

磁気ヘリシティーと太陽大気中の磁場ねじれ構造

山本 哲也

〈名古屋大学 太陽地球環境研究所 〒464-8601 愛知県名古屋市不老町〉

e-mail: tyamamot@stelab.nagoya-u.ac.jp

磁場のねじれを定量化した物理量を磁気ヘリシティーと呼ぶ。磁場のねじれは、磁場のエネルギーと不安定性に関連する重要な物理量である。本稿では、磁気ヘリシティーと太陽大気中の磁場ねじれ構造についての二つの研究結果を紹介する；(1)対流層内部からコロナ中への、磁気ヘリシティー入射量の統計解析結果について；(2)コロナ中と太陽系内空間の磁気ヘリシティー保存から求めた、磁気雲中の磁場ねじれの長さについて。これらの研究の結果、光球面から地球近傍における、ねじれた磁場構造の定量的な理解が進展した。

1. 磁気ヘリシティー

1.1 太陽大気中の磁場ねじれ

磁場のねじれは、磁場のエネルギーと磁気不安定性について重要な物理量である。Haleにより黒点中の磁場が発見されて以降¹⁾、太陽フレアは磁気エネルギーの解放により発生すると考えられてきた²⁾。磁場はゴムに似た復元力の性質をもつため、磁場のねじれの増加は、磁気エネルギーの増加を意味している。また、草野完也らが提案した理論³⁾によると、左回りのねじれと右回りのねじれの共存こそが、爆発的な磁気エネルギー解放に必要なという。

実際、太陽大気中にはねじれた構造がしばしば観測される。黒点の半暗部には渦模様が観測される。H α 線で観測されるフィラメント（10⁴ Kのプラズマ塊）や、フレアの発生後にコロナから放出されるプラズマ塊にも、ねじれたループ構造が観測される。太陽大気中のプラズマは砂鉄のように磁力線を可視化しているため、これらのねじれたループ構造は磁場のねじれを示している。

図1のコロナループも、そのようなねじれた磁力線の1例である。このコロナループは、光球面

の正極と負極の境界にはほぼ平行に伸びている。一方、正極と負極を最短距離で結ぶポテンシャル磁場（current-free磁場）ならば、磁力線は正極と負極の境界に垂直に分布する。よって図1のループは、ポテンシャル磁場ではなく、ねじれた磁力線の一部であると考えられる。ポテンシャル磁場とは、空間中に電流成分($\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$)をもたない、最低エネルギー状態を示す磁場である。

磁場のねじれの重要性が認識されて以降、太陽大気中の多様な磁場ねじれを定量的に評価する研究が行われてきた。H α 線で観測されるフィラメントや軟X線で観測されるコロナループ（例、図1）の磁気中性線に対する傾きの測定や、光球面磁場データ中の平均磁場ピッチ角の計算などである。近年、これらの研究に加えて、磁気ヘリシティー入射量に関する研究が精力的に行われている。磁気ヘリシティーは磁場のねじれを定量化した物理量である⁴⁾。次に、磁気ヘリシティーとその入射量について説明する。

1.2 磁気ヘリシティー

以下、磁気ヘリシティーについての簡単な説明を述べる。草野による記事³⁾では、より詳細な記述がなされている。英文では、Bergerによる論

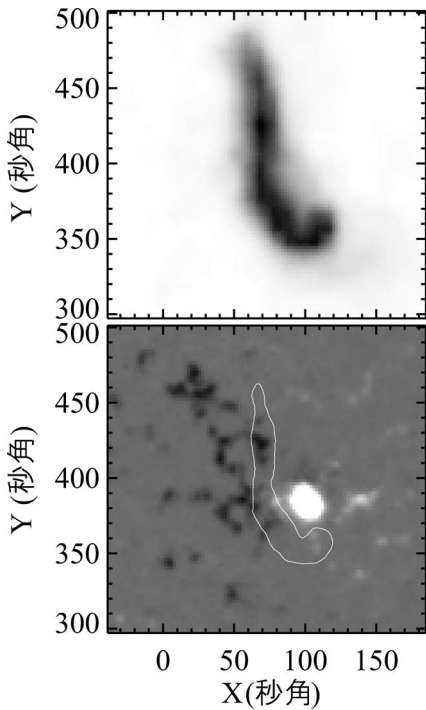


図1 活動領域8038で観測されたコロナループ (1997年5月11日23時頃). 上図, Yohkoh/SXTによる軟X線画像. 下図, SoHO/MDIによる光球面磁場画像 (白が正極, 黒が負極). 下図の白線はコロナループの輪郭線である.

