

新たな太陽フレアシナリオ

柴 崎 清 登

〈国立天文台野辺山太陽電波観測所 〒384-1305 長野県南佐久郡南牧村野辺山 462-2〉

e-mail: shibasaki@nro.nao.ac.jp

太陽大気の構造および活動現象を散逸構造としてとらえ、太陽フレアの原因として、プラズマの高ベータ崩壊過程を提案します。今までの理論では、太陽活動のエネルギー源は磁気エネルギーであるとし、その解放過程として磁気再結合が中心テーマとして考えられてきました。ここでは、プラズマの役割を重視し、磁気ループに閉じ込められたプラズマの不安定性が太陽表面活動、特に太陽フレアの原因と考えます。核融合実験のためのトカマク装置のプラズマは、温度や密度を上昇させるとバルーン不安定性によって崩壊することが知られており、同じ原理が太陽大気中の磁気ループでも働いている可能性があります。

1. はじめに

太陽表面では、地表の28倍という大きな重力加速度にもかかわらず、さまざまなスケールの噴出現象が見られます。小さなものとしてはスピキュール、大きなものとしてはコロナ質量放出(CME)、さらに太陽風も同様です。また、太陽大気の温度は、表面の光球では絶対温度6千度にもかかわらず、その上空の彩層で1万度、さらにその上空のコロナで2百万度にも達しています。これらの一見矛盾と思われるような現象をどう説明するのか、太陽研究者に突きつけられた大きな課題です。

限られた領域で短時間に噴出現象と加熱現象を併せ持つ「太陽フレア」は、その振舞が派手であり、またその影響が広範囲に及ぶので、多くの研究者の注目を集めています。数分~数十分間に急にコロナ中に高温・高密度の領域が発生し、強いX線や紫外線等を放射します。高温ガスが発生するだけでなく、非常にエネルギーの高い粒子が生成されます。高エネルギー電子が低層の密度の高い大気に突っ込むと、制動放射によって硬X

線を放射します。また、これらが磁力線に巻きつくと磁気制動放射によって強い電波を放射します。フレアは、大部分が活動領域と呼ばれる磁場の強い領域で発生しますので、そのエネルギー源は磁場であるとされており、この方面の研究が主流です。ここでは、別の立場から太陽フレアを含む太陽大気中での活動現象を議論します。

2. 散逸構造としての太陽大気

太陽のエネルギー源はその中心部分で発生している核融合反応です。このエネルギーが外部に伝播して最終的に宇宙空間に放出されます。このエネルギーの散逸過程が太陽の活動であり、太陽の内部構造および表面の大気構造は「散逸構造」です。つまり、熱力学的平衡から大きくはずれた、開放系の現象です。ですから、熱力学的平衡状態にある孤立系から予想される物理状態とは異なり、空間的・時間的構造の生成など、部分的に見るとエントロピーが減少するかのようさまざまな現象が見られます。身近なものとしては、地球大気中の気象現象(例えば雲、台風)があります。地球表面のエネルギー源は主に太陽光であり、地

球の気象現象も太陽のエネルギー散逸構造とみなすことができます。エネルギーは保存しますので消滅するわけではなく、その形を変えます。変化する方向は、全体として質の高いエネルギー形態（低エントロピー状態）から質の低いエネルギー形態（高エントロピー状態）に変わるわけです。これを散逸過程と呼びます。散逸過程に伴って生成（自己組織化）する空間的・時間的構造が散逸構造¹⁾です。

光球面の温度はほぼ 6 千度ですが、これは光球面が熱力学的平衡状態にあるというわけではありません。エネルギーは下層から供給され、同量が上層大気や惑星間空間に流出しています。大部分のエネルギー流出は、6 千度の黒体放射熱です。構造物としては粒状斑、超粒状斑などがあり、対流や振動などの運動があります。粒状斑は、散逸構造としてよく知られているベナル対流です。光球面が 1 秒角程度の大きさの細胞で覆われたように見えます。これは大きな温度勾配によって生成され保たれている構造物で、熱力学的平衡状態のマクスウェル・ボルツマン分布からは予想できない、規則的でエントロピーの低い状態です。物質の運動だけではなく磁場もあります。特に活動領域では磁場が強く、数千ガウスの黒点もあります。最近の高分解能観測によると、0.1 秒角（太陽面上で 70 km）の分解能でも分解できないような構造物もあるようです。

