太陽フレアーと粒子加速

大 沢 幸 治 , 坂 井 純 一 *

(名古屋大学プラズマ研究所 * 富山大学)

(1988年7月6日受理)

Solar Flares and Particle Acceleration

Yukiharu Ohsawa and Jun-Ichi Sakai *

(Received July 6, 1988)

Abstract

The theory and observations of solar flares are reviewed with emphasis on particle acceleration. Hard X-ray and γ -ray measurements of solar flares have revealed that the acceleration of particles to relativistic energies can occur promptly (within ~ 1 s). This can be explained by the theory of resonant particle acceleration in a large-amplitude magnetosonic wave. Some models of magnetic reconnection and loop-loop interactions are also discussed which are believed to play an essential role in initiating the flare and/or releasing the magnetic energy.

Keywords :

solar flares, particle acceleration, magnetosonic wave, magnetic reconnection, loop-loop interaction,

1. はじめに

太陽は主系列に属する恒星の一つであり、誕生以来47億年を経ている。太陽はそれ自体興味ある研究対象であるが、最も身近にある恒星として、天体研究の中でも特別重要な位置を占めている。それは、太陽は恒星の一つの典型であって、太陽で起こる現象は他の星でも起こると考えられるからである。

プラズマ・核融合と関連した太陽物理学の大きな課題としては、太陽ニュートリノの放出量、磁場の生成機構(ダイナモ)、コロナと太陽風の形成、フレアー、粒子加速等が挙げられよう。ここでは、近年の観測¹⁻⁵⁾と理論⁶⁻¹⁰⁾の積み重ねにより研究に大きな進展が見られた、太陽フレアーとそれに伴う粒子加速に焦点を絞って述べる。

Institute of Plasma, Nagoya University, Nagoya 464-01.

** Faculty of Engineering, Toyama University, Toyama 930.*

太陽フレアーは $H\alpha$ 線の急激な増大と定義されているが、実際には電波から X 線、あるいは γ 線までのすべての波長帯で電磁波の放射が増大し、高エネルギー粒子と巨視的プラズマ運動とが発生する太陽大気中での爆発現象である。このような形で解放されるエネルギーの総量は $10^{30} \sim 10^{32}$ erg におよぶ。そのエネルギーの源は磁気エネルギーの散逸から来ると信じられており、また、フレアー現象においては磁力管同志の相互作用が重要な役割を果たしていることが明らかになって来た²⁾。

フレアーに伴って高エネルギー粒子がつけられることは古くから知られていた。大きなフレアーでは数 GeV に及ぶ陽子が生成される(太陽宇宙線)。その加速機構としてはフェルミ加速のような統計的加速が一般に考えられていた¹¹⁾。しかし最近、その加速時間が非常に短い(~ 1 秒以下)と言うことが観測から明らかになり^{3,4)}、粒子加速についての従来の見方を根本的に変えなければならなくなった。

この加速機構として磁気音波による粒子加速が提唱されている⁶⁻⁹⁾。大振幅磁気音波の一つの形態である衝撃波のエネルギー散逸機構として長いあいだ不安定波による加熱という考えが信じられてきた。ところが理論・シミュレーションによって、不安定波が無くても衝撃波中の電場によって強いイオン加速が起こることが明らかになった^{6,7)}。フレアーにともなって大振幅の磁気音波が磁力管の内部あるいは近傍で励起されるとすれば、この機構は太陽フレアーにおける短時間の激しい粒子加速を無理なく説明できる^{8,9)}。

2. 太陽の構造

フレアーと粒子加速の観測と理論についてや、詳しく述べる前に、太陽の構造と物理量の数値について簡単に復習しておこう¹²⁾。

太陽は直径140万km、質量 2×10^{33} g の恒星である。密度は中心部で 160 g cm^{-3} 、表面の光球部で $10^{-9} \text{ g cm}^{-3}$ であり、太陽全体の平均では 1.4 g cm^{-3} である。中心部の温度は1500万 K あり、半径10万kmの部分は核と呼ばれ核融合反応によって太陽エネルギーを生み出している(図1参照)。中心部でつくられた高エネルギーの光子(γ 線)は何度も吸収、放出を繰り返し徐々にエネルギーを下げながら、太陽の核を取り囲む厚さ約40万kmの放射層を伝播してゆく。

