太陽プラズマ物理の諸問題

坂 井 純 一

(富山大学工学部, 名古屋大学プラズマ研究所)

(1985 年 11 月 20 日受理)

目 次

1. はじめに
2. 非線形磁気音波による不安定の強制励起
 - 2.1 ポンダラモーティブ力と渦運動の励起
 - 2.2 強制的テアリング不安定励起と太陽フレアのトリガー
 - 2.3 強制的バルーニング不安定の励起とコロナ・トランジェント
 - 2.4 今後の問題
3. 磁氣的崩壊を伴う爆発的磁気再結合
 - 3.1 爆発的磁気再結合
 - 3.2 電流ループ coalescence と磁氣的崩壊
 - 3.3 振動的磁気再結合と太陽フレア
 - 3.4 今後の問題
4. 爆発的イオン・電子の同時加速と太陽フレア
 - 4.1 $V_p \times B$ 加速
 - 4.2 準周期的加速
 - 4.3 エネルギースペクトルと太陽フレア
 - 4.4 今後の問題
5. 磁気エネルギー蓄積過程と粒子加速
6. おわりに

Faculty of Engineering, Toyama University, Toyama 930.
Institute of Plasma Physics, Nagoya University Nagoya 464.

Some Problems on Solar Plasma Physics

Jun-ichi Sakai

(Received November 20, 1985)

Abstract

Recent development of nonlinear plasma dynamics such as forced reconnection and forced ballooning mode driven by nonlinear fast magnetosonic waves, explosive reconnection and particle acceleration during current loop coalescence, particle acceleration in the moving sheared magnetic field is reviewed with applications to explosive energy release (plasma heating, particle acceleration and radiation) observed in solar plasmas like solar flares, eruptive prominences and coronal transients.

1. はじめに

ここで扱う太陽プラズマとは、光球面上の太陽大気(彩層及びコロナ)のプラズマで密度 $n \simeq 10^8 - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 温度 $T \simeq 0.4 \sim 10^4 \text{ eV}$, 磁場 $B \simeq 1 \sim 10^3 \text{ G}$, プラズマ β 値 $\simeq 0.01 \sim 1$ である。最近の太陽プラズマ物理の中心的課題は、爆発的エネルギー解放過程である、太陽フレアの物理過程の解明にある。太陽フレア現象は、本質的に、非定常、非線形プラズマ現象で、比較的ゆっくりしたエネルギー蓄積過程(数分～数時間)のMHD過程から、プラズマの爆発的加熱、高エネルギー粒子(電子 $\lesssim 10 \text{ MeV}$, 陽子 $\lesssim 10 \text{ GeV}$)の生成、それに伴う種々の輻射(MHD波からプラズマ波まで)及び、光球面へのエネルギー輸送など、Kinetic 過程までの多岐にわたる。従って、太陽フレアの理解には、プラズマ物理の基礎的概念、方法に立脚して、複雑な現象の本質にせまる一方、本質的に非定常、非線形プラズマ力学過程であるため、未解決の問題も多く、今後、観測精度の向上に伴い、ますます新しい概念、方法の導入が望まれる。

以下では、太陽プラズマ現象において基本的非線形相互作用と考えられる、非線形波—波相互作用(ポンダラモーティブ力による不安定性の強制励起)及び、非線形波—粒子相互作用(爆発的磁気崩壊による磁気再結合と粒子加速)の解説を行う。

太陽プラズマのMHD過程全般の参考文献として、Priestの本¹⁾、太陽フレアに関してSvestka²⁾、Sturrock編³⁾の本をあげておく。又、最近の太陽フレアに伴う高エネルギー粒子の観測などは、各分野の最近の総合報告^{4)~7)}を参考にされたい。磁気再結合の総合報告^{8), 9)}も参考になる。

2. 非線形磁気音波による不安定の強制励起

太陽プラズマにみられる多くの非定常力学過程(太陽フレア^{1)~3)}、プロミネンスの急な上昇運動^{10), 11)}、コロナ・トランジェント⁵⁾)は、外部で励起された非線形MHD波動¹²⁾、衝撃波又は電子ビーム¹³⁾などによ

って強制的に不安定が誘発される。このようなプラズマ不安定性のトリガー機構は、非線形相互作用の素過程の解明にヒントを与え、非線形相互作用のモデルを考える上に重要である。

ここでは、非線形波—波相互作用の例として、非線形磁気音波のポンダラモーティブ力による、不安定性（テアリング不安定、バルーニング不安定）の強制励起の問題を扱う。核融合プラズマでは、高周波のポンダラモーティブ力によって、プラズマ不安定を抑制する力学的安定化が中心的であるが、宇宙プラズマでは逆に、爆発的な強い不安定性の誘発が興味の対象となる。磁気音波（アルウエン波も同様であるが）のポンダラモーティブ力は、渦運動の励起と関連しており、以下では、強制的に渦運動を増幅させる機構を扱うが、核融合プラズマでは逆に渦運動の抑制に応用出来るはずである。

2.1 ポンダラモーティブ力と渦運動の励起

高周波と低周波の波動が共存する非線形媒質で、高周波の非線形自己相互作用による非線形力（ポンダラモーティブ力）の概念は、基本的で、プラズマ波の collapse 現象に始まり、ソリトン力学に本質的である。又、高周波のポンダラモーティブ力による低周波不安定の制御は、核融合プラズマの閉じこめに応用されている。ここでは、プラズマ不安定の安定化とは逆に、非線形磁気音波のポンダラモーティブ力の渦運動励起による、テアリング不安定の強制励起を考える。

