



太陽光球における微細磁束管のダイナミクス

竹内 彰 継

〈米子工業高等専門学校 〒683-8502 鳥取県米子市彦名町 4448〉

e-mail: takeuchi@yonago-k.ac.jp

強い微細磁束管が超粒状斑境界に点在しているというのが太陽光球静穏領域における磁場構造の特徴です。最近の研究により、これら微細磁束管が予想以上にダイナミックであることが明らかになってきました。本稿では、微細磁束管と対流の相互作用に関する数値シミュレーションの最近の結果について紹介します。また、意外に知られていない微細磁束管形成のメカニズムについても解説します。

1. 光球微細磁束管とは？

「太陽には強力な磁場が存在します。」というのと、「そんなこと知ってますよ、黒点のことでしょう。」と答える人も多いのではないのでしょうか。たしかに黒点内には極めて強力な磁場が存在します。しかし、黒点以外の領域でもそれと遜色がないくらい強い磁場が局所的ですが存在するのです。太陽では黒点領域のことを活動領域、それ以外の領域のことを静穏領域とよんでいます。本稿の主人公はこの静穏領域に存在する強い磁場、正確には以下で説明する微細磁束管です。

図1に太陽静穏領域の磁場構造のポンチ絵を示します。これは太陽表面に垂直な面で切った大気の断面図で、対流層最上部からコロナ低部までを示しています。図から、コロナ以上ではほぼ一様であった磁場が超粒状斑とよばれる大規模な対流セルの沈み込み領域に束ねられている様子がわかります。この沈み込み領域では、磁束は（面白いことにシート状ではなく）管状に束ねられていて磁束管となっています。この内部では、光球レベルで磁束密度が（ピップエレキバンじゃありませんが）1500 ガウスもあり、ガス圧を磁気圧で割った「プラズマ β 値」は0.3と磁場が優勢な状況になっています。ただ不幸なことにその磁束管の直径が150 km、角度になおすと0.2秒角（現在最高の太陽望

遠鏡の分解能と同じ程度）と非常に小さいため管内の直接観測は極めて困難な状況にあります。そのため、これらは「微細磁束管」と呼ばれています。ただし微細磁束管の直径は、管が周囲と圧力平衡にあるため、高さとともに指数関数的に増大します（図1）。したがって、光球→温度極小領域→彩層と高い場所にいくほど微細磁束管は見やすくなります。なお、微細磁束管発見にいたる経緯については桜井隆先生が本誌で紹介しておられますのでここでは省略します¹⁾。

微細磁束管は単に磁場が強いだけではありません。連続光やスペクトル線で観測される様々な現象・構造と関連があります。たとえば彩層や遷移層で形成されるスペクトル線で見ると、微細磁束管は明るい輝点として観測されます。すなわち、管内でなんらかの加熱現象が生じていることを物語っています。さらに面白いことに、その明るさが500秒から1000秒程度の周期で変動しているという観測結果もあります²⁾。また、太陽表面は「スピキュール」とよばれる長さ1万キロ、速さ秒速20 kmの無数の針状ジェット現象に覆われていますが、輝点はこれらスピキュールの根元にも対応しています。なお、これら輝点群は超粒状斑の周囲をぐるりと縁取っているため、太陽全面で見ると網の目状に分布していることから「ネットワーク構造」とよばれています。