放射層の外側約20万kmは対流層であり、放射層と対流層との境目あたりで温度は約200万 K である。このくらいの低温になると原子核は電子を捉え、部分電離の原子をつくる。そのために光子の捕捉効率が高まり、輻射による熱の輸送効率が放射層に比べて大幅に低下する。この太陽表面近くの領域(半径の約30%)では、大規模な対流によってエネルギーが運ばれる。

図1. 太陽の構造。図では光球と彩層が拡大して描かれている。

対流層の上には約400kmの厚さからなる光球が存在し、そこから温度約6000 Kの黒体放射に相当する電磁波を放射している。全光球面上から $3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ のエネルギーを輻射の形で放出し続けている。

光球面上から2-3千kmまでの高さには彩層と呼ばれる温度数千度の層が存在し、さらにごく薄い境界層を通して百万度以上のコロナに接している。また、プラズマ密度は彩層においては高度とともに急激に減少する ($10^{15} \rightarrow 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) が、コロナ領域においては一転して緩やかな減少に変わる (10万kmの高さの密度が $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$)。その結果コロナ領域におけるプラズマの圧力の低下はごく緩やかなものとなり、ついには太陽の重力を振り切ってプラズマは太陽風として惑星間空間に流れ出す。

太陽は自転しているが、それは低緯度ほど速く (赤道付近で約27日で一回転) 高緯度ほど遅い (極地方で約34日)、いわゆる微分回転となっている。この微分回転と対流層における運動とが、太陽の磁場生成に本質的な役割を果たしていると考えられている¹³⁾。太陽表面には1-10 G 程度の一般磁場と 10^3 G 程度の黒点磁場とが存在する。地球ほど明確ではないが、一般磁場は双極性の形を持つ。

黒点は直径が500kmの小さいものから10万kmに及ぶ巨大なものまであり、周囲 (約6000 K) と比べてやや温度が低い (約4000 K)。磁場のN極とS極とが対になって現れ、太陽の自転に伴って移動する。例えば北半球でN極がS極に先行して現れる時期では、南半球ではその反対にS極がN極に先行して現れる。同じ極性の時期は11年続くが、その次の11年間では南北両半球で各々極性が逆転する。極性は突然変わり、しかも変わった直後 (即ち11年周期の始め) は黒点は高緯度地方 ($\pm 35^\circ$) に多く現れ、徐々に低緯度地方に移り、周期の終わりには赤道付近に集中して現れる。黒点の数も11年周期で変動し、 $\pm 15^\circ$ くらいの緯度に現れるころに黒点数が極大となる。この時期には一般磁場の極性も変わり、ポロイダル磁場 (南北方向の磁場) の向きが逆転する。黒点数の極大期には太陽活動が活発となり、太陽フレアが多発し、コロナも明るくなる。

3. 太陽フレアー

フレアからの放射

1980年頃の太陽活動極大期に日本からは Hinotori, 米国からは Solar Maximum Mission, と呼ばれる科学衛星が打ち上げられ、X線, γ 線によるフレアの観測が行われた。田中はその観測結果に基づいて、フレアを次の三つの型に分類した¹⁾ (図2も参照)。

I) A型 (hot thermal flare):

~40 keV 以下の硬X線放射がゆっくりと増大し減少する (~10分程度)。但し、高エネルギー成分の弱い瞬発的時間変化も伴う。 $T = 3 \sim 4 \times 10^7 \text{ K}$ の比較的小さな

図2. A, B, C型のフレアにおける軟X線 (SXR) と硬X線の時間変化 (単位は分)。¹⁾

($<5000\text{km}$) 高温プラズマが主な放射源と思われる。

II) B 型 (impulsive flare):

秒のオーダーの時間変化をする硬 X 線のスパイクからなる数分のバースト。スペクトルは放射の前期, 中期, 後期に対応してそれぞれ, 軟, 硬, 軟, と変化する。磁力管の根元を含めた低く広い領域から放射されるが, 後期にはより高く狭い領域から放射される。

