

## 小特集

高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理

# 7. MHD プラズマ

柴 田 一 成  
(国立天文台)

## MHD Plasmas

SHIBATA Kazunari  
*National Astronomical Observatory, Mitaka 181-8588, Japan*  
(Received 27 August 1998)

### Abstract

As a prototype of astrophysical MHD plasmas, solar flare plasmas are discussed. Various evidence of reconnection in flares observed by Yohkoh satellite are presented, and fundamental physical quantities of flare plasmas, such as mean free path, Larmor radius, magnetic Reynolds number, etc., are examined in detail to provide insight on laboratory experiments of magnetic reconnection as a model of solar flares. It is proposed that to detect MHD shock waves associated with reconnection would be one of the most important objectives of an experiment of reconnection using laser plasmas.

### Keywords:

MHD plasma, astrophysical plasma, solar flare, magnetic reconnection

### 7.1 はじめに

天文学では磁場は嫌われ者らしい。かつて accretion disk (降着円盤=ブラックホールや若い星の周りを回転しながらゆっくり中心天体に向かって落下しつつあるガス円盤) に関するある国際会議で、一人の講演者が「私は磁場は嫌いだ」と言ったら、拍手かっさいだった、という逸話があるくらいだ。磁場を考えると話がややこしくなるので、まずは磁場を無視する、というのが伝統的天文学者(および宇宙物理学者)の発想である。磁場の観測は難しいし、既存の技術で磁場を測定(推定)すると、平均磁場のエネルギーは高々プラズマの内部エネルギーと同程度、重力エネルギーよりは2桁も3桁も小さい、というわけで磁場を無視するのは第0近似ではよらしい、とされてきた。

わが太陽の研究も、かつては、そういう状況だった。

author's e-mail: shibata@solar.mtk.nao.ac.jp

今から100年ほど前に、黒点に数千ガウスにのぼる強い磁場がゼーマン効果を用いて発見されたが、そんな強い磁場でも太陽表面(光球)プラズマの内部エネルギーと同程度の磁気エネルギーしか持っていない、というわけで、太陽でも磁場はせいぜい黒点を作るくらいの役割しかない、と長らく重要視されていなかった。1940年代になっても、プロミネンス(太陽コロナに浮かぶ1万度程度の“低温”プラズマ)の爆発的噴出は輻射圧によるもの、というような論文が出ていたほどである(エネルギー密度からいうと輻射のエネルギーの方が磁気エネルギーより大きいので、詳しい物理状態がわかっていなかった時代では、そう考えたのも無理もなかったかもしれない)。

この事情が劇的に変化したのは、X線天文学が著しく発展した60年代から70年代にかけてである。X線望遠鏡の発展によって太陽外層の100万度のコロナの構造が分

解して見えるようになり、その結果、それまで一様に広がっていると思われていたコロナが、実は磁気ループに閉じこめられた非一様プラズマの集合体であることが判明したのである。これにはもちろん磁場観測技術の発展も忘れてはならない。黒点以外にも数ガウスの平均磁場があること、さらにこの平均磁場は太陽表面では離散的な強い細い磁束管（千ガウス）に集中して存在していること、コロナは low beta plasma ( $\beta = \text{ガス圧} / \text{磁気圧} \ll 1$ ) であること、などが判明したのである。ここに至って、コロナの成因を考える上で、磁場は第0近次でも無視できない重要な物理量であることが確立した。これ以後、太陽外層の物理を解明するには、プラズマ物理、とりわけマクロなプラズマの物理を記述する磁気流体力学 (MHD) が不可欠と見なされるようになった。

- この太陽物理研究の歴史は大変教訓的である。つまり、
- (1) 分解能の悪い観測で、平均的に弱い磁場しか観測されていなくても、局所的に強い磁場が存在していることがありうること（実はこれは high beta plasma ( $\beta > 1$ ) の基本的特性である）、
  - (2) 太陽（星）表面のように輻射エネルギー密度が大きいからといって、輻射がすべてを支配するわけではないこと、