光球の上層では温度が 4 千度近くまで低下し、さらにその上空は逆に温度が上昇して 1 万度の彩層になります。この彩層では、磁場が構造を支配し、磁力線に沿ったはげしい物質の運動が観測されます。熱力学的平衡状態とは程遠い状態です。

さらに上空は、急激に温度が上昇して 2 百万度のコロナです。軟 X 線や極端紫外線を放射しており、それらの形状はコロナ中の磁力線を反映しています。コロナは惑星間空間まで広がっており、物質が太陽風として流出しています。コロナからのエネルギーの散逸は、電磁放射と太陽風に

よる高温物質の流出、および下層への熱伝導が主なものです。コロナ中には低温のプロミネンスと呼ばれる細長い構造があります。太陽面上で観測される際にはダークフィラメント（暗条）と呼ばれ、縁の外ではプロミネンス（紅炎）と呼ばれます。どうやってこのような構造が作られ保持されるのかまだ不明です。大きなものになるとその質量は 10 億～100 億トンにも達します。これがときどき上空に向かって噴出します。そのエネルギーは、大型の太陽フレアのエネルギーと同程度です。

太陽フレアも、このエネルギー散逸過程の一種としてとらえることができます。そして、その時間的・空間的構造は散逸構造と位置づけられます。低温の物質が加熱され、惑星間空間に放出されたり、電磁波としてエネルギーが放出されたりします。そのエネルギー源をたどると、中心の核融合反応です。光球面まで達したエネルギーが、惑星間空間に放出される途中、コロナ中に溜まり間欠的に放出されるものです。どのような形態でエネルギーが溜まり、どういうきっかけで放出されるのか議論の焦点です。

大規模で間欠的な質量・エネルギー放出としては、CME（コロナ質量放出）があります。速度は太陽風程度（秒速 400 km）から秒速 2,000 km を超えるものまであります。乱流状態のプラズマや磁場を含んださまざまな形状（塊、ループ状など）のものが惑星間空間に放出されます。フレアに起因したものは高速で、プロミネンス上昇に起因するものは比較的低速です。これら以外の原因もありそうです。

太陽を取り囲む大きな空間を考え、その空間が熱力学的に平衡状態に達したとすると、粒子の分布はマクスウェル・ボルツマン分布になるはずですが、温度が一様となり、速度空間および実空間での粒子密度の分布は $\exp\{- (mv^2 + U(r)) / (k_B T)\}$ に比例します。ここで、 m は粒子の質量、 v は速度、 $U(r)$ は重力位置エネルギー、 r は太

陽中心からの距離, k_B はボルツマン定数, T は温度です. $U(r)$ は, $-1/r$ に比例しますので, r が十分大きなところでは $U(r)$ は 0 に近づき, $\exp\{-U(r)/(k_B T)\}$ は 1 に近づきます. よって全実空間で積分しますと r の 3 乗に比例し, 粒子の存在確率は r の大きなところほど大きくなります. つまり, 粒子は太陽から外に向かって広がり続けることとなります. このように考えると, さまざまな噴出現象, フレア, CME, 太陽風を熱力学的に理解することができます. しかし, それを実現するための物理機構は別途検討が必要です. 以下でそれを議論します. 太陽大気はプラズマ状態であり, 磁場に覆われていますので, 磁場中のプラズマの振舞について知る必要があります.

3. 磁場とプラズマ

プラズマは反磁性物質であり, 磁場との相性はよくありません. 磁場によって高温, 高密度のプラズマを閉じ込め, 核融合反応を起こさせようとする試みがなかなか思うように成功しない原因の一つがこの性質にあります.

プラズマは荷電粒子の集まりです. 荷電粒子が磁場の中を運動すると磁力線に巻きつながらせん運動をします. 回転の方向は電荷の符号によって異なりますので, 電子と陽子では逆向きになり, 磁力線を中心に環状電流が流れることとなります. この電流が作る磁場は, 元の磁場を打ち消す方向となり, 反磁性となるわけです. プラズマ粒子が一樣に分布している場合は, これらの電流は打ち消しあって平均的には電流は生じませんが, プラズマの粒子密度や温度に勾配があると, そこでは打ち消しあえず残るので, 反磁性電流が磁力線と直角方向に流れることとなります. この点が伝導電流 (conduction current, true current) と異なります. 反磁性電流にもアンペアの力が働きます. プラズマ粒子の運動が熱運動である場合, このアンペアの力がガスの圧力 (P) 勾配と力学的バランスを保つこととなります ($B^2/(8\pi) + P$

=一定). 磁気ループにプラズマが閉じ込められている場合には, ループの外周に磁力線に直角方向に筒状に電流層ができ, そのアンペアの力によってプラズマが閉じ込められるわけです. 乱流状態の磁化プラズマの場合, プラズマの密度ゆらぎに対応して磁場もゆらぎます. プラズマは密度を上げることによって内部の磁場を消し, 変幻自在に動き回ることができるのです. プラズマが御しがたい理由です.