III) C 型 (Gradual-hard flare):

緩やかな時間変化の硬 X 線放射が ~ 30 分あるいはそれ以上続く。放射源は $4 \times 10^4 \text{ km}$ 以上の高い領域にある。スペクトルは時間とともに硬くなる。電子のシンクロトロン放射によるマイクロ波が非常に強い。

A 型ではエネルギー解放は主にプラズマ加熱という形で現れる。B 型においては粒子加速がより重要である。大部分のフレアーは B 型に属する。この型のフレアーにおいては最も高エネルギーの硬 X 線が磁力管の二つの根元から放射される。この 2 つ目構造の硬 X 線は, 高エネルギーの電子が磁力管を降下して来て彩層の高密度プラズマと衝突し, 制動放射を放射しているものと考えられている。(磁力管全体が 10^8 K 以上に加熱されたとする見方もある。) C 型では磁力管の頂上あたりの高い領域で粒子加速が連続的に起こっているようである。勿論, 実際のフレアーは非常に多彩であって, 全てが上の三つの分類のようにはっきりと分かれるわけではない。

X 線より高エネルギーの γ 線も放射されることがある。X 線は電子の制動放射によって放射されるが, フレアーに伴う γ 線は次の機構で放射される: 1) . 電子の制動放射, 2) . π^0 中間子の崩壊; $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$, 3) . 電子・陽電子対消滅; $e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$, 4) . 陽子の中性子捕獲; $^1\text{H} + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma$, 5) . 励起された原子核からの放射。

2) の π^0 中間子から創られる γ 線のエネルギーは 70 MeV あたりにピークを持つならかなスペクトルをつくる。 π^0 中間子は数百 MeV 以上の陽子が他の陽子と衝突して発生したものである。3) の機構で放射される γ 線のエネルギーは 0.5 MeV , 4) と 5) で放射される γ 線のエネルギーは数 MeV の程度である。

また大規模なフレアーに伴って II 型, III 型, IV 型と呼ばれるバーストがしばしば発生する。II 型バーストとは $10 \sim 300 \text{ MHz}$ の周波数帯の電磁波の放射であり, $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ でコロナ中を上昇してゆく (フレアーに伴う) 衝撃波から発せられる。III 型バーストは $10 \sim 800 \text{ MHz}$ の周波数帯の電波であり, 大気中を高速 (光速の $1/3$ 程度) で上昇する電子ビームが作る振動である。典型的な VI 型バーストは高エネルギーの電子による $0.1 \sim 1 \text{ GHz}$ のシンクロトロン放射である。

フレアーと磁場

黒点の多い領域には閉じた磁力管が密集している。[ここで, “閉じた” という意味は光球面下から太陽外層大気中 (すなわち彩層, コロナ) へ出た磁力線が弧を描いて再び光球面下に戻るということである]。ここでは太陽活動が活発であり, フレアーもこのような領域のコロナ下部で多発する。

光球面の下ではプラズマの圧力が磁場の圧力よりも圧倒的に大きく, しかもプラズマは大規模な対流運動を行っている。従って磁場はプラズマの運動に従って動く。このような光球面のプラズマの運動によって閉じた磁力管が捻られたり, シェアーを持つと磁気エネルギーが増大する。そのような磁力管に別の磁力管が (例えば,

図3. 磁力管の衝突

図4. いくつかのエネルギー帯における光子数の時間変化 (単位は秒)。³⁾

図3のように光球面下から浮上してきて)衝突し、磁力管同志の間で磁気再結合がおこるとフレアの引金となる²⁾。但し、大部分のエネルギーの開放は個々の磁力管でおこる。即ち、個々の磁力管内で急激に磁気再結合が進み、爆発的に磁気エネルギーを解放するとともに、磁力線の構造が変化して磁気エネルギーの低い状態に移行する。従って強い粒子加速も、磁場が強く、かつ、捻れやシェアーなどが強い磁力管において発生しやすい。