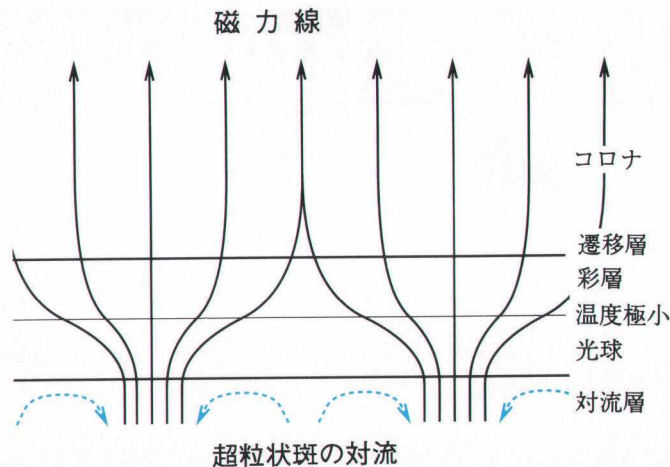


図1 太陽静穏領域における磁場構造の模式図。これは太陽表面に垂直な面で切った大気の断面図で対流層最上部からコロナ底部までが描かれています。コロナではほぼ一様であった磁場が超粒状斑の沈み込み領域に束ねられている様子がわかります。

さて、どうして微細磁束管内では加熱やジェット現象が生じているのでしょうか？ 現在では、管内を下から上へなんらかの波動が伝播しており、そのエネルギーの一部が管内の物質の加熱や加速に寄与しているからと考えられています^{3), 4)}。そして、その波動は対流が磁束管に加える摂動により生じていると考えられています（本稿では波動により運ばれるエネルギーのみに注目しますが微細磁束管内を伝わるエネルギーは必ずしも「波動」という形態をとっているとは限らないということを念のため書いておきます）。では、対流は磁束管にどのような摂動をどれだけ加えているのでしょうか？ その摂動により、どのようなモードの波動がどれだけ励起されているのでしょうか？ また、励起された波動のエネルギーのうちどれだけが加熱やジェットの形成に寄与しているのでしょうか？ さらに進んで、微細磁束管が上方に伝えるエネルギーにより彩層・コロナの加熱は説明できるのでしょうか？ そもそも、どうして太陽表面に微細磁束管があるのでしょうか？ これらの疑問に正確に答えることは、現段階では、まだできていません。しかし最近、これらのうち最も基本的かつ重要な問題である対

流と微細磁束管の相互作用について、ある程度理解が及ぶようになってきました。本稿では最近明らかになってきた意外にダイナミックな微細磁束管の素顔について紹介します。

2. 微細磁束管の形成のシナリオ

磁場が1500 Gauss、プラズマ β が0.3もの強い磁束管はどのようにして形成されたのでしょうか？ まずは教科書的に微細磁束管の形成のシナリオを紹介します。こう書くと、図1から「紹介するまでもなく、単に対流で磁束が掃き寄せられて磁場が強くなっているだけだ。」と思う人もいるかも知れません。たしかに対流による磁束の掃き寄せ効果は重要ですが、純粋にその作用だけでは磁場が500 Gauss、 β が10の「弱い」磁束管しかできないのです。微細磁束管の強磁場を説明するためにはさらなるメカニズム、「コンベクティブクラップス」（対流による一種の陥没現象）が必要になります。なお、実際の微細磁束管の形成過程では磁束の掃き寄せとコンベクティブクラップスは連動して起こりますが、ここでは説明の都合上両者を作為的に分離して説明します。