トカマク、FRP 装置にとって、キンク・テアリングモード、もっと一般的には、磁気再結合過程が、閉じこめに重要である様に、太陽フレアのエネルギー解放過程においても、磁気再結合は、磁気エネルギーの、熱エネルギー、高エネルギー粒子の生成など、爆発的なエネルギー変換の素過程として重要である。

太陽フレアのエネルギー解放は、

Impulsive phase（ミリ秒から数秒）に起こり、従来の線形テアリング不安定では、成長が遅く、エネルギー変換が充分でなく、難点が多い。又、電流系プラズマのもつ、自発的不安定性だけでは、外部に源をもつ MHD 波、衝撃波などによるフレアのトリガー現象の説明が出来ない。

テアリング不安定は図1に示される様に電流分布の勾配が原因となって、まわりのプラズマ流により、磁力線が運ばれ、散逸領域で磁気再結合が生じる。もし外部から、この渦運動を強制的に誘発することが出来れば、速い磁気再結合を伴うエネルギー変換が可能になる。

図1. テアリング不安定に伴う渦運動と磁気島

磁気音波のポンダラモーティブ力 F が図2に示される様に、磁力線方向には、負圧力、磁場に垂直方向には、正圧力となり($\text{rot } F \neq 0$)、渦運動を誘発する事を利用して、テアリング不安定を強制励起する。

2.2 強制的テアリング不安定励起と太陽フレアのトリガー

磁気音波によるテアリング不安定の強制励起の問題は、太陽フレアのトリガーのモデルとして、磁気音波のポンダラモーティブ力を考慮に入れた、テアリングモードの時間発展を記述する式と、磁気音波とテアリングモードの相互作用をとり入れた、波動の運動論的方程式を解くことにより理論的¹⁴⁾に示された。このモデル

図2. 磁気音波によるポンダラモーティブ力とそれに誘発される渦運動¹⁶⁾

図3. 磁気中性面の外部で励起された磁気音波による強制磁気再結合のシミュレーション

(a) 外部磁気音波の強度分布。

(b) $t = 120 \Delta C_s^{-1}$, (c) $t = 200 \Delta C_s^{-1}$, (d) $t = 610 \Delta C_s^{-1}$,

(e) $t = 800 \Delta C_s^{-1}$ での磁力線 (f) $t = 625 \Delta C_s^{-1}$ での密度分布で

実線の領域は高密度、破線領域は低密度。磁気音波の強度が最大の所で、磁気再結合が起こる。¹⁵⁾

は最近シミュレーションによって確認され¹⁵⁾, その非線形段階が実現された。図3は, その例で, 磁力線の時間的发展を示し, 磁気音波の強度が一番強い所で, 磁気再結合が始まる。図4では, 再結合磁気フラックスを測定することによって, 磁気再結合の速さが示されている。磁気再結合の速さを決める因子として, 外部励起された磁気音波の強度はもちろんであるが, 局所的に圧縮すること, 更に, B_t/B_p の比が重要である。電流方向の磁場 (B_t) が, プラズマ電流による磁場 (B_p) より大きくなると, プラズマは非圧縮性を示し, 磁気再結合は, おそくなる。この事は, 逆に, プラズマ電流がある程度増大し, $B_p > B_t$ となるまでは, なかなか, エネルギーの解放が早く進まず, エネルギー蓄積過程と関連している。又, 次節でのべられる, 電流ループ coalescence 時の磁気再結合に関しても B_p/B_t の比が重要である。

図4. 再結合する磁気フラックス (Ψ) の時間変化¹⁵⁾

(a) ダッシュ・ドット曲線 : $B_t/B_\infty = 3$, $S = 2020$,

実線 : $B_t/B_\infty = 1.25$, $S = 700$

ダッシュ曲線 : $B_t/B_\infty = 0.625$, $S = 300$,

ドット曲線 : $B_t/B_\infty = 1.25$, 磁気音波の強度

は, 前の3つの場合より10倍, $S = 700$ 。

(b) 磁気音波のない場合 : $B_t/B_\infty = 1.25$, $S = 700$

以上が、最も簡単なプラズマ配位で、磁気音波による強制的テアリング不安定の物理像を考えたが、より現実的太陽プラズマに近い配位への拡張がなされた。その1つは、静的平衡解のプラズマ配位でなく、定常流のある磁気中性面の配位に対して、拡張された¹⁶⁾。又、磁場が、完全に反平行でない電流層に対しては、Furth等¹⁷⁾の線形理論の拡張がなされ、電流層に垂直な磁場の成分(B_n)が安定化作用をもつことが示された¹⁸⁾。この静的配位は、図5に示される様に、Kippenhahn-Schlüter (K. S.) のモデル¹⁹⁾として、プロミネンスの静的平衡解として知られる。K. S. 配位のテアリング不安定の成長時間は、丁度、観測されるプロミネンスの寿命(数日)に対応する。活動域にあるプロミネンスは、太陽フレアの発生後、フレアから放出されたと考えられる MHD 波によって、約10分くらいの時間内で突然上昇運動を行って不安定になる。この現象に対して、上記のK. S. 配位の電流層と磁気音波の相互作用により、強制的にテアリング不安定が、励起され、上昇運動が可能である事が、理論的に示された²⁰⁾。この時に励起されるテアリングモードと、従来のモードの相違は、伝播しながら、しかも、電流層を横切る方向に、弱いながら、多重の渦構造を形成することである。これは、図6で、速度場に対する固有関数に示される。