4. 急激な粒子加速：観測

科学衛星に搭載した X 線分光器や γ 線分光器で、フレアにおけるいくつかの波長帯の強度の時間変化を測定したところ、数十 MeV の γ 線も数十 keV の X 線もほとんど同時に立ち上がることが分かった^{3, 4)} (図4参照；この例では測定の時間精度が約 2 秒である)。数十 MeV の γ 線は大部分は電子の制動輻射と π^0 中間子の崩壊からくるので、この結果は数十 MeV 以上のエネルギーを持つ電子と $\sim$ GeV 程度のイオンが同時につくられたことを示す。

電子より1800倍以上重いイオンが $\sim$ 秒以下の短時間で $\sim$ GeV のエネルギー帯にまで一気に加速されてしまうという事実は大きな驚きであった。というのは、高エネルギーの太陽宇宙線 (エネルギーの最大が $\sim$ GeV 程度) はフェルミ加速でつくられると一般に考えられていた¹¹⁾ が、そのような統計的機構では $\sim$ 秒以下の短時間で $\sim$ GeV の高エネルギーに加速するのは非常に難しいからである。この観測事実は、少なくとも太陽系においては、最高エネルギーの粒子はフェルミ加速とは別の機構で生成されることを明らかにした。

5. 大振幅磁気音波による粒子加速：理論

そのような短時間での急激な加速機構のモデルは、太陽フレアーの研究とは独立に提唱されていた。それは大振幅磁気音波によるイオンの共鳴的加速である^{6,7)}。その加速機構は理論と計算機シミュレーションによって研究されていたが、その結論はフレアーにおける短時間の粒子加速を無理なく説明する^{8,9)}。この節ではその機構について述べよう。

磁気流体の最も基本的な波はアルヴェン波と磁気音波である。磁気音波には速い磁気音波と遅い磁気音波との二種類あるが、ここで取り扱うのは速い磁気音波である（以下、単に磁気音波と記す）。この波の非線形な振舞いは $K-dV$ 方程式で記述される。その孤立波の特徴的幅 Δ は磁場に対して直角（あるいは殆ど直角）に伝播する時は電子の慣性長 $\Delta \sim c/\omega_{pe}$ 、磁場に斜めに伝播する時はイオンの慣性長 $\Delta \sim c/\omega_{pi}$ で与えられる。磁場に直角に伝播する場合は粒子加速が強く、しかも理論的な解析が簡単なので、ここでは直角伝播の場合のみを考察する。強い加速は非線形磁気音波の孤立波、周期的波、衝撃波のどの場合でも起こるが、議論を明確にさせるために孤立波を例として考える。

加速の強さ

孤立波の振幅 $B_m - B_0$ (B_0 は無限遠における磁場の強さ、 B_m は磁場の最大値) はアルヴェン・マッハ数 M と $M = (B_m + B_0)/2B_0$ の関係にある。孤立波においては磁場だけでなく密度 n 、電位 ϕ もパルス状となるが電位 ϕ のジャンプは

$$e\phi = 2m_i v_A^2 (M-1) \quad (1)$$

の値をとる。波が静止して見える系ではプラズマは Mv_A の速さで孤立波に流れ込んで来るわけであるが、電位のジャンプはその運動エネルギーと同じオーダーの大きさであることに注意しよう。プラズマ密度が高くなるのはこの高い電位によってイオンが急激に減速されるためである。電位のジャンプが大きい上に、孤立波の幅が狭いので、伝播方向の電場 E_x ($\sim \phi/\Delta$) は非常に大きい。

混乱を避けるために、以下では全て実験室系から見た話をする。大部分のイオンは孤立波領域で電場によっていくらか動かされるが、強い相互作用はせずに終わる。ところが、ある割合のイオンは強い電場によって捕捉され孤立波といっしょに動く。しかもこの時、波面と平行方向、磁場と直角方向（図5参照）に強く加速され、 $v \sim eE_x/B$ のスピード¹⁴⁾ にまで達する。 $E_x \sim \phi/\Delta$ であるからこれはすぐに計算できて