文⁵⁾に詳述されている.

磁気ヘリシティは、「ガウスの絡み数(L)」に由来し、ある空間中の、磁場の正味のねじれを表す物理量である。次式から計算される。

$$H = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (1)$$

\mathbf{B} は磁場ベクトル、 \mathbf{A} はベクトルポテンシャルを示す。

最も単純な描像は、2本の閉じた磁力線の絡みである。この場合、磁気ヘリシティは、これら2本の磁力線の磁束量 (Φ_1, Φ_2)と絡み数の積となる ($H = L\Phi_1\Phi_2$)。右回りのねじれ (絡み合い) では、絡み数Lは正の値をもち、左回りのねじれは負の値をもち、絡み合っていないければ0になる。

磁気ヘリシティは、磁場が閉じた領域においてゲージ不変であることが証明されている。ま

た、電気抵抗がない場合、領域内の磁場の時間変化に対して保存量となる。太陽コロナおよび太陽系内空間内の電気抵抗は極めて小さいため、これらの領域で発生する現象のタイムスケールを考えると、磁気ヘリシティは保存量とみなせる。したがって、磁気ヘリシティを用いた解析により、太陽コロナおよび太陽系内空間内の磁力線のねじれの変化を定量的に解釈することができる。このことは、磁気ヘリシティを解析する重要な動機である。

1.3 相対磁気ヘリシティ入射量

上述のように、磁気ヘリシティは閉空間においてゲージ不変である。しかし、例えば太陽コロナ中の磁気ループのように、境界をもつ磁場については、磁気ヘリシティはゲージ不変ではない。このような境界をもつ磁場については、「相対」磁気ヘリシティが定義される。

$$H_R = \int (\mathbf{A} + \mathbf{A}_0) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0) dV, \quad (2)$$

\mathbf{B}_0 は以下に述べる参照磁場、 \mathbf{A}_0 は \mathbf{B}_0 のベクトルポテンシャルである。相対磁気ヘリシティでは、空間中の磁場から、境界条件を満たす参照磁場を取り除き、相対的に空間中で閉じた磁場を定義する。通常、参照磁場にはポテンシャル磁場が適用される。

この相対磁気ヘリシティの時間微分は、Maxwellの方程式群より、以下のように展開することができる。

$$\dot{H}_R = 2 \int [(\mathbf{A}_P \cdot \mathbf{V}_t) \mathbf{B}_n - (\mathbf{A}_P \cdot \mathbf{B}_t) \mathbf{V}_n] \cdot \mathbf{n} dS, \quad (3)$$

\mathbf{A}_P はポテンシャル磁場のベクトルポテンシャルである。添え字のnとtは、境界面垂直成分と平行成分を表す。この式では、境界上の磁場と速度場から相対磁気ヘリシティの時間変化を計算できる。この変化量を相対磁気ヘリシティ入射量と呼ぶ。これらの理論研究は、1980年代前半に Bereger を中心に行われた。

実際の相対磁気ヘリシティー入射量の計算では、境界（光球面）の磁場3成分は光球面の磁場データ（以下、マグネトグラム）から得られる。光球面上のベクトルポテンシャルは視線方向磁場から計算される。速度場の3成分については、2001年のChaeらの研究⁶⁾以降、マグネトグラムを解析して光球面の速度場を計算する手法の研究が進展している。例えば、Chaeらは局所相関追跡法により光球面水平方向の速度を与えている。また、草野ら⁷⁾は、光球面水平方向の速度場に加え、誘導方程式を解く事で、光球面鉛直方向の速度場を計算する手法を開発した。

1.4 相対磁気ヘリシティー入射量の正規化

以下の解析では、各領域のねじれの変化を公平に比較するために、相対磁気ヘリシティー入射量を単純化する。

1.2節において、磁気ヘリシティーが磁束量の2乗と絡み数の積であることを示した。その時間微分である磁気ヘリシティー入射量は、磁束量と絡み数の時間微分を含む項に分けることができる。これまでの解析によると、太陽光球面での磁束量変化のタイムスケールは絡み数と比べて非常に長いので、絡み数の時間微分項のみを磁気ヘリシティー入射量とみなして良いことが判明している。