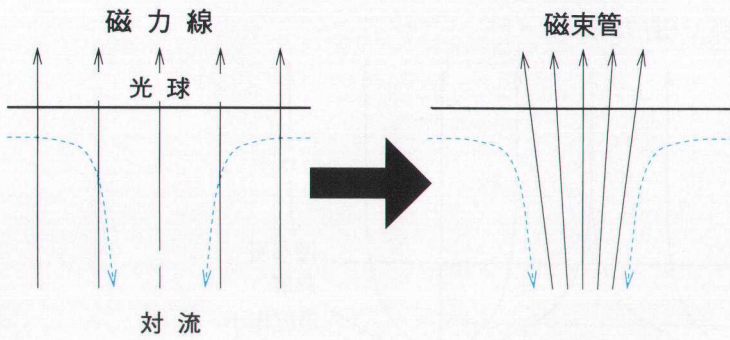


図 2(a) 太陽表面に垂直な面で切った大気の断面図。もし磁束が一様に分布していたとしてもそれらは対流による掃き寄せ効果で対流の沈み込み領域にかき集められます。

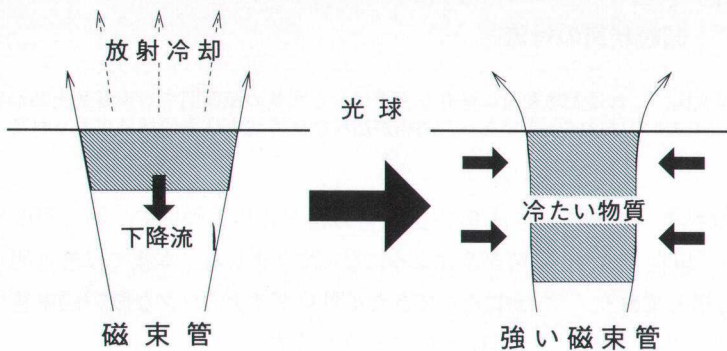


図 2(b) 対流による掃き寄せ効果で作られた「弱い」磁束管がコンベクティブコラップスで強められる様子。磁束管内の対流不安定性により周囲より冷たい物質が管内に貫入して管内のガス圧が低下します。すると磁束管が周囲から圧縮されて管内の磁気圧が上昇し強い磁束管が形成されます。

太陽では、光球直下から深さ約 20 万キロまでの層では、熱は対流によって運ばれています。そのため、光球でも粒状斑・超粒状斑といった対流のパターンが見えています。したがって、磁場がほぼ一様に分布していたとしてもこれらは対流の沈み込み領域にかき集められることになります (図 2 (a))。しかし、この掃き寄せ機構だけでは磁気圧を対流の乱流圧以上に高めることは困難です。光球での平均的乱流圧はガス圧の 1 割程度ですので、磁気圧と乱流圧が等しくなると仮定すると、この掃き寄せ機構では β が 10 程度の磁束管しか作れません。

ところで、この掃き寄せ機構による磁束管は弱いとはいえ管内への対流の貫入はブロックしています。したがって、対流による管内への熱の供給はおこらず、輻射により管内の熱は失われます。そのため、管内の物質は冷えて重くなり下方に沈

でゆきます (図 2 (b) 左)。一方、弱い磁束管は対流に対し不安定です⁵⁾。したがって、対流不安定性によりこの下降流は加速され、周囲より冷たい物質が上層から管内深くまで貫入します。ところで、温度が下がるとガス圧のスケールハイトは短くなります。すなわち、磁束管内のガス圧は高さとともに周囲のそれより速い割合で低くなります。一方、磁束管は周囲と圧力平衡になければいけません。したがって、磁束管は収縮し (管内の磁気圧を上昇させ) 管を支えざるを得なくなります (図 2 (b) 右)。このメカニズムがコンベクティブコラップスです。この特徴は磁気圧を周囲のガス圧と同程度まで増大させられる点にあります。事実、数値シミュレーションの結果でも現実の微細磁束管内の強磁場が再現できています⁶⁾。

現時点ではコンベクティブコラップスが微細磁束管形成の一番有力なメカニズムです。しかし、こ



のシナリオはまだ観測的に検証されていません。それは微細磁束管のサイズが非常に小さく、またコラップスのタイムスケールが数分と短いからです。このシナリオの正しさを評価するためには次期太陽観測衛星ソーラー B に搭載される光学望遠鏡のような観測装置が必要となります¹⁾。

ところで、最近コンベクティブコラップスにともなう上方に伝播する衝撃波が発生するというシミュレーション結果が報告されました⁷⁾。これは、まず磁場無しで対流の計算を行ない、粒状斑のパターンが見られるようになったところで鉛直一様磁場を加えてその後の時間発展を追跡するというものです。その結果、

1) 初期に掃き寄せられる磁束が多いと、その後のコンベクティブコラップスが断熱的になる。そのため(対流不安定の成長率が大きくなり)強い(超音速)下降流が生じる。それが深部の高密度媒質と衝突して跳ね返り上方へ伝播する衝撃波が発生する(図3)。

