



東京大学
THE UNIVERSITY OF TOKYO

地球流体セミナー

2012.8.19.-22. 北海道支笏湖

太陽磁気流体力学 表面と内部とのダイナミクス

横山央明

東京大学 地球惑星

共同研究・スライド提供

金子岳史・松井悠起・飯島陽久・鳥海森・堀田英之

目次

太陽 概観

太陽活動周期とダイナモ

運動学的取り扱い

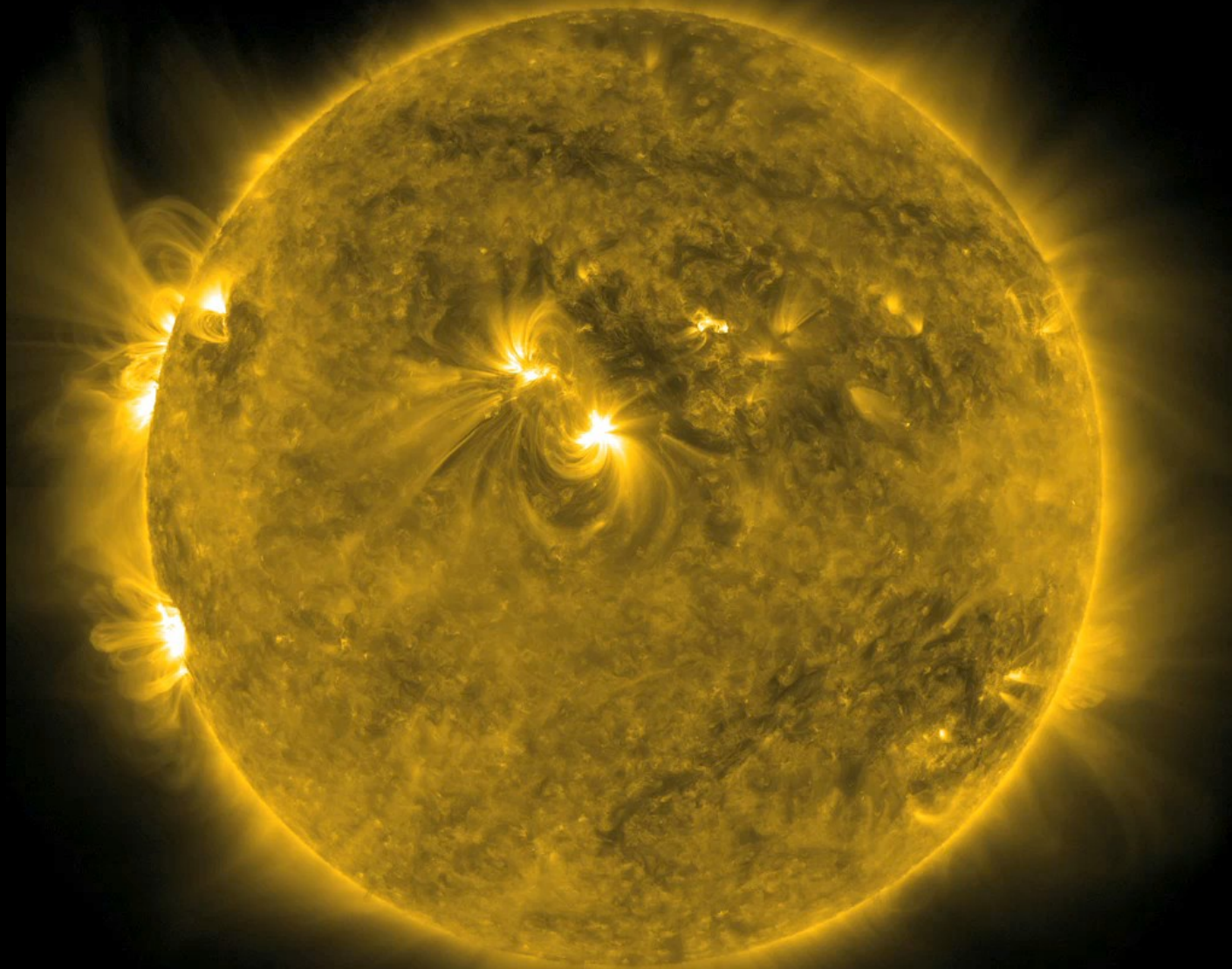
対流による角運動量輸送・差動回転・子午面環流

太陽フレアと磁気リコネクション

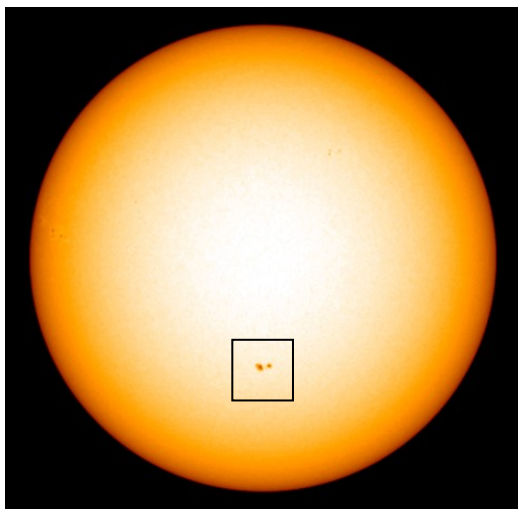
太陽フレアのリコネクションモデル

速い磁気リコネクションとプラズモイド不安定

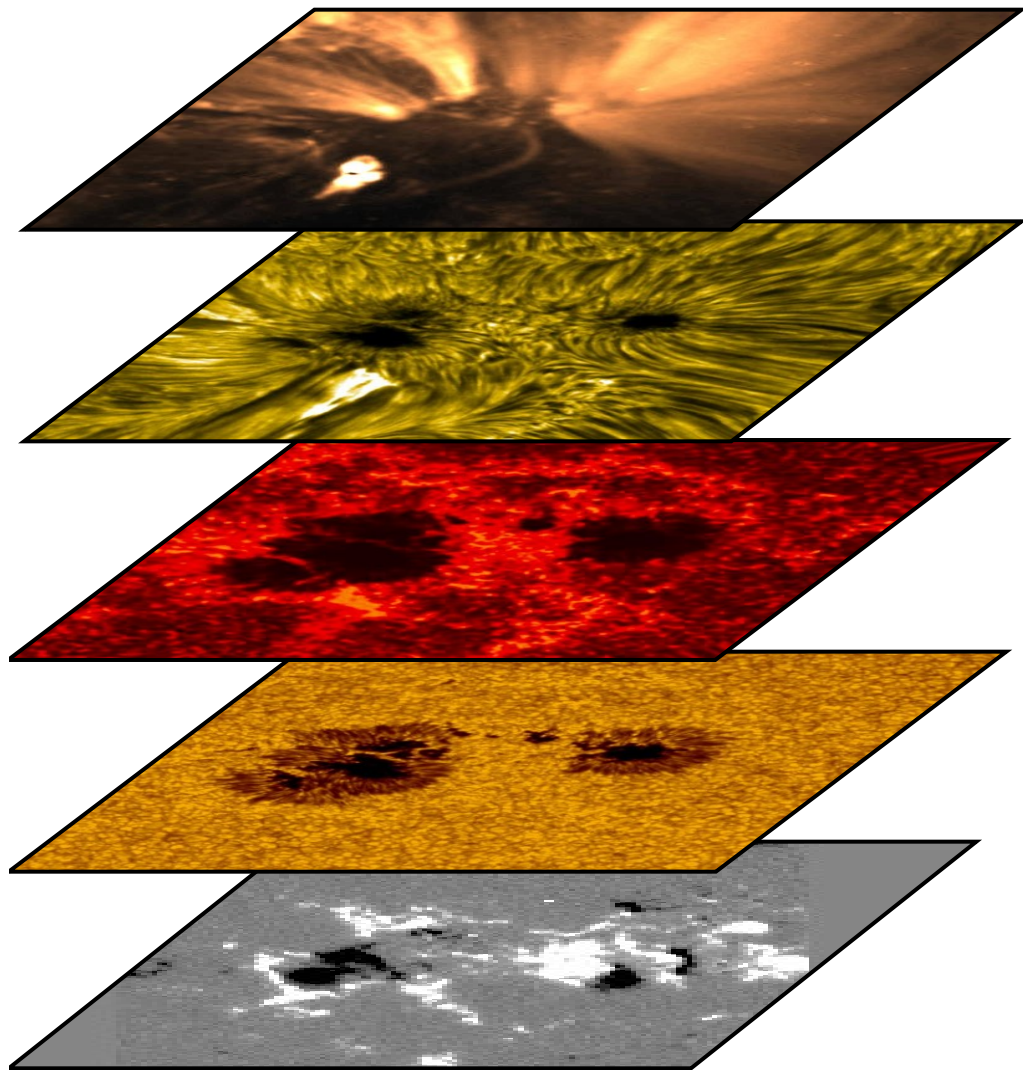
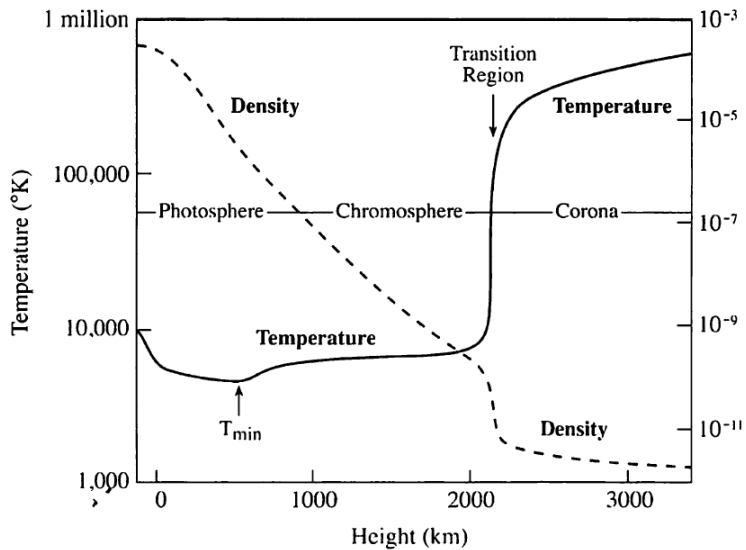
1. 太陽概観



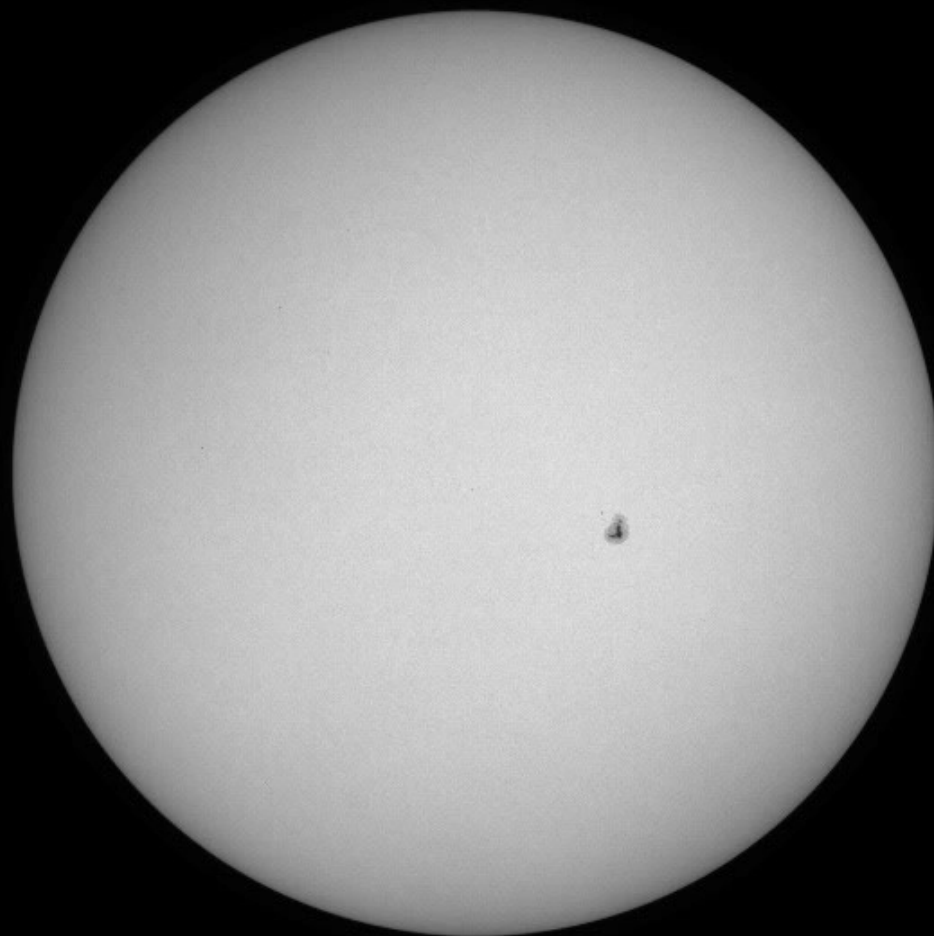
太陽各層のようす



国立天文台パンフレット



国立天文台パンフレット



SOHO
(ESA提供)
ひので衛星
(JAXA
NAOJ提供)

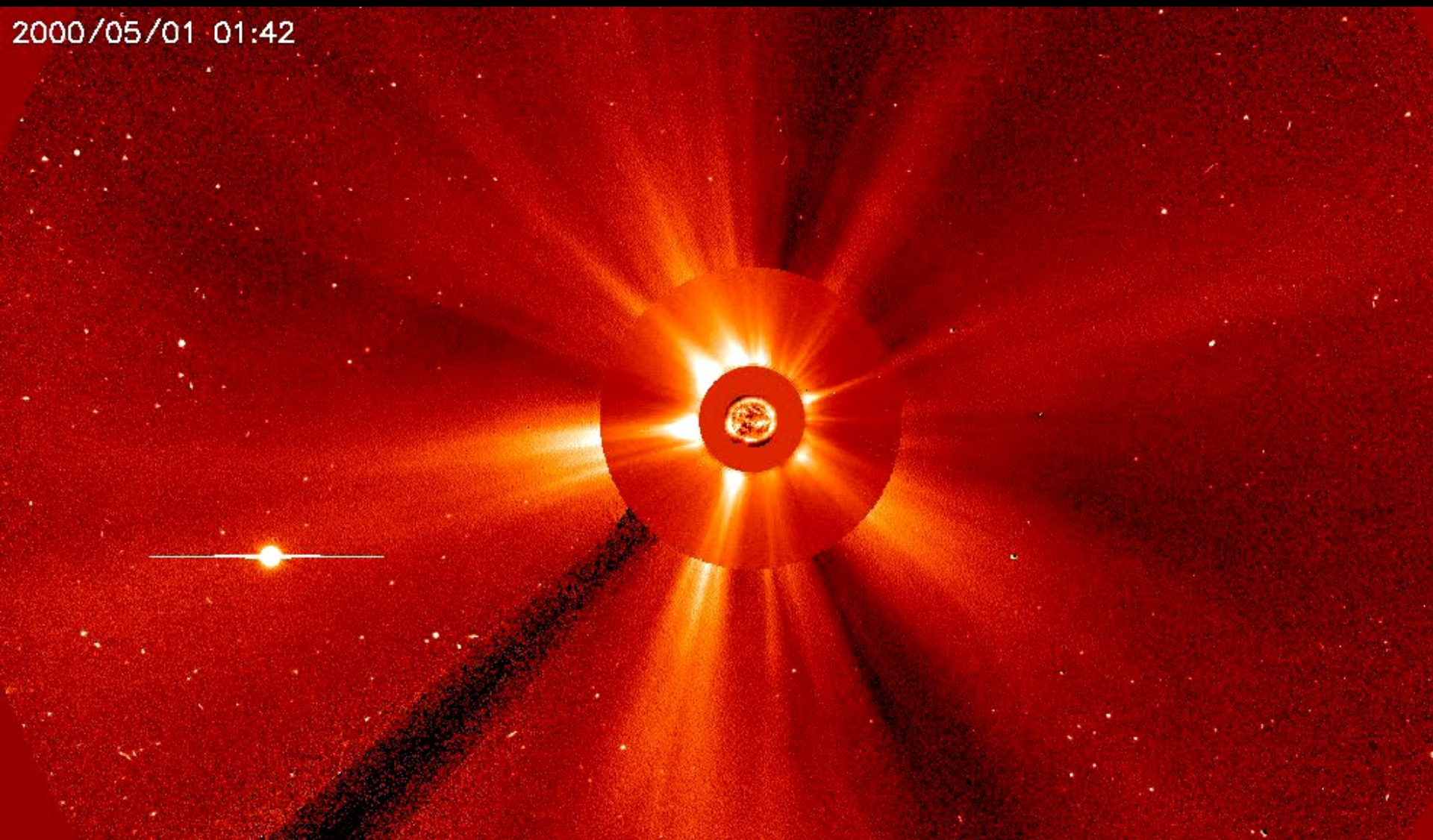
171,000 km

太陽内部構造



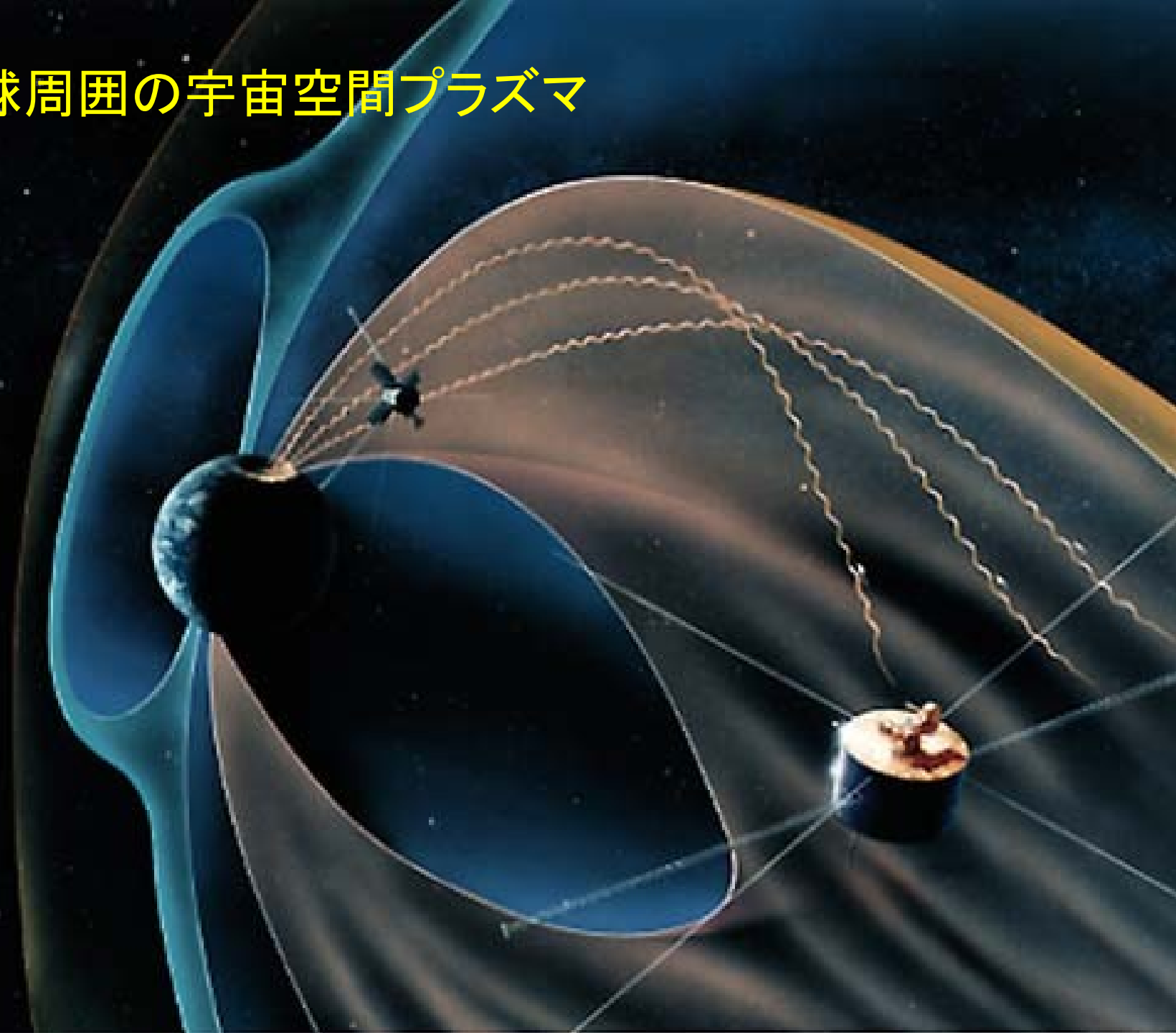
宇宙空間と太陽風

2000/05/01 01:42



NASA

地球周囲の宇宙空間プラズマ

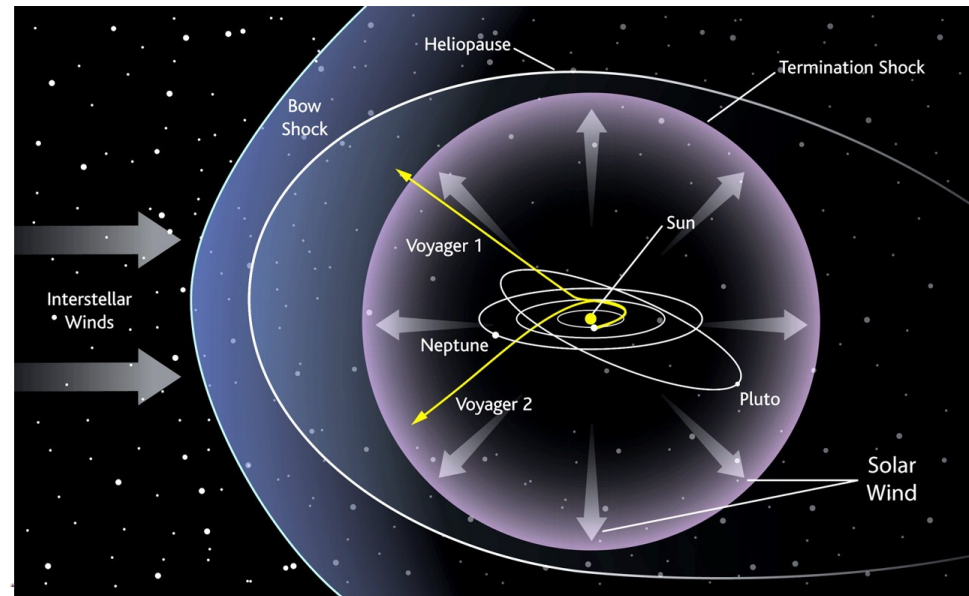
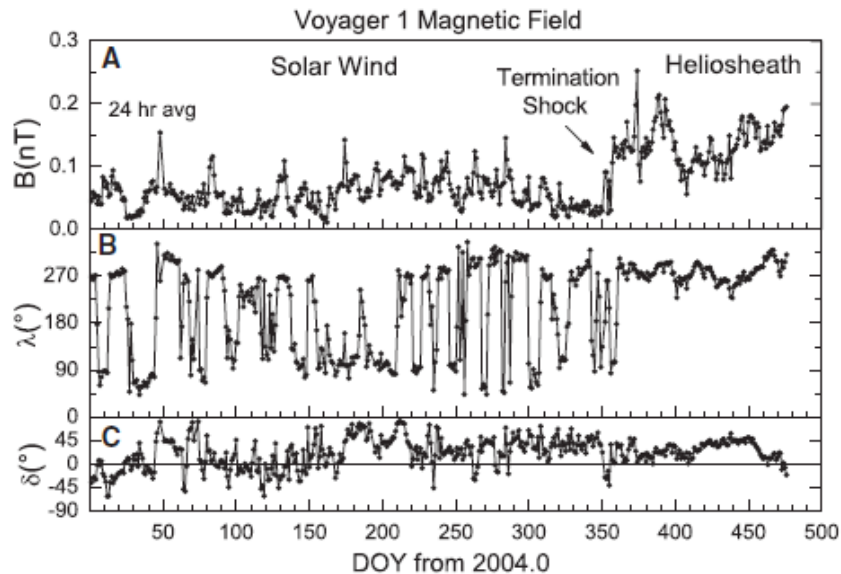


探査機Voyager 1号、太陽風の果てへ到達

REPORT

Crossing the Termination Shock into the Heliosheath: Magnetic Fields

L. F. Burlaga,^{1*} N. F. Ness,² M. H. Acuña,¹ R. P. Lepping,¹ J. E. P. Connerney,¹ E. C. Stone,³ F. B. McDonald⁴



94天文単位

(Science 2005年9月23日号)

プラズマと磁気流体

プラズマ

電離ガス＝陽子＋電子＋少量のイオン

太陽コロナ・対流層は完全電離（電離度100%） $\frac{n_i}{n_n} = 10^{15} \frac{T[\text{K}]^{3/2}}{n_n[\text{cm}^{-3}]} \exp\left(-\frac{I}{k_B T}\right)$

太陽光球・彩層は、電離度 $10^{(-7)}$ -- 0.1程度

磁気流体

例：太陽コロナ

粒子間距離 $n^{-1/3} = 10^{-3} \text{cm} \left(\frac{n}{10^9 \text{cm}^{-3}}\right)^{-1/3}$

Debye 長 $\lambda_D = 0.2 \text{cm} \left(\frac{n}{10^9 \text{cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right)^{1/2}$

平均自由行程 $\lambda_{\text{mfp}} = 2 \times 10^7 \text{cm} \left(\frac{n}{10^9 \text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right)^2$

熱力学的緩和時間 $\tau_{ie} = 20 \text{sec} \left(\frac{n}{10^9 \text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right)^{3/2}$

ほとんどの場合、1流体の圧縮性理想気体として扱ってよい。

（例外：フレア超高温ガス2流体、非Maxwell粒子運動論、表面近く部分電離）

磁気流体方程式

質量保存 (連続方程式)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0$$

運動量保存 (運動方程式) (右辺に粘性)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

エネルギー保存 (エネルギー方程式) (右辺に熱伝導・放射冷却)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2 + \frac{1}{8\pi} \mathbf{B}^2 \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\gamma p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2 \right) \mathbf{V} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] = 0$$

磁場発展 (誘導方程式)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (c\eta \mathbf{J})$$

Ampère の法則

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}$$

Ohm の法則

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c + \eta \mathbf{J}$$

以上の方程式 (成分を考えると 14 本) に対して、従属変数は 14 個 (ρ 、 p 、 \mathbf{V} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{J} 、 \mathbf{E}) である。
必要に応じて次の方程式をもちいる。

状態方程式 $p = \rho \frac{k_B}{m} T$

磁場の Gauss の法則 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$

電荷の Gauss の法則 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\zeta$

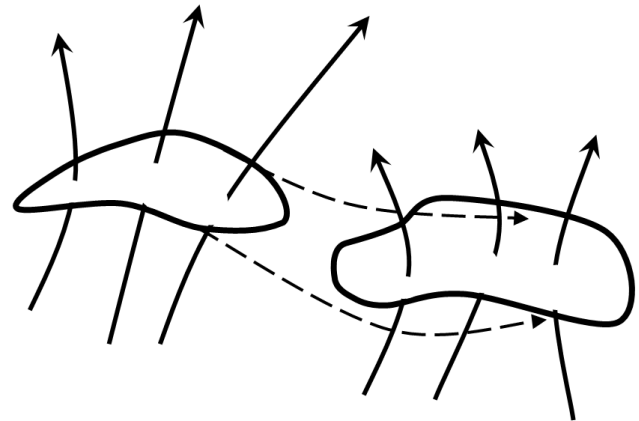
磁力線凍結

完全導体 ($\eta=0$) のプラズマ中で、流体とともに動く任意の $S(t)$ に対して

$$\frac{d}{dt} \Phi(t) = 0。$$

ここで

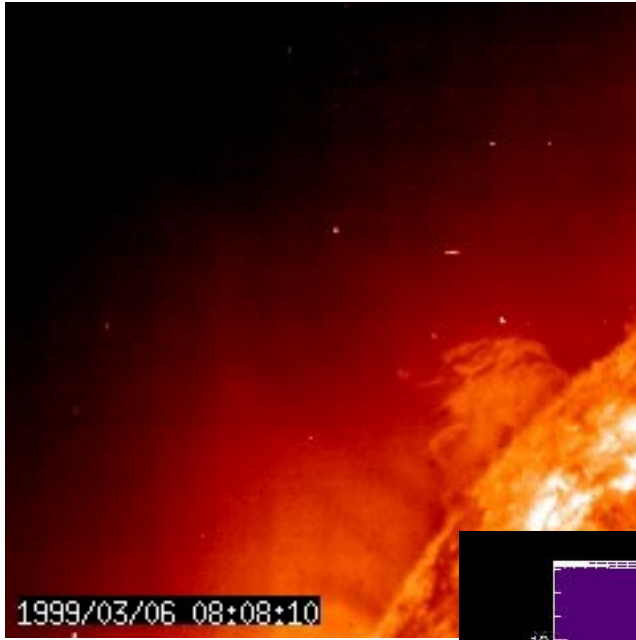
$$\Phi(t) = \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$



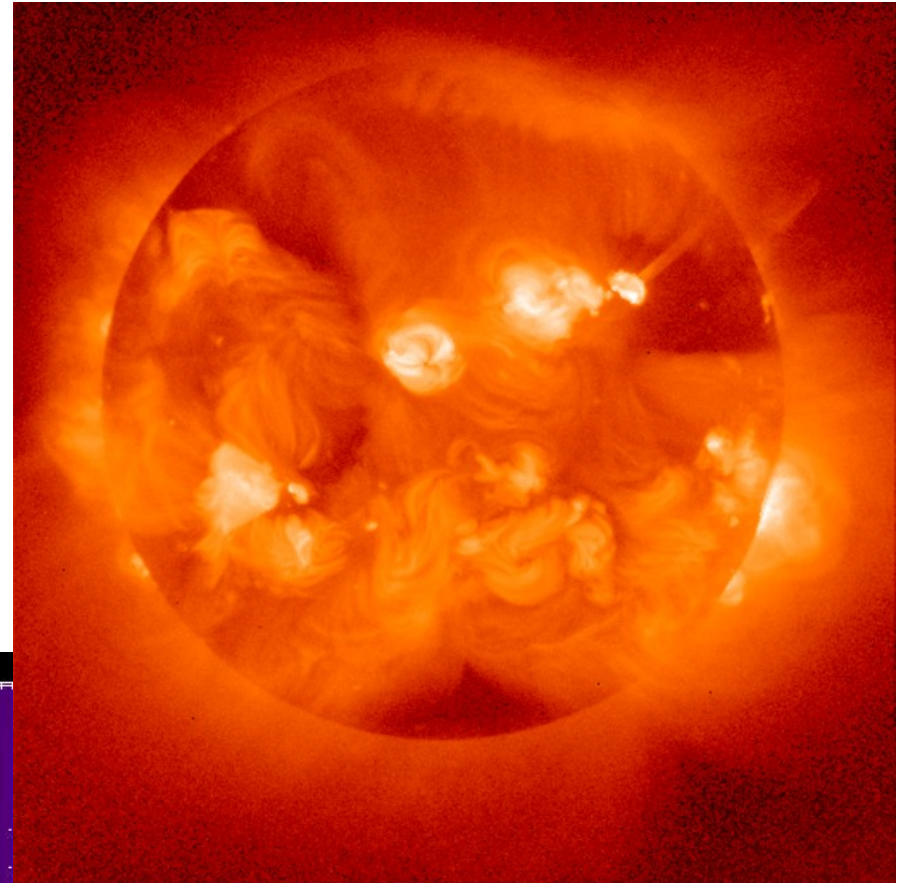
証明: 以下の数学公式で、右辺の被積分関数がゼロになることから。

$$\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int_{S(t)} \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{V} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{V}) \right] \cdot d\mathbf{S}$$

