

太陽フレアのエネルギー蓄積

桜井 隆*

ENERGY BUILD-UP PROCESSES OF SOLAR FLARES

By

Takashi SAKURAI

Solar flares are understood as a process of explosive liberation of magnetic energy, coming after a slow phase of energy build up. This energy build-up phase can be studied both observationally (by using magnetographs) and theoretically. The slow evolution of magnetic equilibria may end up with (a) the termination of an equilibrium sequence, or (b) an instability. The distinction between the two can be made by drawing schematic potential curves, and a detailed discussion on these points is given by using two-dimensional models. A possible route to explosive energy release is suggested by combining these two processes.

1. 序 論

太陽フレアは、太陽のコロナの中で起こる爆発現象である。大きなフレアは、1時間程度の中に 10^{32} エルグものエネルギーを放出する。そのエネルギー源はコロナの中の磁場の歪みであると考えられている。太陽のコロナは希薄であるため、単位体積当りの熱エネルギーは、磁場のエネルギー密度に比べてかなり小さい（いわゆる低ベータプラズマである）。そのため、蓄積された磁場のエネルギーが一度解放されると、静穏時に2百万度であったコロナのプラズマは2~3千万度にまで著しく加熱される。

太陽フレアの仕組みを解明するには、太陽コロナの中の磁場構造がどの様にしてエネルギーを蓄積し、どういう条件が満たされると不安定になってエネルギーを解放するのかを知る必要がある。エネルギーの蓄積は、太陽内部のガスの流れがコロナの磁場を歪ませることによってなされる。太陽の表面（光球）より下では、コロナとは逆に磁場よりガスの勢力の方が強いからである。本稿では、太陽フレアのエネルギー蓄積過程に主眼をおいて、観測・理論の両面から考察する。

2. 太陽磁場の測定

太陽表面（光球）の磁場は、マグネトグラフと呼ばれ

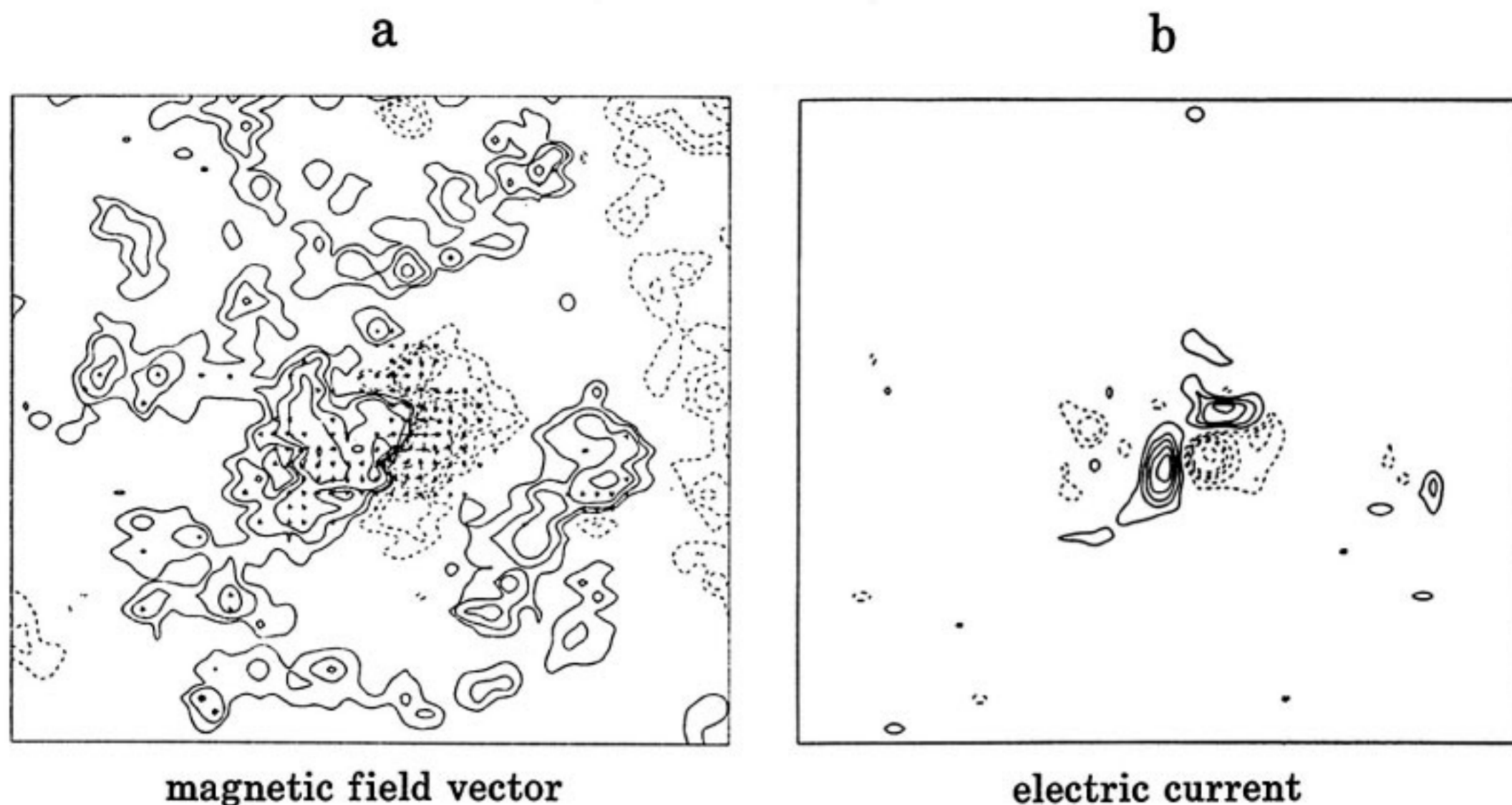
る装置で測定されている。コロナの磁場は今の所直接測ることができないので、光球面での磁場の観測値から数値計算によって推測している⁽¹⁾。