この2点は、様々な天体活動現象にあてはまる点である。多くの天文学者と宇宙物理学者が好んで議論する、磁場を無視した天体ガスダイナミックスの状況は、まさに半世紀以上前の太陽物理学の状況とそっくりなのである。多くの天体活動現象では、磁場は実はかなり重要な役割を果たしているのではなかろうか[1]。

以上の議論は本シリーズのレーザーを用いた実験天体物理とも少し通じるところがあるかもしれない。というのは、レーザープラズマ実験は、通例、外磁場を与えずにやるから、磁場はダイナミックスには重要でない、ということでこの種の実験の話ではこれまで磁化プラズマが積極的に議論されてこなかった（ように私には思える）からである。もっとも、この場合は磁場がダイナミックスには0次には効かないのは正しいのだけれど、私がここで言いたいのは、レーザープラズマ実験に積極的に磁場を取り入れることによって、物理がより豊かになり、天体プラズマの模擬実験によりふさわしい実験ができるようになるだろう、ということである。その関連で言うと、電気通信大学の米田さんからレーザーを用いた磁気リコネクションの実験の話を聞かされた時には、正直びっくりし感動したことを覚えている。

以下では天体 MHD プラズマ活動現象のプロトタイプ

として太陽フレアを取り上げ、実験室で実験するには何を押さえないといけないか、どんな物理が太陽フレアや関連する天体活動現象に応用可能か議論したい。

## 7.2 太陽フレア

太陽フレアとは太陽大気中で発生する爆発現象のことを言い、そのサイズは典型的には数万 km 程度である。典型的なフレアが発生すると、100万度のコロナプラズマは数千万度にまで加熱され、大量の非熱的粒子（10 keV – 1 MeV の電子、10 MeV – 1 GeV の陽子）が加速される。また、同時に衝撃波やプラズマ噴出が発生し、それらは時には地球磁気圏に到来し、突発的な磁気嵐を引き起こす。解放される全エネルギーは  $10^{29} - 10^{32}$  erg にも達する。長年の磁場観測とフレア観測との比較から、フレアのエネルギー源は太陽大気中に蓄えられた磁気エネルギーであることが確立している。フレアは、（磁気エネルギーによる）**爆発的プラズマ加熱、非熱的粒子加速、バルク・プラズマ加速**、の実験室といえよう。1991年に打ち上げられた我が国の太陽 X 線観測衛星「ようこう」は、この磁気エネルギー解放の鍵を握るメカニズムが**磁気リコネクション**であることを確立した（[2-5]；Fig. 1 参照）。

フレアの物理を議論するときによく議論になるのは、MHD が有効かどうか、という議論である。この種の議論は MHD をよく理解していない観測家が、やはり MHD をよく理解していない（あるいは太陽のことをよく知らない）マイクロプラズマ理論家と共鳴したときに最も激しくなる。極端な意見は、「磁気リコネクションはフレアとは関係ない!」とか、「MHD リコネクション理論の権威の一人である P 教授は、フレアとは全然関係のない研究をしている!」とかいうような批判である。

もちろんフレアのマクロなダイナミックスに MHD は有効である。これを見るために、フレアが発生する場所であるコロナの典型的なプラズマの物理量を見ておこう。まず電子の平均自由行程は、

$$\lambda_{\text{mfp}} = \frac{m_e^2 v_{\text{the}}^4}{n e^4 \ln \Lambda} \simeq 10^7 \left( \frac{n}{10^9 [\text{cm}^{-3}]} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^2 [\text{cm}] \quad (1)$$

となっておおよそ 100 km である。ただし、 $n$  は粒子数密度、 $T$  は温度である。フレアの典型的サイズは数万 km であるから、平均自由行程よりずっと大きい。一方、電子のクーロン衝突時間は、