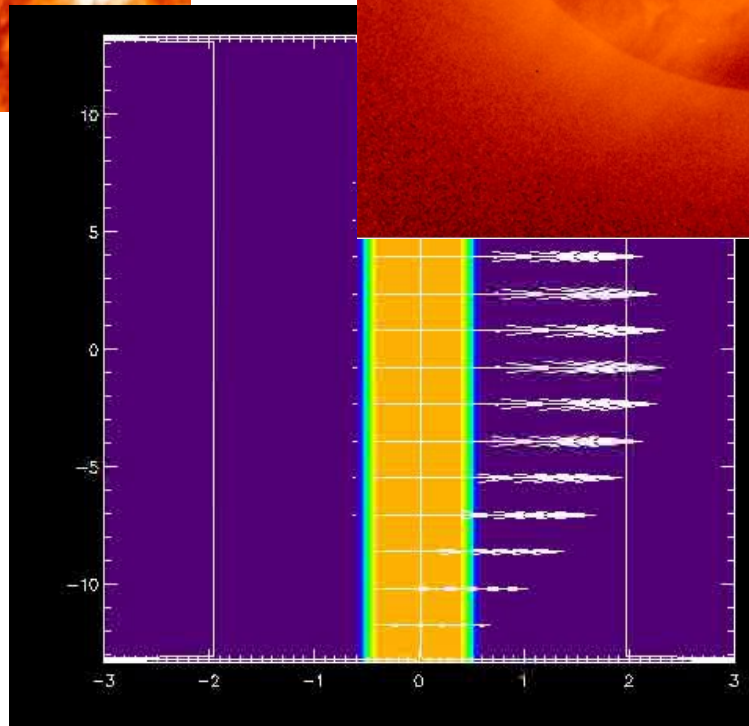
磁力線凍結の例



宇宙研



NASA

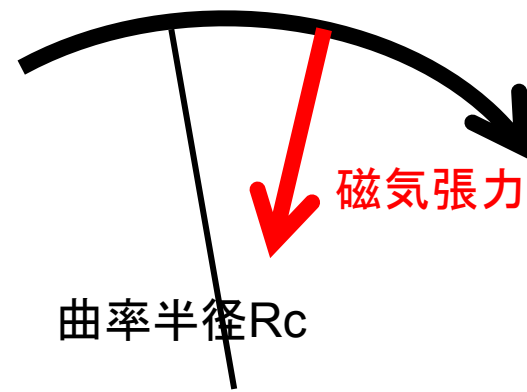
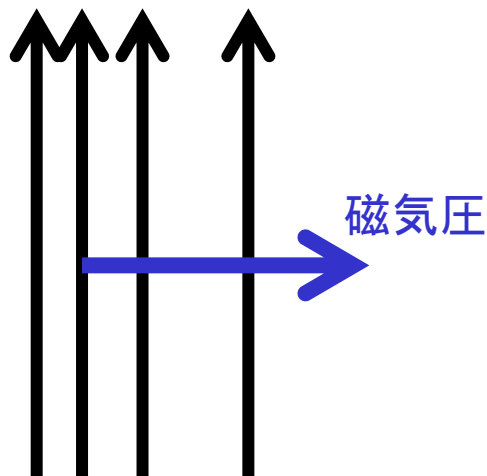


Lorentz力: 磁気圧と磁気張力

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

運動方程式に現れる磁気力(Lorentz力)は

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{(em)} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B}/c = \left(\frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \right) \times \mathbf{B}/c = -\nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \\ &= \underbrace{-\nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right)}_{\text{磁気圧}} + \underbrace{\left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \right] \mathbf{e}_s + \frac{B^2}{4\pi R_c} \mathbf{e}_n}_{\text{磁気張力}} \end{aligned}$$

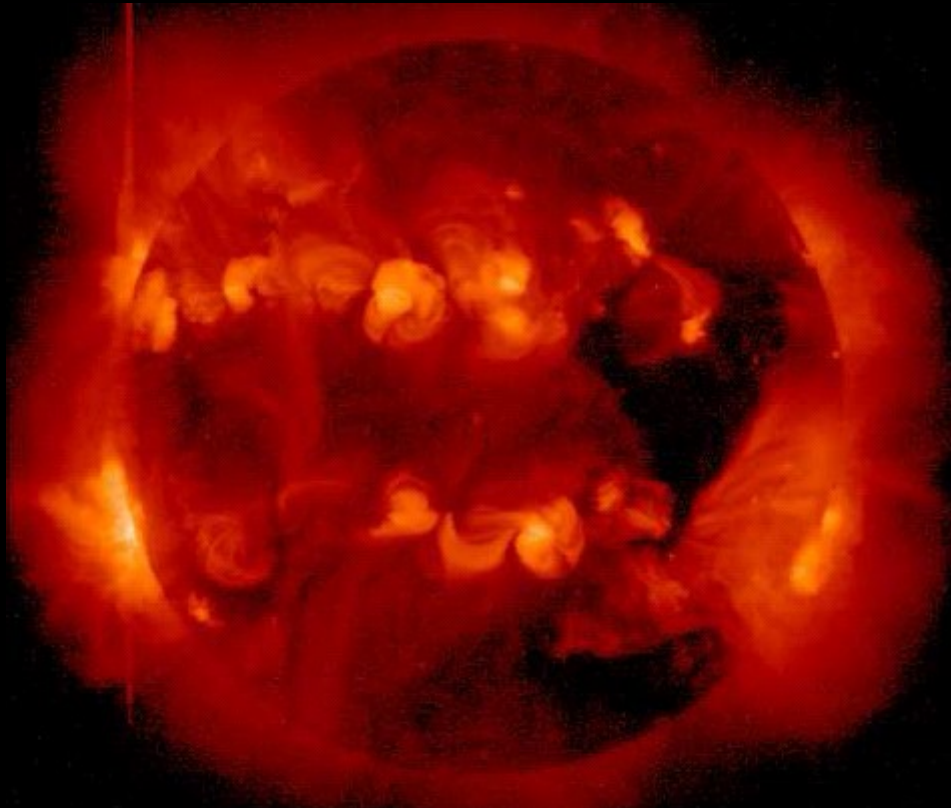


2. 太陽活動周期とダイナモ： 運動学的取り扱い

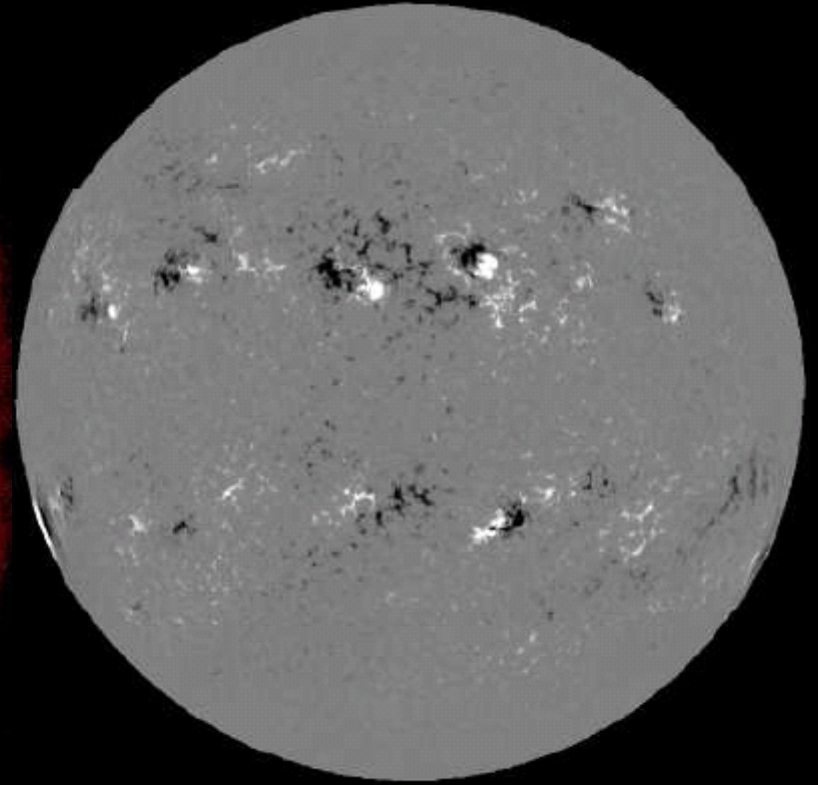
共同研究・スライド提供

堀田英之

太陽磁場



Soft X-ray image (Yohkoh/SXT)



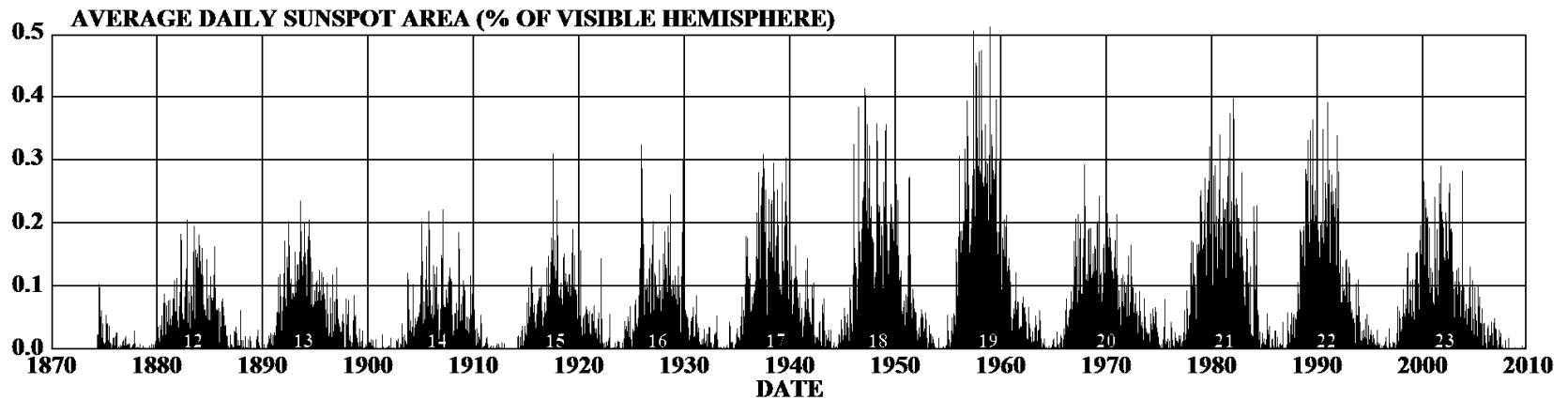
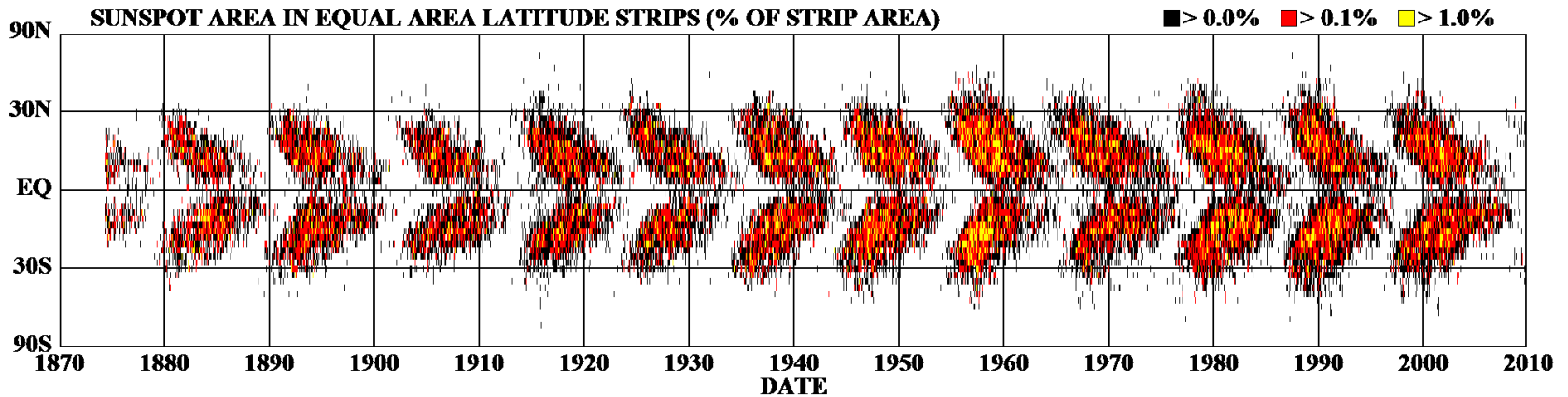
Magnetogram

平均 Gauss程度

a few 10^{23} Mx (e.g. Hagenaar 2001)

黒点11年周期と緯度出現分布(蝶形図)

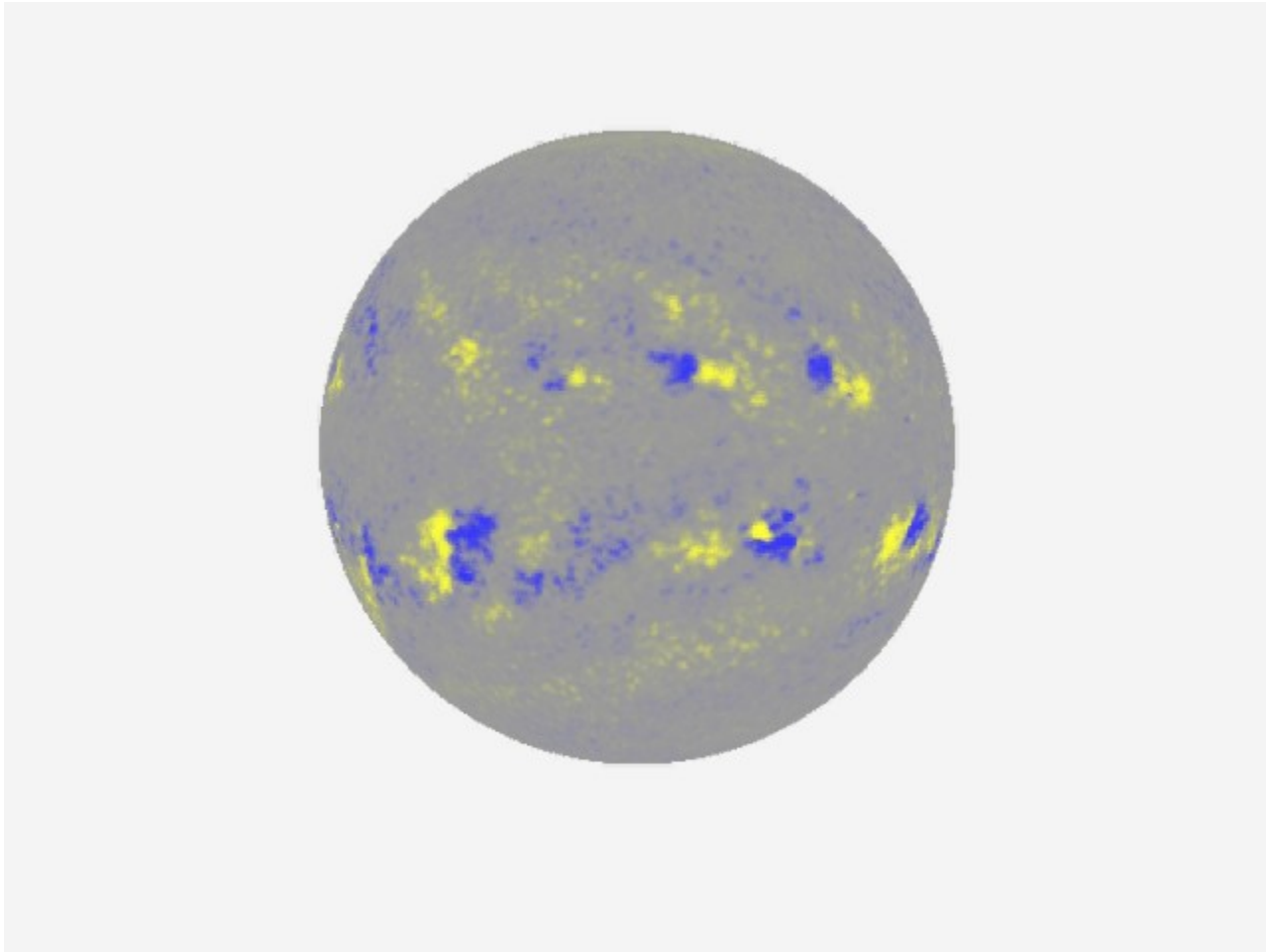
DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS



<http://solarscience.msfc.nasa.gov/>

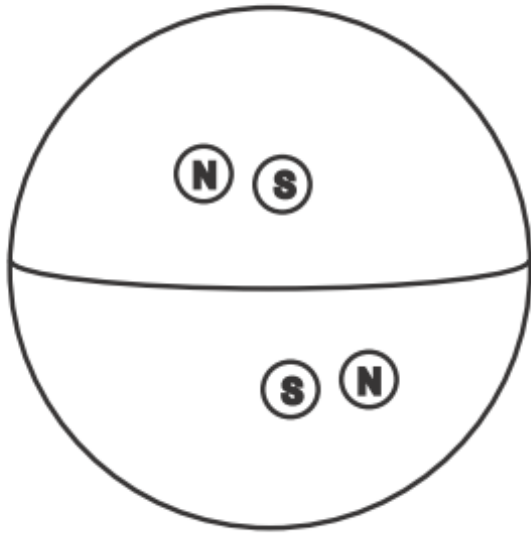
HATHAWAY/NASA/MSFC 2009/12

表面視線方向磁場觀測

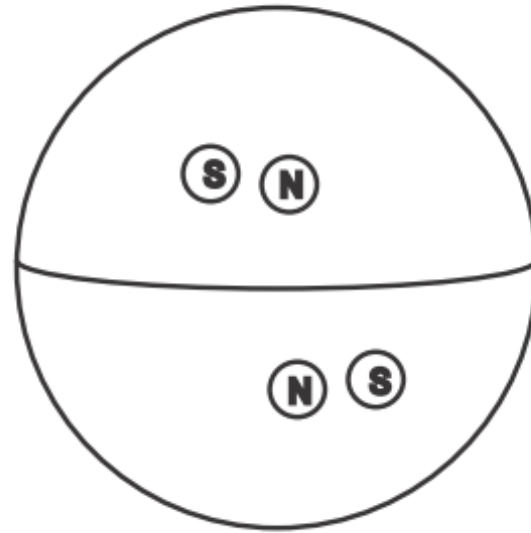


(Hathaway 2010)

磁場周期 Hale-Nicholsonの法則



1986年 - 1996年

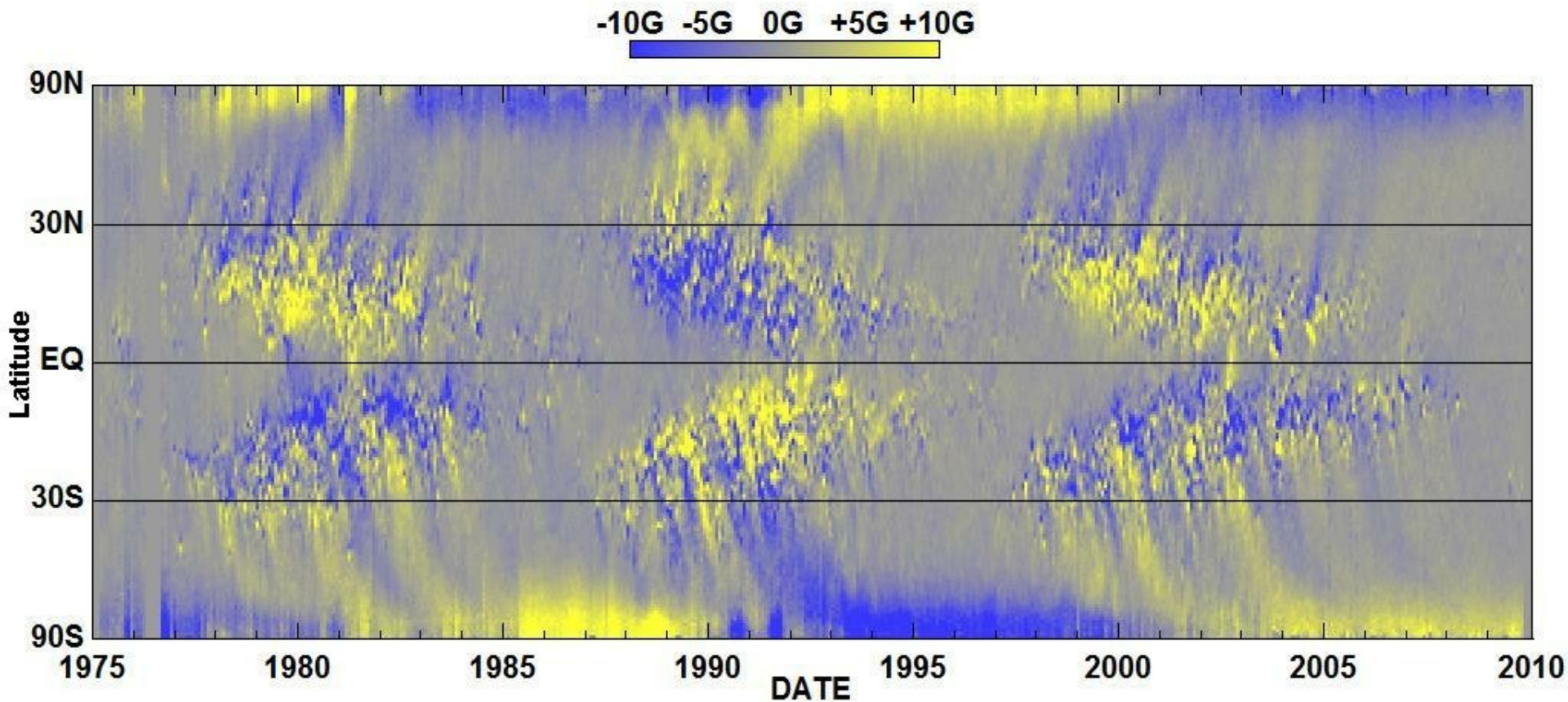


1996年 - 2007年

周期中の活動領域内東西とNS磁極との関係は一意

- 南北でNS磁極の順序が逆
- 黒点周期ごとにNSが入れ替わる

一般磁場・極域磁場



Hathaway/NASA/MSFC 2009/12

一般磁場：黒点磁場以外に、平均して数Gauss程度の磁場が存在

極域磁場：南北で逆極性をもち、黒点極大期に反転

化石磁場 対 ダイナモ

太陽磁場は、星形成のなごり(化石磁場)? → No

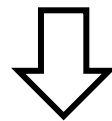
磁気拡散時間 $\tau_d = R_{sun}^2 / \eta \approx 10^{10}$ yr

しかし、これは過剰値と考えられる。

理由:

1. R_{sun} より小さな空間構造が多数存在(例:活動領域)
2. 磁気浮力による磁束喪失時間は数か月 R_{sun}/C_A
3. 星内部は乱流状態で実効的な拡散率はもっと大きい

何らかの機構で磁場を生成維持する必要あり



「ダイナモ」

平均場運動学的ダイナモ

軸対称の仮定をおき、磁場をトロイダル磁場とポロイダル磁場に分ける
トロイダル磁場とポロイダル磁場が相互に生成しあえばダイナモになる

誘導方程式のみ(運動学的ダイナモ)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \nabla \times \mathbf{B})$$

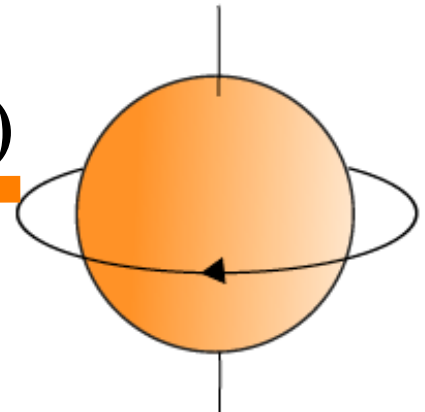
$$\mathbf{B} = \underbrace{B_\phi \mathbf{e}_\phi}_{\text{トロイダル}} + \underbrace{\nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)}_{\text{ポロイダル}}$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \underbrace{r \sin \theta (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \frac{V_\phi}{r \sin \theta}}_{\Omega \text{効果}} - r \sin \theta (\mathbf{V}_p \cdot \nabla) \frac{B_\phi}{r \sin \theta}$$

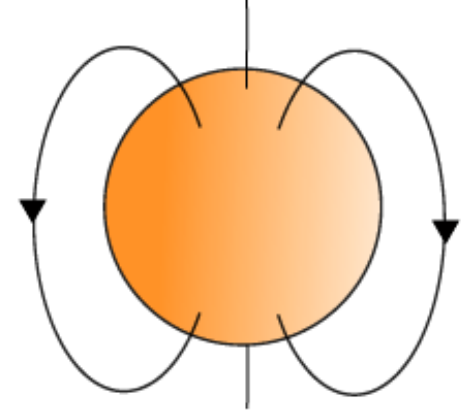
$$+ \underbrace{\eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B_\phi}_{\text{拡散項}}$$

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\mathbf{V}_p}{r \sin \theta} \cdot \nabla (r \sin \theta A_\phi)}_{\text{移流項}} + \underbrace{\eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A_\phi}_{\text{拡散項}} + \underbrace{\alpha B_\phi}_{\alpha \text{効果(非軸対称)}}$$

トロイダル磁場



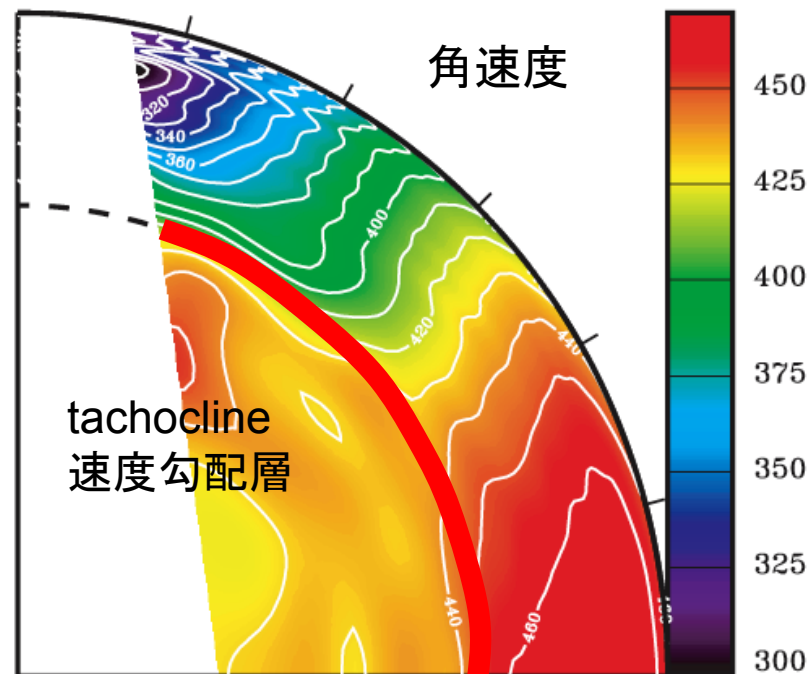
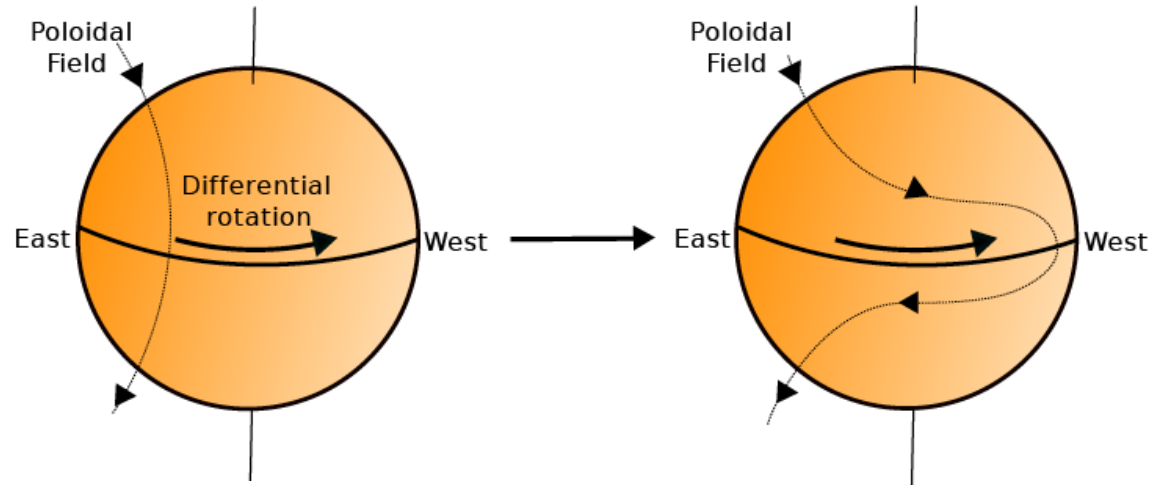
ポロイダル磁場



Ω効果

ポロイダル磁場から
トロイダル磁場へ

$$r \sin \theta (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \frac{V_\phi}{r \sin \theta}$$



(Thompson et al. 2003)

平均場運動学的ダイナモ

軸対称の仮定をおき、磁場をトロイダル磁場とポロイダル磁場に分解する
トロイダル磁場とポロイダル磁場が相互に生成しあえばダイナモになる

誘導方程式のみ(運動学的ダイナモ)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \nabla \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{B} = \underbrace{B_\phi \mathbf{e}_\phi}_{\text{トロイダル}} + \underbrace{\nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)}_{\text{ポロイダル}}$$



$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \underbrace{r \sin \theta (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \frac{V_\phi}{r \sin \theta}}_{\Omega \text{効果}} - r \sin \theta (\mathbf{V}_p \cdot \nabla) \frac{B_\phi}{r \sin \theta}$$

Ω 効果

$$+ \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B_\phi$$

移流項

拡散項

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\mathbf{V}_p}{r \sin \theta} \cdot \nabla (r \sin \theta A_\phi)}_{\text{移流項}} + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A_\phi$$

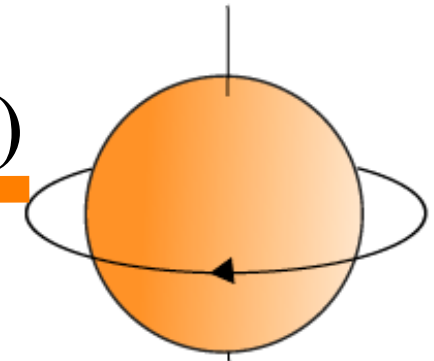
移流項

拡散項

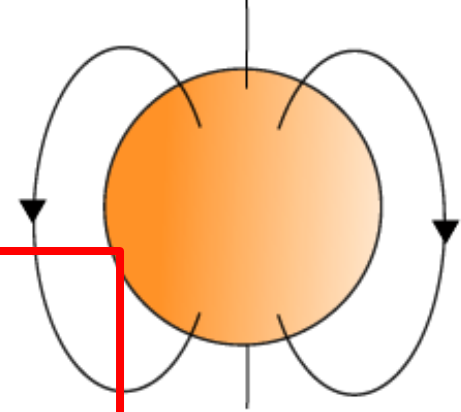
$$+ \alpha B_\phi$$

α 効果(非軸対称)

トロイダル磁場



ポロイダル磁場

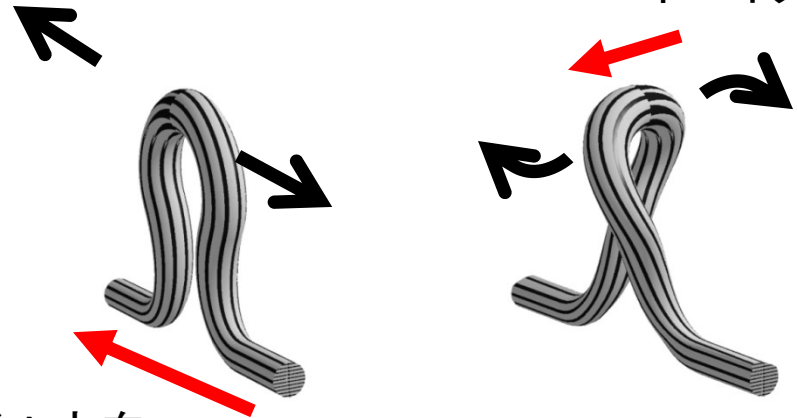


α効果

トロイダル磁場からポロイダル磁場へ

ポロイダル方向

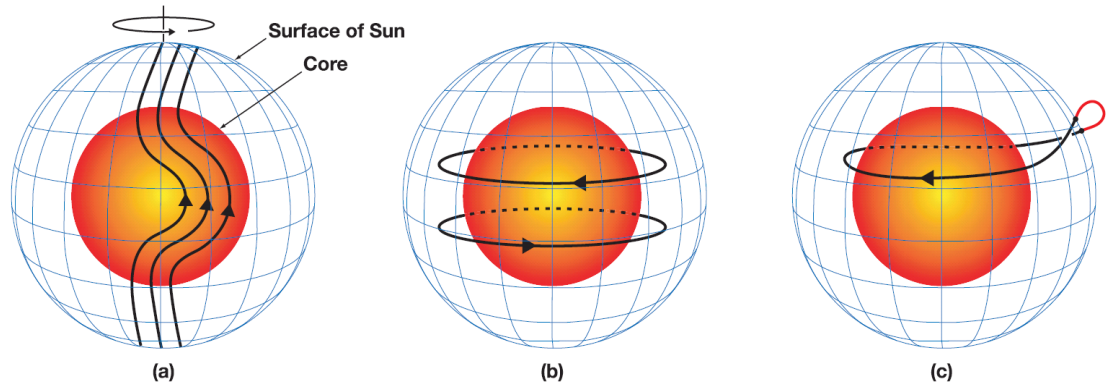
$$\alpha B_{\phi}$$



トロイダル方向

対流、乱流、コリオリ力、磁気浮力、不安定、黒点の拡散...
などの原因でトロイダル磁場からポロイダル磁場が作られる。
よく説明されておらず、起こる場所も様々な説がある。

Babcock-Leighton α効果
速度勾配層α効果



ポロイダル磁場の生成: 乱流効果 1/2

(狭い意味での)「 α 効果」 乱流(対流)+コリオリ力効果

Parker (1955)、Steenbeck et al. (1966)

$$\alpha = -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{V} \cdot \nabla \times \mathbf{V} \rangle$$