2) 一方、初期磁束が少ないと、輻射緩和により(対流不安定の成長率が弱まり)下降流が弱くなる。したがって、静的に(衝撃波のような激しい現象はともなわず)磁束管が形成される。

ということが示されました。さらに彼らは、上方に伝播する衝撃波をスピキュールと関連づけて議論しました。

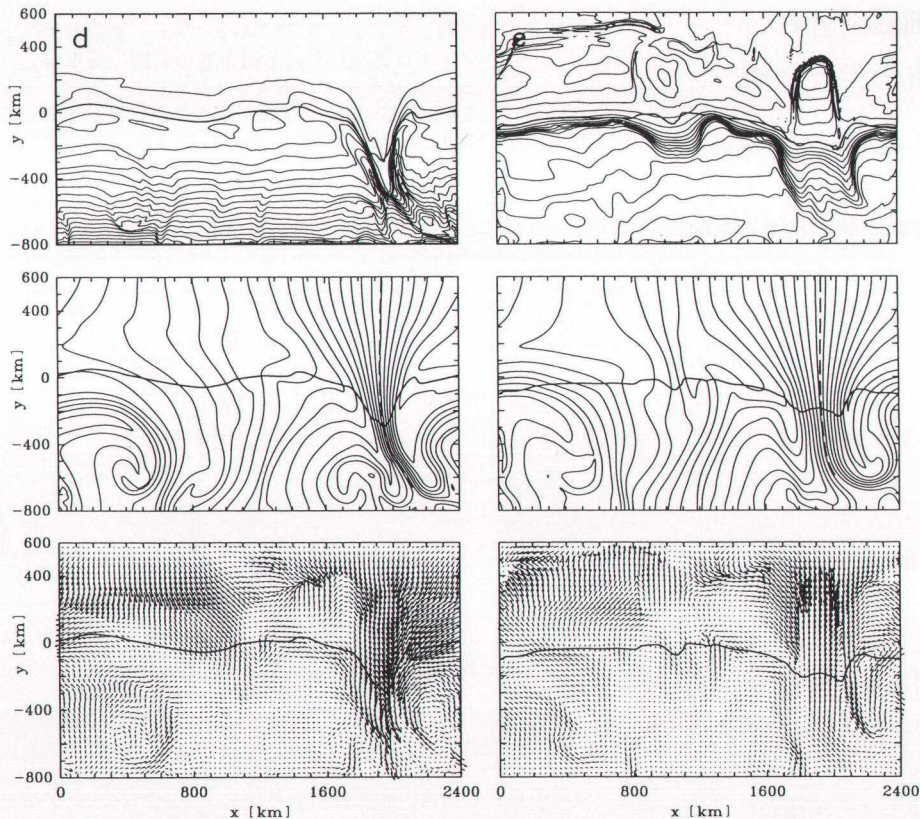


図3 微細磁束管形成の数値シミュレーションの結果。上段は密度(ただし右図は温度)分布、中段は磁力線、下段は速度ベクトル、またすべての図に描いてある太線は光学的深さが1になる場所を示しています。なお左右はそれぞれ時間150秒、250秒の状態を表しています。水平座標が2000 kmあたりでコンベクティブコラップスにより磁束管が形成されている様子がわかります。左図で生じている強い下降流が深部の高密度媒質により跳ね返され、右図では上方に伝わる衝撃波になっています。(Grossmann-Doerth et al. (1998): 文献7)より)



筆者はこれに関連して1次元数値シミュレーションでコンベクティブコラップスのパラメータ依存性を調べました⁸⁾。そしてコラップスにより衝撃波が発生するパラメータ範囲が確かに存在することを示し(図4)、彼らの結果を支持しました。

このように微細磁束管はその形成時にも衝撃波のような激しい現象をともなう可能性があることがわかってきました。次節では最近わかってきた微細磁束管のダイナミックな素顔について紹介したいと思います。