第1図aは国立天文台岡山天体物理観測所のマグネトグラフ⁽²⁾で観測された、ある活動領域の磁場を示す。等高線は視線方向の磁場成分を表し、矢印は横方向の磁場成分を示す。測定された磁場ベクトルを微分することにより、電流密度の分布を知ることができる（第1図b）。電流の量が多いほど、太陽大気内の磁場はエネルギーを多く蓄えていることになる。

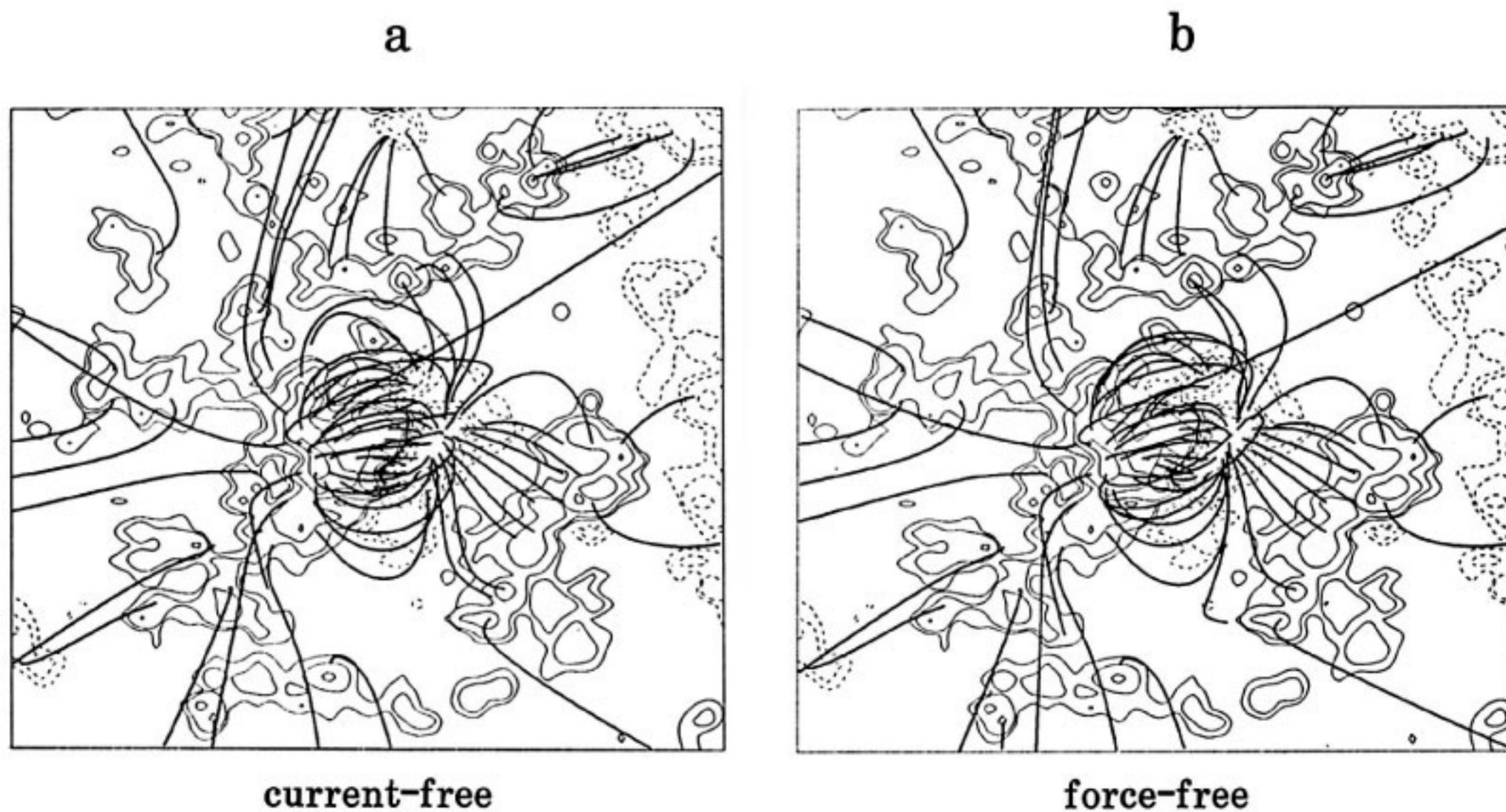
第2図は、第1図のデータを元に計算されたコロナの磁場の様子である。第2図aでは、コロナには電流が流れていないと仮定されており、第1図aの視線方向の磁場成分だけを使って計算されている。第2図bでは、コロナには磁場に平行な電流が流れている（磁場がforce-freeである）と仮定されており、第1図bもデータとして用いられている。この例では第2図a, bの差はわずかで、蓄えられているエネルギーは小さい。