τ は乱流相関時間、カッコはアンサンブル平均。

回転球殻熱対流のシミュレーションによると、北半球では

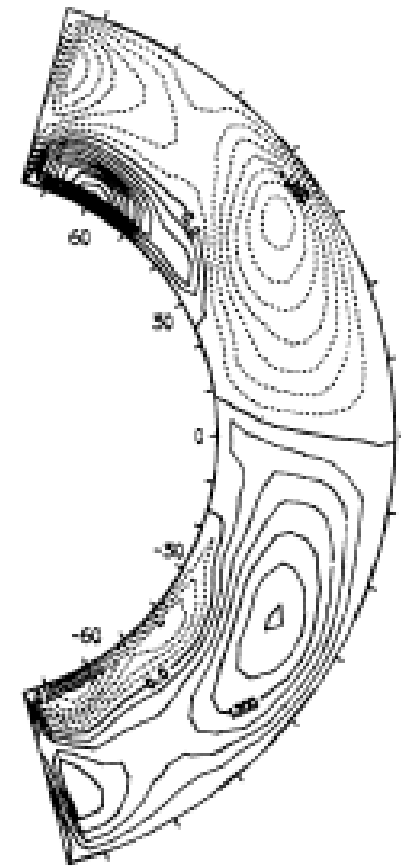
$$\langle \mathbf{V} \cdot \nabla \times \mathbf{V} \rangle < 0$$

南は逆(図はGilman and Miller 1981)。つまり

北半球: $\alpha > 0$

南半球: $\alpha < 0$

α の値は、乱流速度程度なので、対流層底で1m/s程度



Helicity

ポロイダル磁場の生成: BL効果

「Babcock-Leighton効果」

(BL- α 効果とも呼ばれる)

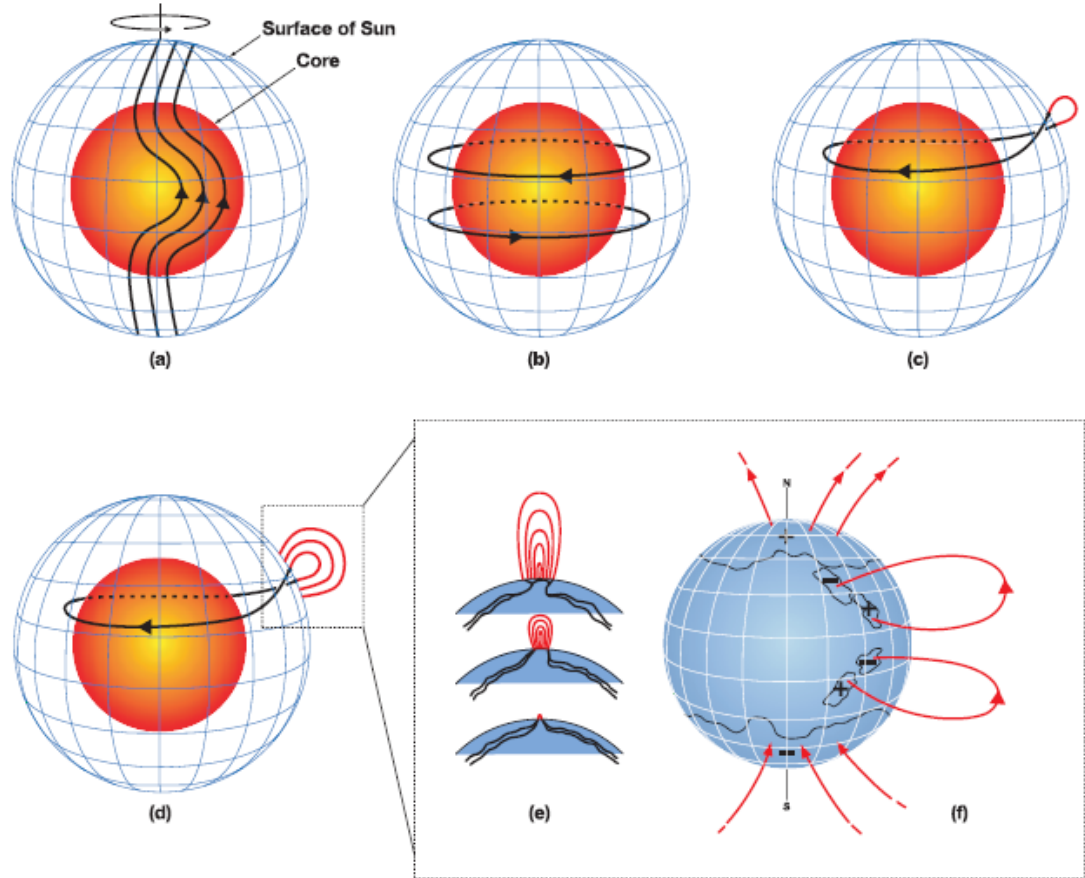
磁束浮上+Coriolis力効果

Babcock (1961)、Leighton (1964, 1969)

黒点を形成する磁束が浮上、
Coriolis力をうけ、緯度線に対して傾ぐ(Joyの法則)

黒点磁場が拡散(あるいは移流)し、ポロイダル成分が生成される。

$S_p/B_{\phi_{bottom}} \sim 0.1 \text{ m/s}$ 程度



$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = -\frac{\mathbf{V}_P}{r \sin \theta} \cdot \nabla(r \sin \theta A_\phi) + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A_\phi + S_\alpha$$

(図はDikpati et al. 2006)

$$S_P = S_p(B_{\phi_{bottom}})$$

平均場運動学的ダイナモ

軸対称の仮定をおき、磁場をトロイダル磁場とポロイダル磁場に分解する
 トロイダル磁場とポロイダル磁場が相互に生成しあえばダイナモになる

誘導方程式のみ(運動学的ダイナモ)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \nabla \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{B} = \underbrace{B_\phi \mathbf{e}_\phi}_{\text{トロイダル}} + \nabla \times (\underbrace{A_\phi \mathbf{e}_\phi}_{\text{ポロイダル}})$$

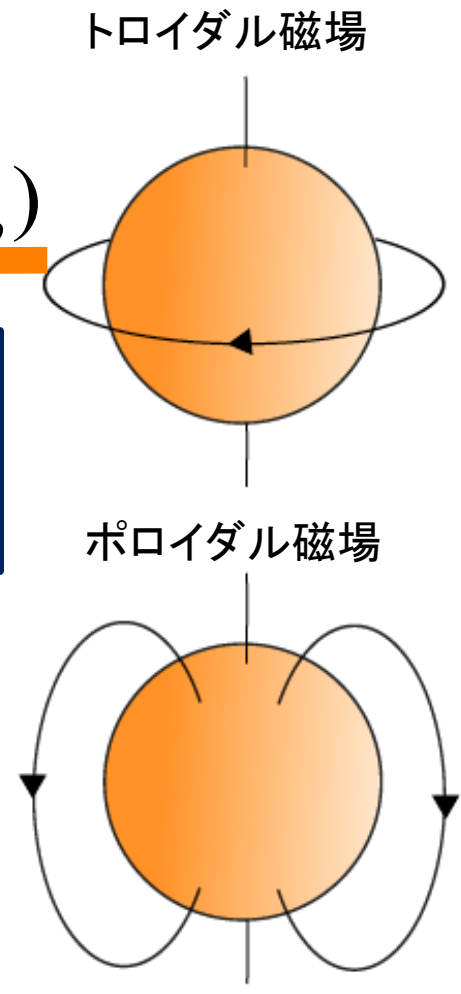
$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \underbrace{r \sin \theta (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \frac{V_\phi}{r \sin \theta}}_{\Omega \text{効果}} - \underbrace{r \sin \theta (\mathbf{V}_p \cdot \nabla) \frac{B_\phi}{r \sin \theta}}_{\text{移流項}}$$

$$+ \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B_\phi$$

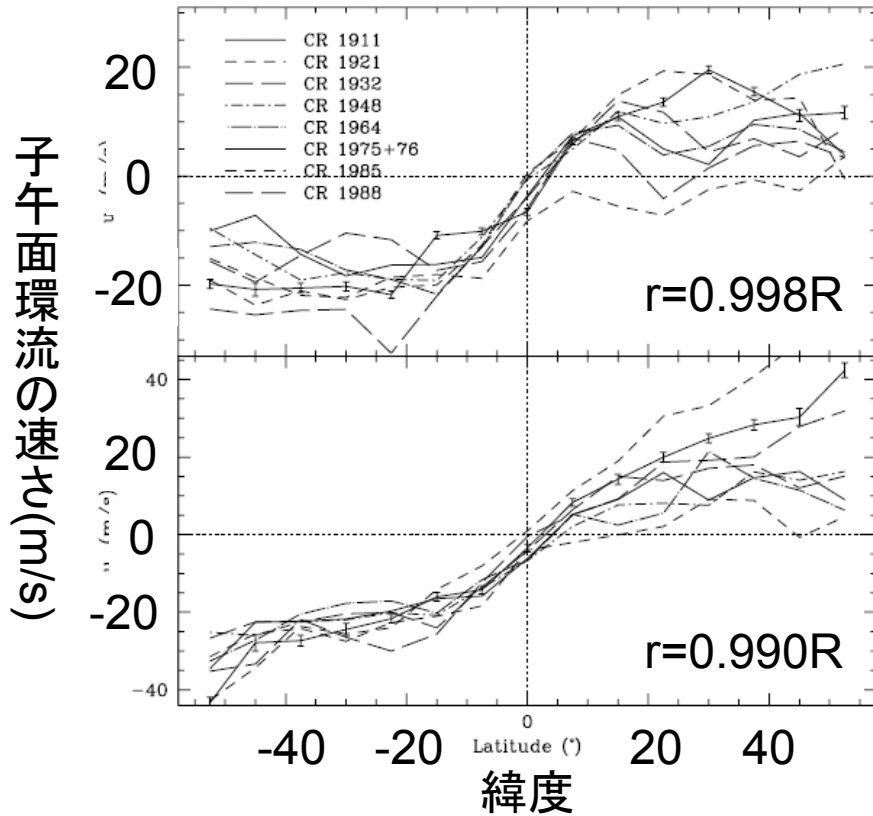
拡散項

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\mathbf{V}_p}{r \sin \theta} \cdot \nabla (r \sin \theta A_\phi)}_{\text{移流項}} + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A_\phi + \alpha B_\phi$$

拡散項 α 効果(非軸対称)

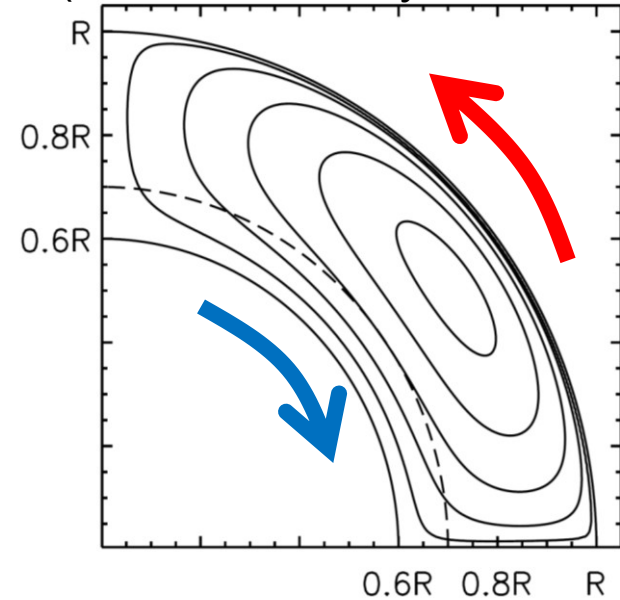


子午面循環流



Basu and Antia 2003

多くの計算で用いられているモデル
(Hotta and Yokoyama 2010)



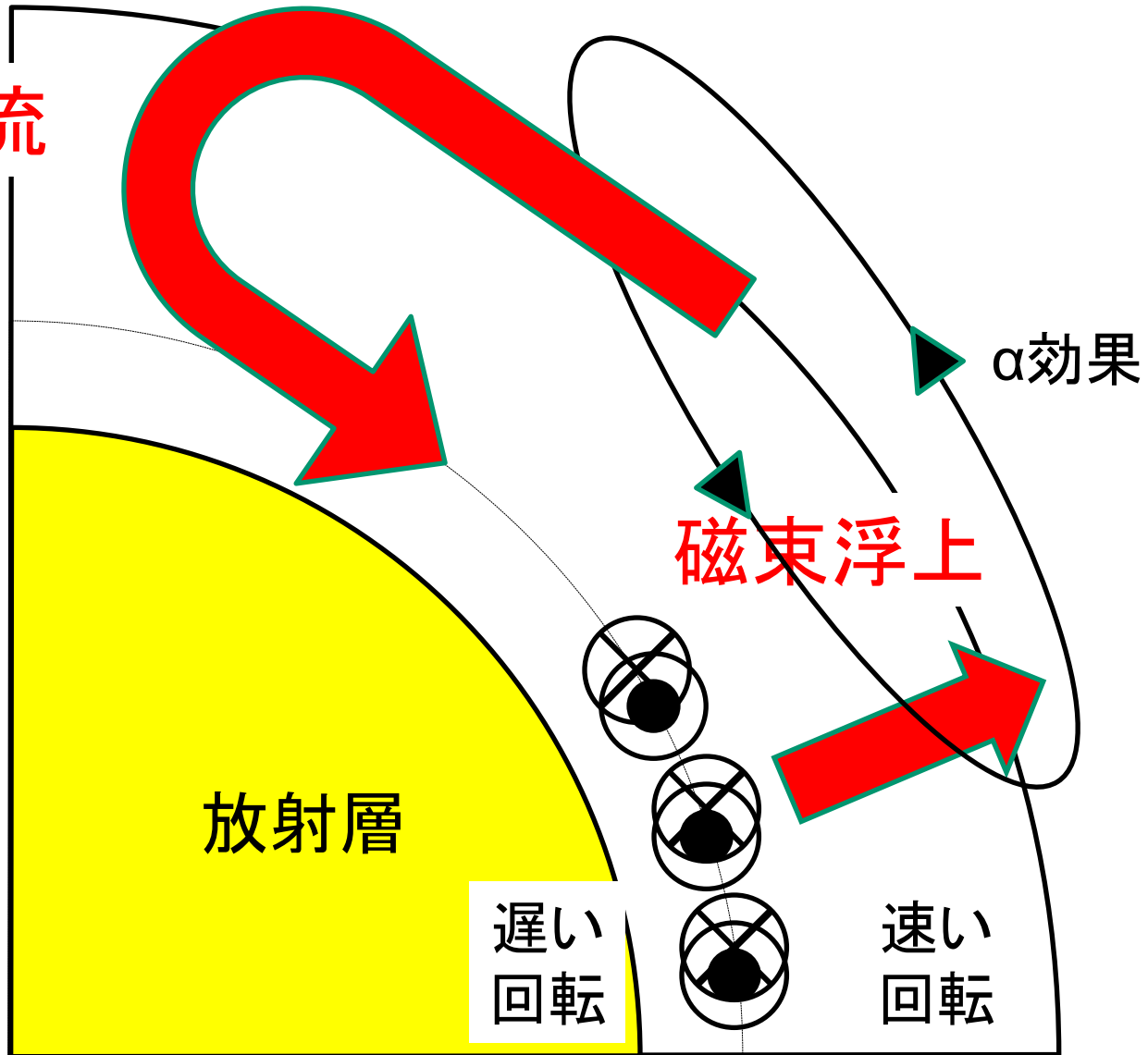
表面で極に向かう流れが発見された。
極から赤道へ戻ってくる流れは見つ
かってないが必ずあるはず

(van Ballengooijen, 1988)

磁束輸送ダイナモ

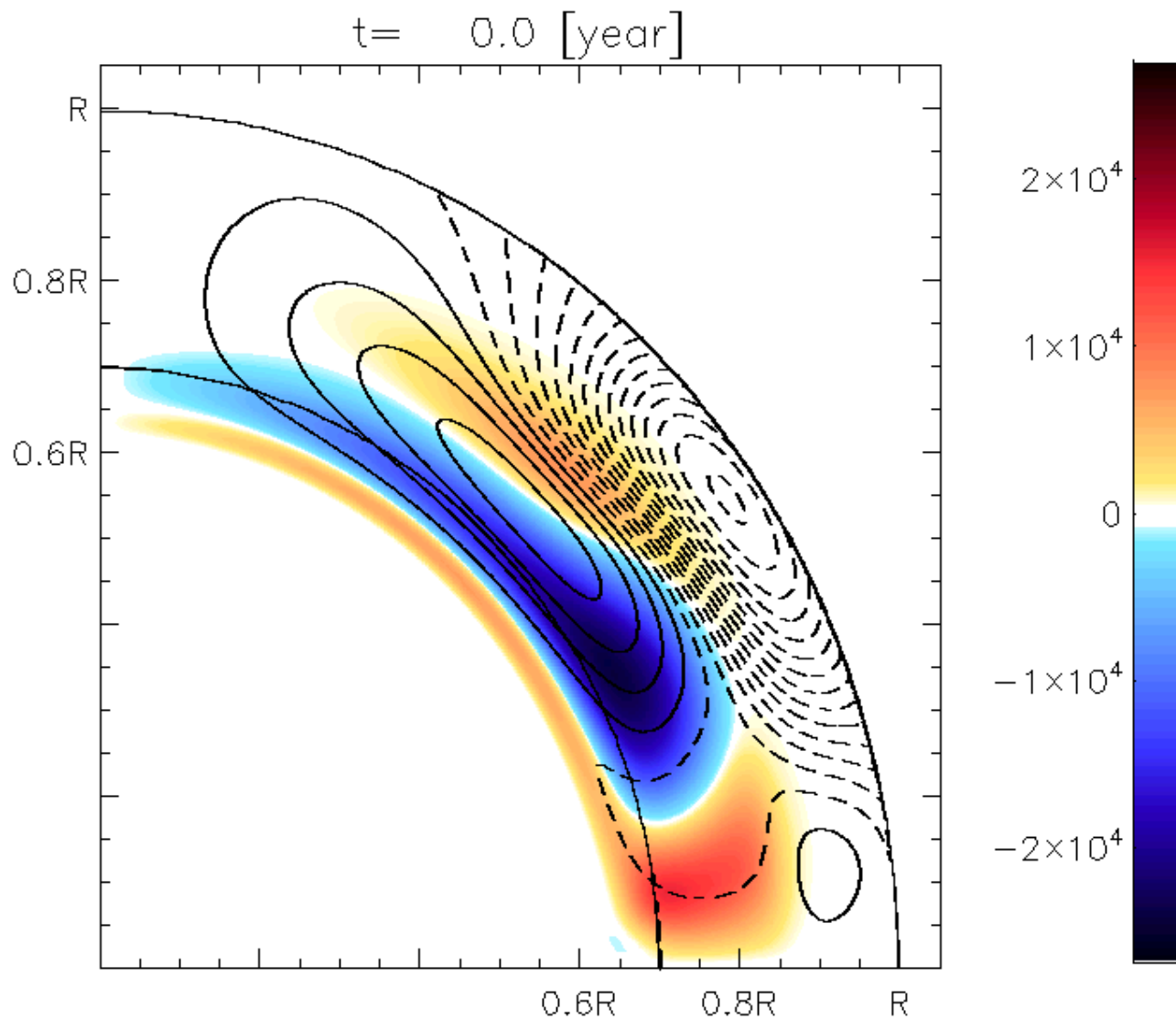
Wang and Sheeley 1991; Choudhuri et al. (1995); Dikpati and Charbonneau (1999)

子午面循環流



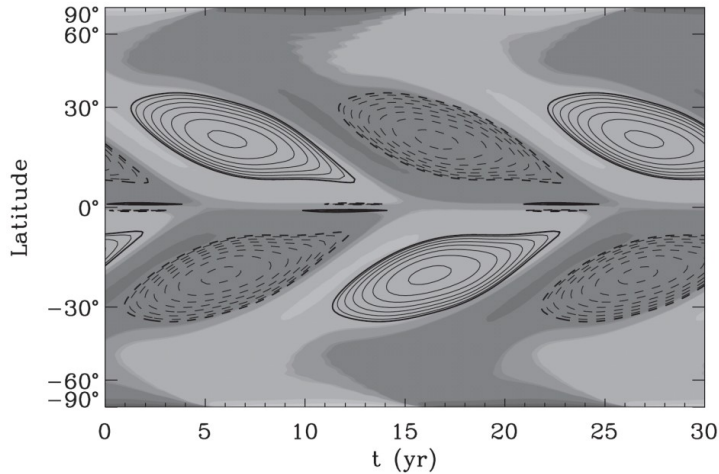
磁束輸送ダイナモ

線:ポロイダル磁場の磁力線
色:トロイダル磁場の強さ

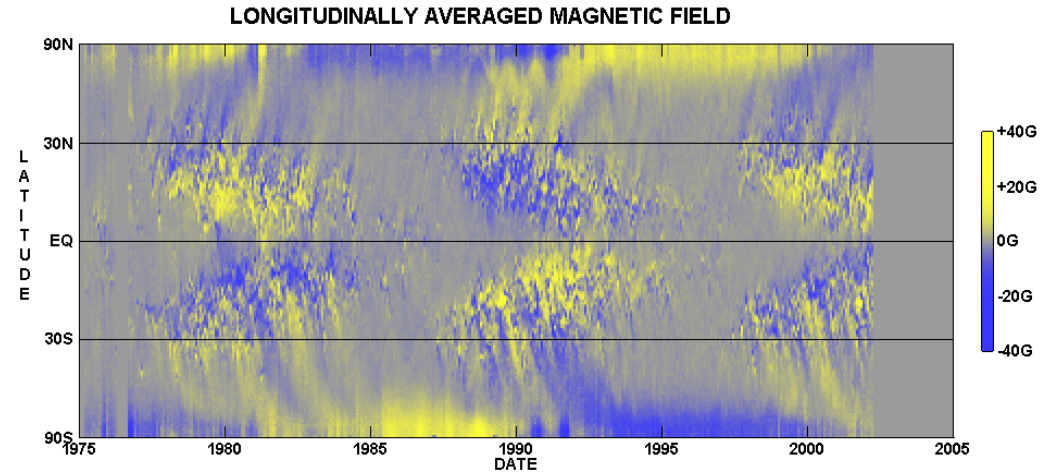


(Hotta and Yokoayama, 2010)

磁束輸送ダイナモ成果



Dikpati et al.(2004)

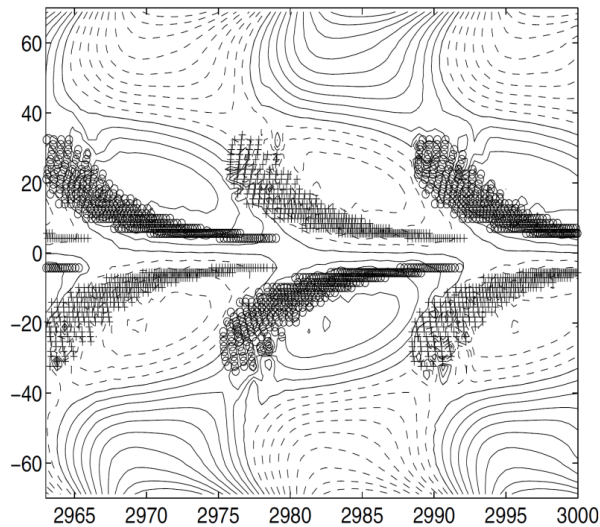


NASA/NSSTC/Hathaway 04/2002

観測

Dikpati & Charbonneau (1999)のアイデアからいくつかの変更はあったが、かなり忠実に太陽の磁場を再現できるようになってきた。

e.g. 赤道への黒点出現緯度の移動、
極への一般磁場の移動、11年周期
→これらを用いて次の極大期の予想



Chatterjee et al.(2004)

flux transport dynamoで予想する 次期極大期

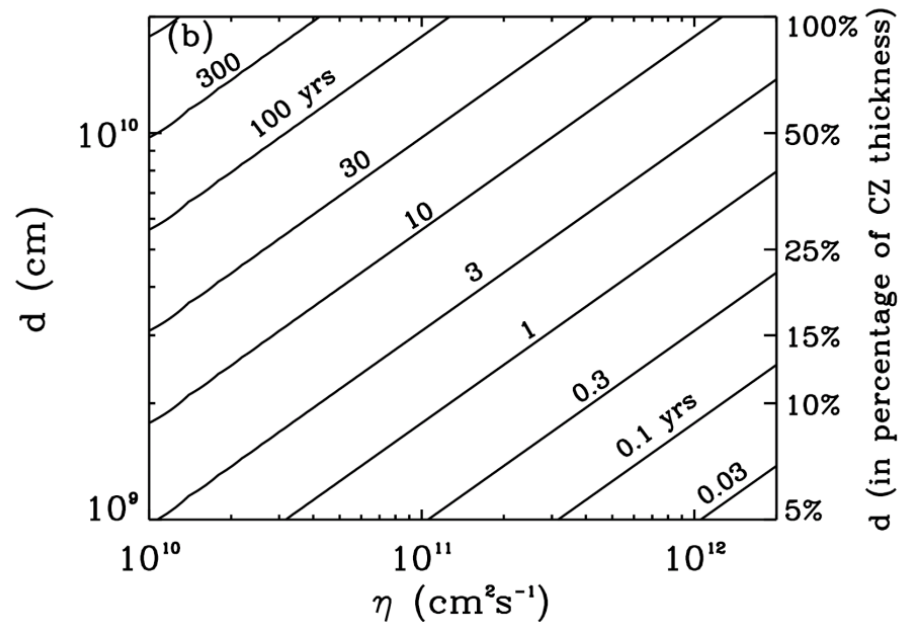
重要なのは乱流拡散の強さ!!

これからダイナモモデルを用いた次期極大期の予想を二つ紹介するが大きな違いの一つは対流層内部の乱流拡散の大きさ

Dikpatiのグループ: $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$
 $n-3, n-2, n-1$ の周期全てがcycle n に影響する

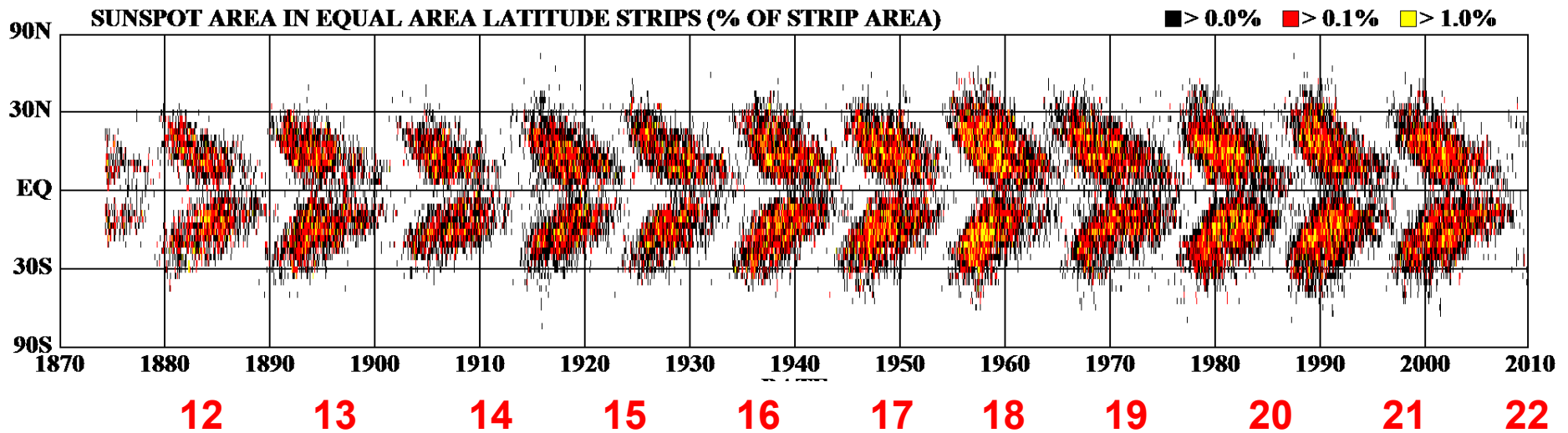
Choudhuriのグループ: $10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$
 $n-1$ の周期がほとんどcycle n に影響する

対流層の中の詳細な乱流拡散の分布を知ることは現在は不可能



(Dikpati et al., 2006)

Dikpatiのグループによる予想1



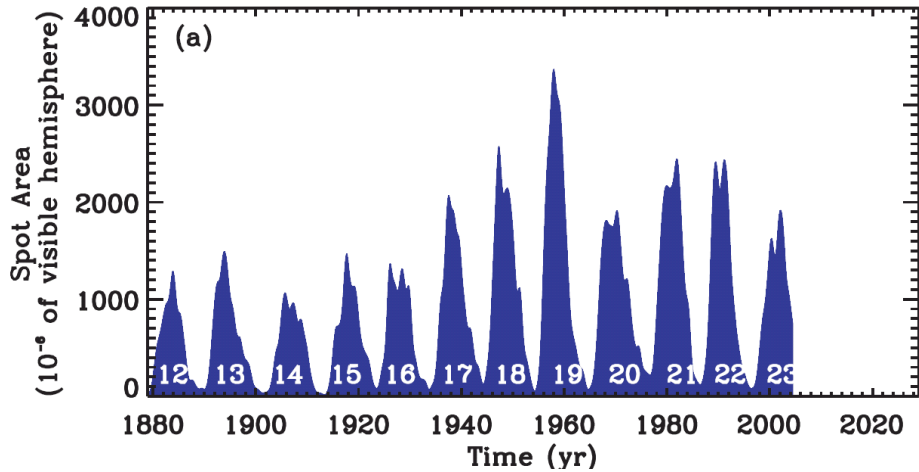
Dikpati et al. (2004)

黒点のデータから、ポロイダル磁場のソースタームを決めて、出現緯度情報も含めて与えている。つまりたくさん黒点が出ているときはたくさんポロイダル磁場ができるという仮定

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} (\mathbf{u} \cdot \nabla)(r \sin \theta A) = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A + \mathcal{F}(r, \theta, t) + \alpha B_\phi.$$

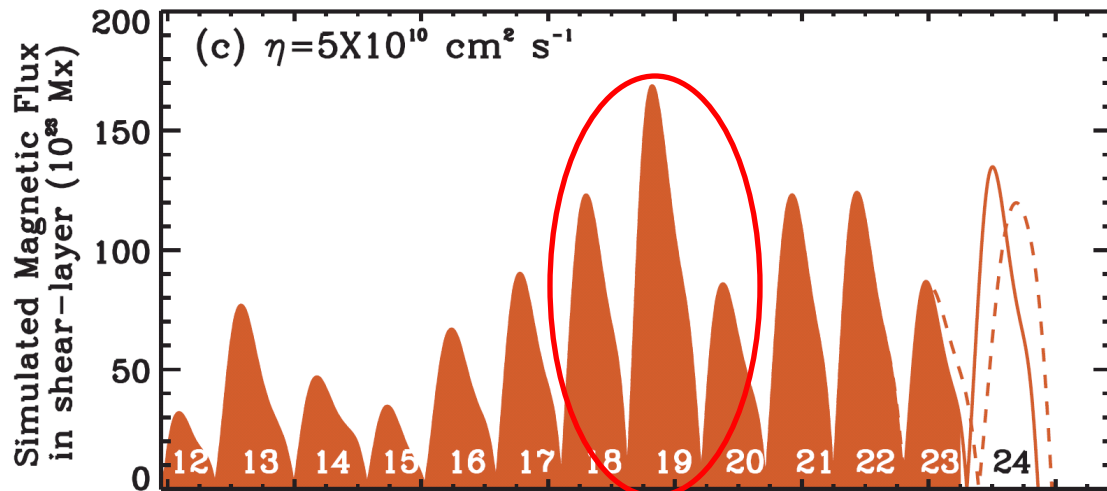
観測から情報を与える項

Dikpatiのグループによる予想2

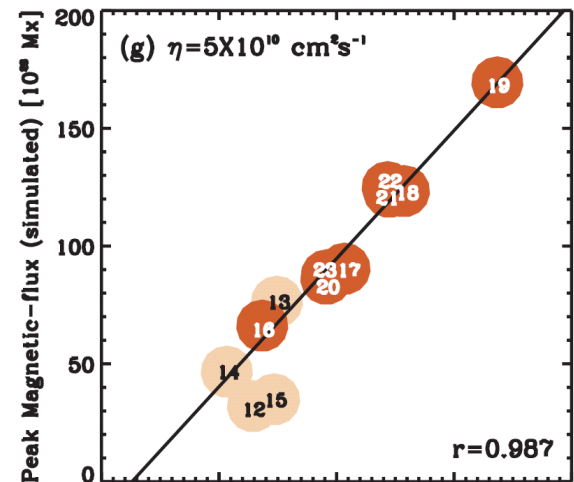


観測

cycle 23以前もさらに以前の周期から
 予想される強さを計算した。
 相関係数もかなり良く一致している。
 →結果Cycle 24はcycle 23より、30から50%
 ほど強くなると予想。



