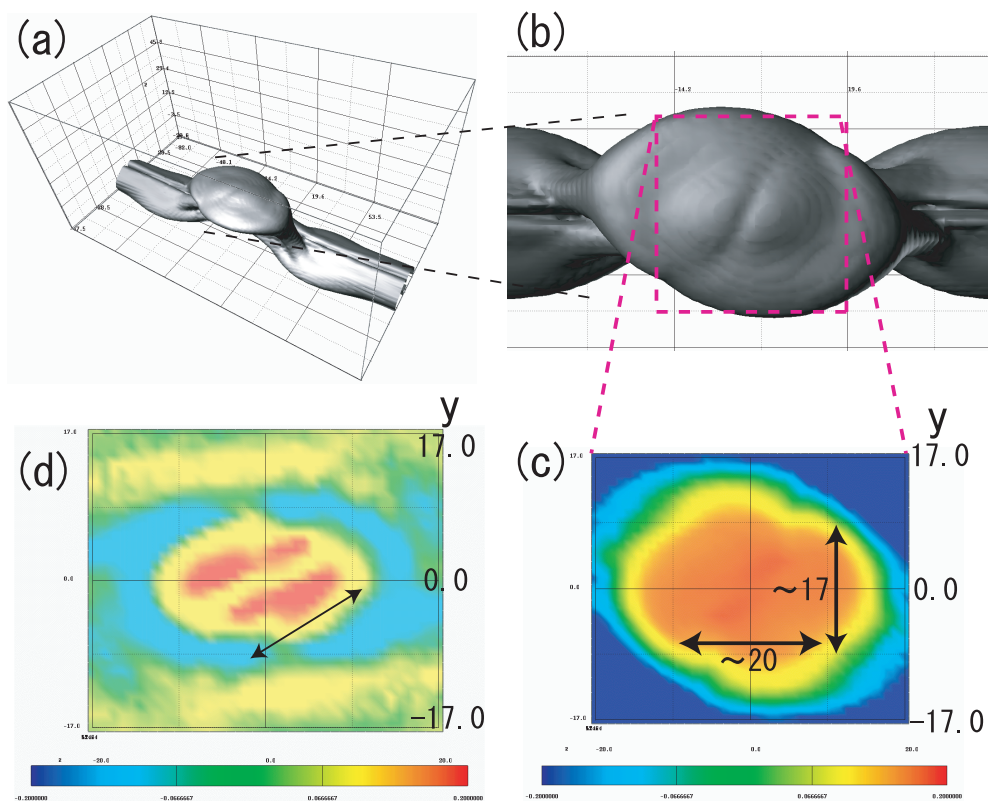


図 5: 2 段階目の浮上の様子 (本文参照)

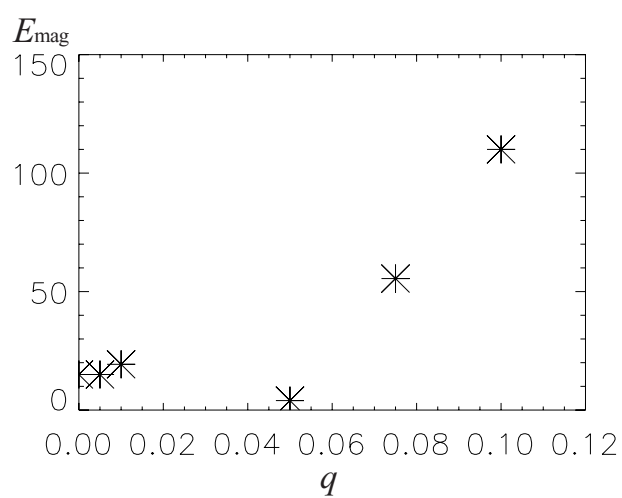


図 6: 捻りの強さ q (横軸) 対、コロナ中磁気エネルギー (縦軸)

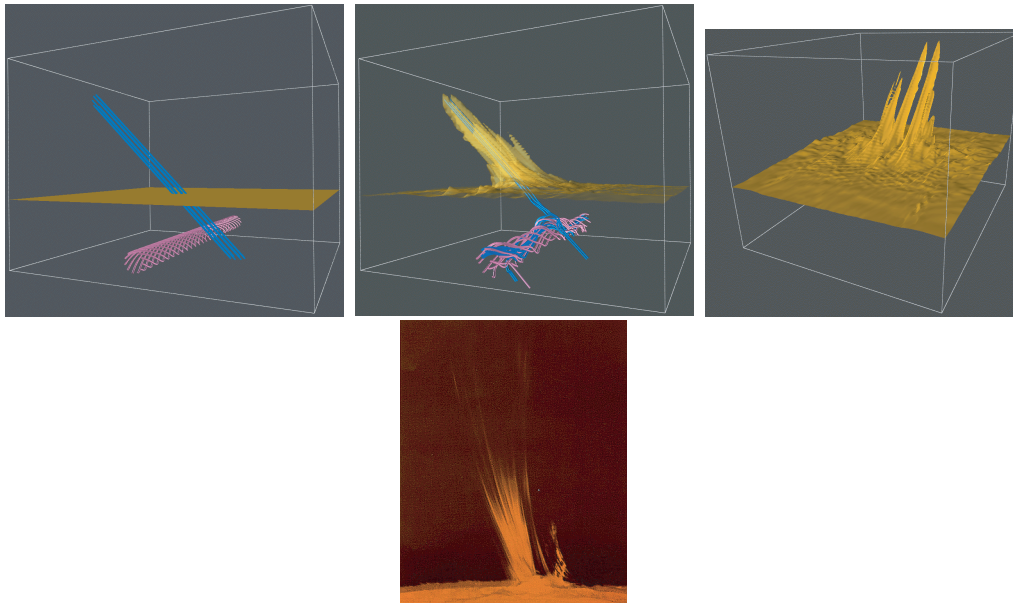


図 7: 順に、初期条件、時間発展後 (管は磁場、面は遷移層のプラズマを表す)、発生したジェットを別角度で見たもの、京都大学理学研究科附属飛騨天文台で観測されたサージ ($H\alpha$ 線の観測) を表す。