3. 微細磁束管と対流の相互作用

最近の光球の高分解能観測と対流の数値シミュレーションにより、微細磁束管が対流から強い摂動を受けているらしいことはある程度わかっていましたが、シュタイナー達は直接微細磁束管と対流の相互作用の数値シミュレーションを行うことにより、その描像をより鮮明に印象づけました⁹⁾。

彼らは周囲と力学平衡にある磁気シートの平衡解を初期条件として対流と磁気シートの相互作用の時間発展を追跡しました。なお、彼らの計算は2次元なので微細磁束管は「管」ではなく「磁気シート」として扱われています。彼らの計算から磁気シートが対流により水平に移動し、大きく傾く様子が示されました(図5)。このとき磁気シートの

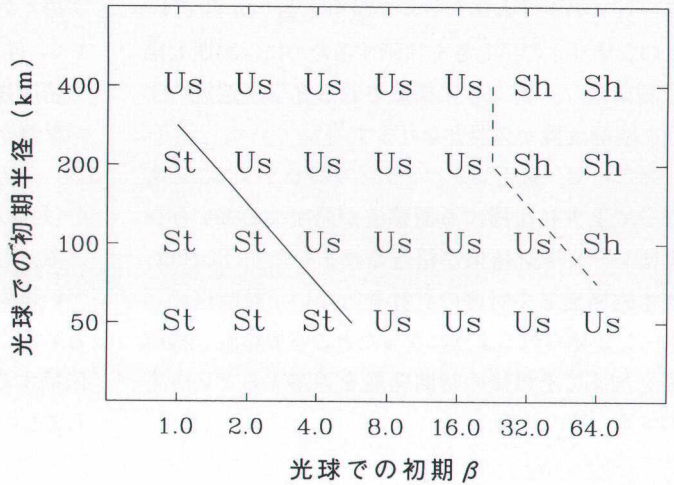


図4 コンベクティブコラップスのパラメータ依存性。このときのパラメータは光球における磁束管の初期の管半径と β です。図中のSt, Usはそれぞれ磁束管が対流に対し安定, 不安定であることを表し, Shは不安定性がきつくと衝撃波が生じることを表しています。

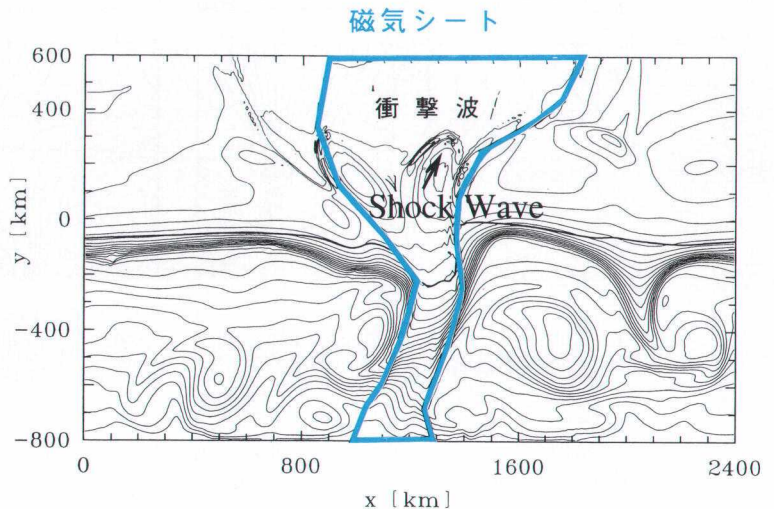


図5 微細磁束管と対流の相互作用の数値シミュレーションの結果の図。青線がかこまれた部分が磁気シートを、等高線が温度分布を示しています。微細磁束管は対流により左右に大きく揺らされ、曲げられ、傾かされます。この時発生する横揺れ波のエネルギーフラックスは彩層加熱やスピキュール形成を十分説明し得る量です。また磁束管内に上方へ伝わる衝撃波が発生しています(Steiner et al. (1998); 文献9)より)