計算結果



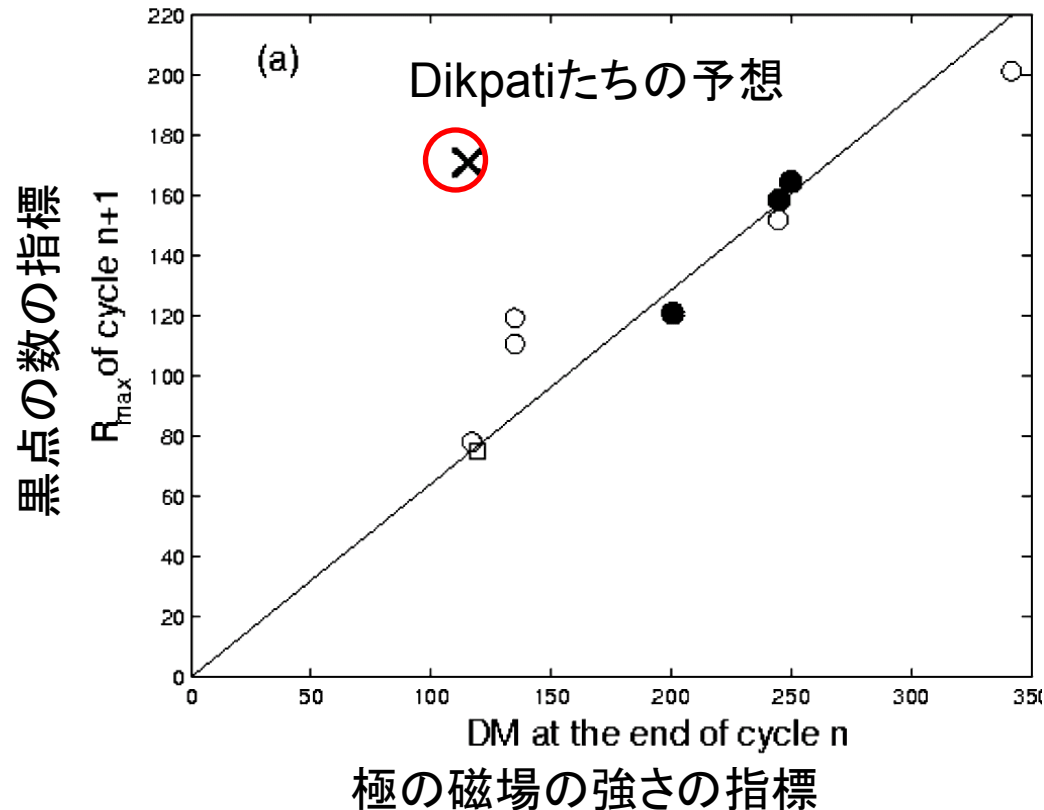
Dikpati et al. 2006

Choudhuriのグループによる予想1

Choudhuri, Chatterjee, Jiang, 2007. Jiang, Chatterjee, Choudhuri, 2007では
前の周期のpolar field と今の周期の黒点数は強い相関があると報告している。
→cycle n の磁場が cycle n+1 に強く影響

Cycle number	Maximum strength of the cycle R_{\max}	DM value at the end of cycle
20	110.6	250
21	164.5	245.1
22	158.5	200.8
23	120.8	119.3

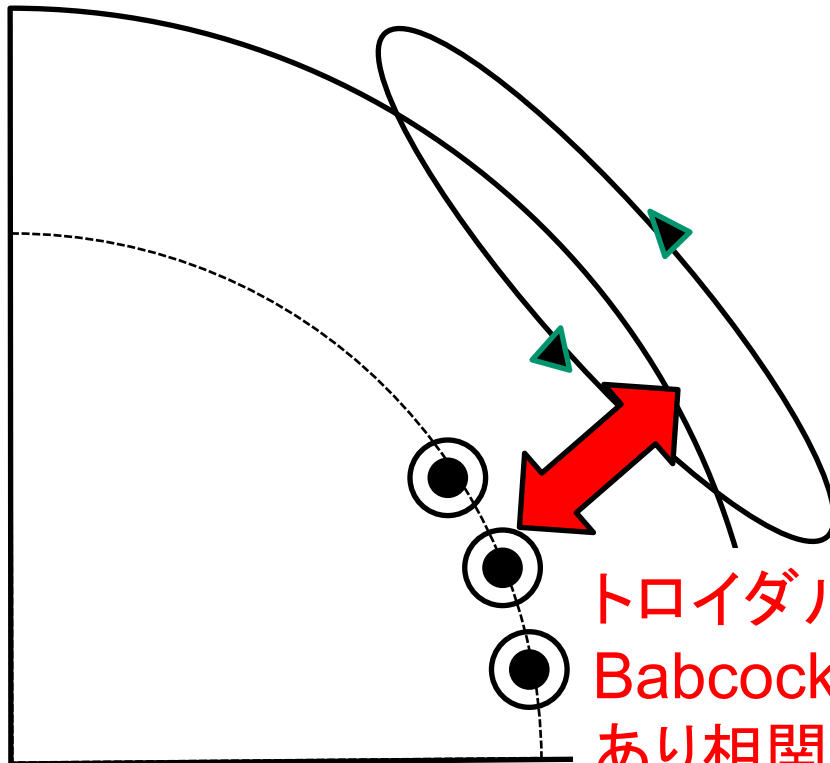
dipole moment(DM,極磁場の強さの指標)と次の周期の R_{\max} (黒点数の数の指標)に強い相関(三点だが...)



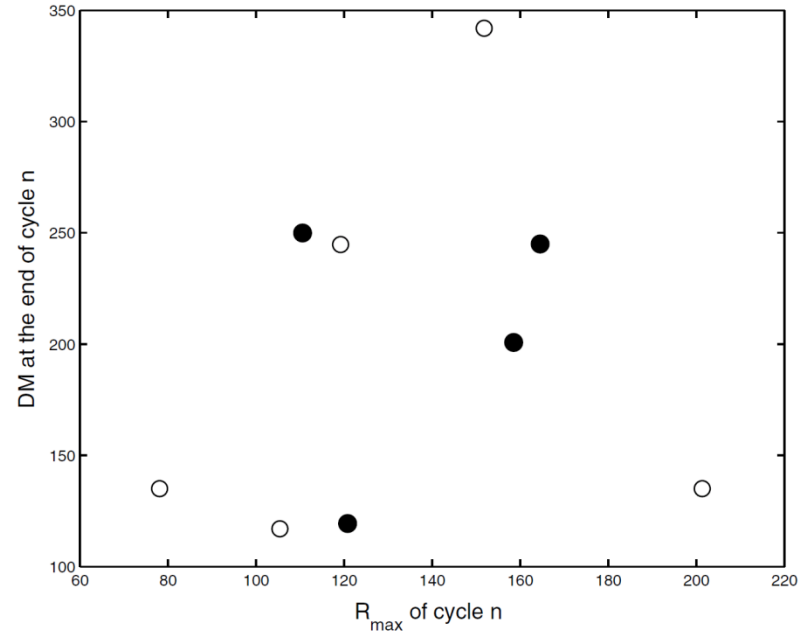
Choudhuri, Chatterjee and Jiang, 2007,
Jiang, Chatterjee and Choudhuri, 2007

Choudhuriのグループによる予想2

同じサイクルどうしでは極の磁場と活動の強さには相関がない



cycle nの極の磁場の指標



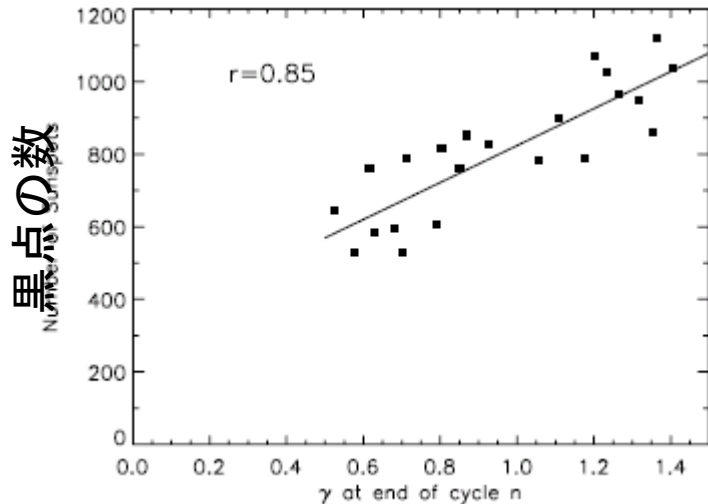
cycle nの黒点の数の指標

CHoudhuri, Chatterjee and Jiang, 2007,
Jiang, Chatterjee and Choudhuri, 2007

トロイダル磁場からポロイダル磁場を作る
Babcock-Leighton α 効果にはランダム性が
あり相関がない！

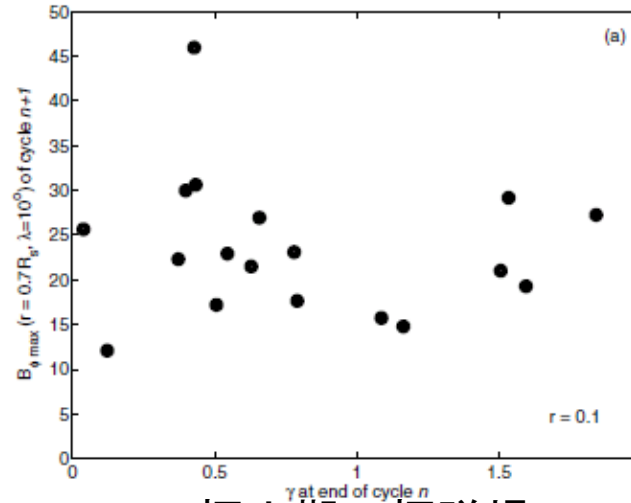
Choudhuriのグループによる予想3

拡散が強い場合



極小期の極磁場

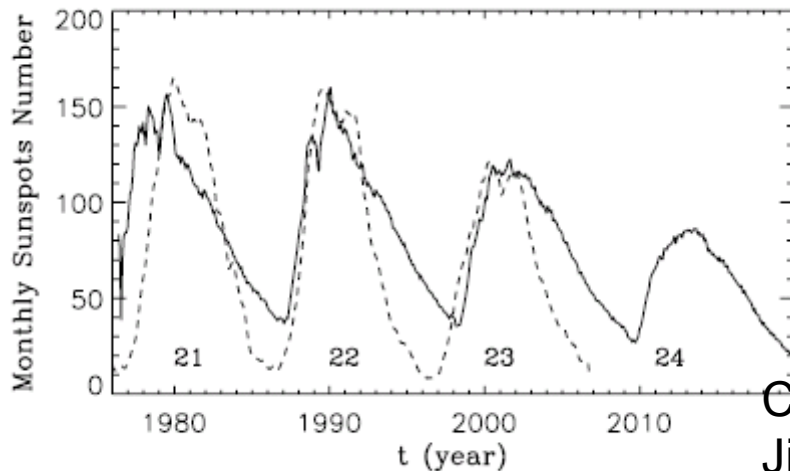
拡散が弱い場合



極小期の極磁場

ランダムに
極磁場を与えた
時のトロイダル磁場
相関を見たもの

実線: 黒点数、点線: シミュレーション結果



強い拡散があれば前の周期の極磁場
と相関がよくなる。

Cycle 21から23までもよく合っている。

結果はcycle 24はcycle 23より30%ほど
小さくなる。

Choudhuri, Chatterjee and Jiang, 2007,
Jiang, Chatterjee and Choudhuri, 2007

flux transport dynamoで予想する 次期極大期

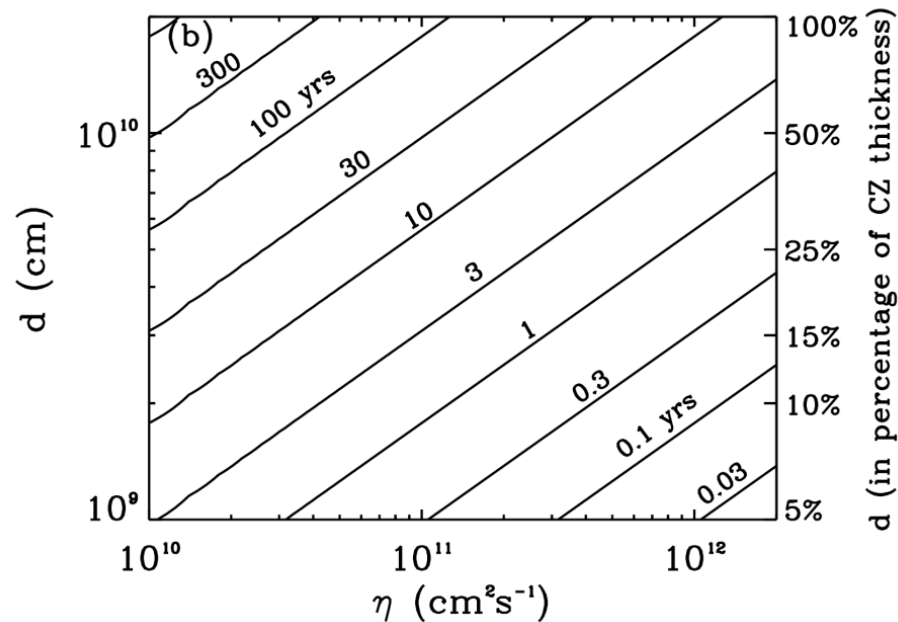
重要なのは乱流拡散の強さ!!

これからダイナモモデルを用いた次期極大期の予想を二つ紹介するが大きな違いの一つは対流層内部の乱流拡散の大きさ

Dikpatiのグループ: $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$
 $n-3, n-2, n-1$ の周期全てがcycle n に影響する

Choudhuriのグループ: $10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$
 $n-1$ の周期がほとんどcycle n に影響する

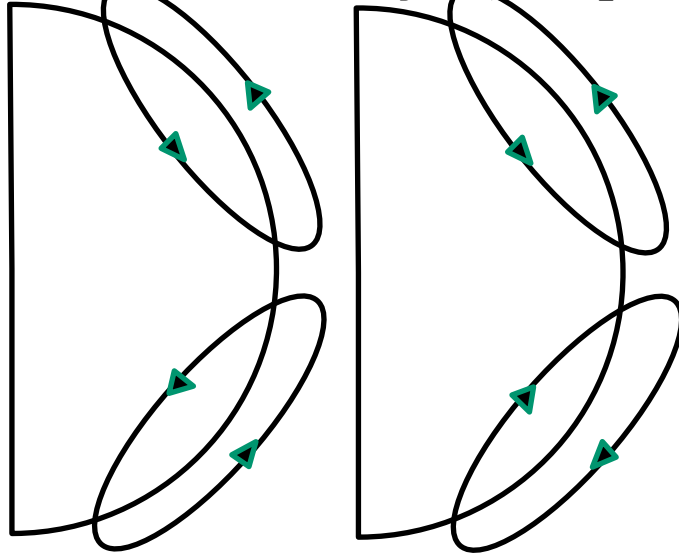
対流層の中の詳細な乱流拡散の分布を知ることは現在は不可能



(Dikpati et al., 2006)

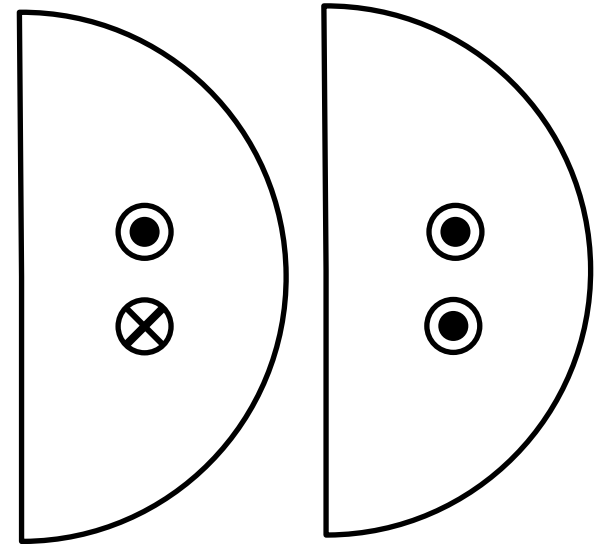
乱流拡散で決まる磁場の対称性 Hotta & TY (2010)

- 太陽磁場観測は「双極子(反対称)」。
- 磁束輸送ダイナモモデルは、各半球で基本的に話が閉じており、この「反対称」性は自明ではない。
- われわれは、以下のようなモデルでの説明を考えた。ポイントは、「南北半球は拡散を通じてカップリングする。拡散が、ポロイダル(表面付近)とトロイダル磁場(対流層底)とのどちらにより強く効くか」



表面付近で拡散が強い

- ポロイダル磁場に有効に拡散が効く。
- 南北両半球で、ポロイダル磁場の位相が揃う。
- 双極子(反対称)磁場が維持



底付近で拡散が強い

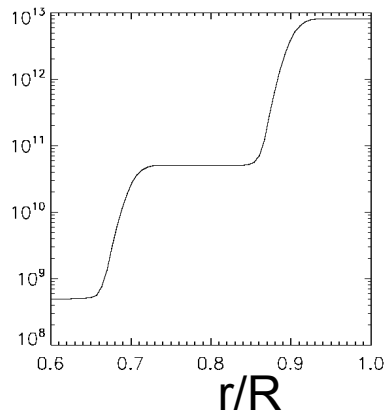
- トロイダル磁場に有効に拡散が効く。
- 南北両半球で、トロイダル磁場の位相が揃う。
- 四重極子(対称)磁場が維持

双極子磁場をつくることのできる乱流拡散分布を調べることで
理論的制約を与えられないか？

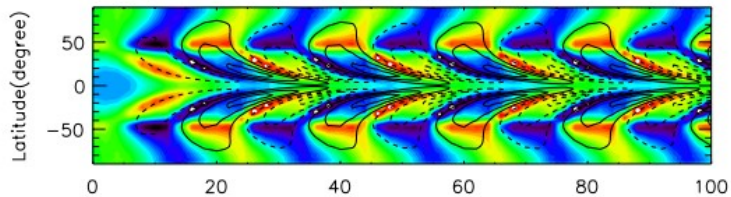
乱流拡散で決まる磁場の対称性 Hotta & TY (2010)

diffusivity (cm^2/s)

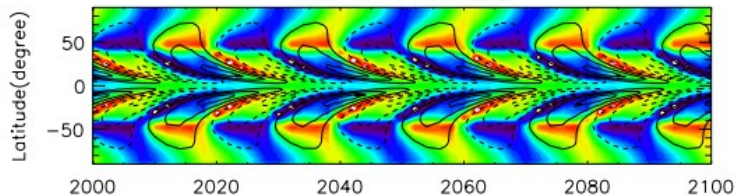
乱流拡散の分布



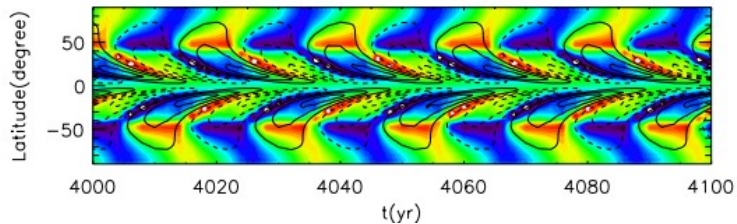
(a) $t=0-100$ [yr]



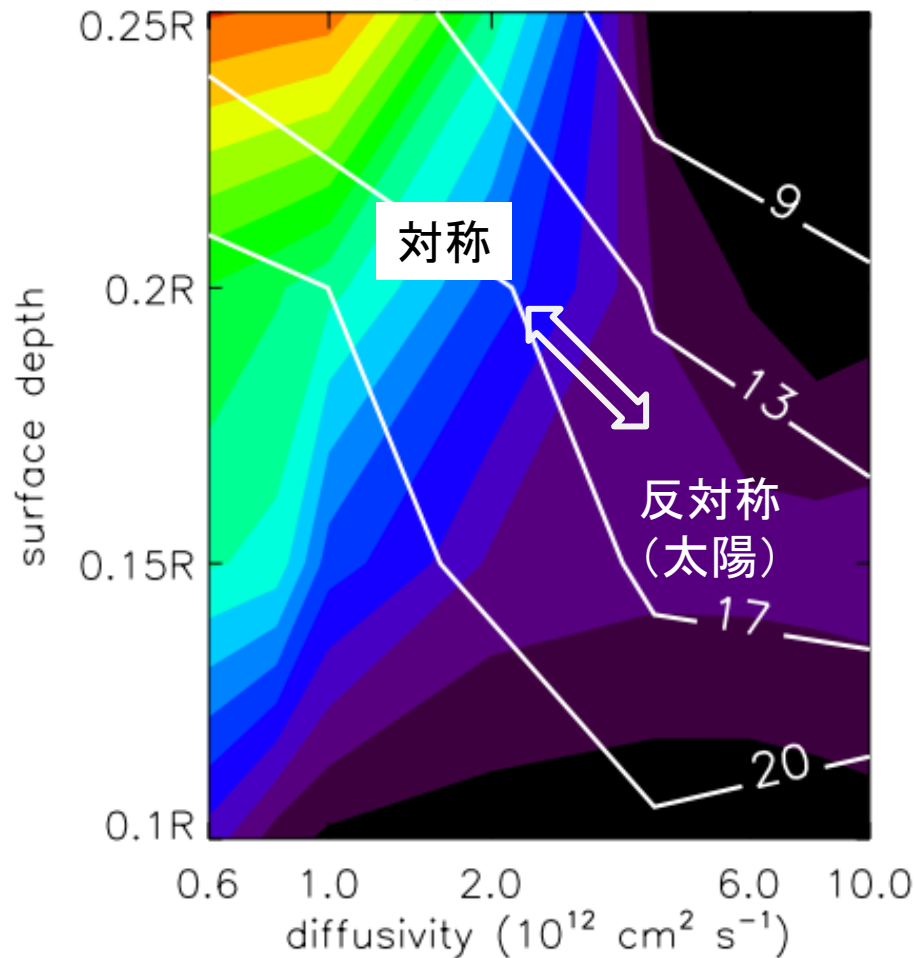
(b) $t=2000-2100$ [yr]



(c) $t=4000-4100$ [yr]



(a) $u_0=1000$ (cm s^{-1})



「2.運動学的取り扱い」のまとめ

「磁束輸送ダイナモモデル」

差動回転による Ω 効果

磁束管浮上 + Colioris力による α 効果

(子午面環流 + 乱流拡散)による磁束輸送

黒点11年周期・蝶形図・半球パリティなどの観測事実をうまく説明

磁気極大期の活動度予測などにも用いられている

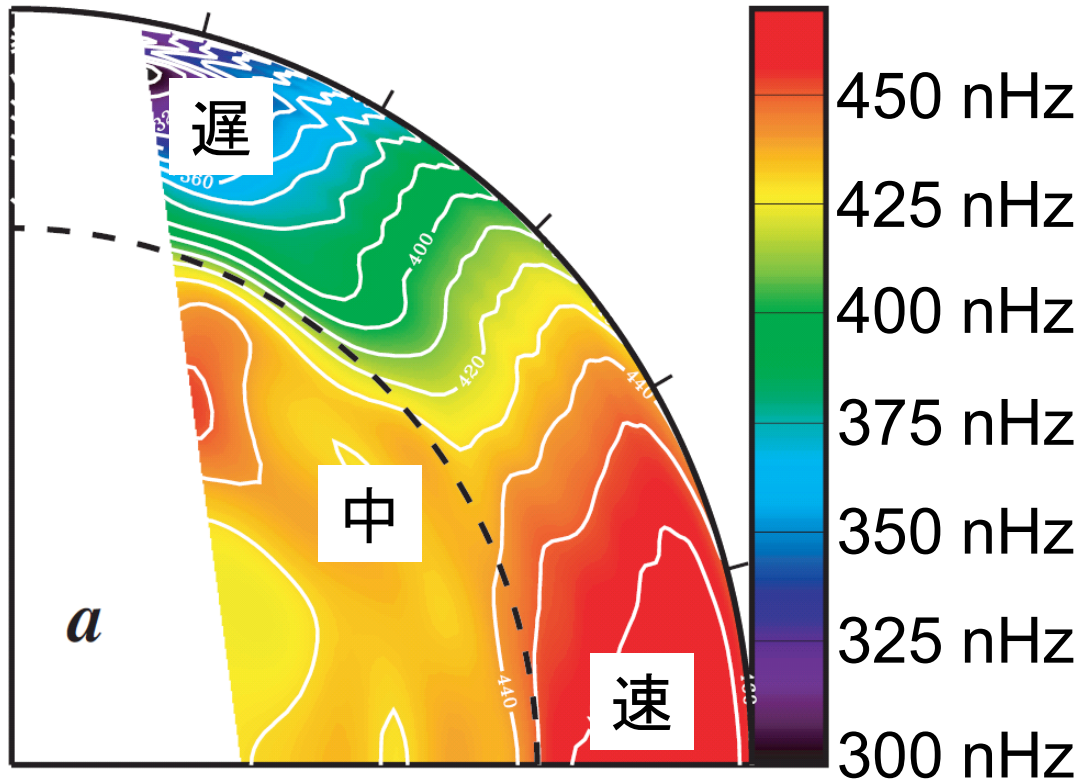
3. 太陽活動周期とダイナモ: 対流による角運動量輸送 差動回転・子午面環流

共同研究・スライド提供

堀田英之

内部角速度分布

日震学により得られた角速度分布

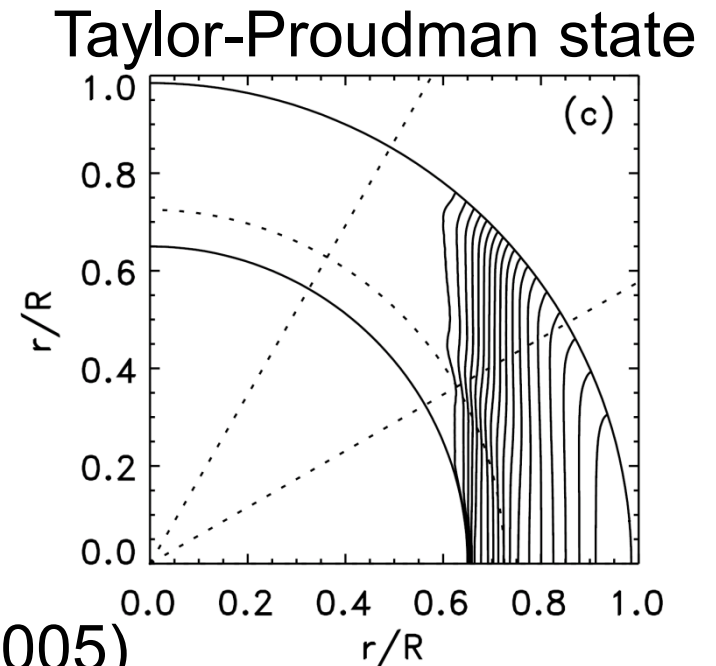


(Thompson+ 2003)

Ω 効果に重要

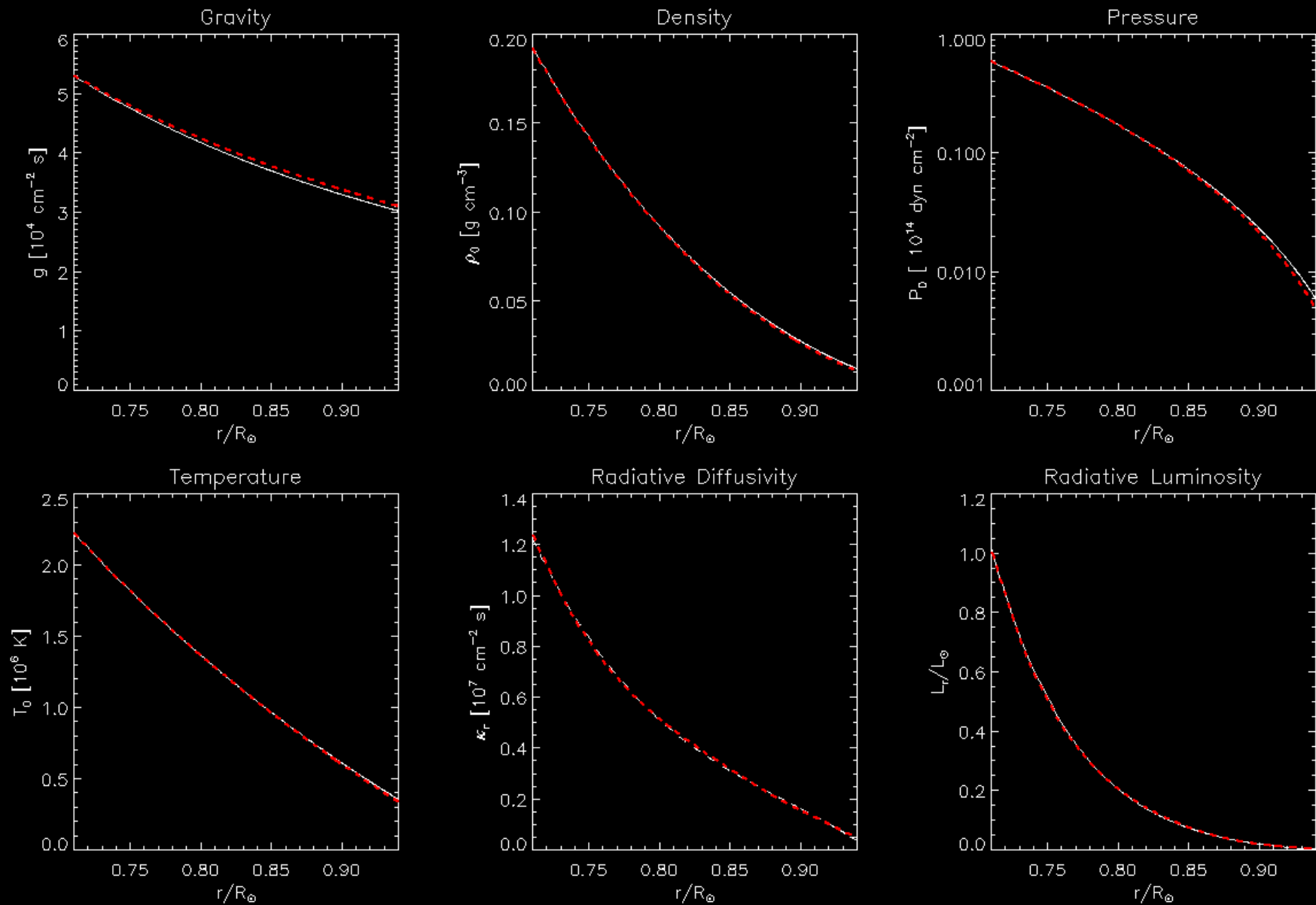
太陽自転の特徴

1. 赤道が極より速く回転
2. Taylor-Proudman state ではない
3. 対流層の底付近に、薄い角速度の勾配層(tachocline)



(Rempel, 2005)

太陽内部



太陽内部

Table 2. Representative values of dimensionless parameters in the Sun

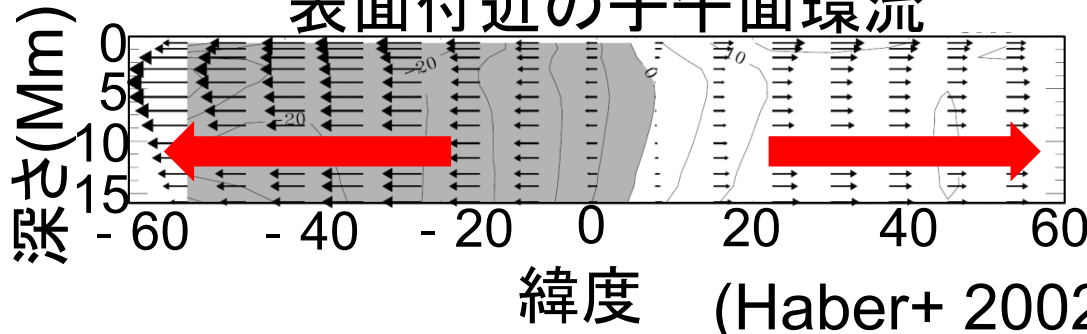
parameter ^(a)	base of convection zone	photosphere
$\Delta\nabla$	$\lesssim 10^{-6}$	$\lesssim 0.5$
Ra	10^{20}	10^{16}
Re	10^{13}	10^{12}
Rm	10^{10}	10^6
Pr	10^{-7}	10^{-7}
Pm	10^{-3}	10^{-6}
Co = 1/Ro	15	$2 \cdot 10^{-3} \dots 0.4$ ^(b)
Ta	10^{27}	10^{19}
Ma	10^{-4}	1
β	$10^5 \dots 10^7$ ^(c)	1 ^(d)

(Ossendrijver 2003)