ガス圧と磁気圧の比をプラズマのベータ値と呼びます ($\beta = 8\pi P/B^2$). 大部分のプラズマの教科書では, ガス圧が無視できる状態のプラズマを扱っており, これを低ベータプラズマと呼びます. これに対してガス圧が無視できない有限な場合 (数パーセント以上) を高ベータプラズマと呼びます. ですから, 高ベータプラズマとはベータ値が 1 より十分大きい状態だけではありませんので注意が必要です.

ベータ値が大きくなりますと, 使用する電磁気の式にも気をつける必要がでてきます. それは, プラズマが作る磁化が無視できなくなるからです. 通常磁束密度 (B) と磁場 (H) は同じような扱いをしていますが, ベータ値が大きくなると磁化 (M) が無視できなくなり, 真空中ではなく, 磁性体中の電磁気の式を用いる必要が出てきます. 荷電粒子は H ではなく B を感じて運動することが実験によっても示されています²⁾. よって M は B の関数となり, B と H の関係は線形ではなくなります. また, M を生成する荷電粒子は動き回っているわけですから, ミクロに見ると B は時間的, 空間的に変化しています. よって, マクロな B は平均磁束密度となります. 荷電粒子の運動が磁場に凍結するというとき, その磁場とはなにを指すのかを考え直さなくてはなりません. このあたりをまともに扱った教科書は見当たりません.

トカマクと呼ばれる核融合実験装置では, ドーナツ状の磁場を作り, その中にプラズマを閉じ込めます. 経済的に核融合を実現するためには, 高

温・高密度のプラズマをなるべく弱い磁場で閉じ込める必要があります。つまり高ベータのプラズマを安定に閉じ込めなくてはならないわけです。しかし、ベータ値が数パーセントを超えると、バルーン不安定と呼ばれる現象によってプラズマが磁場から飛び出してしまいます。飛び出す際に、さまざまな高エネルギー現象を伴います。いかにベータ値の高いプラズマを安定に磁場に閉じ込めることができるかが核融合実現のための最も重要な課題です。これを逆に考えると、磁気ループの中にベータ値の高いプラズマを詰め込めば、簡単に飛び出すということです。これを太陽表面に適用しようというのが私の提案（論文 I）³⁾ です。

4. 新たな太陽フレアシナリオの提案

4.1 標準理論と最近の太陽観測

太陽コロナは通常低ベータであり、その構造は磁場に支配されています。太陽フレアはコロナ中でエネルギーが解放（変換）される現象なので、解放されるべきエネルギーは磁場に蓄積されているに相違ない、という考えで現在の標準フレア理論が成り立っています。ここで解放できる磁場のエネルギーは、コロナ中に流れる電流によって作られた磁場のエネルギーであり、光球面の磁荷分布によって決まるポテンシャル磁場のもつエネルギーは解放することはできません。コロナ中に磁場エネルギーを蓄積する方法としては、プロミネンスが上昇する際に磁場を持ち上げて逆向きの磁場を生成するというものがあります。その後、逆向きの磁場がつなぎ変わり（磁気再結合、リコネクション）、磁場に蓄積されていたエネルギーが解放されるというのが現在の太陽フレアの標準理論で、CSHKP モデルと呼ばれます。これについては柴田一成氏の記事⁴⁾がありますので、そちらに譲ります。また、双極磁場が下層大気から浮上した場合に、既存の磁場との間に同様な磁場配位が形成され、磁気再結合によってエネルギーが解放されるというケースについては、横山央明氏の