21-FEB-1992 Flare SXT Image Filter : Al.1

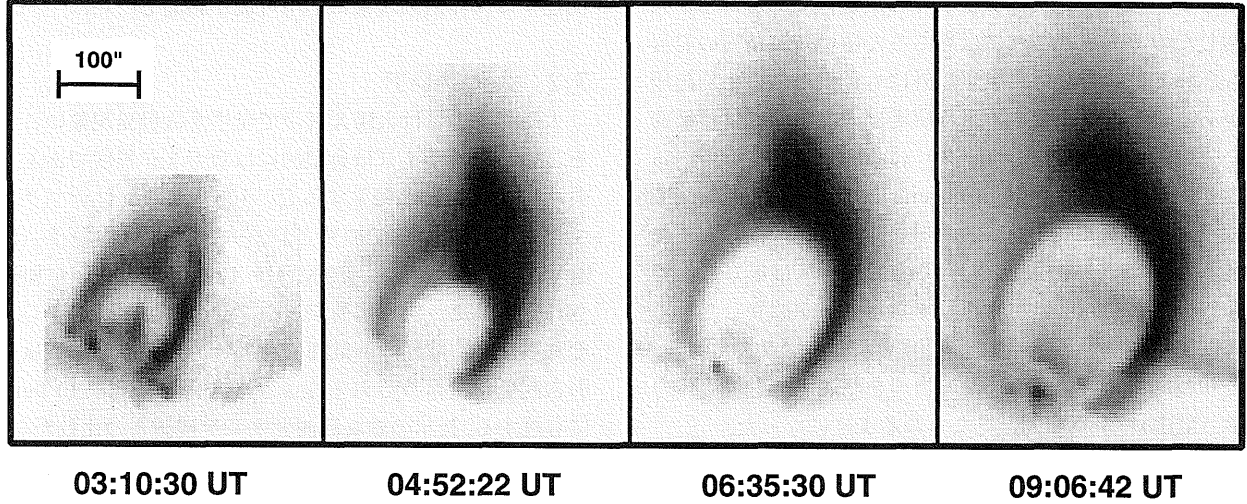


Fig. 1 Soft X-ray ( $\sim 1$  keV) images of a typical cusp-shaped flare [6]. These figures are negative images. Beautiful cusps are seen and grow with time as expected from reconnection theory.  $100'' \simeq 7 \times 10^4$  km.

$$\tau_{\text{coll}} = \lambda_{\text{mfp}} / v_{\text{th,e}} \simeq 0.01 \left( \frac{n}{10^9 [\text{cm}^{-3}]} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{3/2} [\text{sec}] \quad (2)$$

であるのに対し、フレアの時間スケールは数分～数時間とずっと長い。したがって、流体近似は満たされている。ただし、フレアによって超高温プラズマ（数千万度）が発生すると、平均自由行程がフレアのサイズと同程度になる。しかし、このときでもイオンのラーモア半径

$$r_{\text{Li}} = \frac{cm_i v}{eB} \simeq 100 \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{1/2} \left( \frac{B}{10 [\text{G}]} \right)^{-1} \text{cm} \quad (3)$$

は  $10 - 100$  cm であり、フレアのサイズ（1 万 km）よりはるかに小さいので、磁力線に垂直方向には MHD が適用できる。ただし、 $B$  は磁束密度である。また、超高温プラズマが発生するとその熱が下層に伝わって、下層の高密プラズマが加熱され圧力が増大しコロナ中に上昇してくる（これを「彩層蒸発」と呼ぶ）。彩層蒸発が起これとフレアプラズマの密度は一気に増大し、再び平均自由行程は短くなって流体近似は良くなる。

さて以上でマクロなプラズマのダイナミクスは MHD 近似でほぼよいことが確かめられたが、クーロン衝突による抵抗はどの程度効いているだろうか？ クーロン衝突による磁気拡散係数は、

$$\eta \simeq 10^{13} T^{-3/2} \simeq 10^4 \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{-3/2} [\text{cm}^2 \text{s}^{-1}], \quad (4)$$