$$v \sim (m_i/m_e)^{1/2} v_A (M-1)^{3/2} \quad (2)$$

である⁶⁾。即ち、アルヴェン速度の数十倍にまで速くなり得る。加速された後は捕捉が終わり、粒子は波面の後ろに残される。

図5. 磁場に直角に伝播する非線形磁気音波とイオン加速。

(2) 式は非相対論的な式であるが、 $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$ [これは $v_A \geq c (m_e/m_i)^{1/2}$ と等価] であるような比較的強い磁場では非線形波の理論、イオン加速の理論、ともに相対論的な取扱いが必要となる⁷⁾。このような相対論的領域では、共鳴加速されたイオンの最大速度は

$$v \sim c(1-Q^{-2})^{1/2} \quad (3)$$

と計算される。ここで Q は

$$Q = 1 + (\omega_{ce}^2/2\omega_{pe}^2) [(B/B_0) - 1]^2 [1 - (B+B_0)^2/(B_m+B_0)^2] \quad (4)$$

である。

もう少し詳しく波の理論を述べると、直角伝播の磁気音波においては、流体的な(つまり平均された)速さ v_y (波面に平行方向) はイオンと電子との間で

$$m_i v_{yi} + m_e v_{ye} = 0 \quad (5)$$

が成り立っている。波面に平行方向の、イオンの流体的速さは電子のその m_e/m_i 倍と大変に小さい。ところが共鳴イオンの最大速度は流体電子の速さと同じ程度[非相対論的では(2)式]にまでなる。共鳴イオンと流体電子のちがいは波面の後方で流体電子の v_y はゼロに戻っているのに対し、共鳴イオンの運動エネルギーは高いままに残るということである。

磁場のジャンプは電子がつくる電流で決まる：

$$\partial B / \partial x = 4 \pi n e v_{ye} / c \quad (6)$$

$\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$ では v_{ye} も光速 c に近くなるので、流体モデルの範囲内でも波の構造を決めるのに相対論が必要になるのである。因みに、相対論的な場合は、非相対論的な場合よりもずっと簡単に孤立波の幅 Δ が求まる。

(6) 式で $v_{ye} \sim c$ とおけば

$$\Delta \sim (c/\omega_{pe}) (\omega_{ce}/\omega_{pe}) (\delta B/B_0) \quad (7)$$

である。非相対論の場合と違って、幅 Δ は振幅 δB に比例して大きくなる。

強磁場中の衝撃波によって相対論的エネルギーへの粒子加速が起こることは相対論的電磁粒子コードを用いた計算機シミュレーションによっても確かめられている。図6はそのようなシミュレーションにおける、ある瞬間のイオンと電子の位相空間図 ($p_x/mc, x$) と ($p_y/mc, x$) とを表している。波の伝播角度が磁場に対して完全に直角でなくても強い加速が起こることを示すために、ここでは波の伝播角度(正の x 方向)の磁場に対する角度は 84° にとった(準直角伝播)。また、相対論的加速が

図6. 衝撃波の計算機シミュレーション。ある瞬間におけるイオンと電子の位相空間図 ($P_x/mc, x$), ($P_y/mc, x$) が描かれている。

起こるように、衝撃波の十分前方で $\omega_{ce} / \omega_{pe} = 3$ と比較的強い磁場を設定してある。イオンと電子との質量比は $m_i / m_e = 100$ としている。また、衝撃波前面のベータ値は1%である。この図で、衝撃波面は $x \sim 800 \Delta_g$ (Δ_g はグリッド間隔で、 $c / \omega_{pe} = 4 \Delta_g$ である) に存在するが、そこでイオンが相対論的速度 ($p/mc \geq 1$) にまで一気に加速されているのが分かる。さらに、このような強磁場中では電子も相対論的速度に達しているが、これは弱磁場中の衝撃波との大きな違いの一つである。

加速時間

さて、大振幅磁気音波がイオンを相対論的エネルギーにまで加速することが分かったが、それではその加速に要する時間はどれほどであろうか。今、捕捉粒子は波と同じ速さで進む ($v_x = Mv_A$) とすると、y 方向の運動方程式は

$$d(\gamma v_y)/dt \simeq -\omega_{ci} v_x \simeq -\omega_{ci} M v_A \quad (8)$$

と、右辺が定数となる。ここで簡単のため、磁場は一定とし、電場 E_y は無視した。上式はすぐに解けて、

$$v_y \simeq -(1 - M^2 v_A^2 / c^2)^{1/2} (1 + M^2 \omega_{ci}^4 t^2 / \omega_{pi}^2)^{-1/2} M c (\omega_{ci}^2 / \omega_{pi}) t \quad (9)$$