これまでは、テアリング不安定のトリガーの役割として、磁場に垂直伝播する磁気音波のみを考察してきたが、磁場方向に伝播するアルヴェン波も、ポンダラモーティブ力とし

図5. 太陽プロミネンスの静的磁場配位 (Kippenhahn and Schlüter モデル)²⁰⁾

図6. K. S. 配位の電流層で磁気音波によって強制励起されるテアリング不安定の磁場、速度場の固有関数。A はベクトルポテンシャル、 ϕ は速度に対する流れ関数で、 ϕ の空間的振動構造は、多重の渦構造を示す。²⁰⁾

ては、磁気音波と同様の効果をもつため、上記にのべた効果が可能であるため、今後の定量的考察が望まれる。

2.3 強制的バルーニング不安定の励起とコロナ・トランジェント

非線形磁気音波による強制不安定性の励起のもう1つの例として、バルーニングモードの強制励起の例²¹⁾を示す。コロナ・トランジェント⁵⁾と呼ばれる現象は、太陽コロナ・プラズマ中で観測される、高密度プラズマの惑星間空間への放出運動（速度：100～1000 km/s）であり、多くは、太陽フレアや、プロミネンスの上昇運動後に発生する。

コロナ中に、比較的安定に、ループ状のプラズマ（コロナ・ループ）が存在する。このような安定な、電流を運ぶプラズマループが、それより下方で発生した MHD 波との相互作用によって不安定化して、上昇運動を開始すると考えられる。その概念図は、図7に示されている。光球面に根本をもつ電流ループ自身のグローバルな安定それ自体、重要な問題であるが、ここでは、局所的に磁気音波のポンダラモートイブ力によって、安定化されていた、バルーニングモードが、強制励起される場合がある事をのべておく。磁場のシアがある場合における、磁気音波のポンダラモートイブ力が計算され、バルーニングモードと磁気音波の相互作用が検討され、不安定の成長時間（～数分）が観測と矛盾のない事が示された。

図7. フレアから発生した磁気音波とループ電流との相互作用によりバルーニングモードの強制励起に導びく概念図。²¹⁾

2.4 今後の問題

前節では、主に、比較的簡単なプラズマ配位について、磁気音波のポンダラモートイブ力による、電流のあるプラズマ中で、テアリング不安定、バルーニング不安定の強制励起の理論的モデル、一部シミュレーションの結果を紹介した。ここでのべたモデルより、現実的なプラズマ配位（特にバルーニングモードの場合）は、3次元問題であり、今後の3D MHDシミュレーションによる確認が望まれる。

又、一方、磁気中性面でのテアリングモードとの相互作用では、非線形—粒子相互作用による、プラズマの加熱、高エネルギー粒子形成、輻射過程なども検討する必要があり、粒子コードによるシミュレーションの利用も重要である。

次に外部励起として、MHD衝撃波の可能性もあり、この場合には、シミュレーションによる方法が最適であろう。又、磁気音波に限らず、アルウェン波、磁気音波のスロー波そして又、他の誘因、たとえば、速度シアによるケルビン・ヘルムホルツ不安定による磁気再結合の誘発の問題は、太陽プラズマに限らず、中性子星や、ブラック・ホールのディスクプラズマで、重要であろう。

最後に最近の興味ある観測¹³⁾で、太陽フレアのトリガーとして、電子ビーム(速度 $v \sim c/3$)の可能性が示唆されており、電子ビームによるトリガーのモデルの構築も、残された問題である。

3. 磁氣的崩壊を伴う爆発的磁気再結合

太陽フレアは、コロナプラズマ中に電流系として蓄積された磁場のエネルギーを、ミリ秒から10秒の時間スケールで、爆発的に、プラズマの熱化、高エネルギー粒子の生成に変換する過程であると考えられる。観測から示唆される様に、フレアの発生する領域では、多くの電流ループ構造がみられる。従って、電流ループ自身のエネルギー蓄積過程から、放出までの力学、及び電流ループ間の相互作用が、フレアの物理の理解には最も重要である。ここでは、電流ループ間の基本的相互作用である2本の平行電流ループの合体過程(Coalescence)を中心に、非線形MHD力学過程において、磁氣的崩壊(Magnetic Collapse)によって、爆発的な磁気再結合(Explosive Reconnection)が起こることを示す。又、2本の電流ループのCoalescence過程では、振動的磁気再結合が起こり、エネルギーの解放も準周期的になる。これらの現象と太陽フレアの比較を行う。最後に、多くの電流ループ相互作用の効果とフレアの関連についてもものべる。

3.1 爆発的磁気再結合²³⁾

磁気再結合の問題は、約30年前より今日まで、宇宙プラズマ、核融合プラズマの両分野で、多くの研究がなされてきた(最近の総合報告^{8), 9) 22)}参照)。これまでの磁気再結合の過程は、表にまとめられる様に、定常/非定常磁気再結合及び自発的/強制的磁気再結合に分類される。ここでは、テアリングモードに代表される自発的磁気再結合及びその非線形過程には言及しないで、非定常強制的磁気再結合の中の爆発的磁気再結合の結果を考察する。これは、本質的に定常な Petschek 型と同様、有限電気抵抗 η に依存しないで爆発的に、 $(t_0 - t)^{-4/3}$ の様に MHD の時間スケール中で