これより拡散時間は

$$\tau_D = \frac{L^2}{\eta} \simeq 10^{14} \left( \frac{L}{10^9 [\text{cm}]} \right)^2 \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{3/2} [\text{sec}] \quad (5)$$

となっておよそ 300 万年 (!) というばかげた数字になる。（ここで  $L$  はフレアの典型的サイズ  $\sim 1$  万 km.）つまり、クーロン衝突による磁場散逸はマクロなスケールではまったく効かない。マクロには理想 MHD プラズマとして扱ってよいことがわかる。ちなみに磁気レイノルズ数は

$$R_m = \frac{\tau_D}{\tau_A} = \frac{V_A L}{\eta} \simeq 10^{14} \left( \frac{L}{10^9 [\text{cm}]} \right) \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{3/2} \left( \frac{B}{10 [\text{G}]} \right) \left( \frac{n}{10^9 [\text{cm}^{-3}]} \right)^{-1/2} \quad (6)$$

となつて 1 よりはるかに大きい。一般に天体プラズマは、サイズ  $L$  が極端に大きいので、磁気レイノルズ数が大きくなり、抵抗ゼロの理想 MHD の近似がよく成立している。

問題は、太陽や類似の天体活動現象ではこのように理想 MHD がよく成り立っているはずなのに、なぜ磁気エネルギーの解放・散逸が頻繁に（しかも爆発的に）起きているのだろうか？ ということである。

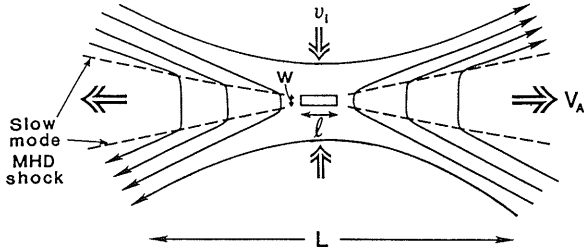


Fig. 2 Petschek type reconnection model [1].

この問いにきっちり定量的に答えることが、現代天文学の重要課題であると同時にプラズマ物理学の重要課題でもあると言えるだろう。

なおこの問題に対する私の答えは、「理想 MHD 近似がよく成り立っているからこそ、磁気リコネクションによる爆発的エネルギー解放が可能になる」というものである。実際、フレアのモデルとして有力なペテック型リコネクション (Fig. 2) では、ほとんどの場所で理想 MHD が成り立っており、だからこそ速いスピードでプラズマのインフローとアウトフローが起こりうるのだ。抵抗は磁力線がつなぎ替わる極めて狭い場所 (拡散領域と呼ばれる) だけで大きい。つなぎ替わった磁力線がプラズマに凍結することによってはじめて、プラズマを系から激しく排出することが可能になる。

ただし、クーロン衝突による抵抗をペテックモデルに適用して拡散領域のサイズ (厚み  $w$ ) を見積もると何と  $w \simeq LR_m^{-1} M_A^{-1} \sim 0.001$  cm という馬鹿げた長さになる。(ただし、 $M_A = V_i/V_A$  は inflow のアルヴェンマッハ数で典型的には 0.1 程度。) これは電子の平均自由行程よりずっと小さいだけでなく、電子のラーモア半径

$$r_{Le} \simeq 2 \left( \frac{B}{100 [\text{G}]} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^6 [\text{K}]} \right)^{1/2} [\text{cm}] \quad (7)$$

や電子の collisionless skin depth

$$\lambda_e = \frac{c}{\omega_{pe}} \simeq 30 \left( \frac{n}{10^9 [\text{cm}^{-3}]} \right)^{-1/2} [\text{cm}] \quad (8)$$

よりもずっと小さい。もちろんこんなことは起こるはずがなく、これよりフレアにおける磁気リコネクションではクーロン衝突は重要ではないこと、いわゆる anomalous resistivity や collisionless conductivity が重要であろうということなどがわかる。