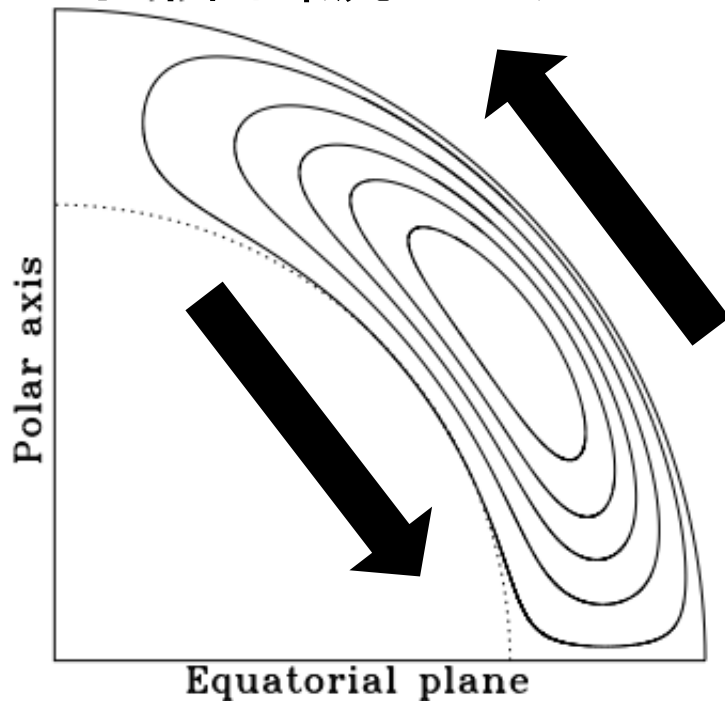
地球に比べて、
遅い回転(大きなRossby数)、密度コントラスト・圧縮性大
磁場弱(大 β)、成分は一樣、熱伝導大($Pr \ll 1$)

子午面環流

表面付近の子午面環流



理論モデルで使われる
子午面環流のモデル



(Charbonneau 2005)

ドップラー速度の観測、
局所日震学などにより
極に向かう10m/sほどの
流れがあることが、
分かった。

今のところ分かっている
のは表面から $0.85R_{\text{sun}}$ くらい
までと、緯度60度くらいまで

質量保存から、対流層の底
付近では赤道に向かう流れ
があると予想されている。

運動学的ダイナモ

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta_t \nabla \times \mathbf{B} + \alpha B_\phi \mathbf{e}_\phi)$$

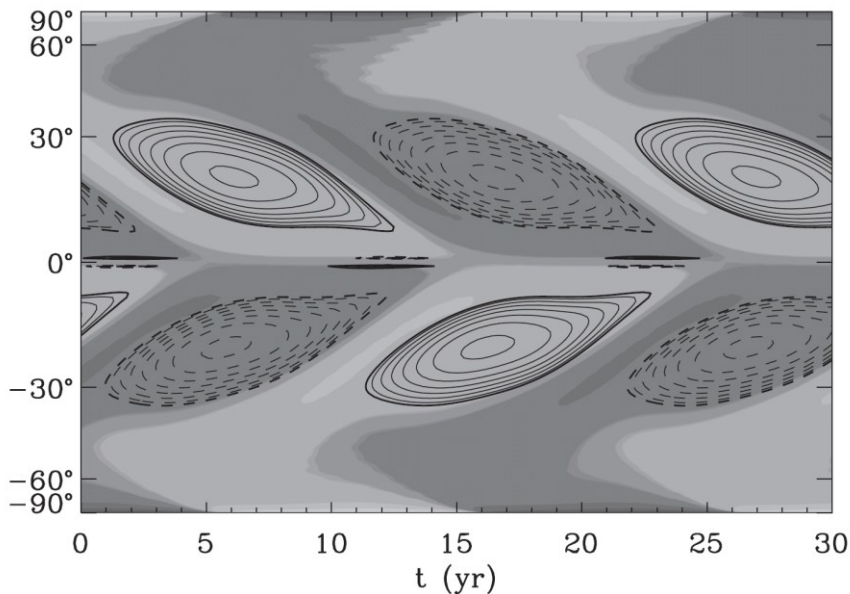
差動回転
子午面環流

乱流拡散

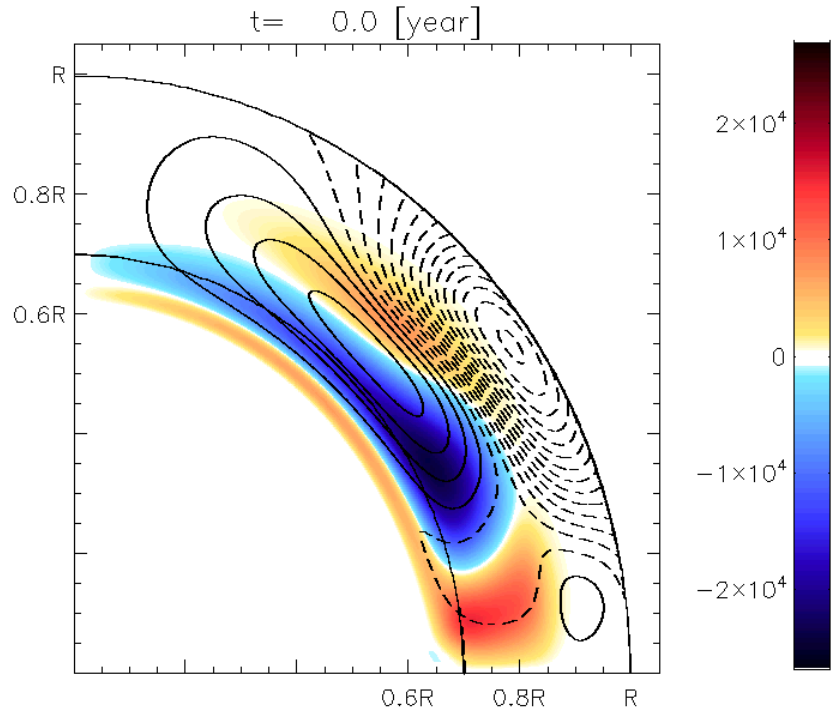
α 効果

線: ポロイダル磁場の磁力線
色: トロイダル磁場の強さ

運動学的ダイナモによる
太陽活動周期の再現



(Dikpati+ 2004)



(Hotta and Yokoayama, 2010)

太陽ダイナモ問題における 問題意識

運動学的ダイナモによって、太陽活動周期は再現可能になった。
これで理論的に太陽ダイナモ問題は解決でいいのか？

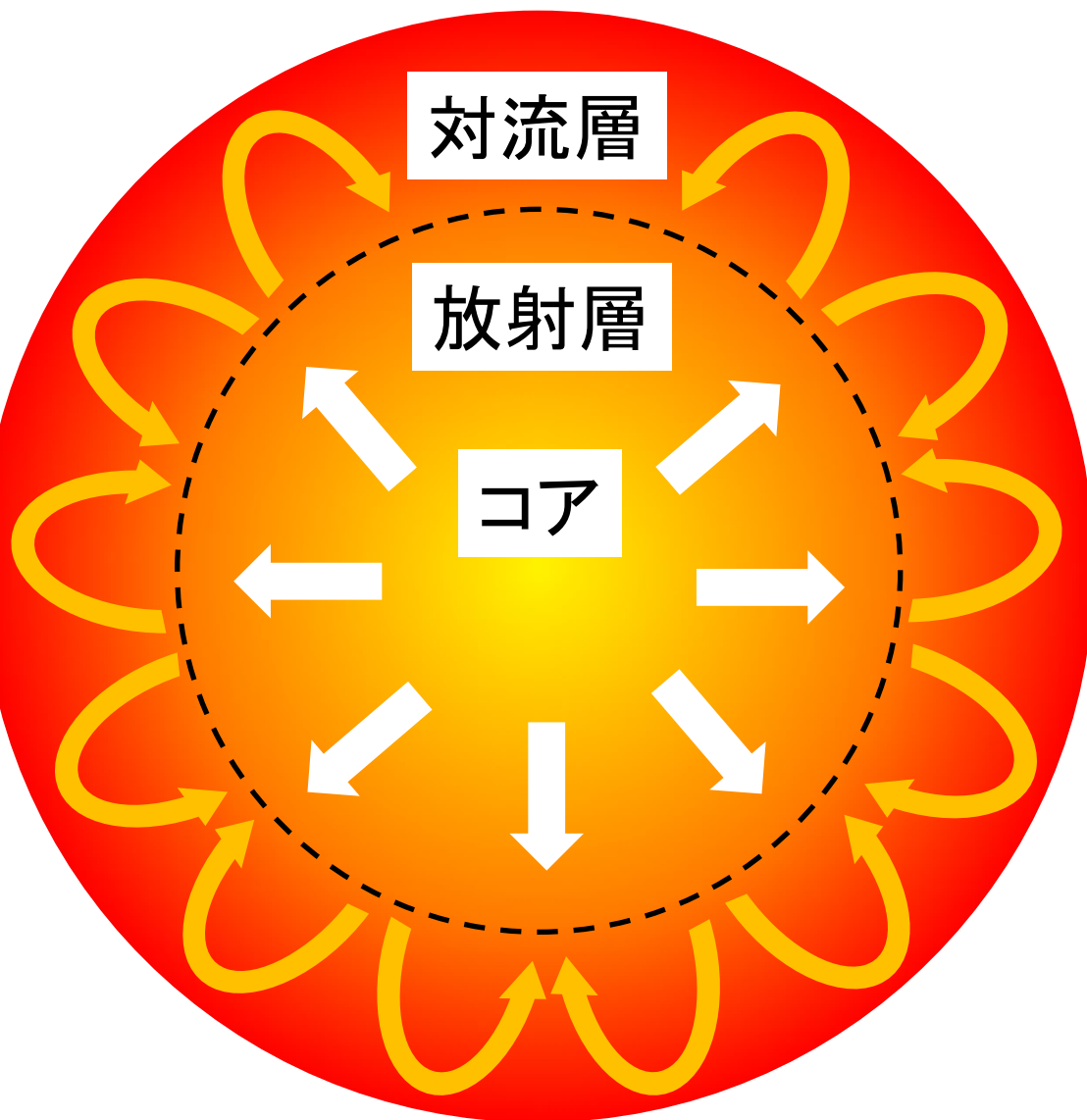
→No

太陽ダイナモ問題の**理論的な**解決とは、以下の物理プロセスを理解することである。

1. なんらかの角運動量輸送・熱力学的作用によって、差動回転・子午面環流が実現される。
2. 実現された速度場と磁場との相互作用によって、太陽活動周期が実現される

太陽内部の速度場の物理を理解することは、太陽ダイナモ問題を理解する上で重要

太陽内部構造



太陽は、中心付近のコアで核融合により、熱を発生させている。(約 $4 \times 10^{26} \text{W}$)

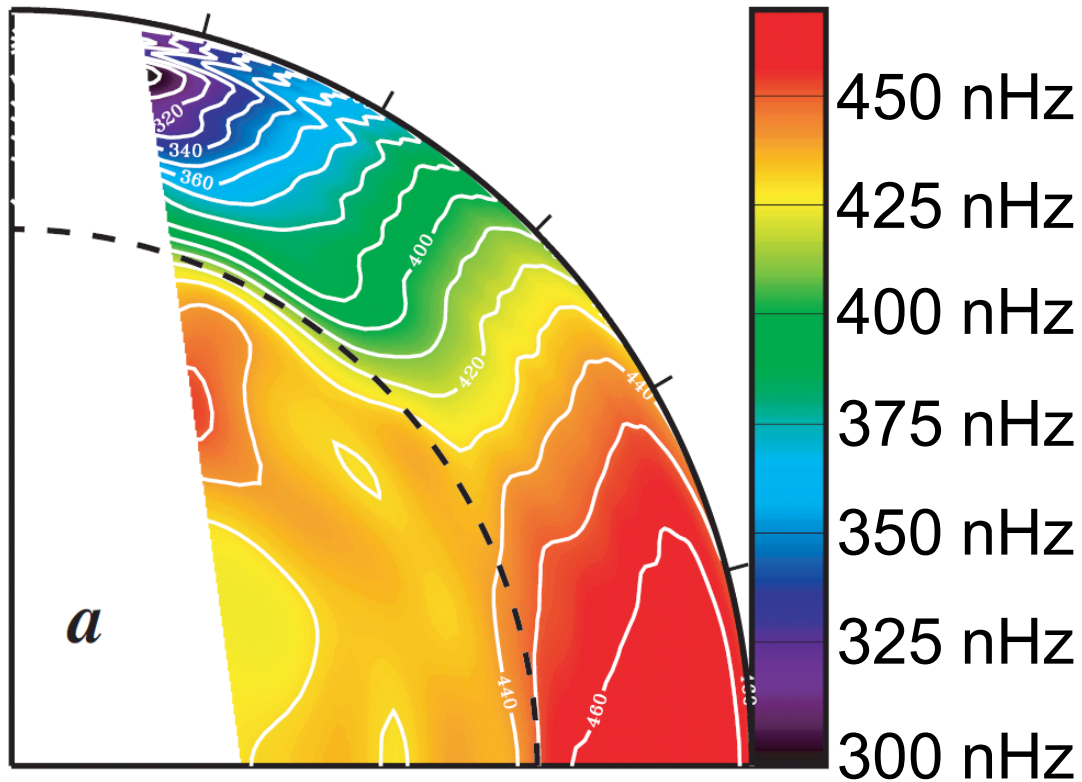
そこから、約 $0.65R_{\text{sun}}$ までは**放射**により外向きにエネルギーを伝えている。

そこから先は、不透明度が大きくなり、放射によるエネルギー輸送効率が悪くなる。表面までは**対流**によってエネルギーを運ぶ

※対流セルはこんなに大きくありません

内部角速度分布の問題

日震学により得られた角速度分布



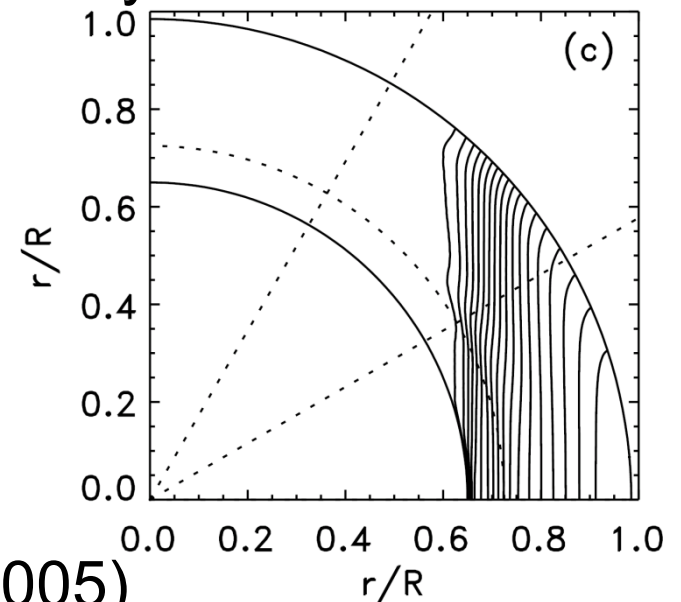
(Thompson+ 2003)

Ω効果に重要

太陽自転の特徴

1. 赤道が極より速く回転
2. Taylor-Proudman state ではない
3. 対流層の底付近に、薄い角速度の勾配層(tachocline)

Taylor-Proudman state



(Rempel, 2005)

太陽内部対流直接数値計算

太陽では熱対流が角運動量を運んでいる

太陽内部の対流を直接数値計算によって解いて、その角運動量輸送を見てやろうという試みがある。(Miesch, 2000など)

対流層の中は音速がとても速いので、**anelastic近似**という方法を用い、音速のCFL条件を避けている。(音速が無限大で伝わるという近似)

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0 \quad \text{連続の式}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho_0 (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \nabla p_1 - \nabla \cdot Da - \rho_1 \mathbf{g}$$

$$+ 2\rho_0 \mathbf{g} + 2\rho_0 (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - [\nabla p_0 - \rho_0 \mathbf{g}]$$

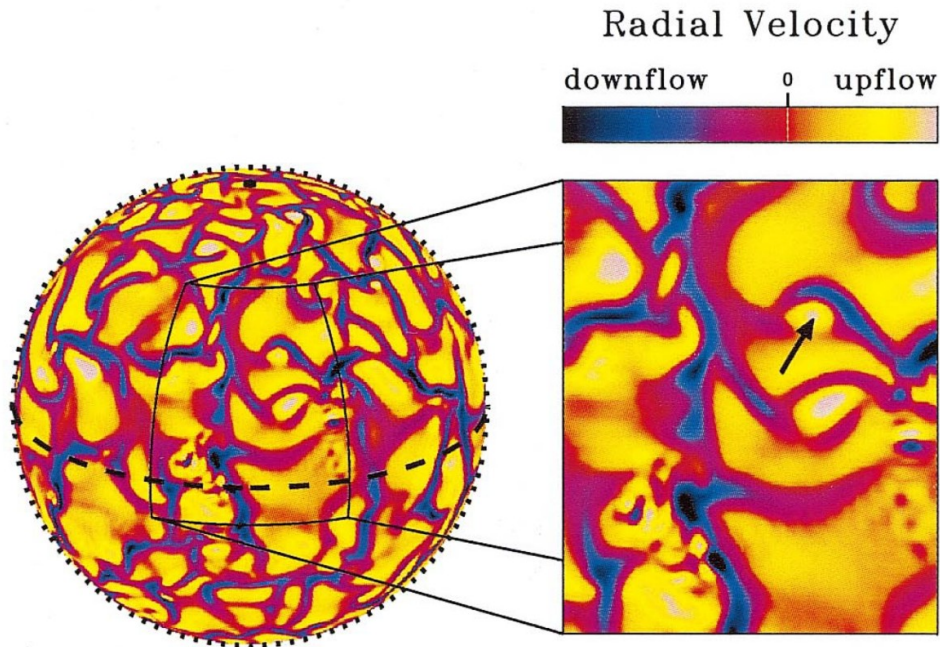
運動方程式

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s_1}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\kappa \rho_0 T_0 \nabla (s_0 + s_1) + \kappa_r \rho_0 C_p \nabla (T_0 + T_1) \right] \quad \text{エネルギー方程式}$$

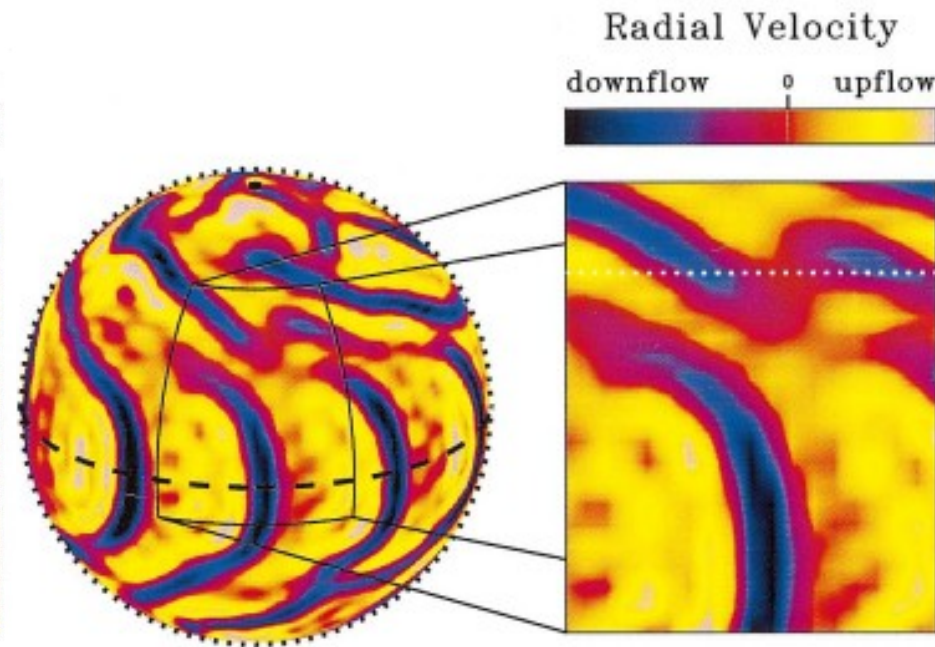
$$-\rho_0 T_0 \mathbf{v} \cdot \nabla (s_1 + s_0) + 2\nu \rho_0 \left[e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right]$$

対流を解くときは
エントロピーで解く
ことが多い

10年前の太陽内部数値計算結果



解像度: $98 \times 256 \times 512$
レイリー数: 9.8×10^4
乱流粘性: $1.9 \times 10^{13} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
密度比: 53



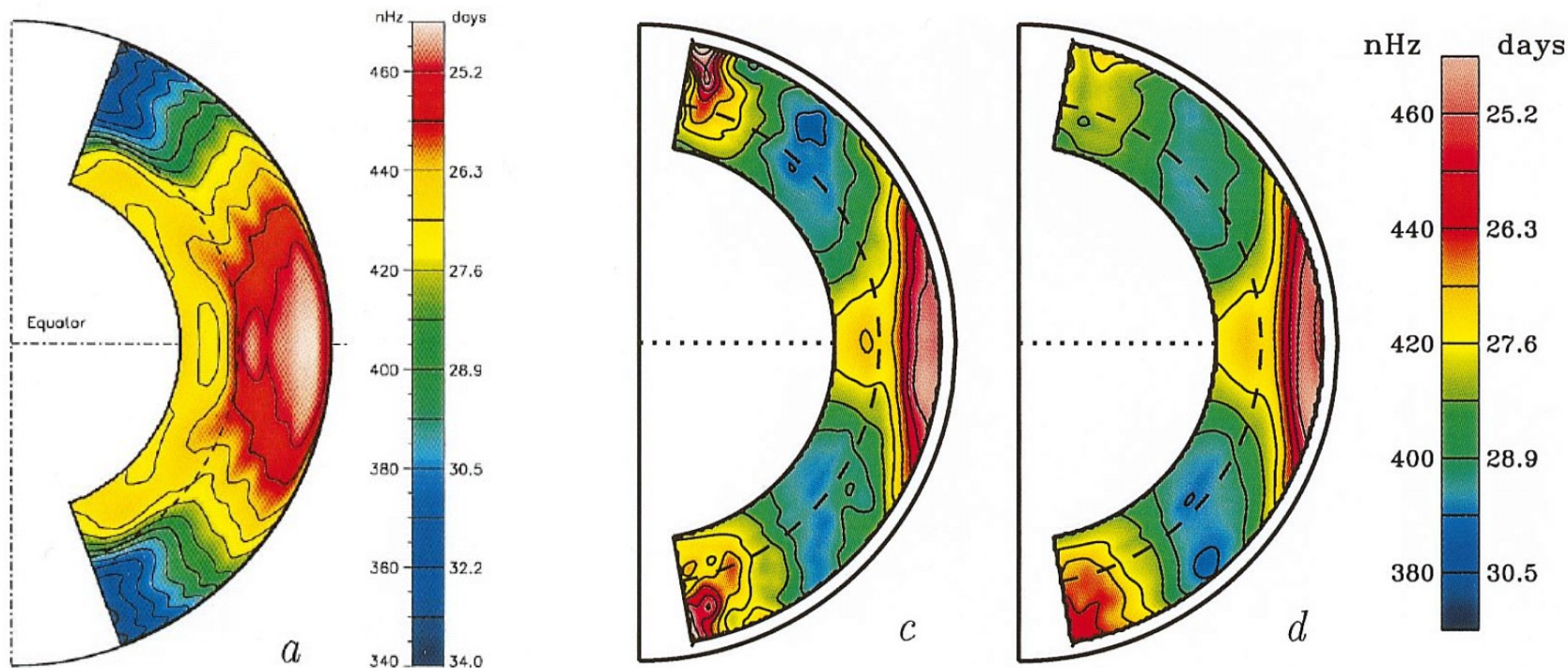
解像度: $98 \times 64 \times 128$
レイリー数: 6.2×10^3
乱流粘性: $3 \times 10^{12} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
密度比: 54

解像度が粗く、粘性が大きい時に低緯度に南北にのびる「バナナセル」と呼ばれる対流セルができる。

(解像度が高くて、特徴的)

(Miesch+2000)

10年前の差動回転の計算結果



地震学による結果

粘性の低い結果

粘性の高い結果

Miesch+, 2000

- ・うまくいっている点: **赤道が速く回っている**
- ・うまくいっていない点1: **角速度の等値線が回転軸に平行**
- ・うまくいっていない点2: **解像度を上げると極が速くなる**

乱流対流(レイノルズ応力)による角運動量輸送

乱流対流で角運動量を運ぶというのは、レイノルズ応力(Reynolds stress)で、角運動量を運ぶという意味。

運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$$
$$\langle \mathbf{v} \rangle = \mathbf{v}_0$$

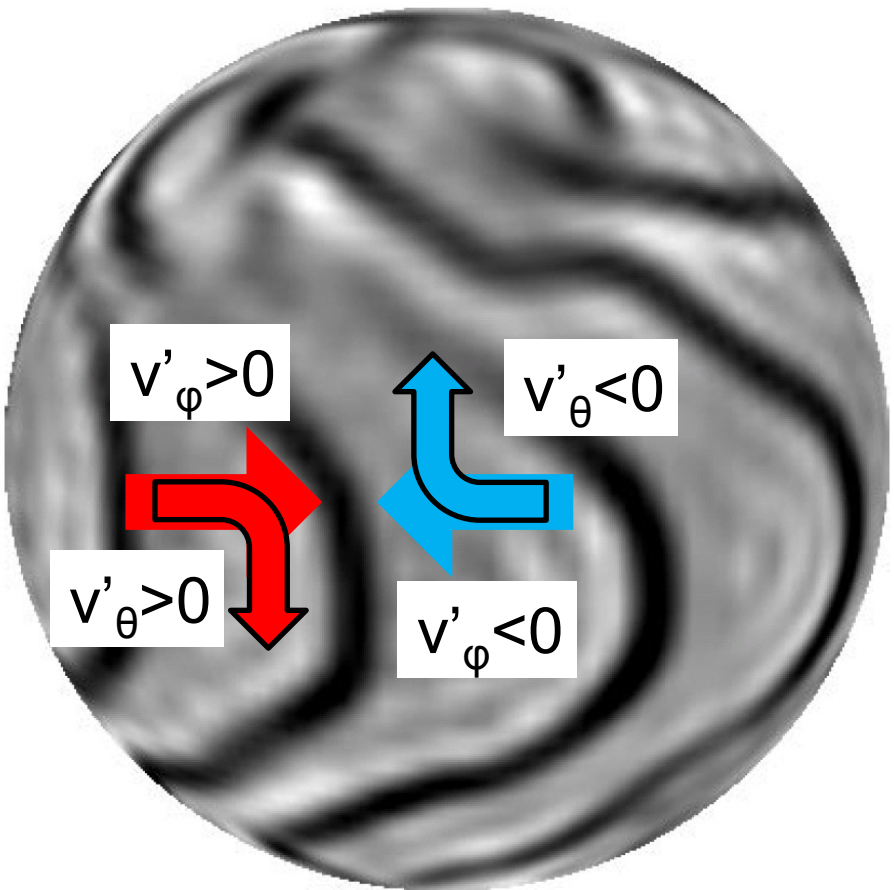
平均を取ると、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}_0) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0) - \nabla \cdot (\rho \langle \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 \rangle)$$

平均場による レイノルズ応力による
角運動量輸送 角運動量輸送

つまり、角運動量輸送は $\langle v'_r v'_\phi \rangle$ (動径方向) \cdot $\langle v'_\theta v'_\phi \rangle$ (緯度方向)によっておこなわれる。

太陽の場合の対流による 角運動量輸送



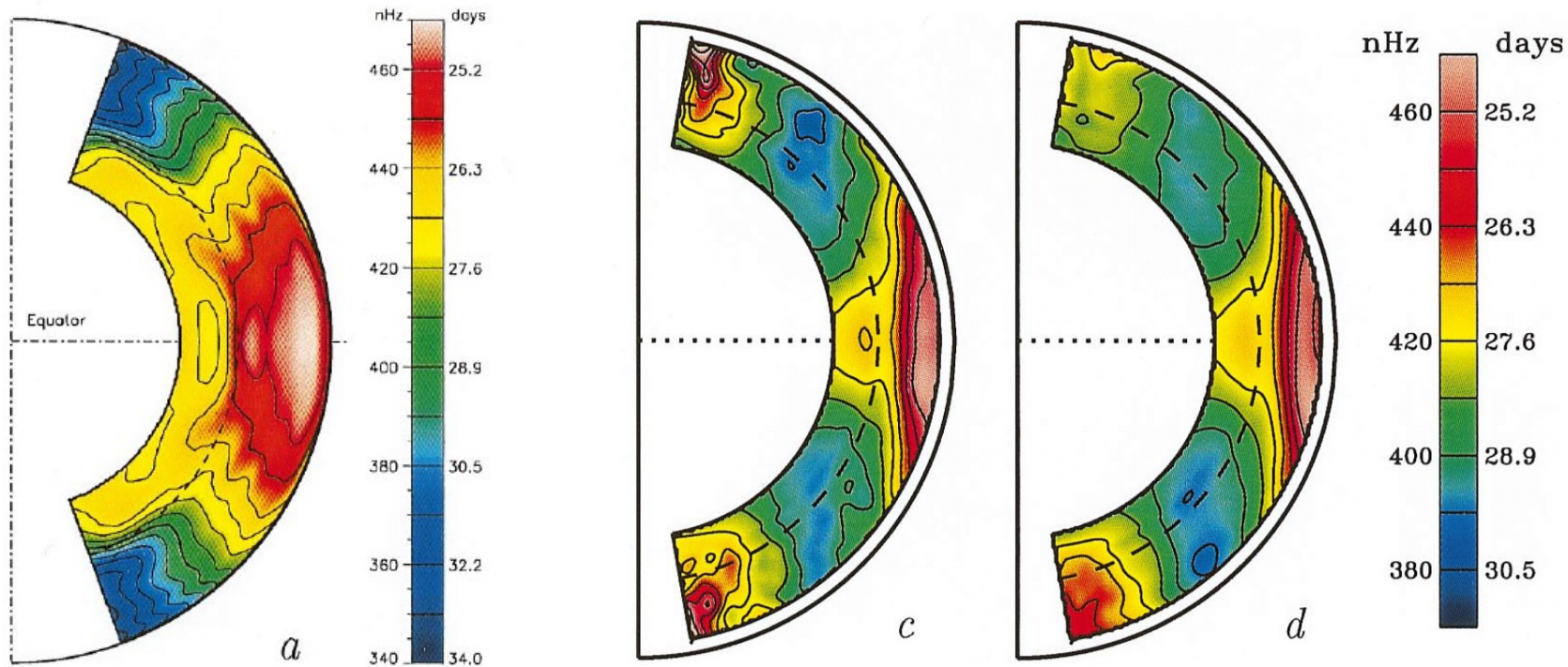
(Miesch+2000)

バナナセルがあるので、
東西方向から下降流に吹きこむ
流れが特徴的になっている。
コリオリ力によって、相関は
 $\langle v'_\theta v'_\phi \rangle > 0$ となり、赤道方向に
角運動量を輸送する。

整理すると

1. コリオリ力によって、対流が
回転軸にまとわりつくようになる
2. 低緯度ではバナナセルが
支配的になる
3. $\langle v'_\theta v'_\phi \rangle > 0$ となり、赤道に
角運動量を運ぶ

10年前の差動回転の計算結果



地震学による結果

粘性の低い結果

粘性の高い結果

Miesch+, 2000

- ・うまくいっている点: 赤道が速く回っている
- ・うまくいっていない点1: 角速度の等値線が回転軸に平行
- ・うまくいっていない点2: 解像度を上げると極が速くなる

Taylor-Proudmanの定理 と温度風平衡の式

渦度方程式(慣性項と粘性項は無視)

$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

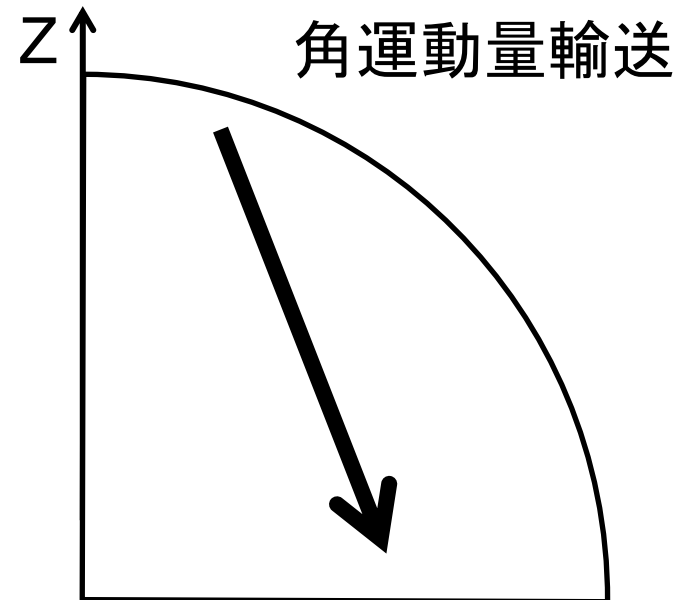
z: 回転軸方向 s: エントロピー

エントロピーが全球内で一定の時、
(最後の項がゼロの時)

定常状態では

$$\boxed{\frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0}$$

となる。回転軸方向に、角速度が
変化しない(Taylor-Proudmanの定理)



太陽の角速度分布を考えると赤道に比べて、**極が10Kほど高い**。(200万Kの背景場の中で！！)