表1

Time Boundary	Steady $\Delta\psi \sim t$	Non-Steady $\Delta\psi \propto t$
Spontaneous		Tearing insta.
Driven Reconnection	<p>○ Sweet-Parker (Slow)</p> $\Delta\psi_{sp} \sim \sqrt{\eta} t$ <p>○ Petschek (fast)</p> $\Delta\psi_p \sim \eta^{1/2} t$	<p>Current Loop Coalescence</p> <p>○ Brunel-Tajima (fast)</p> $\Delta\psi_{BT} \sim \sqrt{\eta} t^m$ $(m = \mu/\rho_0)$ <p>○ Tajima-Sakai (Explosive)</p> $\Delta\psi_{TS} \sim \frac{\eta}{(t_0 - t)^{4/3}}$

最も速いアルウェン通過時間 τ_A で磁気再結合が進行する。(図8参照)

これまでの定常強制的磁気再結合のモデルを簡単に復習して、その拡張を行う。図9に示される様に、強制的にプラズマ流 (v_x) が両側から流れこみ、y 方向に流れ出ていくとする。この時、電気抵抗 η の有限効果の効く散逸領域の幅をそれぞれ x, y 方向に δ, ℓ とすると、この領域の境界を通して、質量保存則が成立する。又、散逸領域では、磁場の散逸効果のみが支配的であると考え、y 方向への流速が、ほとんどアルウェン速度 V_A で決まると仮定すると、以下の式が導びかれる。

$$\ell v_x \simeq \delta v_y, \quad (1)$$

$$\dot{\psi} = \dot{\psi}_0 \simeq v_x B_0 = \text{const.}, \quad (2)$$

$$\dot{\psi} = -\frac{c^2}{4\pi} \eta \frac{\partial B_0}{\partial x} \simeq \frac{c^2}{4\pi} \eta \frac{2B_0}{\delta}, \quad (3)$$

$$v_y \simeq v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}. \quad (4)$$

上式より

$$\delta^2/\ell \simeq \frac{c^2}{4\pi} \frac{2\eta}{v_y}. \quad (5)$$

ここで $\ell \sim \delta^r$ と仮定すると

$$\delta \propto \eta^{\frac{1}{2-r}}. \quad (6)$$

(3)(6) 式より

$$\dot{\psi} \propto \eta^{\frac{1-r}{2-r}}. \quad (7)$$

ここで、もし $\ell \simeq 1$ ($r=0$) ならば

$$\dot{\psi}_{sp} \sim \sqrt{\eta}, \quad (8)$$

即ち、Sweet-Parker スケーリングを得る。又、 $\ell \sim \delta$ ならば

$$\dot{\psi}_p \sim \eta^0, \quad (9)$$

即ち、Petschek スケーリングを得る。

図8. 再結合磁気フラックス ($\Delta\psi$) の時間変化

定常: $\Delta\psi \sim t$, 非定常 (a) Slow: $\Delta\psi \sim t^m$ (b) Explosive: $\Delta t \sim (t_0 - t)^{-m}$.

図9. 磁気中性面でのプラズマ流と磁気再結合領域。

ここで、もし(2)式において、 $v_x B_0$ が一定でなく v_x が強制的にしかも、爆発的に $(t_0 - t)^{-1}$ の様に増大すると、散逸領域の幅 δ 及び ℓ は一定でなく、

$$\delta(t) \propto \eta(t_0 - t), \quad (10)$$

$$\ell(t) \propto \eta(t_0 - t)^2, \quad (11)$$

の様に变化する。即ち、時間 t が、爆発時刻 t_0 に近づくと $\ell(t)$ の方が $\delta(t)$ よりも速く、短くなる。従って、次節で示される様に、最初 Sweet-Parker 型 ($\ell \gg \delta$) であった電流層が (10) (11) 式の様に Petschek 型 ($\ell \sim \delta$) の電流層への遷移が、連続的に起こり、速い磁気再結合が可能になる。

3.2 電流ループ Coalescence と磁氣的崩壊²³⁾

プラズマ中の2本の平行電流ループは、お互いの引力によって引きあい合体 (Coalescence) を行う。図10に示されたのは、2D-MHD粒子コードによるシミュレーションの結果である。2本の平行電流が接近を始めると、その中間領域に、Sweet-Parker 型 ($\ell \gg \delta$) の電流層が形成される。この電流層での磁気再結合によって、磁気エネルギーの爆発的変換が行われる。シミュレーションでは、時間の発展とともに、Sweet-Parker 型から、Petschek 型への遷移が観測される。再結合磁気フラックス ($\Delta\psi$) を時間的に測定した図が図11である。後にのべる理論値との比較が示されている。

図10. 電流ループ Coalescence の MHD 粒子コードによるシミュレーション²³⁾

(a) 磁力線 (b) 密度分布 (c) プラズマ流 (d) プラズマ電流

(a)~(d) は $t=50 \Delta C_s^{-1}$

(e) 磁力線 (f) 密度分布

(e) (f) は $t=87.5 \Delta C_s^{-1}$

図11. 爆発的 Coalescence の時の運動エネルギー (a) と再結合磁気フラックス ($\Delta\psi$) (b) の時間変化。(b) 図の実線は理論曲線で、振動的磁気再結合がみられる。
図10に対応。²³⁾