このような磁場のモデル計算には、まだテクニカルな問題が多く残されており、今後さらに改良されなければならない。いずれにしろ、フレアのエネルギー蓄積の問題を考えるには、このような磁場の現実的なモデリングの手法の開発の他、単純化したモデルによるエネルギー蓄積の基本プロセスの考察が不可欠である。次にこの問題について述べる。

* 国立天文台
National Astronomical Observatory



第1図 a 太陽の活動領域の磁場
b aを微分して得られる電流分布



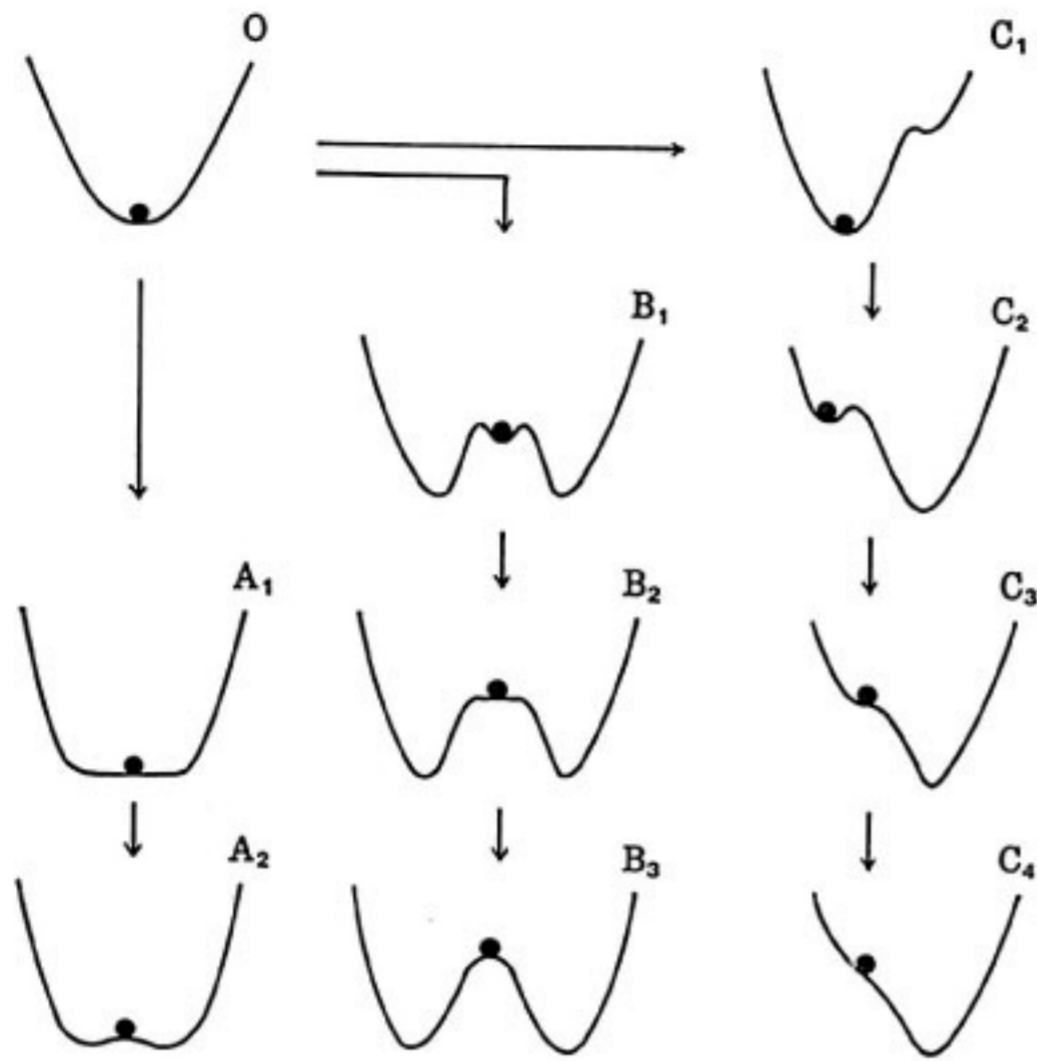
第2図 a 第1図aのデータから計算された磁力線
b 第1図a, bを用いて計算された磁力線