しかし、それにしてもマクロプラズマ (フレア) の特徴的サイズ (数万 km) とミクロプラズマの特徴的サイ

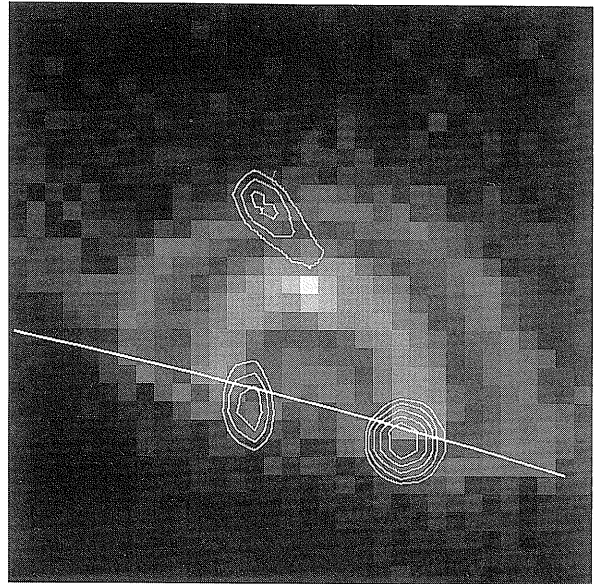


Fig. 3 Loop top hard X-ray source above the soft X-ray loop discovered with hard X-ray telescope aboard Yohkoh [7]. The loop top source may correspond to fast shock. (see Fig. 5(c)). Contours show hard X-ray (20-30 keV) intensity distribution, and gray scale figures show soft X-ray ( $\sim 1$  keV) intensity distribution. Height of the loop is about  $10^4$  km.

ズ (イオンや電子のラーモア半径や skin depth  $\sim 1$  cm  $\sim 100$  cm) とのギャップは大きい。これは太陽フレアの姉妹現象である地球磁気圏オーロラサブストームにはない太陽フレア特有の困難である (当然ながら、サイズの大きな恒星フレアや銀河フレアでは困難はもっと大きい)。

リモートセンシングである太陽フレア観測では、もとよりミクロプラズマの直接観測は不可能なので、磁気リコネクションの物理を検証する方法は、X線撮像観測による温度分布測定や分光観測による速度分布測定である。「ようこう」はX線撮像観測に威力を発揮し、磁気リコネクションモデルから予想される数々の新現象を発見した。例えば、カスプ型磁気ループ (Fig. 1), カスプの内側ほど低温となる温度分布、軟X線ループ上空の硬X線源 (Fig. 3), X線プラズモイド (Fig. 4), X線ジェット, などである。ただし、「ようこう」は空間を分解してドップラー速度測定する観測機器を搭載していなかったため、プラズモイドやジェットの真の速度は不明のままだった。また、磁気リコネクションにともなう衝撃波 (スローショック, ファーストショック, Fig. 5) も、それらしき様子は見えだしてはいるものの (例えば,