光球での水平移動距離は約 500 km, 水平移動速度は最大で秒速 4 km で, 最大傾斜角は 30° にもなりました。光球での音速が秒速 8 km であることを考えるとこの運動の激しさが理解できると思います。これにより発生する磁気シートの横揺れ波のエネルギーフラックスは, 光球での微細磁束管のフィリングファクタを 1% としても, 3×10^7 エルグ/平方センチ/秒にも達します。これは静穏領域のコロナ加熱に必要なエネルギーフラックスより 2 桁も多く, 彩層加熱やスピキュール形成を十分まかない得るエネルギーです。さらに, 横揺れにともなってシート内を上方に伝播する衝撃波(縦揺れ波)が発生することも示されました。磁束管に沿って伝わる波動がやがて衝撃波となり管内を加熱したりジェットの原因になるという理論は以前からありましたが光球レベルの磁束管内で衝撃波が形成され得ることを示したのは彼らが初めてです。

彼らの計算から彩層加熱もスピキュール発生も簡単に説明できそうな印象を受けます。しかし彼らの計算が 2 次元であることを忘れてはいけません。すなわち 2 次元計算では磁束管と対流は常に「正面衝突」しており, 対流からの影響を過大評価している可能性がないとはいえません。したがって 3 次元計算で再度この「波動発生問題」を扱う必要があります。また, 十分なエネルギーが発生していたとしてもそれらが有効に「消費されている」とは限りません。「発生」だけでなく「伝播」と「散逸」の問題もちゃんと解く必要があります。そして何より大切なことは理論で予想されたシナリオが正しいか観測的に検証することです。2004 年度に打ち上げが予定されている次期太陽観測衛星ソーラー B によってこのあたりの理解は飛躍的に向上すると期待されています。

4. おわりに

筆者が研究生活に入ってから約 15 年がたちましたが, この間を見ても微細磁束管のイメージは結

構変わりました。初期の観測では管内に秒速 2 km の下降流があると報告されており, 当時はそれを説明するような理論が提出されていました。しかし 80 年代中頃に画期的な観測技術の向上があり, 微細磁束管内の平均的流れはあってもせいぜい秒速 250 メートル以下だと報告され, 静かなイメージが持たれました。ちなみに筆者の学位論文はこの頃書かれたものなので, その中では静かな描像が強調されています。しかし 90 年代に入って, 光球の高分解能観測や対流の数値シミュレーションの結果から, 平均な流れはほぼゼロだが磁束管一本一本は動的に動いているというダイナミックな描像が主流となりました。次期太陽観測衛星ソーラー B の観測によりどのような新たな描像が確立されるのか非常に楽しみです。

参考文献

- 1) 桜井隆, 1995, 天文月報, 第 88 巻 第 2 号, 61
- 2) Damé L., Gouttebroze P., Malherbe J. M., 1984, *A & A*, 130, 331
- 3) Kudoh T., Shibata K., 1999, *ApJ* in press
- 4) Daa E. F., Ulmschneider P., Cuntz M., 1998, *A & A*, 336, 1029
- 5) Takeuchi A., 1995, *PASJ*, 47, 331
- 6) Takeuchi A., 1993, *PASJ*, 45, 811
- 7) Grossmann-Doerth U., Schüssler M., and Steiner O., 1998, *A & A*, 337, 928
- 8) Takeuchi A., 1999, *ApJ* submitted
- 9) Steiner O., Grossmann-Doerth U., Knölker M., Schüssler M., 1998, *ApJ*, 495, 468

Dynamics of Magnetic Flux Tubes in the Solar Photosphere

Akitsu TAKEUCHI

Yonago National College of Technology, 4448 Hikona, Yonago, Tottori 683-8502

Abstract: In quiet regions of the solar photosphere, intense magnetic flux tubes are distributed over the edges of supergranular cells. Recent investigations reveal the dynamic nature of the flux tubes. In this paper, recent results of numerical simulations on the interaction of the flux tubes with solar convection are reviewed.