3. 磁場の平衡状態の存在と安定性

磁場を歪めて行くガスの流れはゆっくりしたものなので、コロナの磁場構造は平衡状態を保ちつつ変形して行くと考えてよい。従ってフレアのエネルギー蓄積・解放は、コロナの磁場構造が、光球面上での境界条件の変化

によって推移して行く際の、平衡解系列の安定性の問題に帰着される。

第3図は磁場とプラズマのシステムの平衡状態を、そのエネルギーを表す曲線の極小点として模式的に表したものである⁽³⁾。この曲線の形は境界条件の変化と共に変形し、それに従って平衡状態も変化して行く。その変化



第3図 平衡解の不安化と解の消失の対比

の様子は、いくつかの型に分けられる。まず、 $O \rightarrow A_1 \rightarrow A_2$ の様な道筋を考えよう。O は安定平衡を表す。谷底の曲率が段々平坦になって行き、 A_1 ではほぼ平らになったとする。この状態は中立安定と呼ばれる。谷底がもう少し持ち上がると (A_2)、谷は山に変わってしまい、その両わきに谷が2つできる。山の頂上は不安定な平衡点である。 $O \rightarrow A_1 \rightarrow A_2$ の変化は、1つの安定平衡点が不安定平衡になると同時に、2つの新しい安定平衡点が作られる系列である。この分岐は緩やかであり、カタストロフィは生じない。

次に、 $O \rightarrow B_1 \rightarrow B_2 \rightarrow B_3$ という系列を考えよう。 B_1 は準安定な状態と呼ばれ、くぼみの底であるから安定だが、くぼみが浅いので外部から擾乱が加わると、山を乗り越えて谷底へ落ちるかも知れない。 $B_2 \rightarrow B_3$ の変化でくぼみがなくなると、系は不安定になり、新しい平衡状態へ遷移する。この遷移は有限な幅をいっぺんにジャンプするので、強い不安定と呼ばれる。

最後に、 $O \rightarrow C_1 \rightarrow C_2 \rightarrow C_3 \rightarrow C_4$ という経路を考える。 C_2 にはあったくぼみが C_3 では平らになり、 C_4 では斜面になってしまう。即ち、平衡状態が失われ、別の安定な平衡状態へジャンプする。 C_3 は中立安定であるが、 $C_3 \rightarrow C_4$ では平衡状態が失われるので、 B_2 とは区別して臨界平衡状態と呼ぶ。A, B系列は安定から不安定への変化であるのに対し、C系列は安定平衡から非平衡への変化である。