また、今回解析した活動領域の磁束量は2桁程度の範囲に分布する。単に相対磁気ヘリシティー入射量を計算するところの磁束量の依存性が入るため、正極と負極の平均磁束量の2乗で正規化したヘリシティー入射量を用いる。

$$\dot{H} = \frac{\dot{H}_R}{\Phi^2} \quad (= \dot{L}) \quad (4)$$

図2に解析例を示す。

2. ヘリシティー解析

以下、これまでの研究結果を紹介する。内容は、(1) 磁気ヘリシティー入射量の統計解析⁸⁾、(2) 磁気ヘリシティー保存から得られる磁気雲中

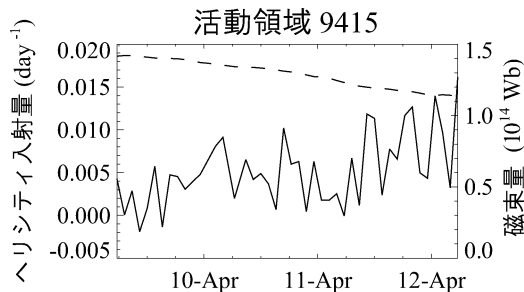


図2 2001年に出現した活動領域9415におけるヘリシティー入射量解析の例。実線は正規化した磁気ヘリシティー入射量を示し、破線は正極と負極の平均磁束量の時間変化を示す。Yamamoto & Sakurai (2009, ApJ 698, 928)の図2を修正して再録（アメリカ天文学会の許可を得て転載）。

のねじれ領域の長さについて⁹⁾、である。

2.1 ヘリシティー入射量の統計解析

2001年のChaeらによる研究以降、太陽活動領域での磁気ヘリシティー入射量の解析結果が盛んに報告されてきた。いくつかの論文では、太陽フレアとの関連が報告されている¹⁰⁾。一方、本研究の目的は、磁気ヘリシティー入射量の生成機構の手がかりを得るため、ヘリシティー入射量の時間変化、磁束量などの依存性を調べることである。

2.1.1 マグネトグラムの解析

今回の解析では、太陽フレア望遠鏡とSoHO衛星により観測されたマグネトグラムを解析して、活動領域の浮上期、活動期、崩壊期におけるヘリシティー入射量の変化を調べた。

活動領域の浮上期、活動期、崩壊期の定義を以下に述べる。浮上期には1日のタイムスケールで光球面上の磁束量が急激に増加し、軟X線・極紫外線で輝く領域が拡大する。活動期はおよそ1カ月程度持続する。磁束量はほぼ一定であり、太陽フレアなどの活動が最も激しい。崩壊期には、磁場領域は拡散する。数カ月にわたり磁束量は緩やかに減少する。軟X線で観測されるループ構造は、活動期に比べて暗い。

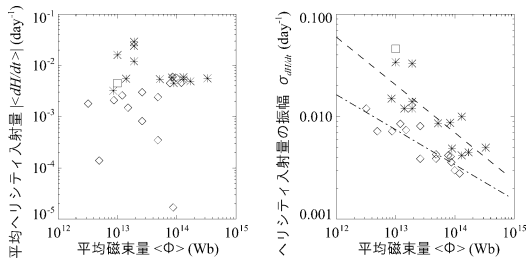


図3 各解析期間の、磁束量（横軸）に対するヘリシティー入射量のプロット、左図の縦軸はヘリシティー入射量の平均値、右図の縦軸は、ヘリシティー入射量の振幅の大きさ。□は浮上期、*は活動期、◇は崩壊期の活動領域を示す。右図の破線と点破線は、活動期と崩壊期の各点についての線形フィッティングの結果。Yamamoto & Sakurai (2009, ApJ 698, 928)の図8を再録（アメリカ天文学会の許可を得て転載）。

本研究で解析した領域は13領域、解析した期間は28期間である。活動領域の最小平均磁束量は 2×10^{12} Wb, 最大平均磁束量は 3×10^{14} Wbである。活動領域が出現した緯度は、 -30 度から 30 度に及ぶ。