Taylor-Proudmanの定理 と温度風平衡の式

渦度方程式(慣性項と粘性項は無視)

$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

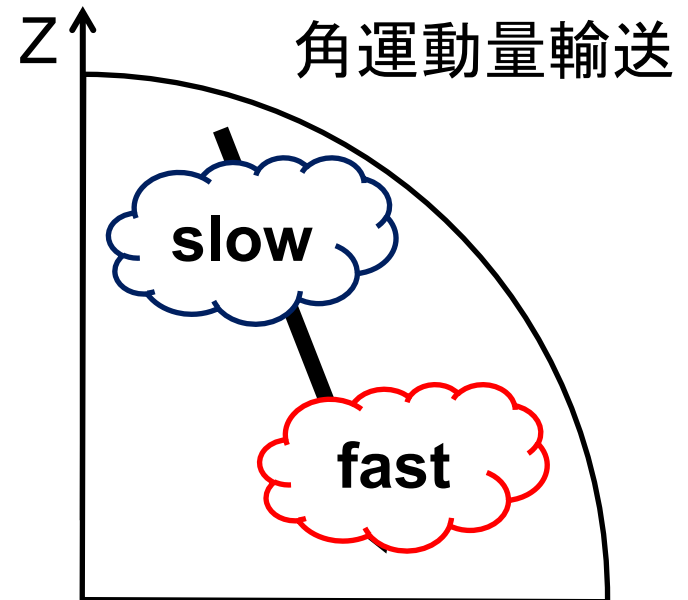
z: 回転軸方向 s: エントロピー

エントロピーが全球内で一定の時、
(最後の項がゼロの時)

定常状態では

$$\boxed{\frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0}$$

となる。回転軸方向に、角速度が
変化しない(Taylor-Proudmanの定理)



太陽の角速度分布を考えると赤道に比べて、極が10Kほど高い。(200万Kの背景場の中で！！)

Taylor-Proudmanの定理 と温度風平衡の式

渦度方程式(慣性項と粘性項は無視)

$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

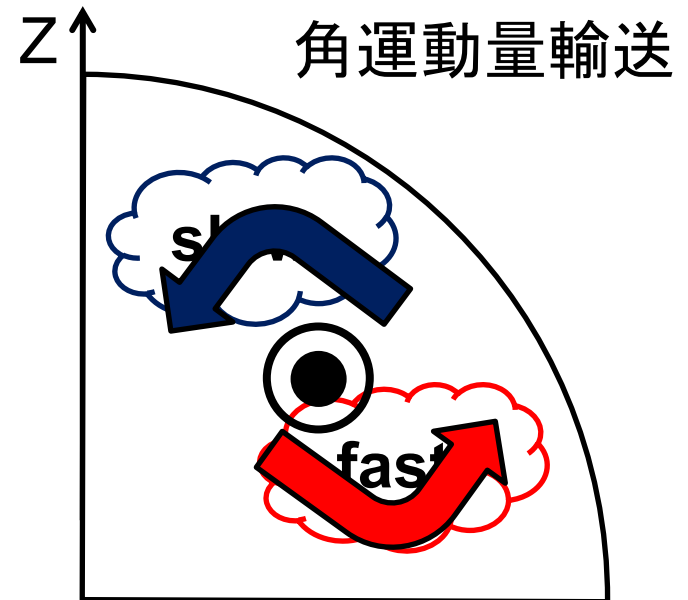
z: 回転軸方向 s: エントロピー

エントロピーが全球内で一定の時、
(最後の項がゼロの時)

定常状態では

$$\boxed{\frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0}$$

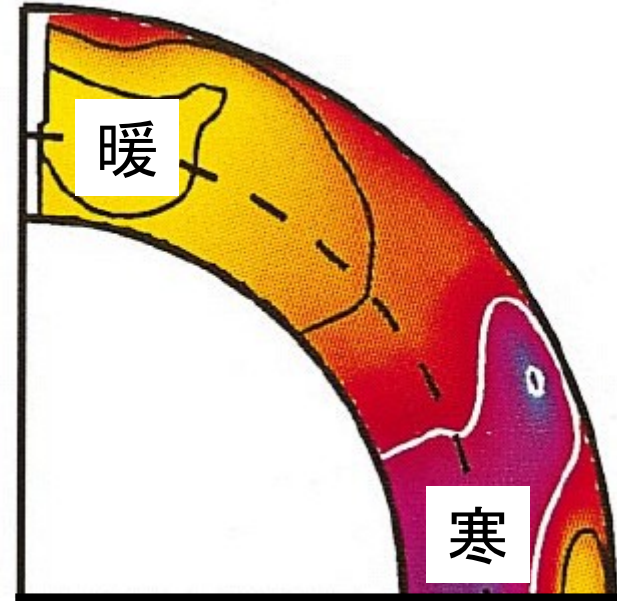
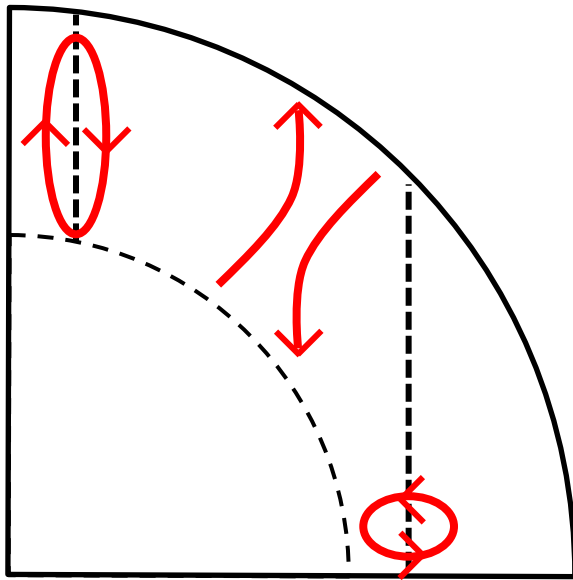
となる。回転軸方向に、角速度が
変化しない(Taylor-Proudmanの定理)



太陽の角速度分布を考えると赤道に比べて、極が10Kほど高い。(200万Kの背景場の中で！！)

対流による熱輸送

どうやって、エントロピー勾配をつくるかが現在の大きな問題
一つ目の案は対流の非等方性によって、極が暖まるという案



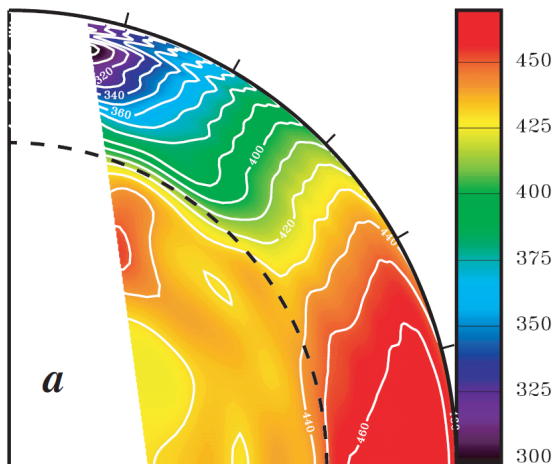
極域では、動径方向の対流で軸からの距離が変わらないのに対して、赤道域では距離が変わり抑制される(極域の方が熱フラックスが大きい。)

対流直接数値計算でも確かに極が暖まっている。
その差は3Kほどで、足りない
→解像度が足りていない？

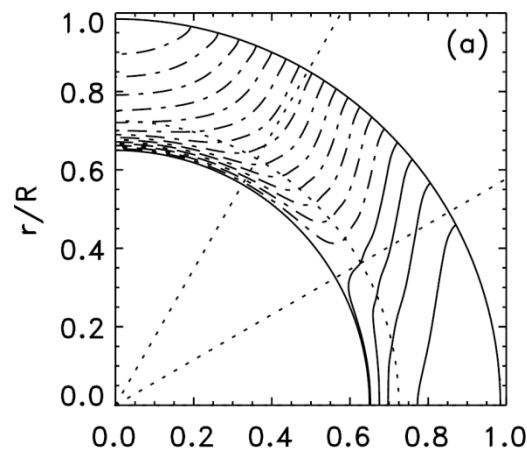
対流安定な層の効果

対流安定な層が対流層の下にあれば、角運動量輸送の結果、エントロピー勾配は、自然に作られるというもの。対流をあらわに解かない**平均場モデル**で実証(Rempel, 2005, 2006)

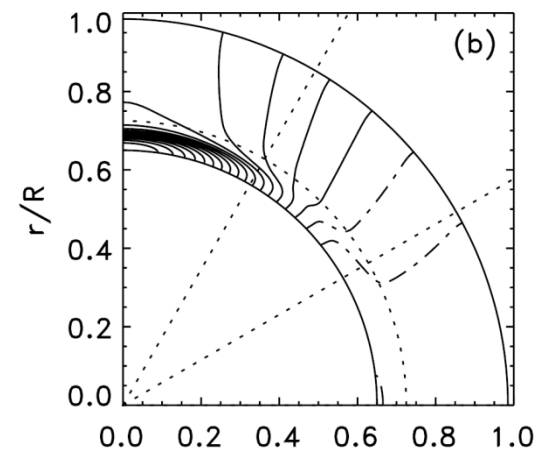
1. 平均場の流体の方程式を解く
2. 対流のスケールの現象は乱流粘性、乱流熱伝導、乱流による角運動量輸送(Λ 効果)として扱う。



現実の太陽の差動回転



内部角速度



エントロピー分布

角速度分布の実現

渦度方程式

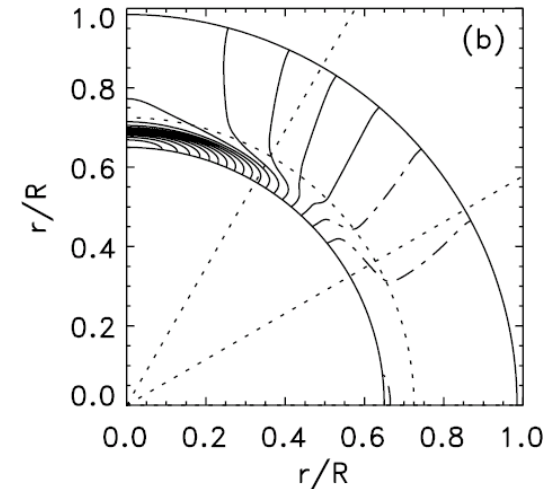
$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

ここで $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$ としてある。

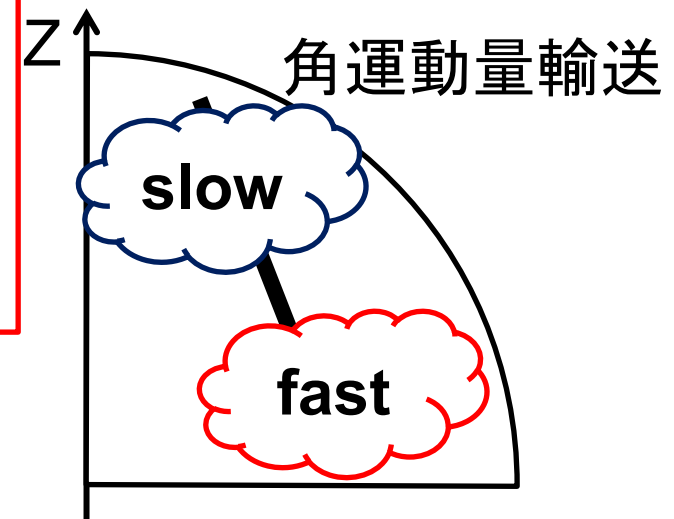
以下のプロセスを経て、定常状態となる。

1. **対流輸送により $\partial \Omega / \partial z$ が負の値になる**
2. 負の ω_ϕ ができて、動径方向の速度が高緯度で負、低緯度で正になる。
3. エントロピーの分布が高緯度で正、低緯度で負となる。
4. $\partial s_1 / \partial \theta$ が負の値になり、 $\partial \Omega / \partial z$ が負のままでいられる。
5. 最終的に定常状態になる。

エントロピーの緯度勾配があれば
Taylor-Proudman stateを打ち破れる！



計算で得られる
エントロピーの分布



角速度分布の実現

渦度方程式

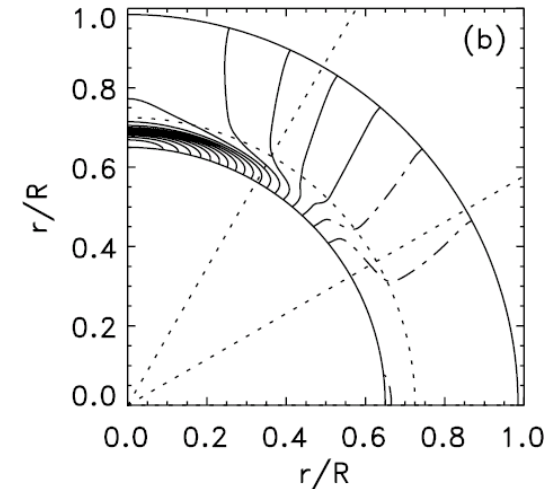
$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

ここで $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$ としてある。

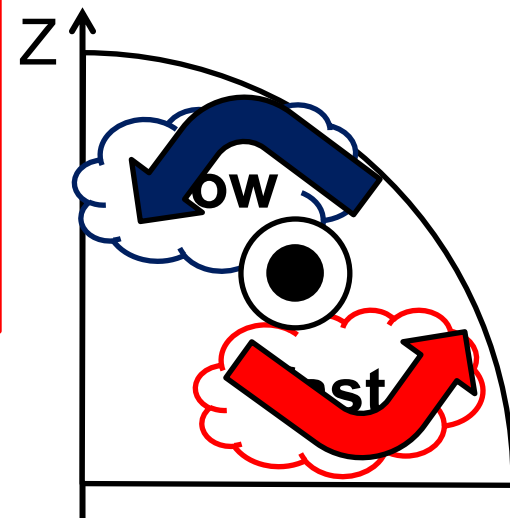
以下のプロセスを経て、定常状態となる。

1. 対流輸送により $\partial \Omega / \partial z$ が負の値になる
2. 負の ω_ϕ ができて、動径方向の速度が高緯度で負、低緯度で正になる
3. エントロピーの分布が高緯度で正、低緯度で負となる。
4. $\partial s_1 / \partial \theta$ が負の値になり、 $\partial \Omega / \partial z$ が負のままでいられる。
5. 最終的に定常状態になる。

エントロピーの緯度勾配があれば
Taylor-Proudman stateを打ち破れる！



計算で得られる
エントロピーの分布



角速度分布の実現

渦度方程式

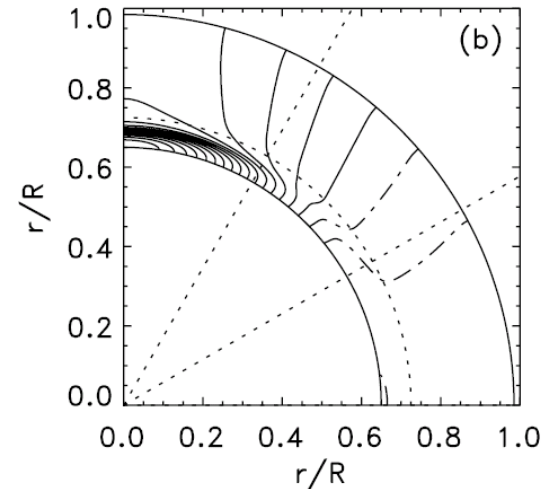
$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

ここで $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$ としてある。

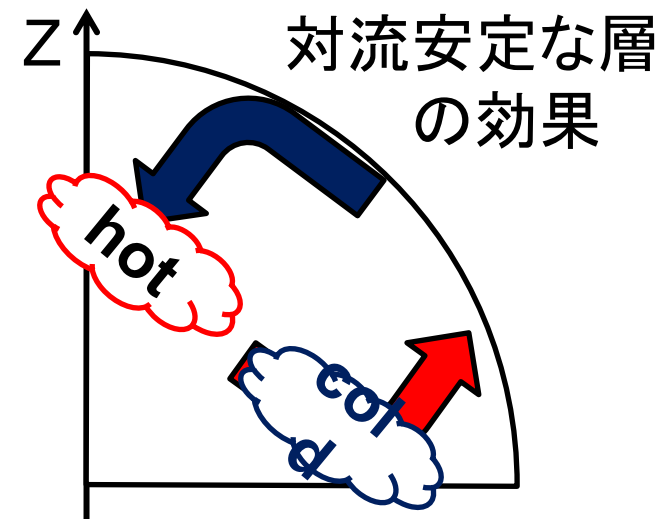
以下のプロセスを経て、定常状態となる。

1. Λ 効果により $\partial \Omega / \partial z$ が負の値になる
2. 負の ω_ϕ ができて、動径方向の速度が高緯度で負、低緯度で正になる。
3. **エントロピーの分布が高緯度で正、低緯度で負となる**
4. $\partial s_1 / \partial \theta$ が負の値になり、 $\partial \Omega / \partial z$ が負のままでいられる。
5. 最終的に定常状態になる。

エントロピーの緯度勾配があれば
Taylor-Proudman stateを打ち破れる！



計算で得られる
エントロピーの分布



角速度分布の実現

渦度方程式

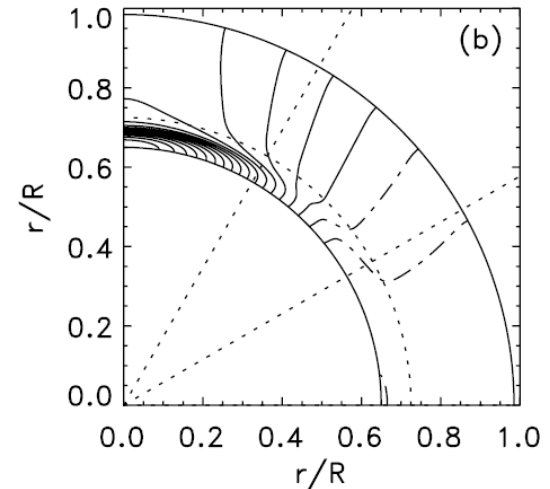
$$\frac{\partial \omega_\phi}{\partial t} = [\dots] + r \sin \theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} \boxed{-\frac{g}{\gamma r} \frac{\partial s_1}{\partial \theta}}$$

ここで $\omega = \nabla \times \mathbf{v}$ としてある。

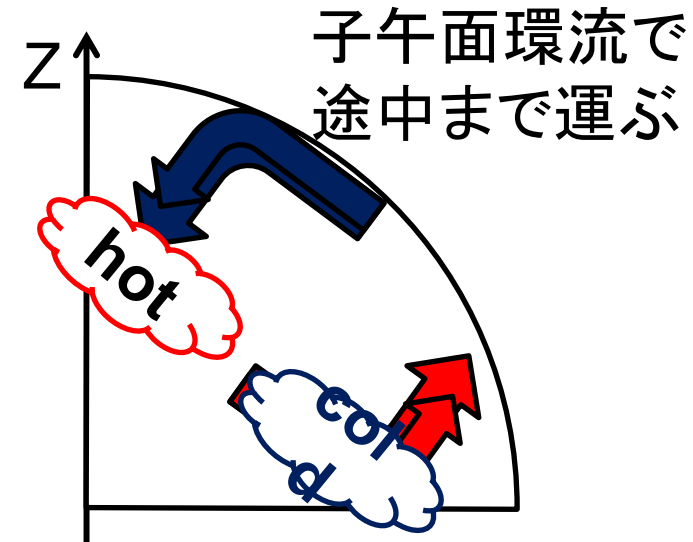
以下のプロセスを経て、定常状態となる。

1. Λ 効果により $\partial \Omega / \partial z$ が負の値になる
2. 負の ω_ϕ ができて、動径方向の速度が高緯度で負、低緯度で正になる。
3. エントロピーの分布が高緯度で正、低緯度で負となる。
4. $\partial s_1 / \partial \theta$ が負の値になり、 $\partial \Omega / \partial z$ が負のままでいられる。
5. 最終的に定常状態になる。

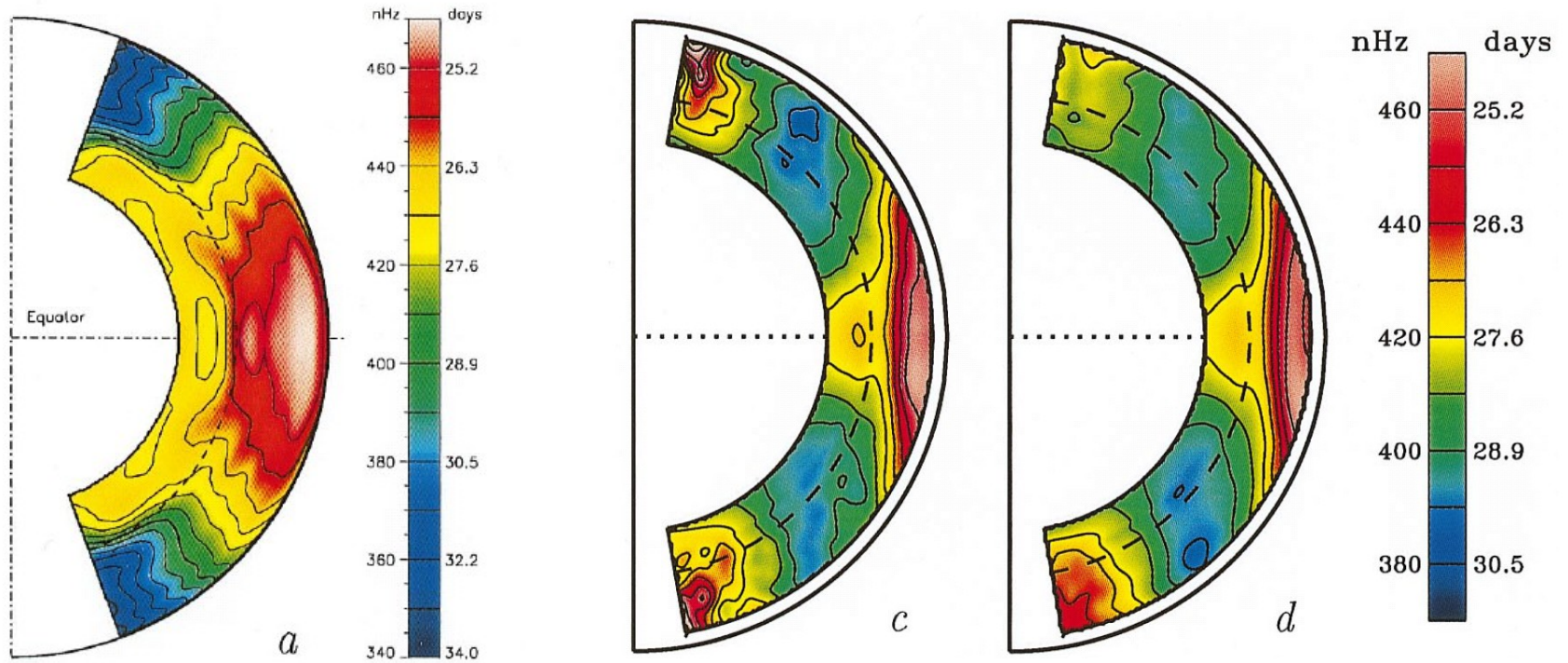
エントロピーの緯度勾配があれば
Taylor-Proudman stateを打ち破れる！



計算で得られる
エントロピーの分布



ここまでの話を整理



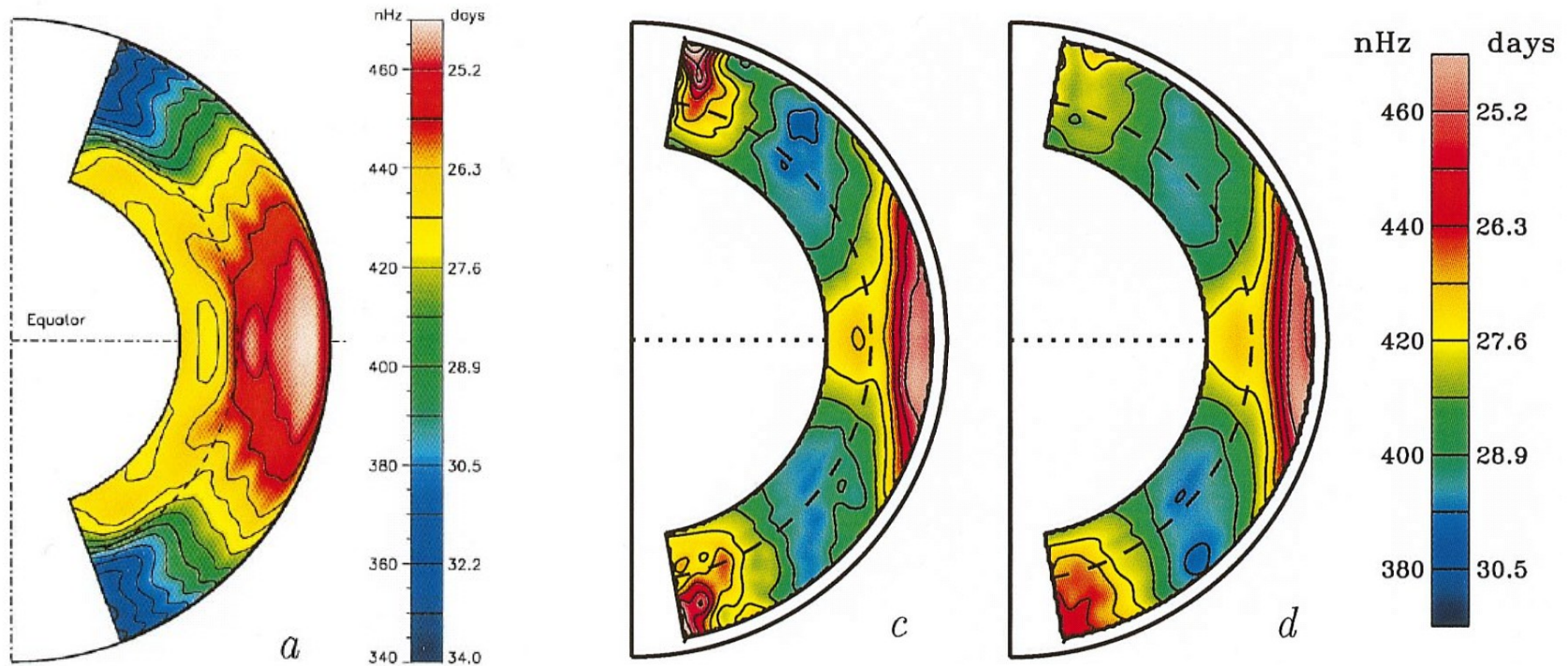
日震学による結果

粘性の低い結果

粘性の高い結果 ^{Miesch+, 2000}

1. 対流直接数値計算をしてみたところ、 $\partial\Omega/\partial z=0$ となるような計算結果だった
2. 現実の太陽を再現するには、極が10Kほど赤道より暖かい必要が
3. それを実現するためには、対流を詳しく解く・overshoot regionをちゃんと解く・磁場と一緒に解くが必要か？

10年前の差動回転の計算結果



地震学による結果

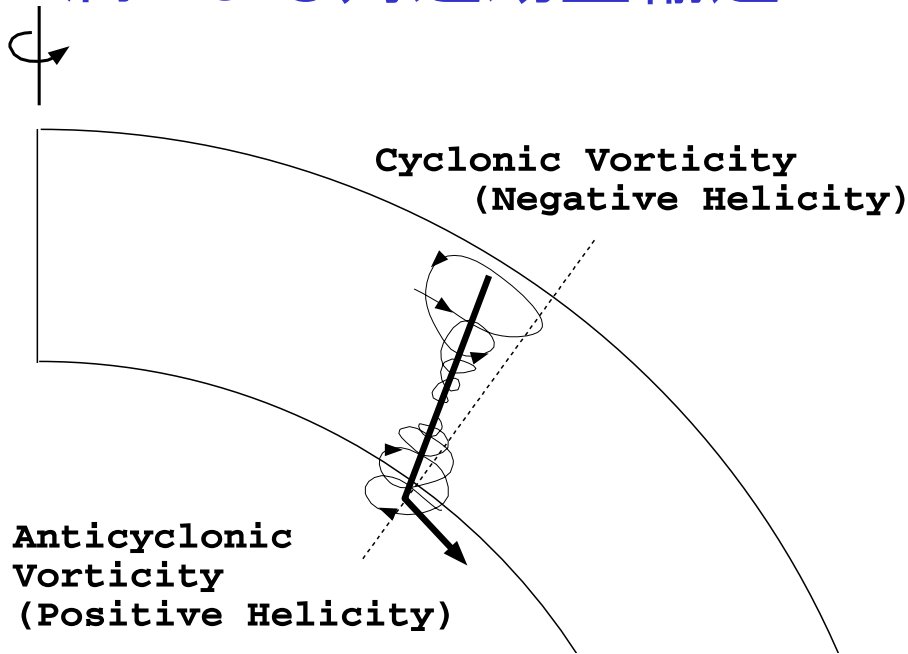
粘性の低い結果

粘性の高い結果

Miesch, 2005

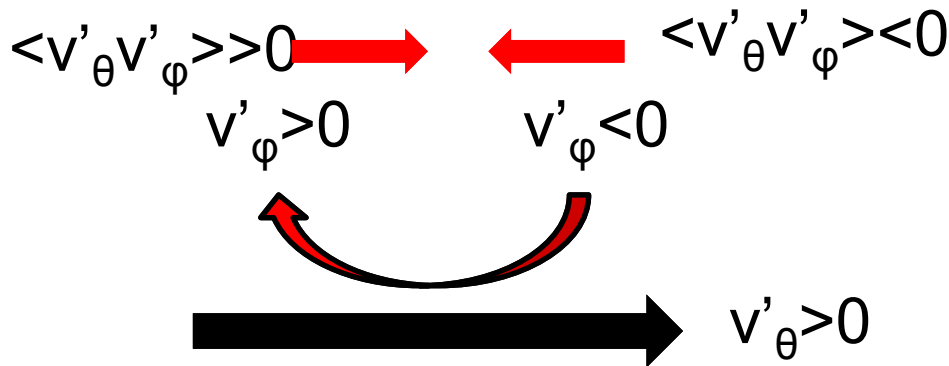
- ・うまくいっている点: **赤道が速く回っている**
- ・うまくいっていない点1: **角速度の等値線が回転軸に平行**
- ・うまくいっていない点2: **解像度を上げると極が速くなる**

渦による角運動量輸送



Miesch, 2005

今 $\langle v'_\theta w'_r \rangle < 0$ となり、高緯度で正の角運動量を発生させる。

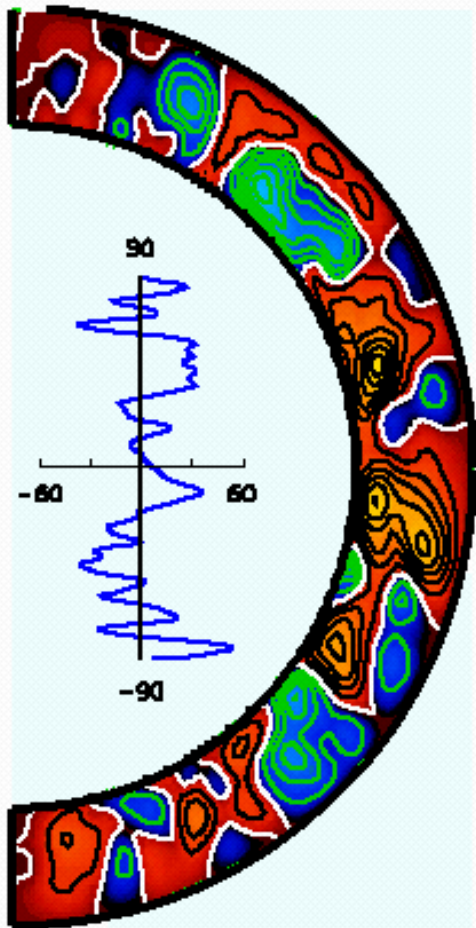


はじめにコリオリ力により、**正の渦度**をもった渦が表面近くの下流付近で発生。

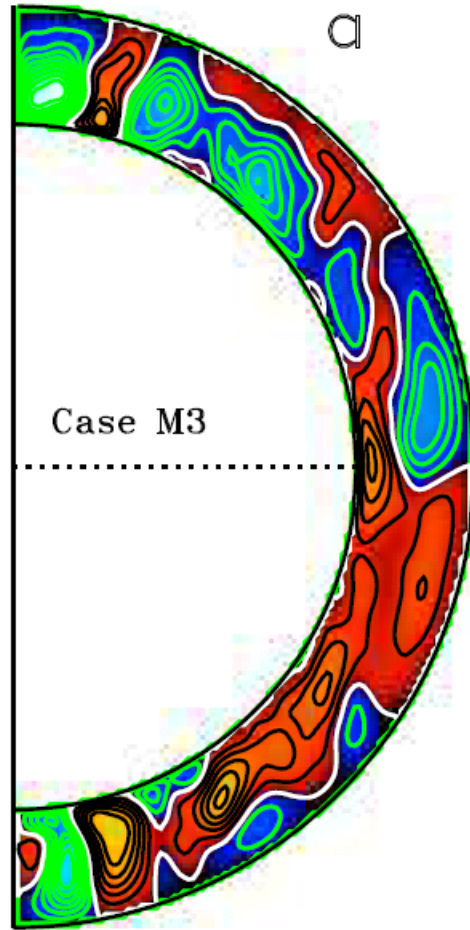
対流層の底では、安定層の存在により、**負の渦度**を持った渦が発生
コリオリ力により下流はやや赤道方向を向いているので、**負の渦度**を持った渦が赤道方向に流される