フレアはA系列の様な弱い不安定ではなく、B系列の様な強い不安定、またはC系列の様な非平衡状態への遷移を必要とする。

4. 磁場の2次元平衡解系列

前節で述べたこと具体例として、2次元の磁場平衡を考える⁽⁴⁾⁽⁵⁾。座標 x には依存しない磁場は、 $B = (B_x, \partial A / \partial z, -\partial A / \partial y)$ の様に表せる、 $A(y, z)$ はベクトルポテンシャルの x 成分である。平衡状態を記述する方程式

$$-\nabla p + \frac{1}{4\pi} \text{curl } B \times B + \rho g = 0$$

から、 B_x は A の関数でなければならず、また等温大気の場合、圧力 p は

$$p = p_0(A) \exp(-z/H)$$

という形でなければならぬ (H は scale height)。

A の満たすべき方程式は

$$\nabla^2 A + \lambda F(A, z) = 0$$

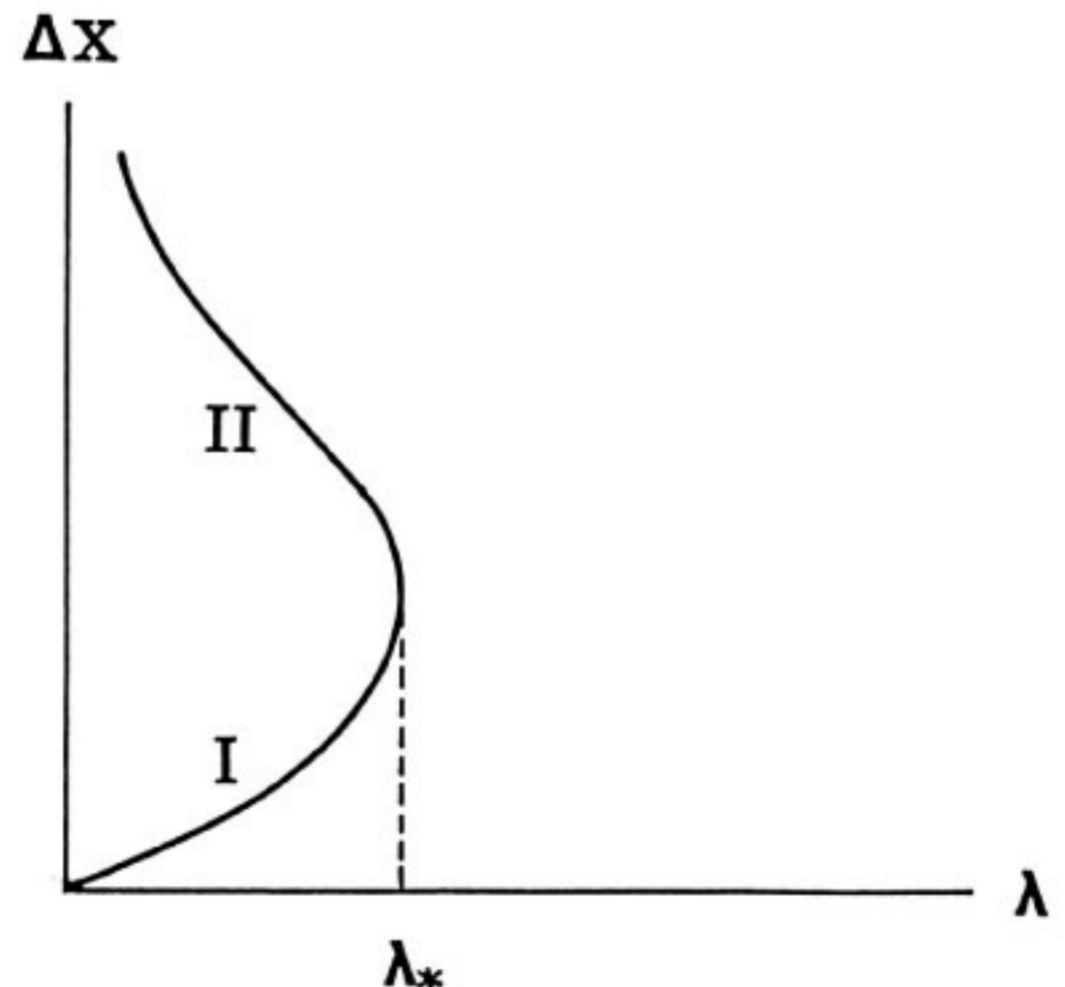
ただし

$$\lambda F = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial A} \{ B_x^2 + 8 \pi p_0 \exp(-z/H) \}$$