図2のように、ヘリシティー入射量はおおよそ1日以内のタイムスケールで変動を示す。ほとんどの入射量は同一符号を示す。以下、各解析期間のヘリシティー入射量の変動を特徴づけるために、ヘリシティー入射量の平均値($\langle \dot{H} \rangle$)と振幅(標準偏差, $\sigma_{\dot{H}}$)を用いる。これらの変数を用いて、ヘリシティー入射量の時間発展、活動領域の出現緯度に対する依存性、活動領域の平均磁束量($\langle \Phi \rangle$)に対する依存性について述べる。図3は、 $\langle \Phi \rangle$ と、 $\langle \dot{H} \rangle$, $\sigma_{\dot{H}}$ の分布図である。

2.1.2 時間発展の傾向

活動領域の時間発展に伴い、 $\langle \dot{H} \rangle$ には時間変化の傾向が見られた。活動期の $\langle \dot{H} \rangle$ は崩壊期の $\langle \dot{H} \rangle$ よりも大きい(図3左)。個別の領域についても、 $\langle \dot{H} \rangle$ は時間の経過とともに減少する。 $\sigma_{\dot{H}}$ については、活動期より崩壊期のほうが大きいこともある。しかし、その差はせいぜいファクター程度である。

2.1.3 緯度依存性

ここに図は載せないが、活動期の $\langle \dot{H} \rangle$ は、線形フィッティングの結果、緯度依存性を示した。北半球では半数以上の点が負であり、南半球では同じく半数以上の点が正である。この傾向は、太陽大気中の他のねじれ構造(フィラメントや黒点半暗部)がもつ、「ねじれの半球則」に一致する。一方、崩壊期の $\langle \dot{H} \rangle$ や、活動期と崩壊期の $\sigma_{\dot{H}}$ は緯度依存性を示さなかった。

2.1.4 磁束量依存性

図3の左図に示されているように、 $\langle \dot{H} \rangle$ には明確な磁束量依存性が見られない。一方、 $\sigma_{\dot{H}}$ は磁束量依存性を示す。図3の右図に見られるように活動期と崩壊期の $\sigma_{\dot{H}}$ は、それぞれ磁束量に対して良い相関をもち、異なる領域に分布した。

2.1.5 解釈

上記のヘリシティー入射量の傾向について、筆者の解釈を以下に説明する。(推測の域を出ないので、興味のない人は読み飛ばして欲しい。)簡単に言うと、 $\langle \dot{H} \rangle$ については、コロナ中での磁場のねじれの消費に伴い、対流層内部の磁束管のねじれがコロナ中へ入射するためだと考えられる。また、 $\sigma_{\dot{H}}$ については、対流層中の対流要素との相互作用により形成されると考えられる。

以下、 $\langle \dot{H} \rangle$ についての解釈を述べる。活動領域を形成する磁束管は、 $\text{div } B = 0$ から考えて、対流層内部で閉じていなければならない。ダイナモ過程による形成時に、一定のねじれを与えられた磁束管を仮定する。この磁束管の浮上後、コロナ中で、フレアなどの活動現象が発生することにより、コロナ中の磁気エネルギーと磁場のねじれは消費される。フレア発生後、消費されたねじれを補うように、対流層内部から、磁場のねじれがコロナ中へと伝播する。このような、コロナ中での継続的なねじれの消費と、対流層内部からコロナ中へのねじれの注入により、磁束管のねじれは消費される。これが、活動期から崩壊期にかけての、 $\langle \dot{H} \rangle$ の減少に対応すると考えられる。なお、

$\langle \dot{H} \rangle$ が「ねじれの半球則」を示すことから、ダイナモにおける磁場ねじれの形成過程は緯度依存性をもつと考えられる。

以下、 σ_H についての解釈である。対流層内部では、対流要素がコリオリ力を受けており、対流要素の速度場はねじれ成分をもつ（つまり渦運動している）。この渦運動が磁束管を動かし、磁束管中を正負のねじれが常に伝播する。これが、 σ_H に対応すると考えられる。このとき、対流に押されて磁束管は動くので、 σ_H は磁束管の断面積（あるいは空間スケール）に依存性をもつ。この依存性が、磁束量依存性に反映していると考えられる。活動期と崩壊期の σ_H の傾向の違いは、対流層内部の磁場構造の変化を反映していると推測される。また、コリオリ力は緯度に依存するので σ_H も緯度依存性をもつはずであるが、残念ながらわれわれの結果はそうではない。これらの結果を定量的に説明する物理過程が、次の研究課題である。