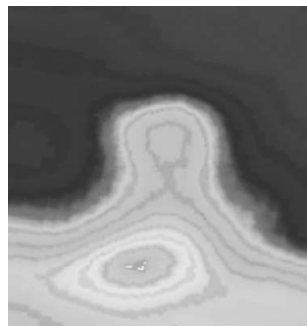


図 1 電波輝度分布を濃淡と等高線で表示したもの（表紙の図を参照）。視野は 1 辺 2 分角。野辺山電波ヘリオグラフで観測されたフレア初期のプラズマ雲（バルーン）の上昇。下の明るい部分からプラズマ崩壊（バルーン不安定性）によって上空に放出されたと考えられる。

記事⁵⁾があります。逆向きの磁場を支えるためには磁場に直角方向に電流が流れる必要がありますが、それが可能なのは反磁性電流です。YOHKOH 衛星の X 線観測から、この理論から予測される形状のフレアが見つかり、フレアの理論はほぼ決着したと思われています。

最近の太陽観測は非常に充実しています。現在、SOHO, TRACE, RHESSI その他の太陽観測衛星が観測を継続しており、2001 年 12 月までは YOHKOH も観測していました。衛星だけでなく地上観測もあり、野辺山電波ヘリオグラフ^{6)~8)}も重要な位置を占めています。野辺山電波ヘリオグラフで観測したフレアの中で、プラズマの塊がフレア初期にループに沿って上昇し（図 1）、ループの頂上で明るくなり、一部がループを横切って風船のように膨らむという現象がありました⁹⁾。これを 10 秒間隔のムービーにして、ある研究会で発表したところ、ロシアとイスラエルの研究者からバルーン不安定性、フルート不安定性であるとの指摘を受けました。そこでこれらについての勉強を始めました。その後 1998 年に TRACE 衛星が打ち上がり、観測データをムービーとして取得後すぐインターネット上に公開するようになりま

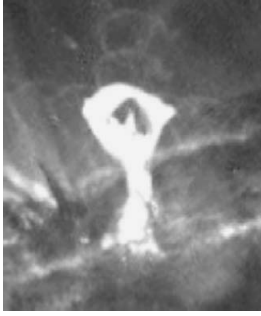


図 2 TRACE 衛星によって観測されたフレアのピーク付近でのプラズマ雲（温度百万度）。下層大気から上層に向かってバルーンが上昇している。

した。TRACE 衛星は白色光、紫外線、極端紫外線で高時間・空間分解能で一つの活動領域をカバーする程度の視野で観測を行っています。YOHKOH よりも低温のプラズマを観測できますので、特にフレア直前の X 線を放射する前の様子を知ることができます。また、極端紫外線が、中性水素によって吸収されるために、低温のプロミネンスが暗く写ります。これにより、低層にあるプロミネンスが上昇しながら百万度以上に加熱される様子が見えてきました。電波ヘリオグラフで見た、風船状のプラズマもよく見かけます（図 2）。これらのイベントにフレアの標準理論を適用しようとしても非常に無理があります。標準理論ではプロミネンスが上昇して逆向きの磁場ができ、それが再結合してエネルギーを出すわけですが、実際には上昇を始めると逆向きの磁場構造ができることなく、プロミネンスのあちこちが明るくなってきます。これはバルーン不安定性を見ているのではないかということに気がきました。トカマクの中のプラズマが外に飛び出す場合は、取り囲む導体に阻まれて十分発達した様子を見ることはできませんが、太陽表面ですとそれができるのです。

4.2 高ベータ崩壊

磁気ループにプラズマを閉じ込めると、プラズマは広がろうとし、それを磁場が抑えて力学的な

平衡状態となります。しかしこのシステムをゆすると、交換型不安定性が発達してプラズマは抜けてしまいます。直線磁場の場合はその形状からフルート不安定性と呼ばれます。磁場が湾曲している場合はバルーン不安定性と呼ばれます。湾曲している場合には、ベータ値がループの形状でできる値（プラズマループの直径/湾曲の曲率半径）を超えるとバルーン不安定性が発達します。このことより太ったトカマクほど安定であることがわかります。また、ループの断面の形状を工夫したり、磁力線をねじったりするとこのベータの臨界値を上げることができます。ベータが臨界値を超えて発生するプラズマの崩壊を、「高ベータ崩壊」と呼びます。トカマクではこのように工夫することができますが、太陽表面ではそのようにループを調整することはできません。