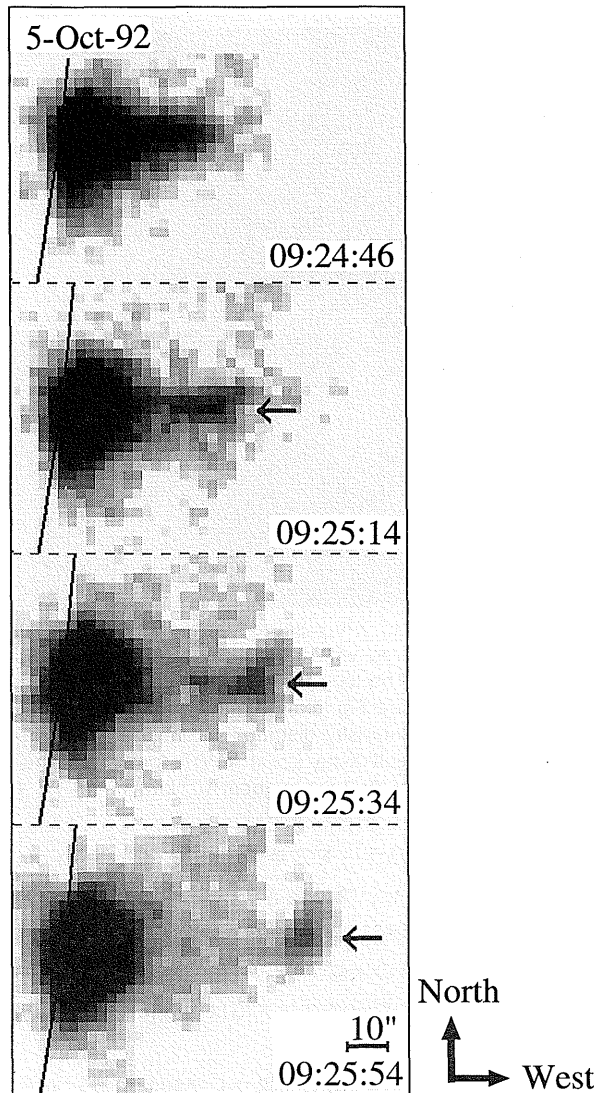


Fig. 4 X-ray plasmoid observed by the soft X-ray telescope aboard Yohkoh [8]. These are negative. Apparent speed of ejecta is 250-500 km/s. 10'' ~ 7,000 km.

Fig. 3 の軟 X 線ループ上空の硬 X 線源はファーストショックではないかと予想されている), 確かな同定には至っていない. 2004 年打ち上げが計画されている Solar B 衛星はこれらの衝撃波やリコネクションジェットの確かな検出をめざしている.

### 7.3 レーザープラズマによる太陽フレア = 磁気リコネクションの実験

さて, レーザープラズマ実験で, 太陽フレア (= 磁気リコネクション) の模擬実験をすることができたらう

Table 1 Comparison between solar coronal plasma and laser plasma.

physical quantified	solar corona	laser plasma (Begimkulov <i>et al.</i> [10])
size $L$	$10^9$ cm	0.1 cm
temperature $T$	$10^6$ K	$10^5$ K
particle number density $n$	$10^9$ cm $^{-3}$	$10^{18}$ cm $^{-3}$
magnetic flux density $B$	10 G	3,000 G
electron Larmor radius $r_{Le}$	2 cm	$2 \times 10^{-3}$ cm
ion Larmor radius $r_{Li}$	100 cm	0.1 cm
electron collisionless skin depth $\lambda_e = c / \omega_e$	30 cm	$10^{-3}$ cm
electron mean free path $\lambda_{mfp}$	$10^7$ cm	$10^{-4}$ cm
electron-ion collision time $\tau_{coll}$	0.01 sec	$3 \times 10^{-13}$ sec
sound velocity $C_s$	$10^7$ cm/s	$5 \times 10^6$ cm/s
Alfven velocity $V_A$	$10^8$ cm/s	$10^6$ cm/s
magnetic diffusion time $\tau_D$	$10^{14}$ sec	$3 \times 10^{-5}$ sec
Alfven time $\tau_A$	10 sec	$10^{-7}$ sec
magnetic Reynolds number $R_m = V_A L / \eta$	$10^{13}$	300
plasma beta ( $\beta$ = gas pressure/magnetic pressure)	0.01	60