2.2 磁気雲のねじれ構造

2.2.1 磁気雲と活動領域の対応

まず、地球近傍で観測される磁気雲と呼ばれる現象について説明したい。磁気雲とは、太陽フレアにより放出された、磁場を含んだプラズマ塊である¹¹⁾。太陽系内空間の磁気雲は、一様にねじれた磁束管（Linear force free磁場）で近似できる¹²⁾。磁気雲に関する研究課題の一つは、磁気雲の全体構造である。この理由は、太陽系内、特に地球近傍での数個の衛星による*in-situ*（「その場」の意味）観測では、磁気雲の全体像を知ることが困難だからである。本研究では、磁気雲の磁気ヘリシティーを太陽大気中の磁気ヘリシティーと関係づけて、磁気雲の構造を議論する。

磁気雲は、フレアの発生、あるいはフィラメント噴出の2-3日後に地球に到達する。地球近傍での*in-situ*観測によると、磁気雲の到達後、一日前後にわたり、磁場の3成分は滑らかに変化する。この期間、プラズマのガス圧は磁気圧より

低い。この領域が磁気雲と呼ばれる。磁場3成分の滑らかな変化は、一様なねじれをもつ磁束管の通過として解釈できる。このような磁気雲は、 $\text{div } B = 0$ のために、太陽大気につながるか、太陽系内空間内で閉じていなければならない。これまで、太陽大気につながる磁気雲モデルについては、何回転もねじれた磁束管が考えられていた。

Leamonら¹³⁾は、太陽活動領域で見積もられた磁気ヘリシティーと、太陽大気につながり、何回転もしている磁気雲中の磁気ヘリシティーを比較した。彼らは、太陽活動領域の磁気ヘリシティーをマグネットグラムから概算した。一方、磁気雲は太陽大気につながっており、全長が2.5 AUであると仮定した。磁気雲のもつ磁気ヘリシティーは、この全長と、*in-situ*観測から得られた磁場のピッチ角により計算された。計算の結果、活動領域の磁気ヘリシティーは、磁気雲の磁気ヘリシティーに比べ、1/10程度という結果が得られた。

この結果の解釈として、彼らが提案したシナリオでは、ある活動領域で太陽フレアが発生したのち、放出された磁場が他の活動領域の磁場と磁気リコネクションを起こし、磁気ヘリシティーの再配分が起こると考えられる。しかしながら、太陽大気中では常に10程度の活動領域が隣接しているわけではなく、フレアの発生後、放出された磁場が常に他の領域と磁気リコネクションを起こす保証はない。また、磁気リコネクションを通して、常に磁気ヘリシティーが一方向的に供給されるというシナリオは考えにくい。（ほかの領域の磁場のねじれが常に大きい必要がある。）磁気ヘリシティーは、太陽大気中と太陽系内空間で保存量であるために、磁気雲の磁場構造と磁気ヘリシティーの関係については、異なるアプローチが必要だと考えた。

2.2.2 磁気雲中のねじれの長さ

Leamonらの磁気ヘリシティー計算の中で、未知数は磁気雲中のねじれた磁場構造の長さのみである。彼らは太陽大気につながる磁気雲を仮

定し、磁気雲内部のねじれた磁場構造の長さを2.5 AUとした。一方、本研究では活動領域と磁気雲の1対1対応を仮定し、磁気ヘリシティー保存のもと磁気雲中のねじれた構造の長さを求めることを目的にした。計算の結果、磁気雲内部のねじれた領域について、地球太陽間の距離よりも短い、0.01-0.2 AU程度の長さが得られた。

これらの計算の中で、大きな不定性を占めるのは、*in-situ*観測から計算した磁気雲中のピッチ角である。磁気雲領域の長さの不定性を調べたところ、ファクター程度の誤差であった。したがって、今回の研究結果として、活動領域と磁気雲の1対1対応を仮定したとき、磁気雲中のねじれ領域の長さは、2.5 AUよりも短くなると結論づけられる。

2.2.3 磁気雲の構造は？

次に、上記の計算で得た磁気雲中のねじれの長さから、磁気雲の構造について議論する。磁気雲が太陽大気につながっている場合、今回得られた結果は、磁気雲の一部のみがねじれていることを意味する。この場合、磁気雲の力学的構造は興味深い研究対象である。図4に、この場合の磁気雲の模式図を載せる。