となる。この方程式は Grad-Shafranov 方程式と呼ばれる。パラメータ λ がゼロならば、解は電流を伴わない、エネルギーを蓄えていない磁場を与える。 λ を増して行くと、磁場に歪みが生じ、エネルギーが蓄えられる。 λ がどのくらい大きくなると、解が失われたり不安定が起こったりするかが次の問題である。

4.1 磁気シアの増加

まず、 $p_0 = 0$ の場合を考える。磁場の歪みは B_x を通じて現れ、 $\lambda = 0$ の時には yz 面内にあった磁力線が、 $\lambda \neq 0$ では yz 面から傾くようになる。この状態を磁場がシアを持ったという。シアの度合は、磁力線の始点・終点間の x 方向の距離 Δx で表すことができる。 λ を増



第4図 シア Δx とパラメータ λ の関係

加させて行くと、実際あるところで解が失われる。しかし B_x を生ずるのは、太陽表面 ($z=0$) でのガスの運動が磁力線を動かすからであり、従って自由に与えられる量は B_x ないし λ ではなく Δx である。 Δx と λ の関係は第4図の様になっていて、 Δx が増えると、 λ は最初は増加し、後に減少する。 Δx を増加させ続けると、磁場配位は次第に背が高くなり、開いた磁力線を持つようになる。エネルギーは、磁力線が開いている配位のエネルギーに漸近する。従ってシアを増して行ってもカタストロフィーは起こらない⁽⁶⁾。

4.2 圧力の増加

次に $B_x=0$ の場合、即ち磁場の歪みがガスの圧力による場合を考える。 λ を増して行くと解がなくなるのは前節と同様である。圧力を増して行くと磁場がその力に耐えきれないので解が失われるのである。圧力ないし λ の値は、この場合直接与えてよい量と考えられるから、実際平衡解は失われる。シアと圧力と両方を考慮した計算でも、カタストロフィーが起こるために圧力の効果は必須であるがシアはなくても良いことがわかっている⁽⁷⁾。しかしながら、太陽コロナのように磁場に較べてガスの圧力が無視できるような状況では、圧力が大きな値でないと生じないカタストロフィーは現実味が薄い。

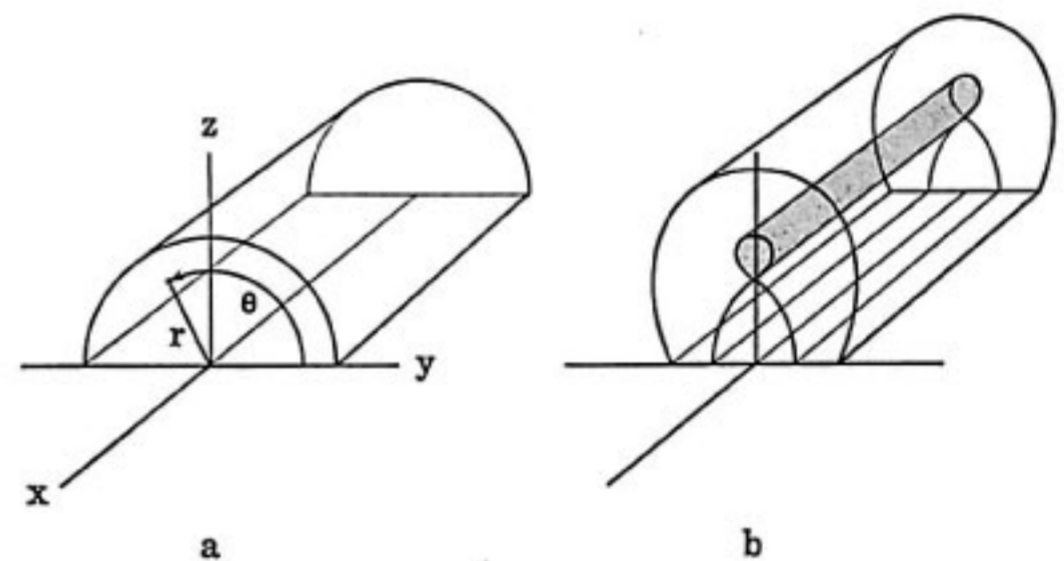
5. 磁場配位の安定性

電気伝導度が無限大であると仮定できる(理想磁気流体)場合の不安定性は、大きく二つに分けられる。一つは圧力がドライブするインターチェンジ不安定、もう一つは磁気力がドライブするキンク不安定である。後者は