か? またできるとすれば, 磁気リコネクションのどんな物理の解明を目標とすべきだろうか? これを考えるために, Table 1 に Begimkulov *et al.* [10] によるレーザー MHD プラズマ実験を例にとって, レーザープラズマの物理量と太陽コロナの物理量を並べて比較してみよう. これを見ると, まずレーザープラズマは collisional plasma であることがわかる. したがって, collisionless reconnection の物理を探るにはふさわしくない. さらに, レーザープラズマの磁気レイノルズ数は太陽フレアのそれよりずっと小さいことがわかる. これはせめて  $R_m \geq 1,000$  は欲しい (興味深いことにこれくらいの磁気レイノルズ数は現在の MHD 数値シミュレーションのそれと同程度である). また, プラズマベータはちょっと大きすぎる. したがって, 太陽フレアに適用可能な磁気リコネクションの実験をするためには, Table 1 の条件のうち, 粒子数密度を小さくするか磁束密度を少し大きくして, プラズマ  $\beta$  をせめて 0.5 以下にする必要がある. そうすればアルヴェン速度も大きくなって磁気レイノルズ数も 1,000 以上になろう. 以上ができれば, レーザープラズマ実験で速いリコネクションの実験が原理的に可能になる. 上でも述べたように, リコネクション理論によれば, 速いリコネクションにともなって, スローショ

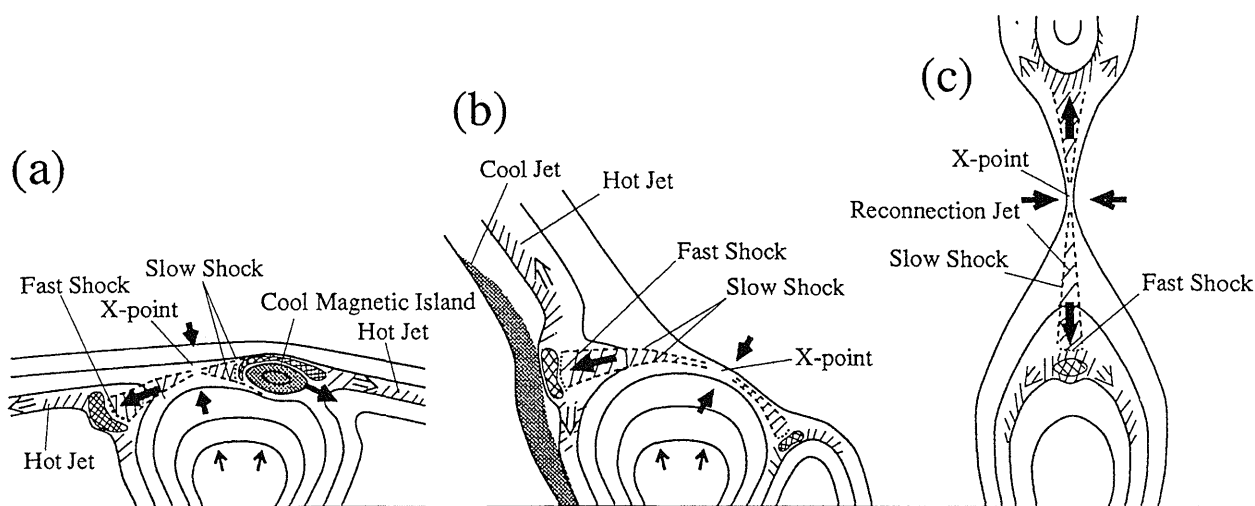


Fig. 5 Slow shocks and fast shocks associated with magnetic reconnection [9]. (a) reconnection driven by emerging flux (expanding loop); the case of horizontal corona field, (b) reconnection driven by emerging flux (expanding loop); the case of oblique corona field, (c) reconnection induced by plasmoid motion. (a), (b) are models of small flares, and (c) is a model of typical flares (Figs. 1, 3, 4).

ックやファーストショックが発生するはずである (Fig. 5). これらのリコネクションにともなう MHD 衝撃波の検出は、レーザープラズマ実験の格好のテーマとなろう。

リコネクションにともなって発生すると理論的に予言されている MHD 衝撃波のうち、実際に確かに検出されているのは今のところ地球磁気圏尾部で観測されたスローショックだけである [11]. スフェロマックによるリコネクションの実験 [12, 13] でも、これらの衝撃波はまだ明確な証明がなされていない。したがって、レーザープラズマ実験でこれらの MHD 衝撃波が明確に検出できれば、リコネクション理論の検証として歴史に残る仕事になろう。