である。相対論的エネルギーに達する時間はおよそ

$$t \sim M^{-1} \omega_{pi} / \omega_{ci}^2 \quad (10)$$

であることが上式より分かる。プラズマのパラメーターとして $n \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $B \sim 10^3 \text{ G}$, $M = 2$ を代入すると $t \sim 7 \times 10^{-7} \text{ s}$ である。

つまり比較的強磁場の磁力管内で大振幅の磁気音波が励起されれば、1秒よりずっと短い時間で相対論的エネルギーのイオンがつくられるのである。また磁場が弱く、アルヴェン速度が数百 km s^{-1} であるような惑星間では衝撃波によってつくられる陽子の最大エネルギーは MeV の程度であることも同様に導かれる。

以上の結論は非線型波動の理論に基づいている。実際のフレアー中の大振幅波はおそらく理論で仮定したほどコヒーレントではないであろうし、他のいろいろな要素が働くので加速時間が 10^{-6} s ほどは短くはないかもしれないが、とにかく1秒よりはずっと短いであろう。従って、最初の擾乱があつてから相対論的エネルギーのイオンが出現するまでの時間は、加速時間よりはむしろ擾乱が急峻化するのに要する時間で決まると思われる。波形が急峻化して初めて強い電場ができ、強い加速が起こるからである。擾乱の特徴的波長を L とすると急峻化の時間 t_{st} は

$$t_{st} \sim v_A / [L (\delta B / B_0)] \quad (11)$$

で与えられる。 $\delta B / B_0 \sim 1$, $v_A \sim 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ とすると $L = 10^8 \text{ cm}$ に対して $t_{st} \sim 0.1 \text{ s}$ である。

6. 磁気再結合

太陽フレアーにおける磁気エネルギーの解放には磁気再結合が深く関与していると考えられている。実験室プラズマにおいても磁気再結合は重要な物理過程であるが、そこでは Furth 等¹⁵⁾ が考えたような自発的なテアリング不安定性が問題とされることが多い。一方、フレアーにおいてはもっと急激な磁気再結合が問題にされる。ここで磁気再結合についてのいくつかの見方を簡単にまとめておこう。

反平行な磁場が接していると、その接触面の近傍で磁気再結合を促す不安定が発生する(図7参照)。このような配位で、接触面に向けてプラズマが流入してくる場合とそうでない場合とでは不安定の成長率がかなり違う。今、接触面に向けての流れが無い場合の不安定を自発的なテアリング不安定と呼ぼう(図7(a))。この型のテアリング不安定は実験室プラズマでは非常に重要であるが、成長率が小さいので、太陽フレアで観測されるような速い時間変化の現象を説明できない。また開放される磁気エネルギーの総量も低いレベルに留まると思われる。例えば、下部コロナのパラメータとして密度 $n \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^6 \text{ K}$, $B \sim 100 \text{ G}$, を選び、特徴的長さとして $a \sim 10^8 \text{ cm}$ とすると、アルヴェン波が距離 a を伝わる時間は $\tau_A \sim 0.14 \text{ s}$ となる。一方磁場の拡散時間 ($\equiv 4\pi a^2 / c^2 \eta$; η は抵抗) は $\tau_R \sim 5 \times 10^{11} \text{ s}$ と、途方もない大きさになってしまう(因みに一年は $3 \times 10^7 \text{ s}$)。従って、 $S \equiv \tau_R / \tau_A$ で定義される量(これは磁気レイノルズ数にほかならない)は $S \sim 4 \times 10^{12}$ である。ポロイダル方向のモード数 m が2よりも大きいテアリング不安定の成長時間 ($\sim S^{3/5} \tau_A$) は $t \sim 5 \times 10^6 \text{ s}$ と計算される。また $m=1$ の抵抗性テアリング不安定の成長時間 ($\sim S^{1/3} \tau_A$) は $t \sim 2 \times 10^3 \text{ s}$ 程度である。