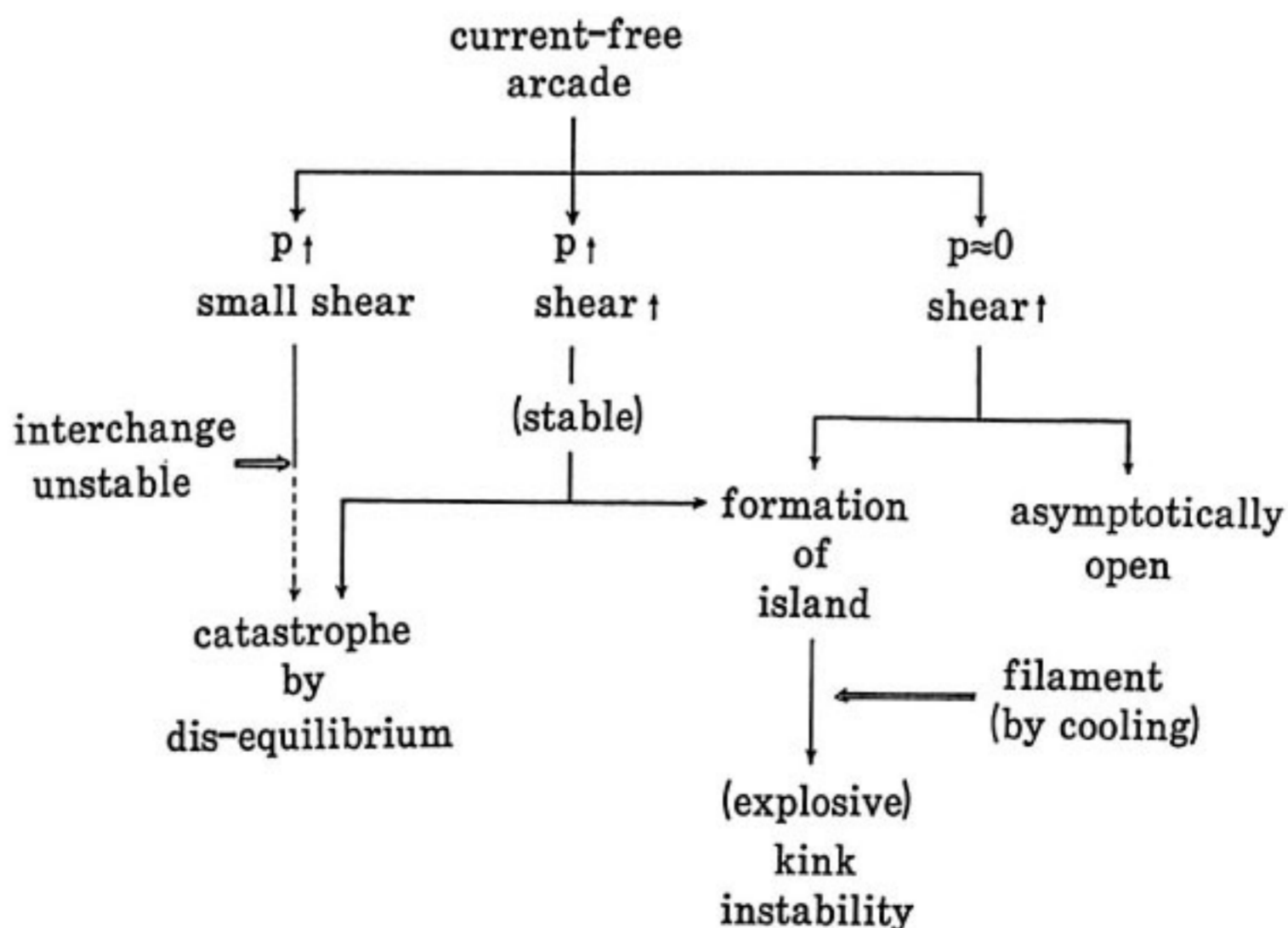
圧力が無視できるような系でも起こり、第3節で述べた強い不安定になる場合がある⁽⁸⁾が、インターチェンジ不安定は(磁場のリコネクションを考えなければ)弱い不安定であろう。