よって、乱流的になると極が加速

10年前の子午面環流の計算結果



子午面環流の
時間変化
(プロットは表面)



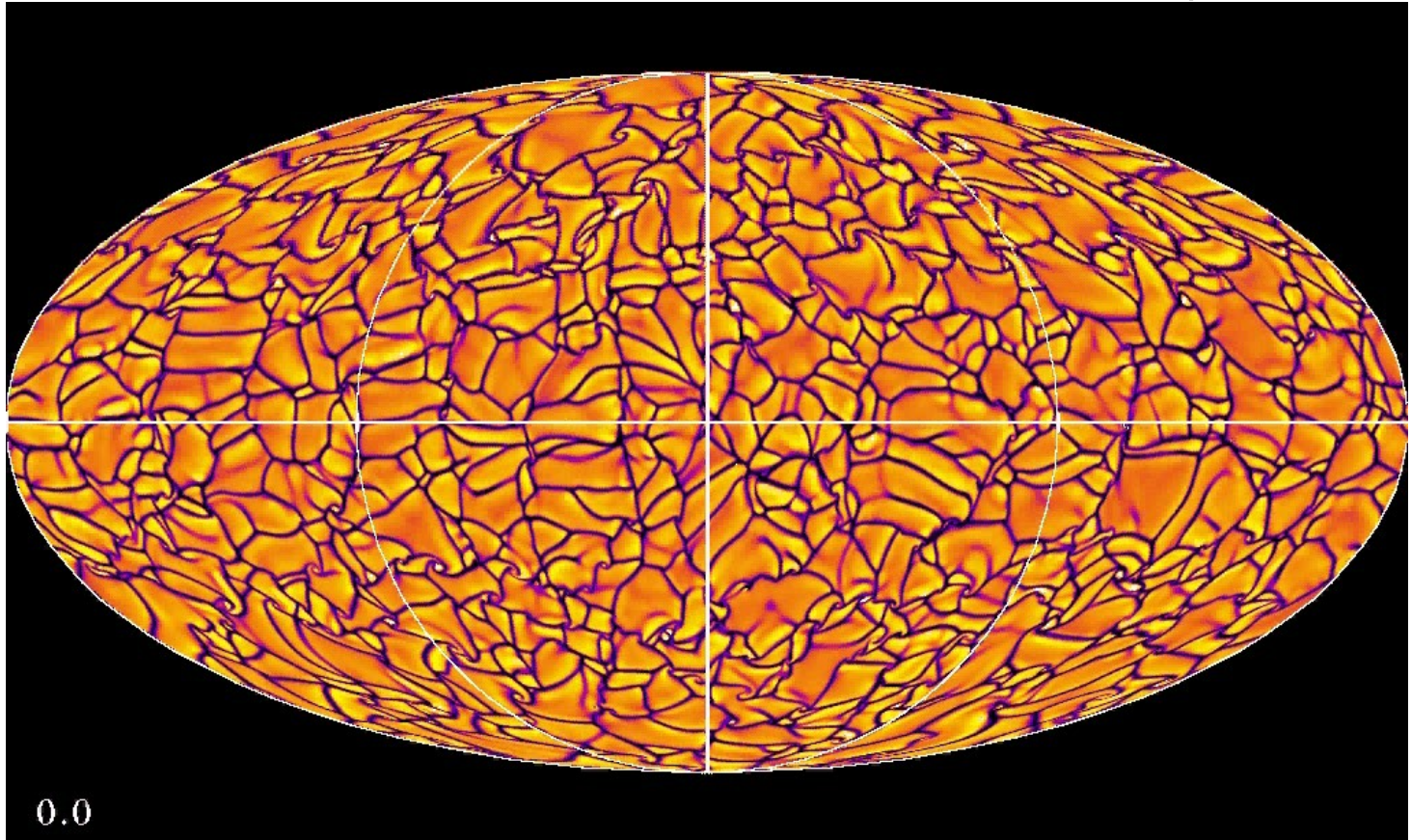
60日平均の
子午面環流
赤: CW 緑: CCW
(Miesch, 2005)

子午面環流のエネルギーは
差動回転の二桁小さく、時間
変動が大きい。
時間平均しても太陽ダイナモモ
デルが予想するような、
表面で極方向、対流層の底で
赤道方向というような1セルの
子午面環流は達成できない

レイノルズ応力による角運動
量輸送と子午面環流による
角運動量輸送が釣り合っているのが理想

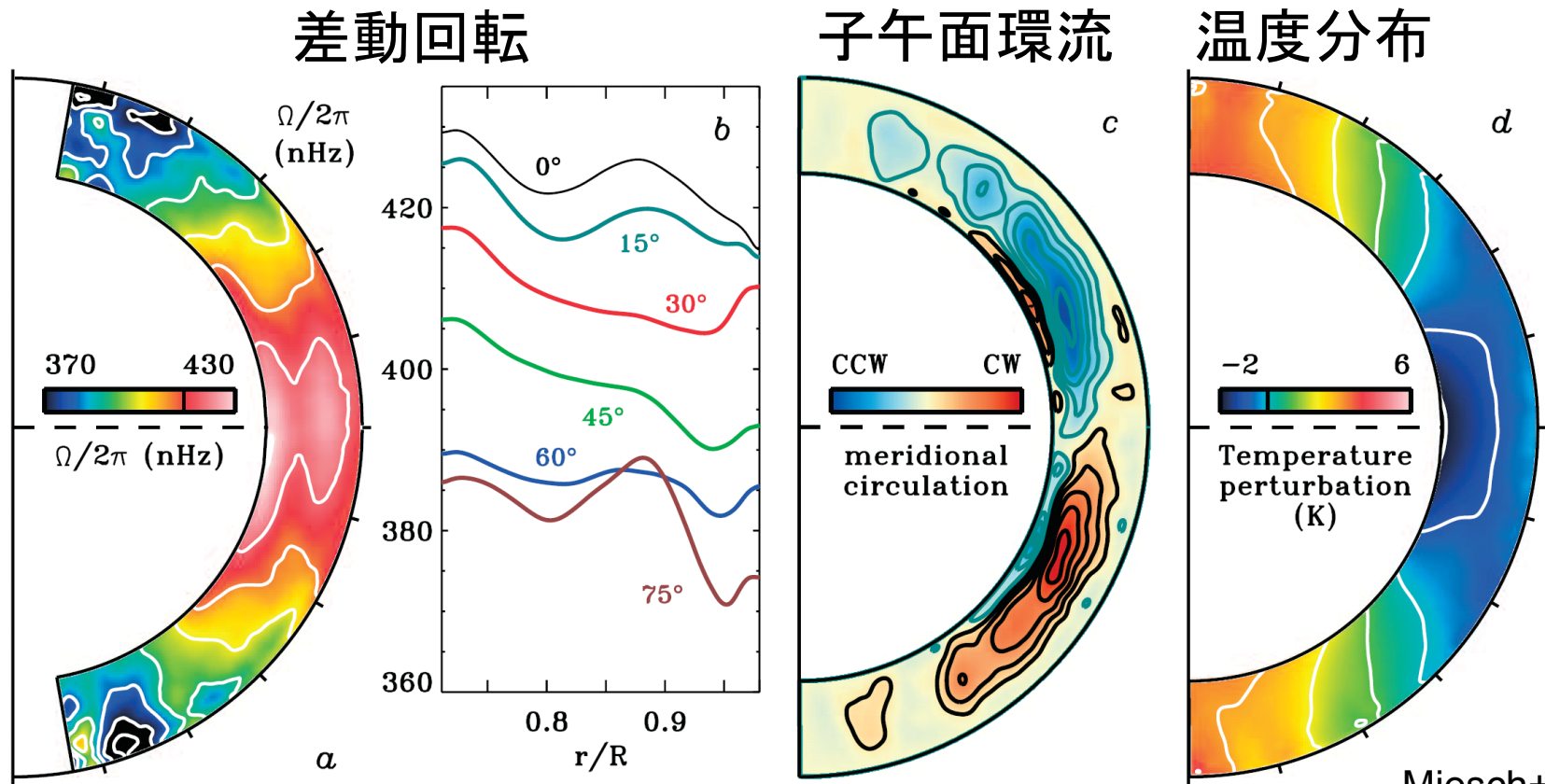
エントロピー勾配を入れた数値計算 から最新の計算結果まで

最新の計算(解像度:257x1024x2048)でも、対流の非等方性のみでは、エントロピー勾配が達成できていないために、人工的にエントロピー勾配を入れるという手法がとられている(Miesch+2006)



(courtesy of Miesch)

最新の差動回転・子午面環流 の計算結果

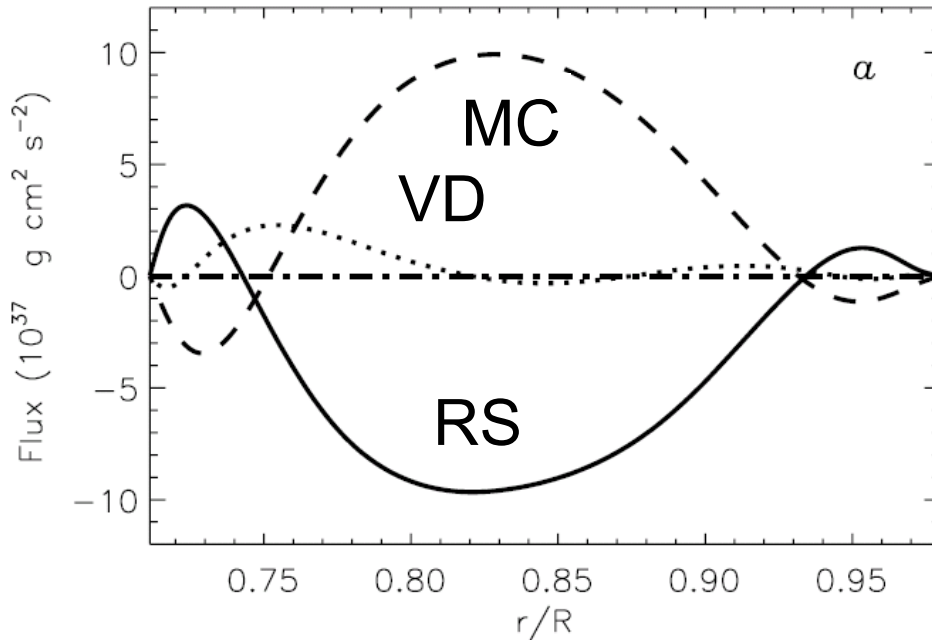


Miesch+, 2006

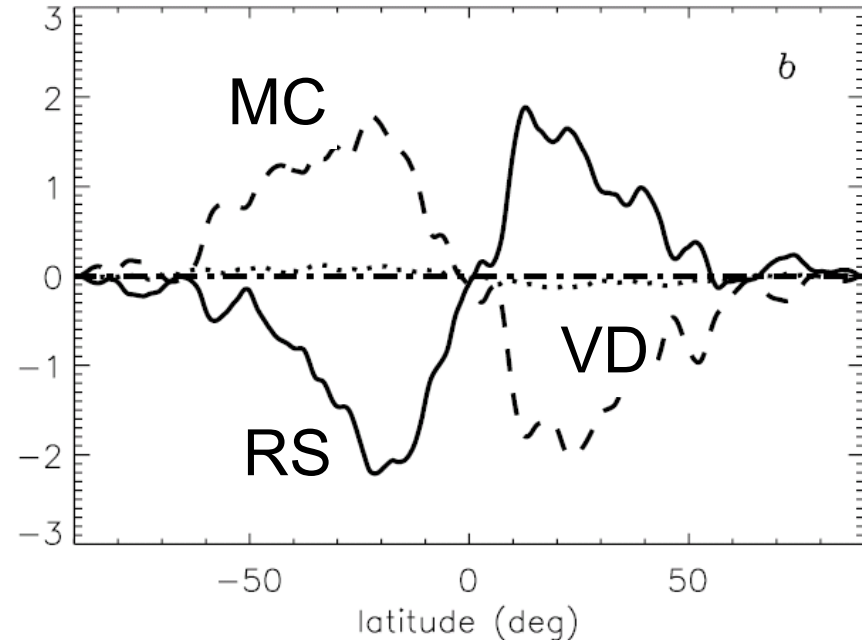
対流層の底に人工的に、エントロピー勾配を入れたのでTaylor-Proudmanになるのを避けている。さらには運動学的ダイナモモデルが予想する**一セルの子午面環流**ができています。

子午面環流がどうして達成された？

角運動量輸送が重要



動径方向



緯度方向

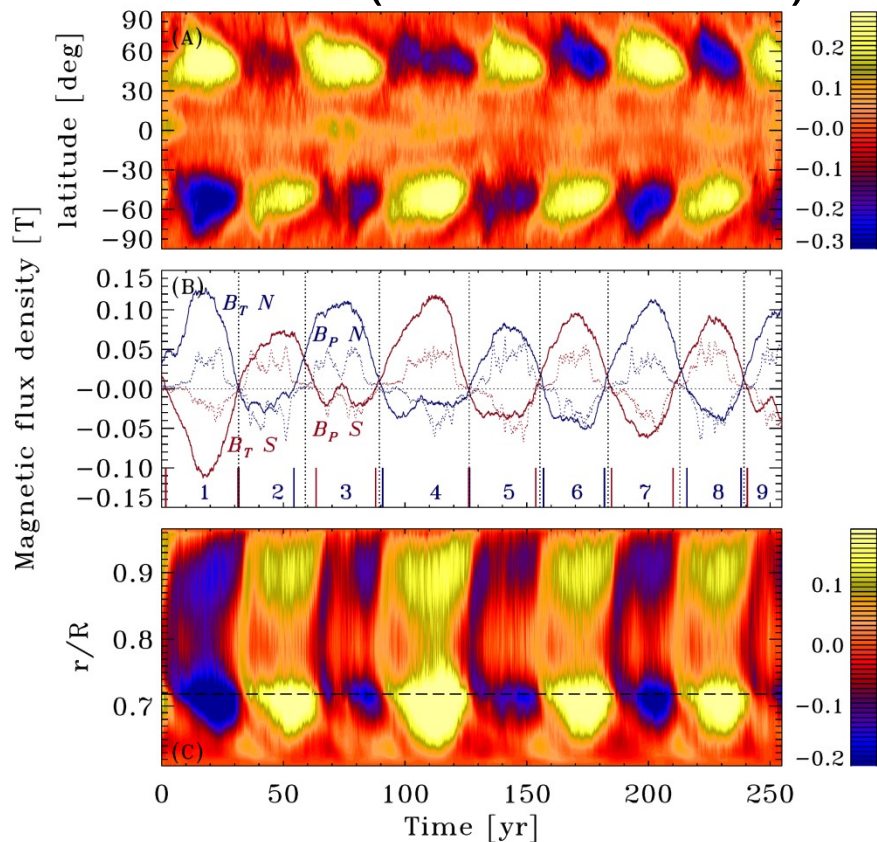
Miesch+, 2006

RS:レイノルズ応力 MC:子午面環流 VD:粘性 による角運動量輸送

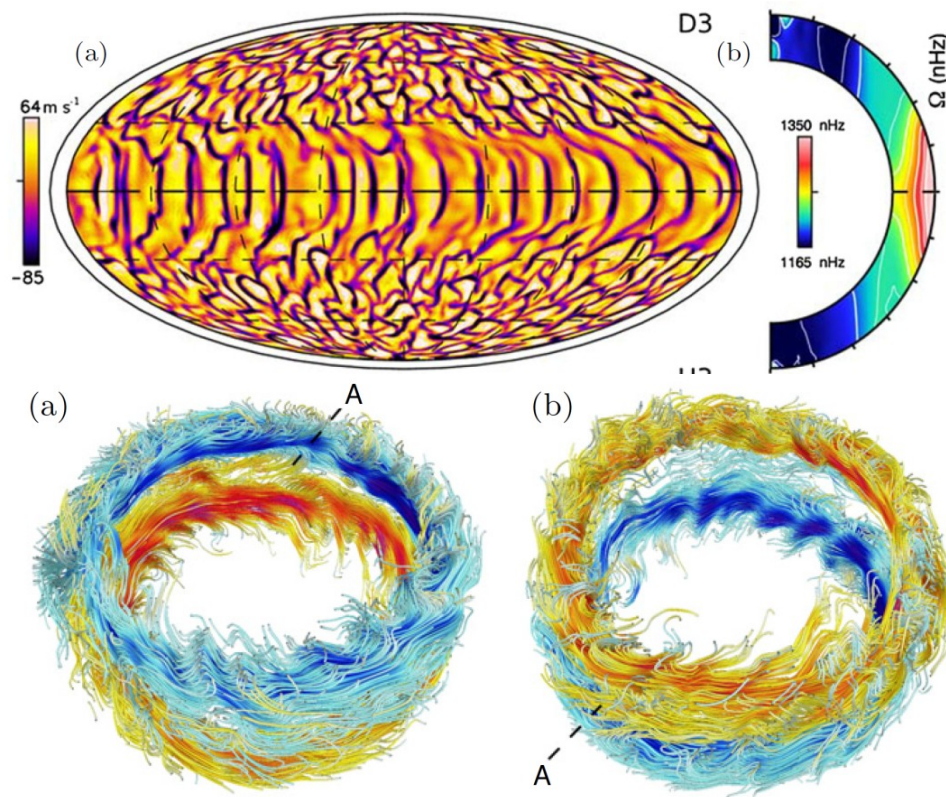
レイノルズ応力と子午面環流による角運動量輸送が釣り合っている。
(分子粘性が小さい)

磁場を入れた対流数値計算

太陽パラメーターで周期が出た結果(Ghizaru+2010)



回転を速くした時の磁場



(Brown+2010)

磁場を作ろうとしても、黒点を作るような強くて(10^5 G)、細い(1000 km)が作れない。もしくは、プラントル数($=\nu/\eta$)が小さくできないなどが問題

「対流による角運動量輸送・差動回転・子午面環流」 のまとめ

太陽内部の差動回転(角速度分布)

赤道が極より速い回転

Reynolds応力による角運動量輸送で説明可能

動径方向に等角速度分布(非Taylor-Proudman的)

温度風平衡(極域が赤道域より10K程度高い)

熱対流安定層での子午面循環流で説明可能?

子午面環流は、シミュレーションで兆しがみえてきた

まだばたつきが大きい(数値拡散の影響?)

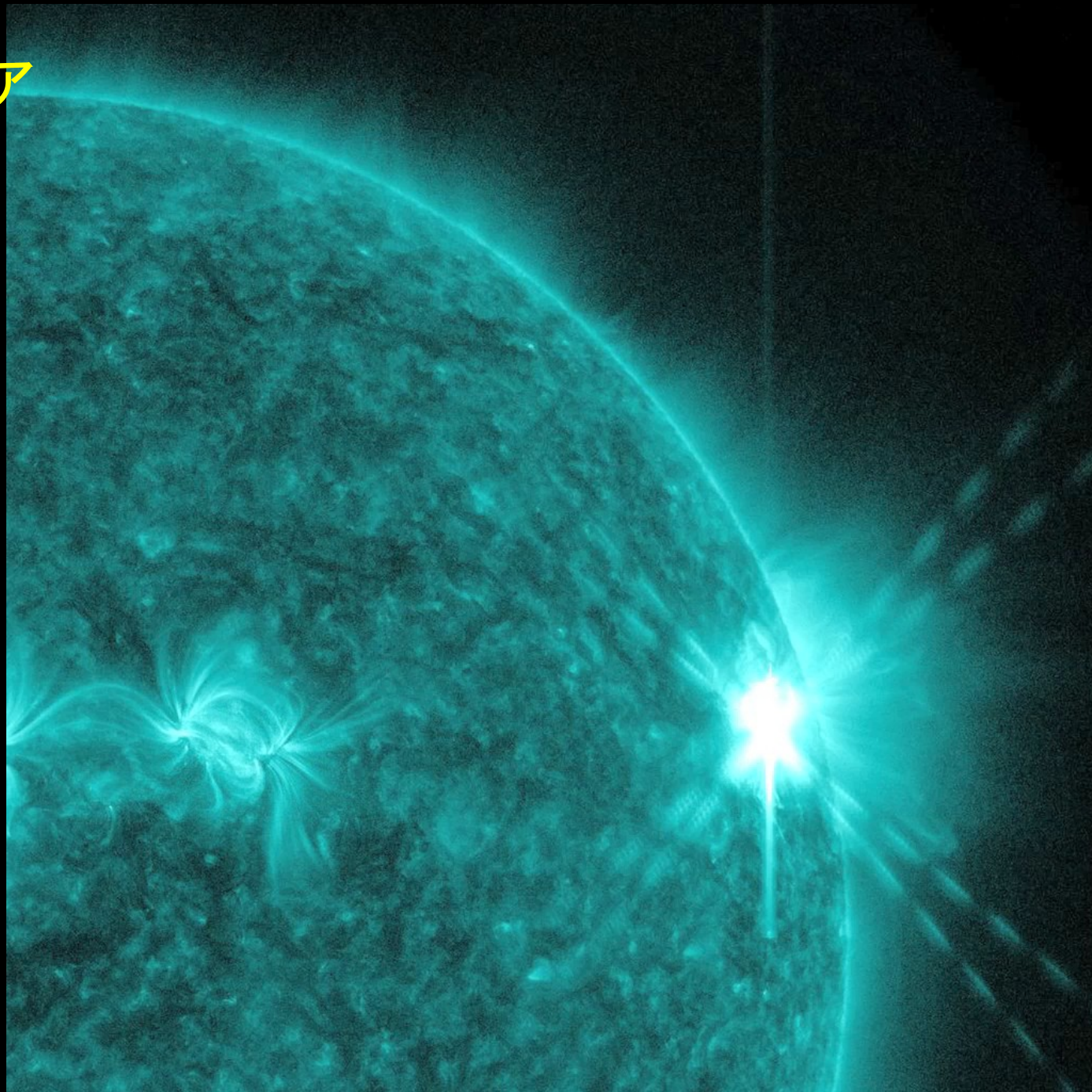
MHDダイナモ

周期性がみえてきた

磁束輸送ダイナモと基本的には調和的な結果

4. 太陽フレアの 磁気リコネクションモデル

太陽フレア



NASA

太陽フレア

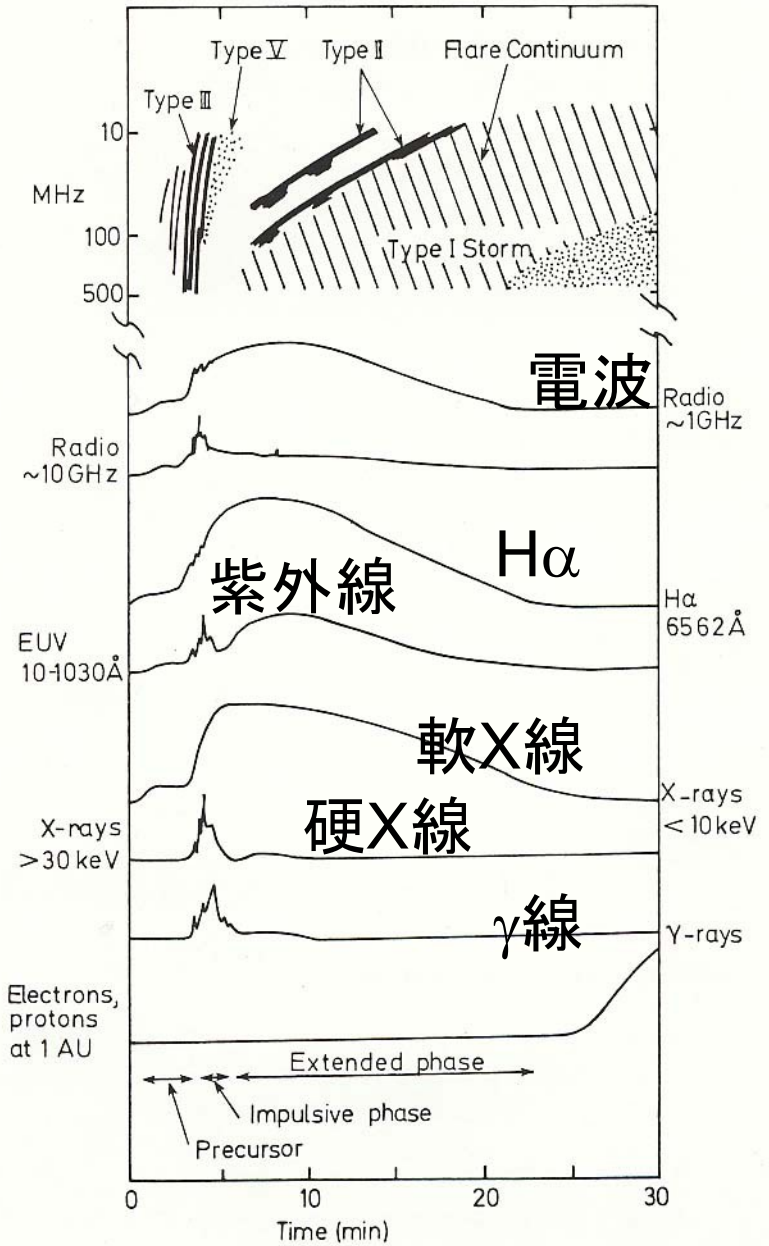
太陽大気でおこる爆発現象
あらゆる波長(電波からγ線まで)の電磁波
が、数分から数時間にわたって増光

エネルギー 10^{29} - 10^{32} erg
マグニチュード8の地震のエネルギーの10万倍
から1億倍
(現在の)太陽系で最大規模の爆発現象
10年間で3000個程度

超高温プラズマ 数千万度から数億度(もとの
コロナの数から数百倍)

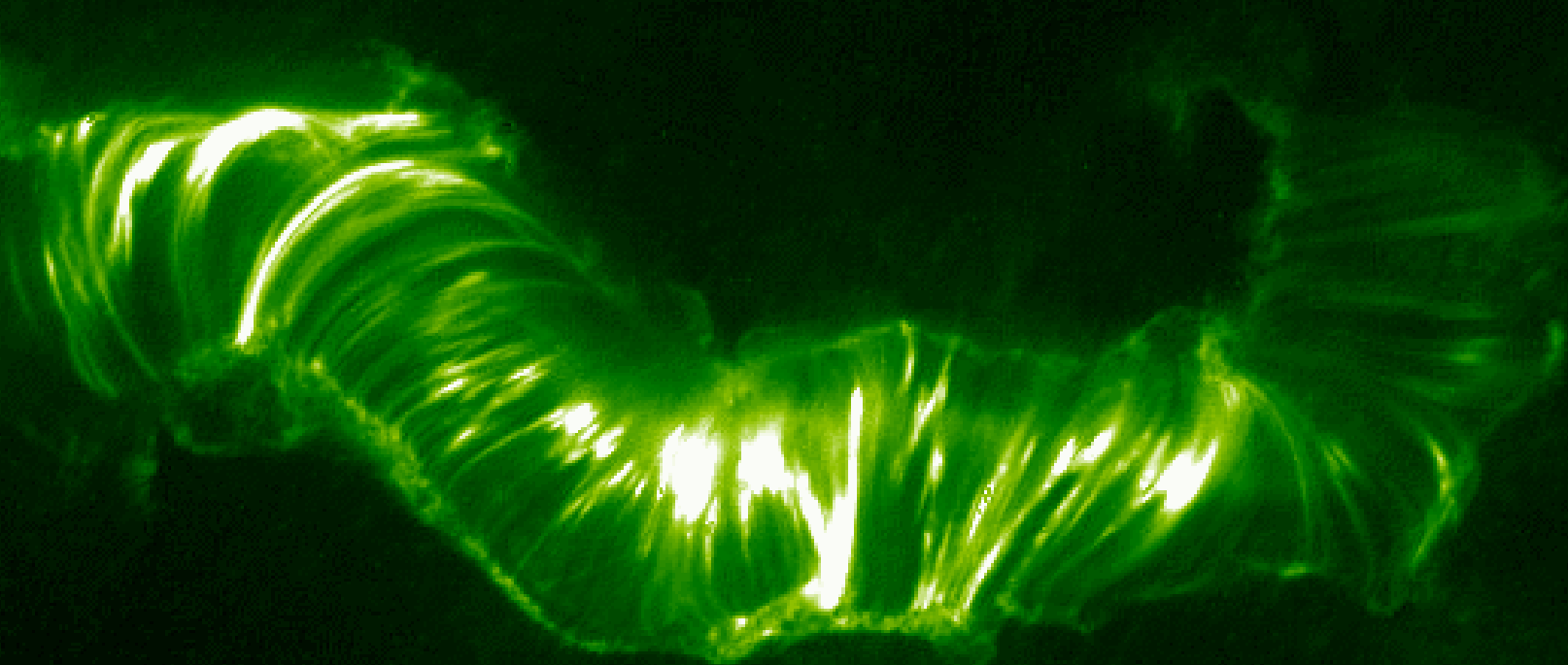
高エネルギー粒子(Maxwell分布からはずれた
粒子) 数十keVから数MeV

ときにCMEやフィラメント放出などの大規模な
プラズマ放出現象をともなう



(Kane, 1974, IAU, p105)

太陽フレア

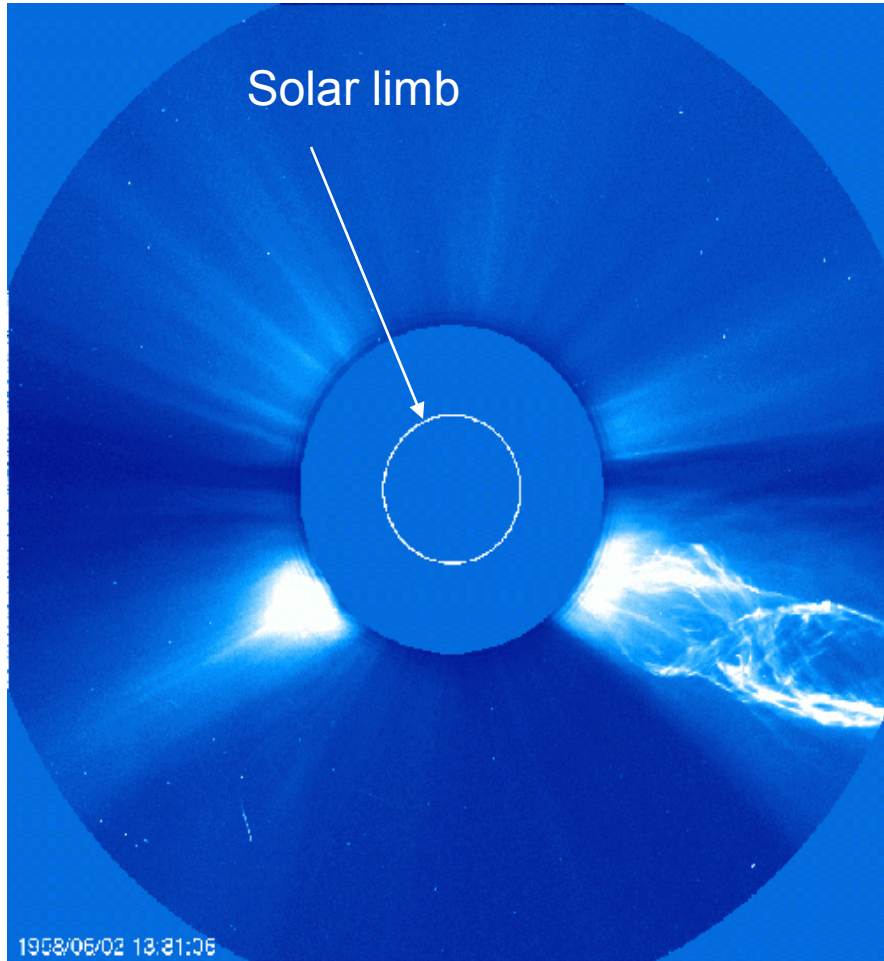


TRACE衛星 NASA提供
SOHO衛星 NASA/ESA提供

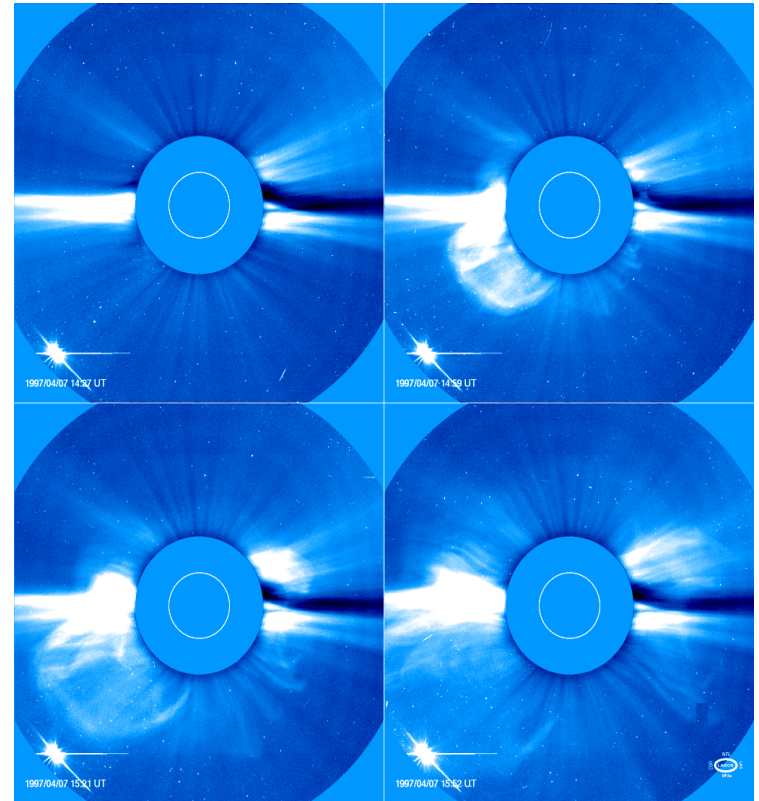
ムービー1

ムービー2

コロナ質量放出現象(CME)