又、ここで理論曲線 $\Delta\psi \propto (t_0 - t)^{-4/3}$ のまわりで、振動しているのは、2本の電流ループの引力によって誘発されたプラズマ流が、collapse を伴って、収縮すると、電流層の圧力が最大になり、その速さに磁気再結合が間に合わないと、圧力で再び、電流層は膨脹する。その後再び collapse が起って、結局、準周期的な磁気再結合となる。以上の過程は、理論的モデルによっても説明される。

シミュレーションで示される様に、電流ループ間に形成される電流層は、始めほとんど Sweet-Parker 型の1次元電流層になるため、プラズマの2流体方程式系より出発し、プラズマの力学的ふるまいは、Self-Similar 型、即ち、電子・イオンの流れに対し、 $v_{ex} = \frac{\dot{a}}{a}x$, $v_{ix} = \frac{\dot{b}}{b}x$ などと仮定する。両方から流れこむプラズマ流に対し、この様な、宇宙膨脹でも用いられているスケール因子 $a(t)$, $b(t)$ を導入すると、複雑な方程式系は、 $a(t)$, $b(t)$ に対する比較的簡単な、非線形常微分方程式に帰着される。このスケール因子 $a(t)$, $b(t)$ が決まると、各物理量は容易に計算される。

図12には、スケール因子 $a(t)$, $b(t)$ の時間

図12. 磁気崩壊を示すスケール因子の時間変化²³⁾

- (a) 電子は振動しながら Collapse
- (b) イオンの Collage
- (c) 静電場の時間変化で周期は電子の振動に対応
- (d) 磁場の時間変化
- (e) 準中性の時の Magnetic Collapse で、Collapse-expansion をくりかえす。

発展、及びそれにもとづいて決定される静電場 E_x 及び、磁場 B_y の様子が示されてある。イオンはなめらかに収縮するが、電子は、振動しながら収縮する。もし初期状態で、プラズマの準中性条件 ($n_i = n_e$) が成立しておれば、図12の(e)にみられる様に、イオン・電子とも、同時に収縮し ($v_{ex} = v_{ix}$)、電流層の圧力が増加すると、今度は膨脹し、これをくりかえす。収縮する位相では、主に $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ によるピンチ効果であり、この時のプラズマの収縮の力学的ふるまいは重力場の収縮、膨脹の力学とスケール因子 $a(t)$ に対しては全く同様になるため、磁氣的崩壊 (Magnetic Collapse) と呼ぶことにする。低 β プラズマでは、この磁氣的崩壊が爆発的になり ($v_x \sim (t_0 - t)^{-1}$)、これに伴い散逸領域での磁気再結合が爆発的に加速される。

相対論的粒子コードによるシミュレーションと、理論との比較が、図13に示され、良い一致がみられる。図13の(a), (b), (c)でみられる物理量の準周期的振動の周期は、電流ループの長径をアルウェン波が伝播するに要する時間 τ_A になる。又、図13(b), (c)の静電場、イオン温度の時間変化でみられる各ピークの微細構造、即ち、2重ピークが特徴的で、これも理論の結果と一致する。又、磁場より、磁場に垂直方向の静電場が、より速く増大する事が、次節でのべる高エネルギー粒子加速 ($V_p \times B$ 加速) に導びく。

図13. 粒子コードシミュレーションによる Coalescence 時の
磁場、静電場、イオン温度の時間変化。
爆発相で理論とのよい一致がみられる。²³⁾

3.3 振動的磁気再結合と太陽フレアー

近年、太陽フレアーに対し、人工衛星 (SMM, Hinotori 衛星) によって、X線, γ 線, そして地上から、 $H\alpha$ 電波による時間分解能のよい観測が行われ、フレアー時の高エネルギー粒子の加速に対し、新しい発見がなされた。その最も重要な1つは、フレアーの Impulsive Phase (ミリ秒~10秒) で、電子と陽子が、同時に、電子は約10 MeVまで、陽子は約 GeVの相対論的エネルギー域まで加速されている事実である。その典型例が、図14に示されるフレアー (1980年6月7日) である。ほぼ8秒の周期で、陽子・電子の同時加速が示された。更に時間分解能のよい電波の観測でみられる様に、各ピークに微細構造があり、2重ピークがみられる。この準周期的粒子加速を伴う太陽フレアーは、前節でのべられた2本のプラズマ電流ループの coalescence 過程によって、多くの観測結果を矛盾なく説明出来る^{24), 25), 26), 27)}。まず時間変動に対して、図13と図14を比較すると、準周期的ふるまい、及び陽子、電子温度の2重ピーク構造に矛盾がない。このフレアーの例では、観測方面よりループ coalescence の直接的証拠はなく、電波観測によれば、フレアー源が、ほぼ一定の場所であったという事である。これに対し、図15では、太陽の端で発生したフレアーの例が示してある。このフレアーでは、フレアーの Impulsive phaseの前に、2つの電波源があり、下方の電波源が約 $30 \text{ km/sec} (\ll V_A)$ で上昇運動を始め、ほぼ上の電波源と、ぶつかった項にフレアーが始まって

図14. 1980年6月7日の太陽フレアー。²⁶⁾

図15. 1982年11月26日フレアー。太陽の端で発生したフレアーで、
(b)図は2つの電波源のピーク位置の移動を示す。²⁶⁾

図16. MHD 粒子コードによる Coalescence のシミュレーション Slow の場合；
 $\Delta\psi \sim t^{1.88}$ に対応。²⁶⁾