2 浮上磁束管に伴う低温ジェット発生について

浮上磁束管はすでに先行して浮上している磁場とも相互作用を起こし、さまざまな活動現象を引き起こすと考えられている。

図 7 は、彩層下で捻れた浮上磁束管と既存磁場が相互作用を起こした時に発生する低温ジェットの 3 次元 MHD 数値シミュレーション結果である。コロナ上空に向かって磁力線に沿ってジェット流が発生している。

図 8 は、ジェット流に沿った time slice である。色は密度の初期値からの増加分を表す。横軸が距離、縦軸が時間を表している。この結果からは 4 回ほど濃いガスの噴出がスピキュール状に見える。この計算では浮上磁束管と既存磁場の一部が遷移層下 (コロナではない) で磁気リコネクションを起こしている。また継続する浮上運動が上空磁場に擾乱を与える。この相互作用により、波動が発生する。このうち Alfvén 波のモードは、一部が非線形効果により slow mode 圧縮波にモード変換される。これと最初から励起される slow mode の振幅は、伝播方向への密度減少 (光球下からコロナまで 10^7 以上) により、波が伝搬するにつれて振幅が増大する。その結果、コロナ手前でガス圧力が上昇し、これが遷移層の低温プラズマをコロナへ向けて噴出させている事が分かった。図 9 は、その様子を調べたものである。(左) 磁気圧、(右) ガス圧の time slice である。図 8 の一部領域が拡大されている。これを見ると、まず (非線形の) Alfvén 波が伝播し、しかるのちにモード変換により圧縮波 slow mode が励起され、コロナ手前でガス圧を高めている。これが低温ジェットの駆動力となっている。

このような低温ジェットは、太陽大気中ではスピキュールもしくはサージとして観測されるであろうと考えられる。図 7 (右) は、京都大学大学院理学研究科附属飛騨天文台で観測された、サージ現象である。我々のシミュレーション結果からは低温ジェットの速度はコロナ中で $\sim 40 \text{ km/s}$ で、

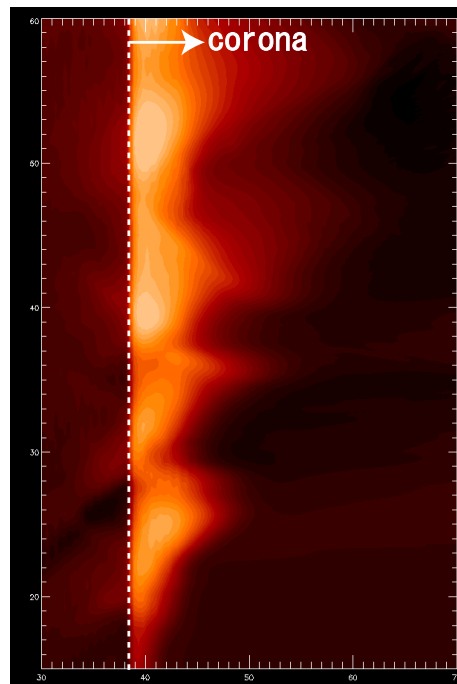


図 8: ジェット流に沿った time slice。色は密度の初期値からの増加分を表す。横軸が距離、縦軸が時間。コロナと遷移層の境界が破線で示されている。

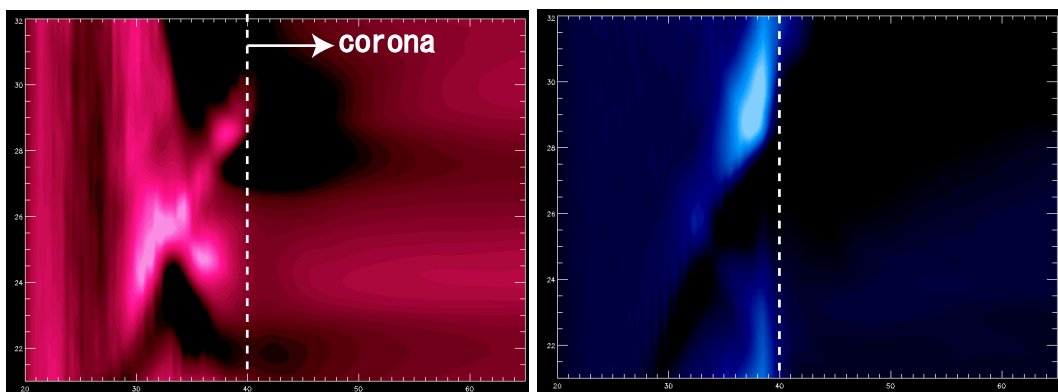


図 9: (左) 磁気圧、(右) ガス圧の time slice。図 8 の一部領域が拡大されている。

これは観測されているサージの速度とほぼ一致することが分かった。

このジェット発生機構は、Alfvén 波及び slow mode 波伝播によるものであり、これは Kudoh and Shibata (1999) の 1.5 次元 MHD シミュレーションにより調べられていた。彼らの計算は 1 次元の磁力管の根本に手で擾乱を与えてその波の伝播を調べたものである。我々の計算では、浮上磁束管と既存磁場の相互作用という波動の発生原因から伝搬までを一つの計算内で扱い、かつ 3 次元でもこのプロセスが起こりうる事を示した。サージの根本のサイズはおそらく浮上磁束に伴う渦運動のサイズが決めっていると我々は考えているが、このような点の解析は今後進めて行く予定である。