速い磁気再結合の機構として古くから唱えられて来たものにスイート・パーカー模型とペチェック模型とがある¹⁶⁻¹⁸⁾。二つの模型はともに、反平行の磁場がプラズマの流れとともに圧縮される定常的な状況を考える(図7の(b),(c)参照)。スイート・パーカー模型では反平行磁場の接している面が長く(図7(b)で $L \gg l$)、四角で囲われた磁場の拡散領域から出てゆく速度 v_y はアルヴェン速度 v_A の程度であるが、流入してくる速度 v_x は $v_A / S^{1/2}$ 程度である。一方、ペチェック模型では反平行磁場の接している拡散領域が非常に狭く、しかもその狭い領域を横切って衝撃波面が延びている。磁場を含めたプラズマ諸量は衝撃波面で不連続的に変化する。この模型ではプラズマの流入速度は $v_A / \ln S$ とかなり v_A に近づける。流出速度は v_A 程度である。原点における磁気フラックス ψ の時間変化率はスイート・パーカー模型で $d\psi/dt \sim \eta^{1/2}$, ペチェック模型で $d\psi/dt \sim \eta^0$ である。ペチェック模型のほうが速い磁気再結合を与える。このようなプラズマ流による強制的な磁気再

図7. 磁気再結合における磁力線。(a): 自発的なテアリング不安定 (b): スイートパーカー模型 (c): ペチェック模型。

結合は磁気流体モデルを用いた計算機シミュレーションでも確かめられている¹⁹⁾。

二つの磁力管同志がぶつかりあうような非定常な状態ではペチエック模型よりもさらに激しい磁気再結合が可能であるという理論的な指摘もある¹⁰⁾。磁気再結合は磁気エネルギーの解放に最も重要な過程であると思われるが、激しい磁気再結合はさらに、強い衝撃波を発生させ、高エネルギー粒子生成の引金となる可能性がある。フレアー機構の解明のためには磁気再結合の研究の一層の発展が必要である。

参 考 文 献

- 1) K. Tanaka : Publ. Astron. Soc. Jpn. **39** (1987) 1.
- 2) M. E. Machado *et al.* : Astrophys. J. **326** (1988) 425.
- 3) S. R. Kane, E. L. Chupp, D. J. Forrest, G. H. Share, and E. Rieger : Astrophys. J. **300** (1986) L95.
(1986) L95.
- 4) D. Forrest, W. Vestrand, E. Chupp, E. Rieger, J. Cooper, and G. Share : Advances in Space Sci. **6** (1986) 115.
- 5) H. Nakajima, T. Kosugi, K. Kai, and S. Enome : Nature **305** (1983) 292.
- 6) Y. Ohsawa : Phys. Fluids **28** (1985) 2130.
- 7) Y. Ohsawa : Phys. Fluids **29** (1986) 2474.
- 8) Y. Ohsawa and J.-I. Sakai : Astrophys. J. **332** (1988) 439.
- 9) J.-I. Sakai and Y. Ohsawa : Space Sci. Rev. **46** (1987) 113.
- 10) T. Tajima, J.-I. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, and M. R. Kundu : Astrophys. J. **321** (1987) 1031.
- 11) M. A. Forman, R. Ramaty, and E. G. Zweibel : in The Physics of the Sun, ed. P. A. Sturrock (D. Reidel Publ. Dordrecht) vol. 2, chap. 13.
- 12) 平山 淳編 : 太陽 (恒星社, 1981) .
- 13) E. N. Parker : Solar Phys. **110** (1987) 11.
- 14) R. Sugihara and Y. Midzuno : J. Phys. Soc. Jpn. **47** (1979) 279.
- 15) H. P. Furth, J. Killeen, and M. N. Rosenbluth : Phys. Fluids **6** (1963) 459.
- 16) P. A. Sweet : Nuovo Cim. Suppl. **8** (1958) 188.
- 17) E. N. Parker : J. Geophys. Res. **62** (1957) 509.
- 18) H. E. Petschek, and R. M. Thorne : Astrophys. J. **147** (1967) 1157.
- 19) T. Sato : J. Geophys. Res. **84** (1979) 7177.