いる。この時、前者のフレアーに比べて、周期性は弱くなっている。（又、光学的観測より、ループ構造がみられる）一方、図16で、MHD粒子コードによる coalescence のシミュレーションの結果が示され、観測とのよい対応がみられる²⁶⁾。この時の磁気再結合は、爆発的磁気再結合でなく（Brunel-Tajima 型）、 $\Delta\psi \sim t^{1.88}$ になっている。これは、衝突するループの速度が、アルヴェン速度に比べて遅いと、この様な、

ゆっくりした coalescence になる事が、シミュレーションで認められている。従って、初期状態の2本の電流ループの電流分布の位置関係、全電流などが、磁気再結合の速さを決める重要な因子となる。又、図16の4ψにみられる様に、弱い振動的再結合があり、この周期がプラズマの運動エネルギーの周期に対応している。この周期は、シミュレーションでは $5\tau_A$ ぐらいで、爆発的磁気再結合の場合よりものびる。これは、観測結果とも一致している。

3.4 今後の問題

前節では、2つの典型的な coalescence 過程 (Explosive と slow coalescence) に対し、それぞれに対応する太陽フレアの例をみてきたが、多くのフレアは、その時間変動は、もっと複雑、不規則で、準周期的変動のフレアは非常に少ない。これは、フレア域では、多くの電流ループが共存しており、2本の電流ループの coalescence 過程は多電流ループ間の基本的相互作用の素過程であり、この様な理想的、簡単な相互作用が実現されるのは希であると考えられる。しかし、2本の電流ループの相互作用は、多電流ループ系の理解には基本的であり、今後3次元構造をとり入れ、いろんな幾何学的配置での相互作用を含め更に研究する必要がある。実際、2本の電流ループ coalescence 過程でも、トロイダル方向の磁場が、電流ループの磁場と同程度になる時は、1回の coalescence 後、衝突の運動エネルギーが、回転運動に変換され、エネル

図17. 多重電流ループ Coalescence の粒子シミュレーション。²⁷⁾

(a) (d) 磁力線, (b) (e) 密度分布, (c) (f) 静電場

(a) (b) (c) は同時刻に対応し、その後 Coalescence が進行して次第に大きな電流ループに成長する。(d) (e) (f) が同時刻の状態に対応する。

ギー放出も、1個のパルスの変動になる²⁷⁾。実際この様な太陽フレアー (single pulse 的) も多い。

図17で、多電流ループ coalescence のシミュレーションの例を示す。初期に12~13個の電流ループが共存したが、次第に coalescence をくりかえし、最終的には、大きな2本の電流ループに成長していく。そして、最後の段階での2本の電流ループの coalescence 過程でのエネルギー放出が、一番強い。各物理量の時間変動は図18に示されている様に、かなり不規則な、プラズマの加熱、粒子加速がみられる。以上より、多電流ループ相互作用は、より複雑になり、coalescence の形態は、太陽フレアーの多様性と同じくらい多様性がある。しかし、多重電流ループの相互作用も、2本の電流ループ相互作用をより物理的に明確にすれば、その本質をとらえることが可能である。電流—電流間の基本的相互作用としての coalescence、そして、その過程での Explosive Coalescence、Explosive Reconnection、Oscillatory Reconnection の素過程は、今後も詳しく検討する必要がある。

図18. 多重電流ループ Coalescence 時の物理量の時間変化。²⁷⁾

4. 爆発的イオン・電子の同時加速と太陽フレアー

前節では、爆発的 coalescence 過程における、巨視的なプラズマ力学と、それに伴う磁気再結合過程に注目したが、ここでは、この過程での高エネルギー粒子の生成、輻射を問題にする。特に、coalescence 時に磁場を横切る方向の静電場が、加速に重要であり、電子・イオンの同時加速が実現される事を、シミュレーション及び理論的に示す。又、太陽フレアーの高エネルギー粒子スペクトルとのよい一致がみられる。

4.1 $V_p \times B$ 加速

$V_p \times B$ 加速は、名大プラズマ研究所の杉原・水野²⁸⁾によって磁場を横切って伝播する静電波に捕捉された粒子が、波のポテンシャルのフロントに沿って、波のり加速が、速い時間スケール (ω_c^{-1} のオーダー) で、 $V_{\max} = CE/B$ まで加速される事が、指摘されて以来精力的な研究が行われている。特に、磁気音波の衝撃波については、大沢の最近の一連の研究があり、最近の解説²⁹⁾が参考になる。

ここでは、磁気中性面のある不均一媒質中での例を示す。図19では、磁気中性面を垂直伝播する静電波に捕捉された陽子の軌道を示す³⁰⁾。

図19. 磁気中性面での静電波によるイオンの $V_p \times B$ 加速。³⁰⁾

4.2 準周期的加速

この $V_p \times B$ 加速は、波でなくても、磁場を横切って強制的に静電場で捕捉された粒子が、その電場のフロントに沿って加速される。電流ループ coalescence 中に、静電場 $((t_0 - t)^{-1/4})$ が、磁場 $((t_0 - t)^{3/8})$ より、速く時間的に成長するため、この $V_p \times B$ 加速が可能になる³¹⁾。

図 20 は、理論的に求められた coalescence 中の電磁場内の陽子の軌道である。図 21 には、加速方向 (V_z) の時間変化が示される。2重ピーク構造をもつ振動的加速がみられ、粒子コードシミュレーションの結果と一致している。

4.3 エネルギースペクトルと太陽フレア²⁷⁾

爆発的電流ループ coalescence の結果、電子イオンの同時加速が起こり、その結果得られる高エネルギー、電子・陽子のエネルギースペクトルが、図 22 に与えられる。電子・陽子の分布関数は、断熱圧縮による熱化