4.3 太陽大気中の高ベータ崩壊

太陽の上層大気は磁気ループで覆われています。そのうち観測できるのは、中にプラズマが詰まったループのみです。プラズマの温度により、X 線、極端紫外線、 $H\alpha$ 線などで観測できます。太陽の磁気ループはトカマクと異なり、両端が光球面に固定されています。トカマクでも、中心部分は端のないループですが、外側には SOL (scrape off layer) と呼ばれる外部導体に固定されたループもあり、そこは内部に比べて非常に不安定であることが知られており、太陽表面のループもこれに相当します。太陽の場合、重力や磁力線に沿ったプラズマの流れも考慮して安定性を議論する必要があります。TRACE 衛星による極端紫外線での観測や $H\alpha$ 線の観測によると、特別な活動がない場合にもループに沿った秒速数十 km の流れが観測されています。また、さまざまな活動の源は光球面より 1 万 km 以内であることが TRACE 衛星で示されています。そこで、高ベータで、流れのある直径 1 万 km 程度の磁気ループの安定性を検討しました（論文 I³⁾。この論文ではプラズマを流体として扱い、その不安定条件を求めまし

た。重力や流れを含まないケースとしては、地球磁気圏のサブストームの理論として検討されたものがあります。直感的に理解するにはプラズマを粒子の集まりとして考えるのが容易です。

磁力線内の荷電粒子は、磁力線に直角方向にはラーモア運動、磁力線に沿っては自由に運動します。これはプラズマの流れがある場合でも熱運動の場合でも同様です。曲率をもつ磁場に拘束された運動からは遠心力が発生します。速度が十分大きく、曲率半径が十分小さいと、この遠心力は重力より大きくなり、プラズマは落ちるのではなく、上向きに力がかかります（上向きのループの場合）。これを磁場の張力で支えることとなります。重いプラズマを軽い磁場で支えることになり、交換型不安定性が発生してプラズマが上向きに飛び出すこととなります。不安定性発達の素過程をもう少し詳しく見ます。磁力線に対して直角方向に電荷の符号によらない力（遠心力）がかかりますと、荷電粒子はその力と磁力線の両方に直角な方向にドリフトをします。実際にはドリフトのスピードは遅いのですが全プラズマ粒子が電荷の符号によって逆向きに動きます。プラズマ密度が一様な場合には良いのですが、ドリフト方向（ループ面と直角方向）に密度のゆらぎがあると、そこに空間電荷が発生し、電場が発生します。この電場と磁場によるプラズマの $E \times B$ ドリフトは、密度ゆらぎを助長するように働き（正の

フィードバック）バルーン不安定性が発達します（図3参照）。発達しやすい場所は、ループ中で一番曲率の小さいところ（通常ループの頂上付近）です。ここまでは振幅の小さい線型の話ですが、実際には大振幅の乱流に発達することが知られています（交換型乱流）。ループの頂上付近に乱流が発達し熱化が期待できます。エネルギー源はプラズマのもつ流れの運動エネルギーや、閉じ込められたプラズマの熱的自由エネルギーです。不安定性は正のフィードバックですので、ループ内のすべてのプラズマが様にエネルギーの分配を受けるわけではなく、高温側に伸びたベキ乗則のエネルギー分布が期待されます。コロナの中に空間電荷が発生しますと、光球面との間に電位差が発生し、粒子が加速されます。硬X線や電波観測によると、加速された電子のエネルギー分布がベキ乗則に従っていますので、この乱流が関与していると想像されます。フレアに伴うプラズマの放出、乱流、熱化、粒子加速などの現象が一つのプラズマ不安定現象に含まれるわけです。ですから、フレアに伴ってこれらの現象がセットで観測されるわけです。ここで磁場の果たす役割は、エネルギーの蓄積（熱的自由エネルギー、流れの運動エネルギー）、不安定性の触媒、形状の決定などです。

以上が太陽フレアの新たなシナリオなのですが、これを今後観測で定量的に証明する必要があります。まず、不安定性が発生する直前のプラズマのベータ値や流れの速度を測定する必要があります。一番難しいのはコロナ中の磁場の正確な値です。さらに流れの速度を求めるにはスペクトル線のドップラーシフトの測定が必要です。フレアの前には温度は上がっていませんので、低温度での測定が必要です。次に不安定性の発達段階を観測するには、バルーン不安定性の性質から、高い空間分解能でループ全体が観測できるくらい広視野で、しかも高速度撮影する必要があります。どの領域でいつ発生するか不明ですので、忍耐強く