磁気雲が太陽系内空間で閉じている場合、磁気ヘリシティーから得られた空間スケールは、磁気雲の空間スケールに重要な制限となる。*In-situ*観測から推定される、磁気雲を形成する磁束管の半径と、磁束管の長さを考えると、いくつかの例についてはトーラス型、別の例についてはスフェロマク型というように、その形状を判断することができる。今回の計算の結果、4例についてはスフェロマク型がよく一致し、別の4例についてはトーラス型により説明可能である。このような磁気ヘリシティー保存による磁気雲構造へのアプローチは、これまで盛んに行われていた、高エネルギー粒子データの解析による磁気雲構造への制限と相補的な関係にある。

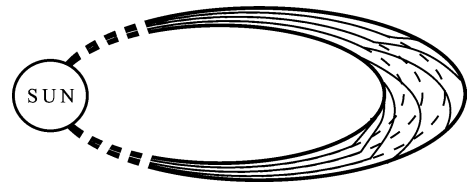


図4 一部がねじれ、太陽大気に接続している磁気雲の模式図。実線が磁力線を示す。破線はねじれてない場合の磁力線を示す。Yamamoto et al. (2010, ApJ 710, 456)の図3を再録(アメリカ天文学会の許可を得て転載)。

3. ま と め

磁気ヘリシティーは、磁場のねじれを定量化した物理量である。この物理量を用いて、光球面から地球近傍に到る磁場のねじれ構造の変化を調べた結果、新たな知見を得ることができた。次の研究課題の一つは、光球面で観測された磁気ヘリシティー入射量の傾向を再現するような、対流層内の磁気ヘリシティーの生成機構のモデル化である。この磁気ヘリシティーの生成モデルを考えることは、磁場の生成機構であるダイナモ問題についてのヒントを与えてくれるかもしれない。また、今後の太陽極大期においては、科学衛星「ひので」や「Solar Dynamics Observatory」により取得された高時間分解能、高空間分解能をもつマグネトグラムを解析して、より詳細な磁気ヘリシティーの解析を行いたい。

謝 辞

本稿の内容は、筆者の博士論文¹⁴⁾の一部と筆者らが発表した投稿論文^{8), 9)}に基づいています。大学院生時代に指導を担当していただきました国立天文台の桜井 隆教授には、研究と論文作成に関して重要かつ適切なコメントをいただきました。名古屋大学の草野完也教授、東京大学の横山 央明准教授、広島大学に在籍されていた真栄城 朝弘博士には、磁気ヘリシティー入射量解析について多大な協力をいただきました。国立天文台の

勝川行雄助教からは本稿について有益なコメント
を数多くいただきました。

参考文献

- 1) 桜井 隆, 1995, 天文月報 88, 61
- 2) 田中捷雄, 1974, 天文月報 67, 120
- 3) 草野完也, 2006, 天文月報 99, 7
- 4) Berger M. A., 1999, in *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, eds. M. R. Brown, et al. (American Geophysical Union, Washington D.C.), p. 1
- 5) Berger M. A., Field G. B., 1984, *J. Fluid Mech.* 147, 133
- 6) Chae J., 2001, *ApJ* 560, L95
- 7) Kusano K., Maeshiro T., Yokoyama T., Sakurai T., 2002, *ApJ* 577, 501
- 8) Yamamoto T. T., Sakurai T., 2009, *ApJ* 698, 928
- 9) Yamamoto T. T., Kataoka R., Inoue S., 2010, *ApJ* 710, 456
- 10) Moon Y.-J., et al., 2002, *ApJ* 574, 1066
- 11) Burlaga L. F., et al., 1981, *J. Geophys. Res.* 86, 6673
- 12) Lepping R. P., Jones J. A., Burlaga L. F., 1990, *J. Geophys. Res.* 95, 11957
- 13) Leamon R. J., et al., 2004, *J. Geophys. Res.* 109, A05106
- 14) 山本哲也, 2007, 博士論文 (東京大学)

Magnetic Helicity and Helical Structure in the Solar Atmosphere

Tetsuya YAMAMOTO

*Solar-Terrestrial Environment Laboratory,
Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Na-
goya, Aichi 464-8601, Japan*

Abstract: Magnetic helicity is a physical quantity showing helicalness of magnetic field. Helicalness of magnetic field is an important parameter concerning magnetic field energy and its instability. In this paper, we report following two results concerning relations between helical loop structures in the solar atmosphere and magnetic helicity; (1) statistical magnetic helicity injection analysis on the photosphere; (2) helical field lengths of magnetic clouds from magnetic helicity conservation.