また、リコネクションジェットがケルビンヘルムホルツ (KH) 不安定性に対して安定か不安定かという論争があるが、その検証もおもしろいテーマである。

なお、以上ではプラズマの基礎的物理量だけを基にしてリコネクション実験の基本的可能性を議論したが、実際に実験を行うには、レーザープラズマ (膨張プラズマ) を磁場とどのようにして相互作用させて磁気中性面を作るかとか、初期磁場配位はどうするか、などいろいろ考えないといけないことがある (ここまできると、リコネクションの数値シミュレーションをするときの考察の仕方とよく似ていて興味深い)。

## 7.4 おわりに

紙数もつきたので、残念ながらこのあたりで本稿を閉じよう。なお、高部さんからの当初の原稿依頼には、太陽フレアのほか、磁場中衝撃波、超新星駆動リコネクションという項目があったことを付け加えておく。前者は膨張プラズマと磁場との相互作用が鍵となる物理で、天文学的には、超新星残骸と磁場との相互作用 (*e.g.*, [14, 15]) やスーパーバブル (超新星残骸や星風の集合体で数百光年に達する巨大な高温膨張プラズマ) と磁場との相互作用 (*e.g.*, [16, 17]) に応用される。後者は、前者の過程に磁気リコネクションが含まれているケースであり、銀河円盤で観測されている謎の Galactic Ridge X-ray Emission (略して GRXE) プラズマの加熱などに応用される (*e.g.*, [18])。ただし、後者の物理は磁気リコネクションという観点からは、太陽フレアのそれとほとんど共通であるといっていよい。

磁気リコネクションは、太陽、星、銀河円盤だけでなく、降着円盤、宇宙ジェット、さらには銀河団においてもプラズマ加熱や粒子加速に重要な役割を果たしていると考えられる [1, 19]。本稿で述べたような衝撃波をとともなう MHD リコネクションの基礎実験がどんどんできるようになって、これら宇宙 MHD プラズマの基礎物理が実験室で解明できるようになる日が来ることを期待して筆をおきたい。

最後に、レーザープラズマによる磁気リコネクション

実験の可能性と関連文献についていろいろご教示くださった米田さん（電通大）に感謝したい。

### 参考文献

- [1] T. Tajima and K. Shibata, *Plasma Astrophysics* (Addison-Wesley, 1997).
- [2] 常田佐久：岩波科学 **62**, 480 (1992).
- [3] 柴田一成, 小杉健郎：岩波科学 **65**, 524 (1995).
- [4] 柴田一成：天文月報 **89**, 60 (1996).
- [5] K. Shibata, Adv. Space Res. **17**, (4/5) 9 (1996).
- [6] S. Tsuneta *et al.*, PASJ **44**, L63 (1992).
- [7] S. Masuda *et al.*, Nature **371**, 495 (1994).
- [8] M. Ohyama and K. Shibata, Astrophys. J. **499**, 934 (1998).
- [9] T. Yokoyama and K. Shibata, PASJ **48**, 353 (1996).
- [10] U.S. Begimkulov *et al.*, Laser Part. Beams **10**, 723 (1992).
- [11] Y. Saito *et al.*, J. Geophys. Res. **100**, 23567 (1995).
- [12] Y. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3328 (1996).
- [13] M. Yamada *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 1936 (1997).
- [14] R.M. Kulsrud *et al.*, Astrophys. J. **142**, 491 (1965).
- [15] S. Mineshige and K. Shibata, Astrophys. J. **355**, L47 (1990).
- [16] S. Mineshige, K. Shibata and P. Shapiro, Astrophys. J. **409**, 663 (1993).
- [17] K. Tomisaka, MNRAS **298**, 797 (1998).
- [18] S. Tanuma *et al.*, Proc. IAU Symp. (1998) No. 188, p.82.
- [19] K. Makishima, Proc. Observational Plasma Astrophysics: Five Years of Yohkoh and Beyond, T. Watanabe *et al.* eds., (Kluwer 1998) p. 181.