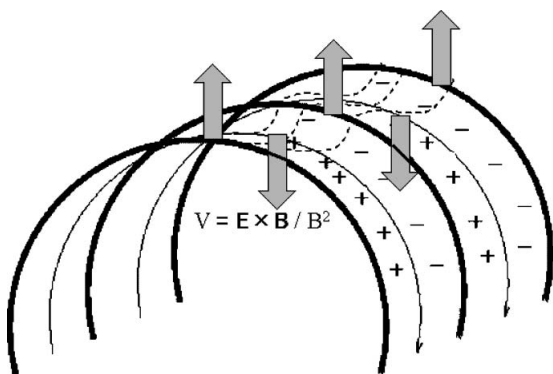


図3 バルーン不安定性の成長の原理。

観測を続ける必要があります。これらの観測が可能なのは、次期太陽観測衛星 Solar-B です。Solar-B 衛星はコロナ加熱のメカニズムを明らかにすることを主目的に計画されていますが、光学望遠鏡、極端紫外望遠鏡、軟 X 線望遠鏡をそろえ、広い温度領域での定量観測が可能であり、取得できるデータ量も膨大となっています。そのため、フレアの発生しそうな活動領域を長時間観測すれば、今まで述べてきたバルーン不安定性が定量的に観測できるものと期待しています。観測だけでなく、高ベータプラズマの理論、非線形まで発達したバルーン不安定性、乱流、粒子加速などの理論的研究、数値シミュレーションが必要です。

5. ま と め

太陽表面で見られるさまざまな活動現象、構造の生成は一見エントロピーの減少のようですが、これは太陽中心で発生したエネルギーの散逸構造として理解することができます。コロナ加熱やフレアも同様です。ここでは太陽フレアの具体的な物理過程として、磁気ループ中に閉じ込められたプラズマの高ベータ崩壊過程を提案します。今までの理論では、太陽活動のエネルギー源は磁気エネルギーであるとし、その解放過程として磁気再結合が中心テーマとして考えられてきました。太陽大気は低ベータであるので、エネルギーは磁場に蓄積されるという考えに基づいています。しかし、最近の観測によると、太陽フレアを含む太陽活動現象の始まりは上空コロナ中ではなく、光球から 1 万 km 程度以内であることが示され、ここではプラズマのベータ値は大きな値をもちます。

ここではプラズマの役割を重視し、磁気ループに閉じ込められた高ベータ（数%以上）プラズマの不安定性が太陽表面活動、特に太陽フレアの原因と考えます。核融合実験のためのトカマク装置内のプラズマは、温度や密度を上昇させるとバルーン不安定性によって崩壊することが知られて

おり、同じ不安定性が太陽大気中の磁気ループでも発生し、プラズマの放出、乱流、加熱、粒子加速などを引き起こすと考えられます。

参 考 文 献

- 1) 「散逸構造」1977, ニコリス, プリゴジヌ著, 小島, 相沢訳, 岩波書店
- 2) Casperson L. W., 2002, Am. J. Phys. 70, 163
- 3) Shibasaki K., 2001, ApJ 557, 326 (論文 I)
- 4) 柴田一成, 1996, 天文月報 89, 60
- 5) 横山央明, 1996, 天文月報 89, 252
- 6) 西尾正則, 1995, 天文月報 88, 171
- 7) 花岡庸一郎, 1995, 天文月報 88, 193
- 8) 横山央明, 2002, 天文月報 95, 606
- 9) Shibasaki K., 1996, ASP 111, 171

A New Solar Flare Scenario

Kiyoto SHIBASAKI

Nobeyama Solar Radio Observatory, National Astronomical Observatory, Minamimaki, Minamisaku, Nagano 384-1305, Japan

Abstract: A new solar flare scenario is proposed based on high-beta plasma disruption. It is also proposed to interpret solar atmospheric structures and activities as “dissipative structure.” In the standard model, the origin of solar activities is magnetic energy and of the mechanism of releasing magnetic energy is magnetic reconnection. In the present article, roles of plasma are stressed and the instability of plasma confined in the magnetic field in the solar atmosphere is attributed to the solar surface activities, especially solar flares. Nuclear fusion experiments in TOKAMAKs show that when the plasma density and temperature are higher, the plasma in the loop are disrupted due to ballooning instability. The same mechanism can be applied to magnetic loops in the solar atmosphere.