図20. 電流ループ Coalescence 時の陽子の加速。²⁷⁾

領域（約初期温度の60倍の加熱になる）、中間エネルギー域、そして、高エネルギー域の3つの領域に分けられる。図22では、中間エネルギー及び高エネルギー域が示され、高エネルギー域が、4.1が4.2節で述べられた $V_p \times B$ 加速による。このエネルギースペクトルは、1980年6月7日の太陽フレアのスペクトルとよく一致している。又、図17で示された多重電流フィラメント coalescence の場合にも、3成分からなるエネルギースペクトルが得られ2本の電流フィラメント coalescence の場合と基本的に同じである。

図21. 陽子の準周期的加速²⁷⁾

図22. 電流ループ Coalescence 後の電子、陽子のエネルギースペクトル。²⁷⁾

4.4 今後の問題

電流ループ coalescence 過程で、強い静電場がイオン・電子の magnetic collapse 時の力学的ふるまいのちがいから発生し、電子・イオンの同時加速に重要になる。前にのべた様に coalescence 過程は多様であり、今後、観測精度の向上に伴い、いろいろな配置での詳しい検討が、ますます必要になるう。

ここで、現段階で未解決の問題の1つとして coalescence 中に発生する輻射過程をのべておく。粒子コードシミュレーションでは、図23に示される様に、低周波のMHD波から、高周波のプラズマ波まで、波の輻射が観測されている²⁷⁾。準周期的 coalescence 過程が、低周波の磁気音波(CA)の輻射に対応すると考えられる。この様な磁気音波が、加速領域から発生し、コロナプラズマ中を伝播しながら、衝撃波になり、この衝撃波による粒子加速も重要な問題の一つである。又、図23で示される様に、低ハイブリッド領域の波の強度が、輻射の中で最大であり、この発生機構の解明、及びそれによるプラズマの乱流加熱、輸送の問題も残されている。

図23. 電流ループ Coalescence 過程における輻射スペクトル。

CA: Compressional Alfvén mode

LH: Lowerhybrid mode²⁷⁾

5. 磁気エネルギー蓄積過程と粒子加速

前節までは、太陽コロナプラズマ中に電流系として蓄えられた磁気エネルギーが、電流—電流相互作用の coalescence を通して、時には比較的ゆっくり(高ベータ値の時)、時には爆発的に(低ベータ値の時)プラズマ加熱、高エネルギー粒子生成に変換される事をみた。コロナプラズマ中に、その様な電流系がどの様に形成され、磁気エネルギーが蓄積されていくかの概念図が、図24に示されてある。黒点及び、黒点相互の運動、そして黒点近傍のシア運動により(又は局所的な渦運動により)プラズマ電流が増幅され

る過程（ダイナモ過程）は、本質的に非定常非線形で、3次元 MHD 方程式を解く必要がある。この研究は、すでに始められているが、ここでは、その様な電流形成の MHD 過程で重要な粒子加速（磁氣的に捕捉された粒子の $V_p \times B$ 加速）についてのべる。最近の MHD シミュレーションにより図 25 に示される様に、光球面でのシア運動によって、局在化された電流層が形成される事が示された。特に低ベータープラズマでは、この電流層が、爆発的にピンチし、局在化する。この電流層は、磁気応力を弱めようと、上昇運動を行う。この様な、電流ループ系の太陽フレア開始前の上昇運動は、観測されている。この電流層の運動に着目すると、非常に磁場のシェアの強い層が、黒点の作る外部磁場を横切って運動を行っていき、この様な状況下では、磁氣的に捕捉された粒子が $V_p \times B$ 加速を受ける。これは、以前にのべられた、磁場を横切る、静電場に捕捉された粒子に対する $V_p \times B$ 加速に対比されるもので、磁気捕捉による $V_p \times B$ 加速と呼ぶことにする³²⁾。

図24. 活動域での電流ループ Coalescence の概念図。²⁷⁾

図25. 光球面でのシア運動により、局在化した電流層が形成されながら上昇運動を行う。この電流層で磁氣的捕捉された粒子の $V_p \times B$ 加速が起こる。³²⁾

図26では、磁氣的に捕捉された陽子が $V_p \times B$ 加速によって加速される場合とラーモア運動を行う陽子の比較が示され、図27では、それぞれの速度空間の軌道が示されている。

この粒子加速は、太陽フレアの Impulsive Phase の4～5分前に、電波及びX線のフラックスの増加が観測される事に関連していると考えられる。太陽フレア発生前の、プラズマ加熱、粒子加速は、磁気エネルギー蓄積過程の中で、重要な問題である。今後電流形成時の3次元MHDシミュレーションで与えられる電磁場内の粒子加速の問題を検討する必要がある。

又、この様な外部磁場中を、強い磁気シェアーをもった、電流ループ、又は、電流層の運動現象は、宇宙プラズマの到る所で可能であり、ここでのべた Magnetic $V_p \times B$ 加速は、重要な素過程であろう。

6. おわりに

太陽プラズマの諸問題の中で、太陽フレア現象の解明は、磁気エネルギーの蓄積（ダイナモ過程）、爆発的なエネルギー解放に伴う、プラズマ加熱、高エネルギー粒子の形成、そして種々の輻射過程の物理機構の解明にある。