キンク不安定はよじられた磁力管が起こす不安定で、ゴム紐をよじったときにこぶができる現象と良く似ている。磁力管の全長にわたって1~2回転以上よじられると不安定になる⁽⁹⁾。

インターチェンジ不安定は、ガスが圧力の低い方へ膨張し、磁力線が縮もうとするために起こる不安定である。磁力線の方向が同一でなく編目状になっていれば抑えられる。第5図aの様な磁気アーケード配置においては、磁力線が太陽表面に釘付けされている効果(line-tying)もあって高い安定度を持っている⁽¹⁰⁾。第5図bの様に中空に浮かんだ磁力管(magnetic island)がある場合には、その部分でキンク不安定が起こり得る⁽¹¹⁾。この磁力管は、太陽表面にみられるフィラメントを表し



第5図 太陽大気内の磁場・プラズマ系の進化



第6図 議論のまとめ

ていると考えられる。フレアが起こる前にフィラメントが活発な活動を示すことはよく知られている。

6. 結 論

第3～5節の議論をまとめると第6図の様になる⁽³⁾。まず始めに歪んでいない磁場配位 (current-free arcade) があったとする。

a) シアを小さく抑えたまま圧力を増して行くと、2次元平衡解を見る限りある時点で解が消滅する。しかし実際はそこまで行く前にインターチェンジ不安定が起こるのであろう。

b) シアと圧力を両方とも増して行くと、インターチェンジ不安定を誘発せずにカタストロフィー点まで達し得る。しかしこのような解は圧力優勢の解であり、太陽コロナに適用するのは適当でない。

c) 圧力が無視できるような系でシアを増して行くと、解は次第に開いた磁場配位に漸近して行く。

d) アークード内に中空に浮いた磁力管 (magnetic island) がある場合、フレア前の状態として最も現実的である。このような配位の形成は、2次元平衡解系列の中では、圧力が高い解においては見いだされている。

従って残る問題の一つは、圧力が無視できるような系でも magnetic island を作り得るのかどうかである。

(その場合(c)は必ずしも成り立たないことになる。) 2次元という制限をはずして平衡解を考えればもっと多様な可能性が有り得るはずだが、まだその方向では十分な解析がなされていない。

参 考 文 献

- (1) Sakurai, T., "Computational Modeling of Magnetic Fields in Solar Active Regions", *Space Sci. Rev.*, 1989, in press.
- (2) Makita, M., Hamana, S., Nishi, K., Shimizu, M., Koyamo, H., Sakurai, T. and Komatsu, H., "Observations by the Solar Vector Magnetograph of the Okayama Astrophysical Observatory", *Publ. Astron. Soc. Japan*, 37, pp. 561-573, 1985.
- (3) Sakurai, T., "Magnetic Equilibria and Instabilities", *Solar Phys.*, 121, pp. 347-360, 1989.
- (4) Birn, J. and Schindler, K., "Two-Ribbon Flares: Magnetostatic Equilibria", in *Solar Flare Magnetohydrodynamics* (E. R. Priest ed.), Gordon and Breach, New York, pp. 337-378, 1981.
- (5) Low, B. C., "Nonlinear Force-Free Magnetic Fields", *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, pp. 145-159, 1982.
- (6) Aly, J. J., "Quasi-Static Evolution of Sheared Force-Free Fields and the Solar Flare Problem", *Astron. Astrophys.*, 143, pp. 19-22, 1985.
- (7) Zwingmann, W., "Theoretical Studies of Onset Conditions for Solar Eruptive Processes", *Solar Phys.*, 111, pp. 309-331, 1987.
- (8) Pao, Y.-P., "Nonlinear Behavior of Linearly Unstable Magnetohydrodynamic Modes", *Phys. Fluids*, 21, pp. 765-772, 1978.
- (9) Anzer, U., "The Stability of Force-Free Magnetic Fields with Cylindrical Symmetry in the Context of Solar Flares", *Solar Phys.*, 3, pp. 298-315, 1968.
- (10) Hood, A. W. and Anzer, U., "The Stability of Line Tied Force-Free Cylindrical Arcades: Is an Active Region Filament a Requirement for a Two-Ribbon Flare?", *Solar Phys.*, 111, pp. 333-326.
- (11) Hood, A. W. and Priest, E. R., "Kink Instability of Solar Coronal Loops as the Cause of Solar Flares", *Solar Phys.*, 64, pp. 303-321, 1979.