ここで議論された、種々の素過程は、他の宇宙プラズマ現象でも重要であると考えられる。太陽プラズマは、非相対論的プラズマ力学で、ほぼよいと思われるが、中性子星、ブラックホール近傍のプラズマは、

図26. 磁氣的 $V_p \times B$ 加速による陽子の加速。
捕捉陽子とラーモア運動を行う陽子の比較。³²⁾

図27. 磁氣的 $V_p \times B$ 加速による陽子の加速。
速度空間での軌道 (*印が捕捉陽子) ³²⁾

相対論的プラズマであり、ここでのべた非線形相互作用を、電子・陽電子プラズマで検討する事は重要であろう。

又、重力場が、エネルギー源となる、ブラックホール近傍のプラズマ物理に関して、宇宙ジェットのエネルギー源の問題は、重要な問題の1つである。

謝 辞

ここで解説された多くの仕事は、T. Tajima (テキサス大学) F. Brunel (カナダ国立研), H. Washimi (名大空電研), K. I. Nishikawa (アイオワ大学) R. Sugihara, Y. Ohsawa (名大プラズマ研), H. Nakajima, T. Kosugi (東大野辺山太陽電波) L. Vlahos, M. R. Kundu (メリーランド大学) 各氏との共同研究による。ここに感謝の意を表します。又、この仕事の一部は、筆者が名大プラズマ研究所客員であった期間中になされた。ここに、名大プラズマ研の理論グループの諸氏に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) E. Priest : *Solar Magnetohydrodynamics*, (1982) D. Reidel Pub. Co.
- 2) Z. Svestka : *Solar Flares*, (1976) D. Reidel Pub. Co.
- 3) P. Sturrock (ed.) : *Solar Flares, A Monograph from Skylab Solar Workshop II*, (1980) Colorado Associated University Press.
- 4) E. L. Chupp : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 359.
- 5) W. J. Wagner : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 267.
- 6) M. R. Kundu : *Rep. Prog. Phys.* **45** (1982) 1435.
- 7) Y. Uchida, S. R. Kane, H. S. Hudson & K. Tanaka (eds.) : *Recent Advances in the Understanding of Solar Flares* (US-Japan Seminar) 1982.
- 8) E. Priest : *Rep. Prog. Phys.* **48** (1985) 955.
- 9) E. W. Hones (ed.) : *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*, (1984) Geophysical Monograph 30, American Geophysical Union, Washington, D. C.
- 10) E. Tandberg-Hanssen : *Solar Prominences*, (1974) D. Reidel Pub. Co.
- 11) T. Hirayama : *Modern Observation of Solar Prominence*, (1986) *Solar Phys.* in press.
- 12) J. A. Vorpahl : *Ap. J.* **205** (1976) 868.
- 13) H. Nakajima, B. R. Dennis, P. Hoyng, G. Nelson, T. Kosugi and K. Kai : *Ap. J.* **288** (1985) 806.

- 14) J. Sakai and H. Washimi : Ap. J. **258** (1982) 823.
- 15) J. Sakai, T. Tajima and F. Brunel : Solar Phys. **91** (1984) 103.
- 16) J. Sakai : J. Plasma Phys. **30** (1983) 109.
- 17) H. P. Furth, J. Killeen, and M. N. Rosenbluth : Phys. Fluids, **6** (1963) 459.
- 18) K. I. Nishikawa and J. Sakai : Phys. Fluids **25** (1982) 1384.
- 19) R. Kippenhahn and A. Schlüter : Z. Astrophys. **43** (1957) 36.
- 20) J. Sakai and K. I. Nishikawa : Solar Phys. **88** (1983) 241.
- 21) J. Sakai : Ap. J. **263** (1982) 970.
- 22) M. R. Kundu and G. Holman (eds.) : *Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, (1985) IAU Symp. No. 107 D. Reidel Pub. Co.
- 23) T. Tajima and J. Sakai : IFSR No. 186 (1985) and IFSR No. 197 (1985)
Research Report of Institute for Fusion Studies, Univ. of Texas Austin.
Submitted to Phys. Fluids (1986).
- 24) T. Tajima, F. Brunel and J. Sakai : Ap. J. **258** (1982) L45.
- 25) T. Tajima, F. Brunel, J. Sakai, L. Vlahos and M. R. Kundu : *in Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, M. R. Kundu and G. Holman (eds.) IAU Symp. No. 107 (1985) 197.
- 26) H. Nakajima, T. Tajima, F. Brunel and J. Sakai : *Proc. of a Course and Workshop on Plasma Astrophys.* Italy, 28 Aug.-7 Sep. (1984) (ESA Sp-207) 193.
- 27) T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, E. Zaidman, L. Vlahos and M. R. Kundu : Submitted to Ap. J. (1986).
- 28) R. Sugihara and Y. Midzno : J. Phys. Soc. Jpn **47** (1979) 1290.
- 29) Y. Ohsawa : 磁気音波衝撃波による共鳴イオン加速, Vol 2, No. 10 (1985) プラズマ研便り, 10.
- 30) J. Sakai and R. Sugihara : *in Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, M. R. Kundu and G. Holman (eds.) IAU Symp. No. 107 (1985) 513.
- 31) J. Sakai, T. Tajima and R. Sugihara : *Proc. of a Course and Workshop on Plasma Astrophys.*, Italy, 28 Aug.-7 Sep. (1984) (ESA Sp-207) 189.
- 32) J. Sakai, T. Tajima and R. Sugihara : Submitted to Ap. J. (1986).