SOHO/LASCO
NASA・ESA提供



1000 km/sec

30億トン

太陽コロナ

温度 2MK

密度 10^9cm^{-3}

磁場 数-100G

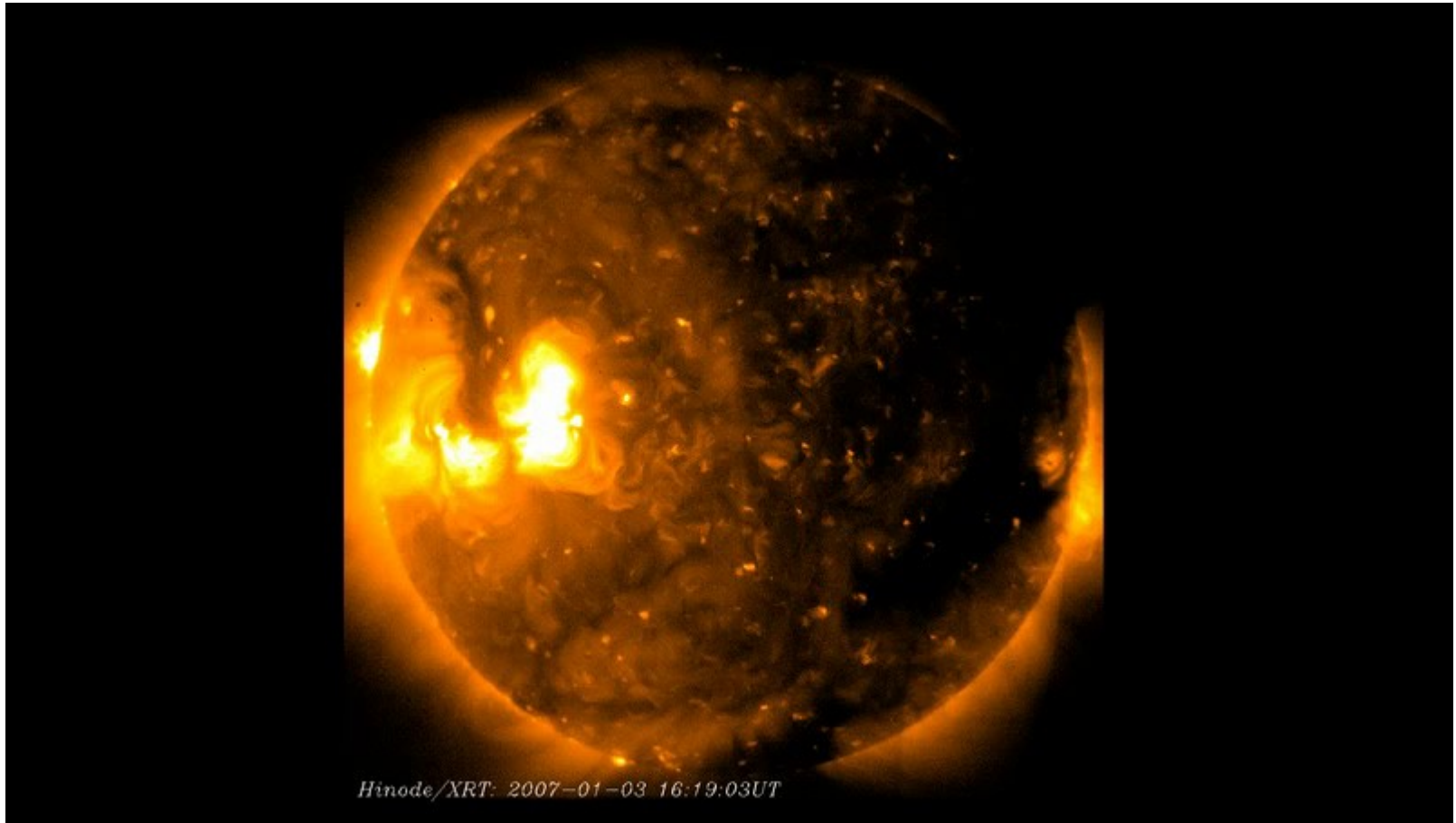
ループ長 $10^4 - 10^5\text{ km}$

プラズマ β (ガス圧/磁気圧) 0.01-0.1

Alfven時間 1-100 sec

拡散時間 1 Myr

磁気Reynolds数 10^{13}



活動領域周辺の磁場エネルギーの見積もり

$L = 10^5 \text{ km}$ 立方の空間を占める

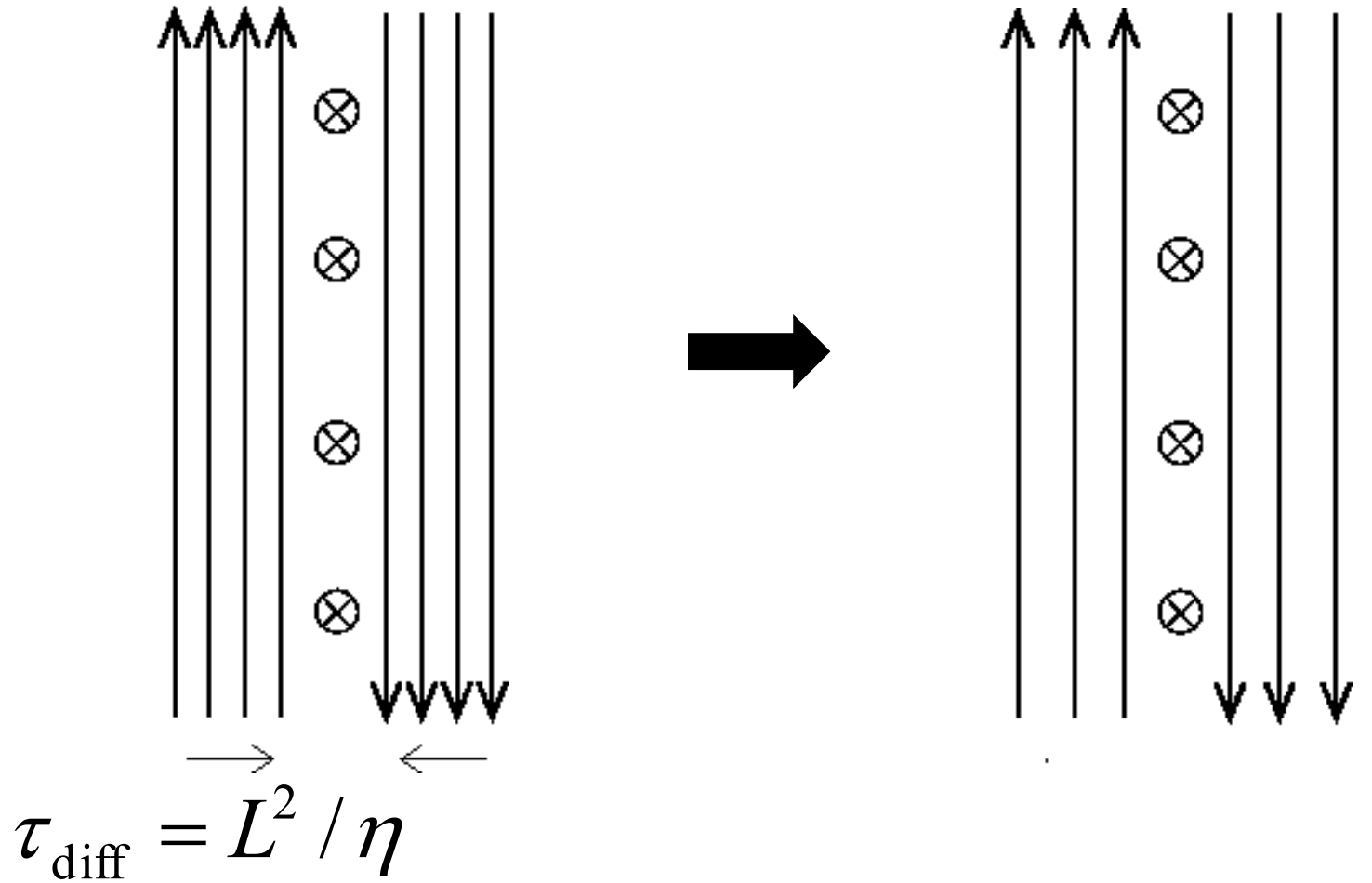
$B = 100 \text{ Gauss}$ の磁場のエネルギー

$$E_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi} L^3$$

$$\approx 4 \times 10^{32} \text{ erg} \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{L}{10^5 \text{ km}} \right)^3$$

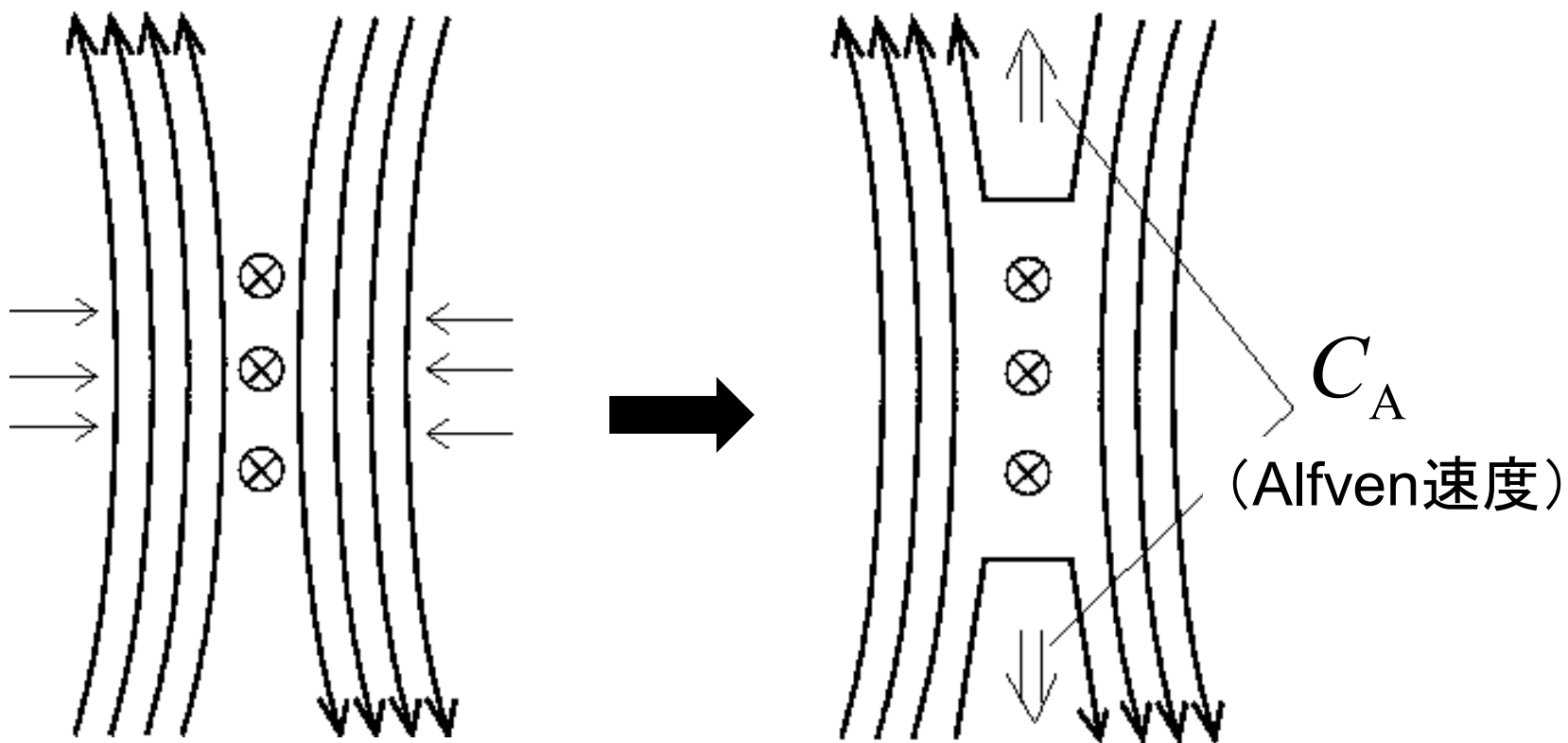
$$(E_{\text{flare}} \approx 10^{29} - 10^{32} \text{ erg})$$

Joule (Ohm) 散逸



$$\approx 3 \times 10^7 \text{ yr} \left(\frac{L}{10^5 \text{ km}} \right)^2 \left(\frac{\eta}{10^5 \text{ cm}^2 / \text{s}} \right)^{-1}$$

磁気リコネクション

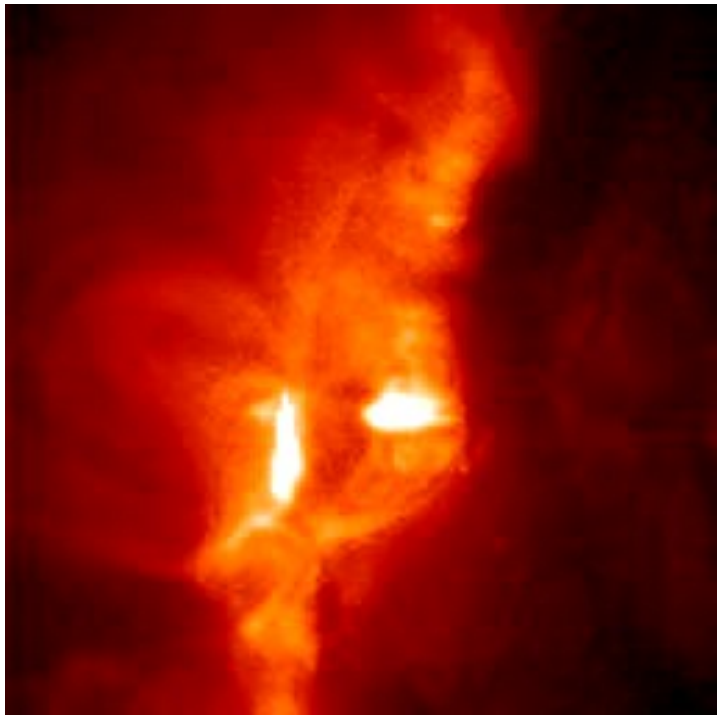
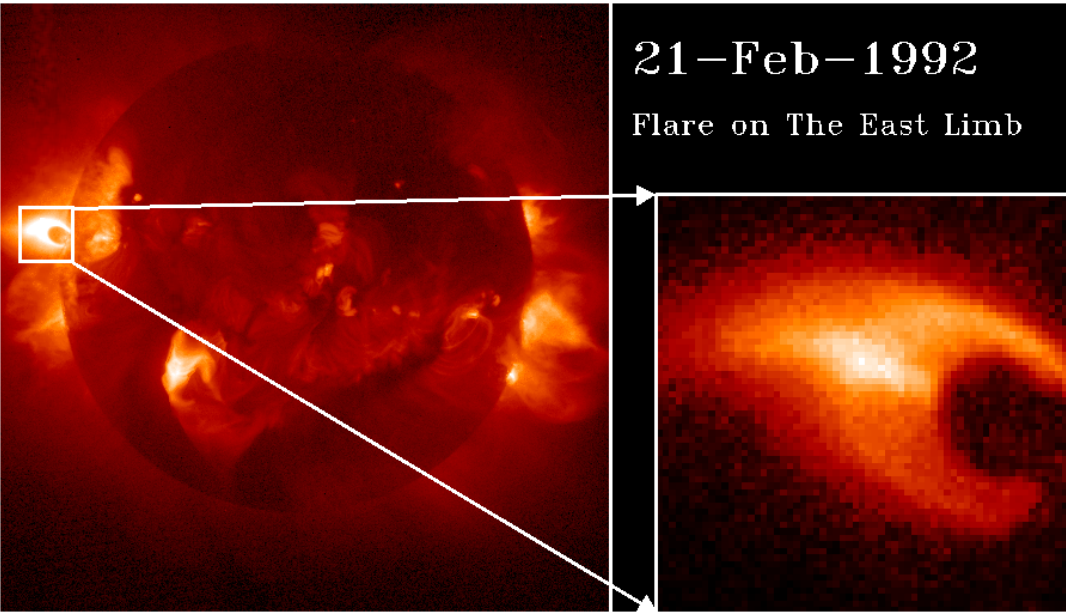


$$\tau_A \equiv L / C_A$$

$$\approx 100 \text{ sec} \left(\frac{L}{10^5 \text{ km}} \right) \left(\frac{C_A}{10^3 \text{ km/s}} \right)^{-1}$$

1992-2-21イベント

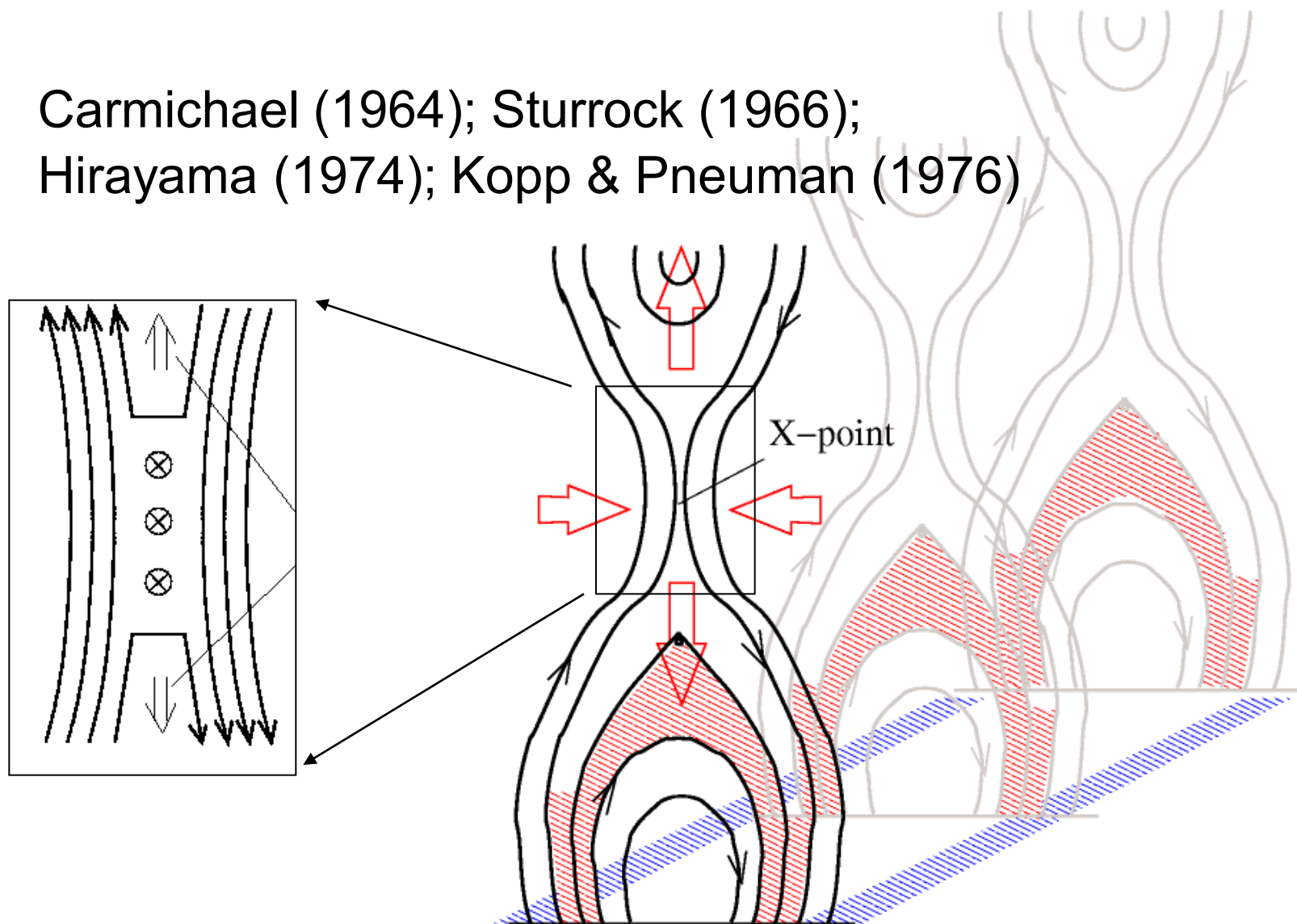
Tsuneta et al. (1992) PASJ, 44, L63



カusp型フレアループ

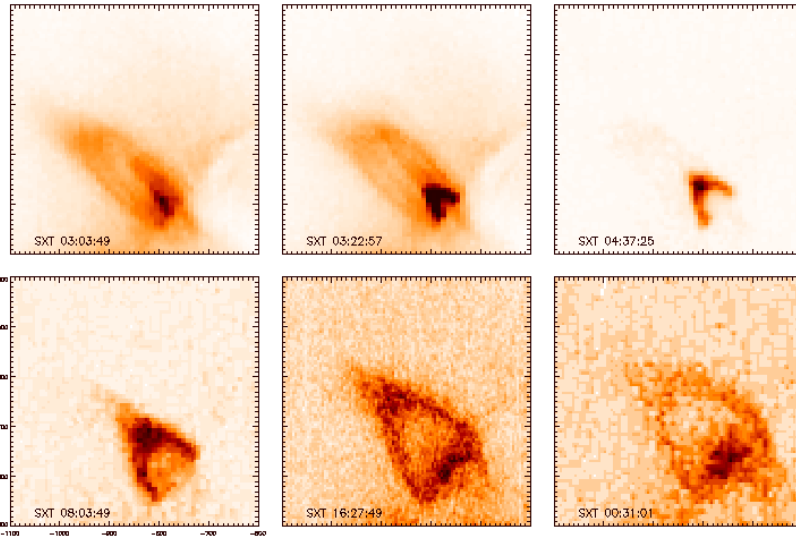
磁気リコネクションモデル (フレア「標準」モデル)

Carmichael (1964); Sturrock (1966);
Hirayama (1974); Kopp & Pneuman (1976)

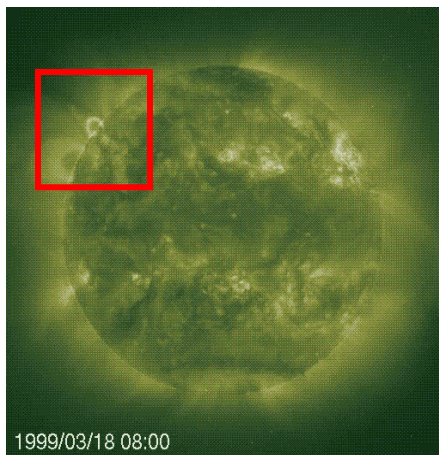


リコネクション流入流の観測 1 / 2

Yohkoh/SXT



SOHO/EIT

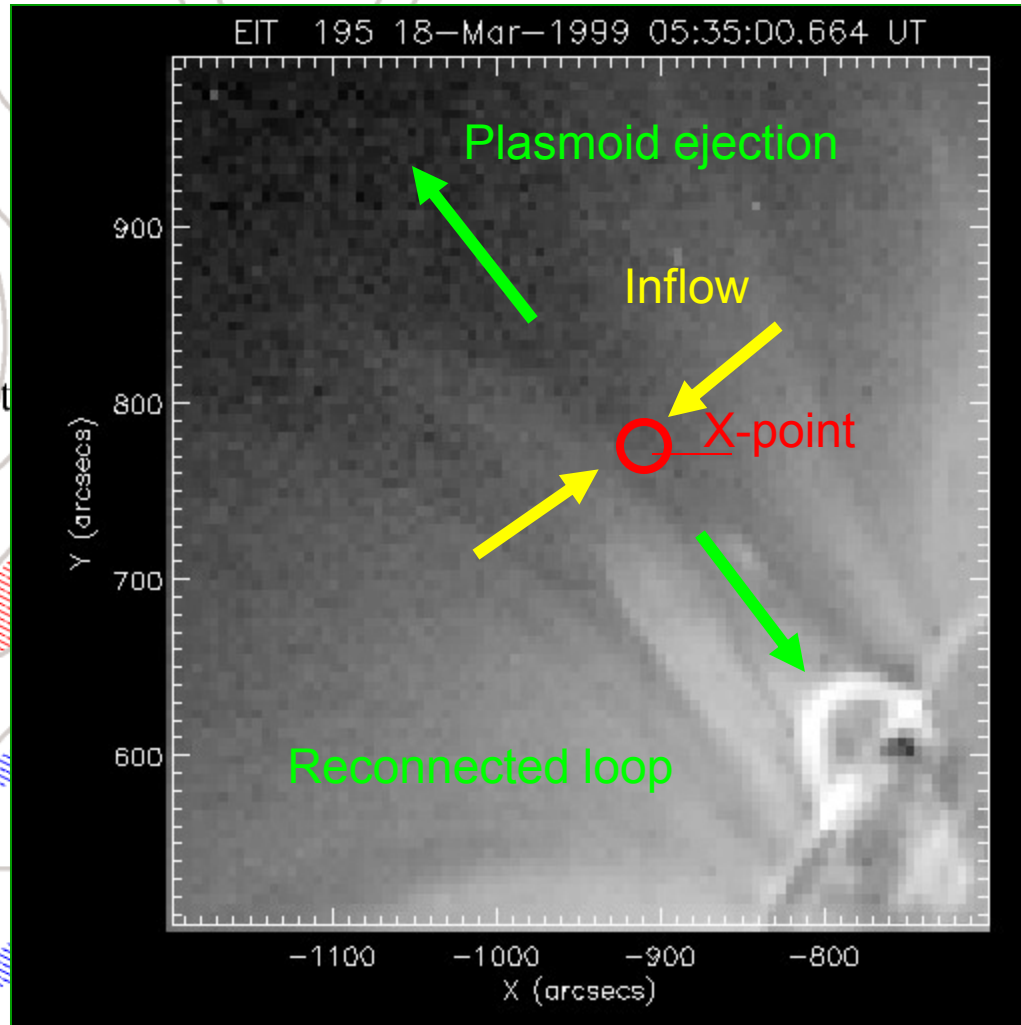
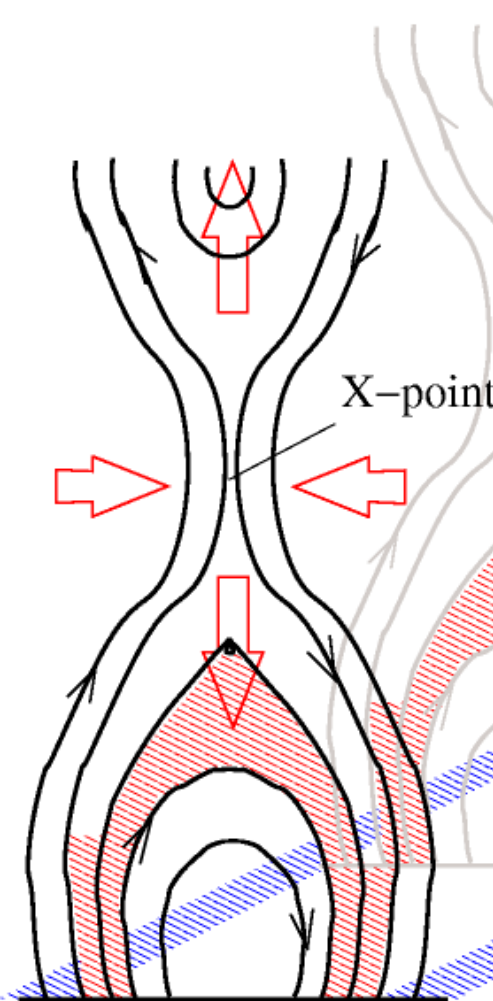


89/32

1999/03/18 08:00

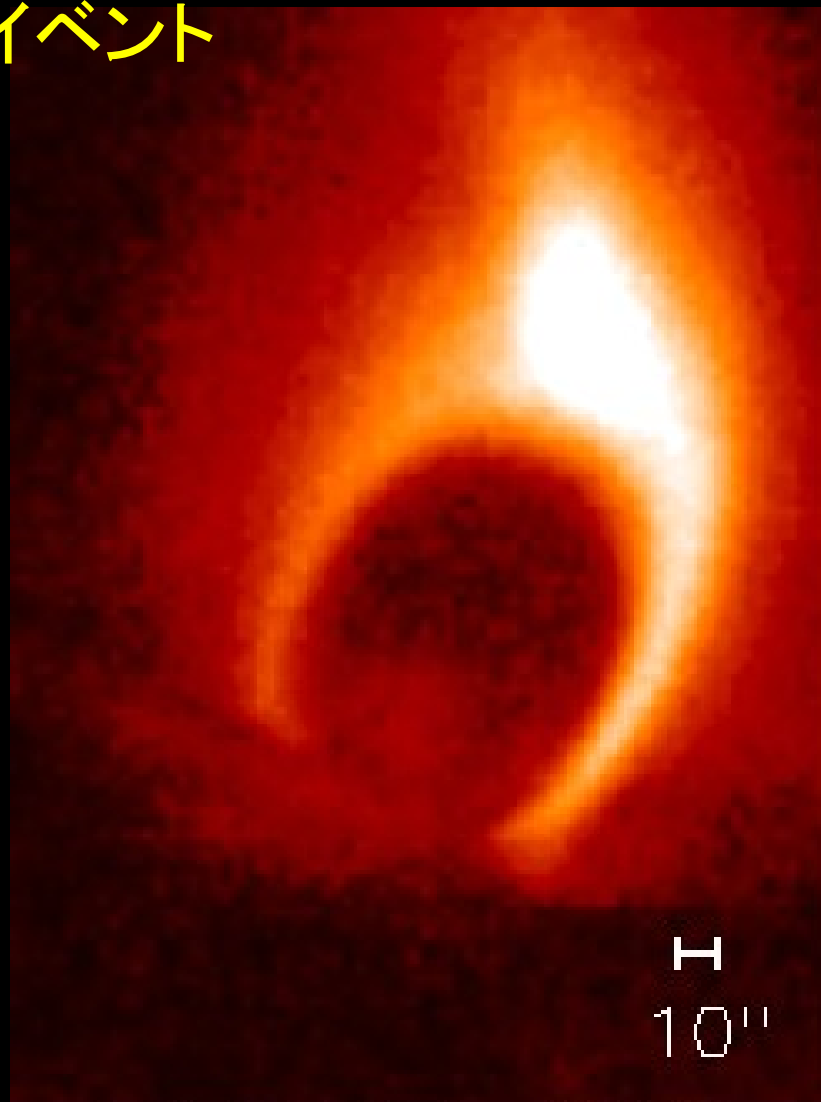
Yokoyama et al. (2000)

リコネクション流入流の観測 2 / 2



$$M_A = 0.001 - 0.03$$

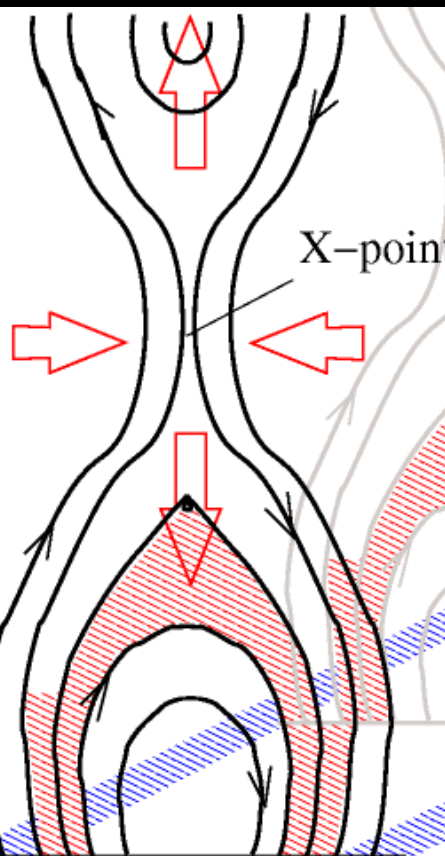
1992-2-21イベント



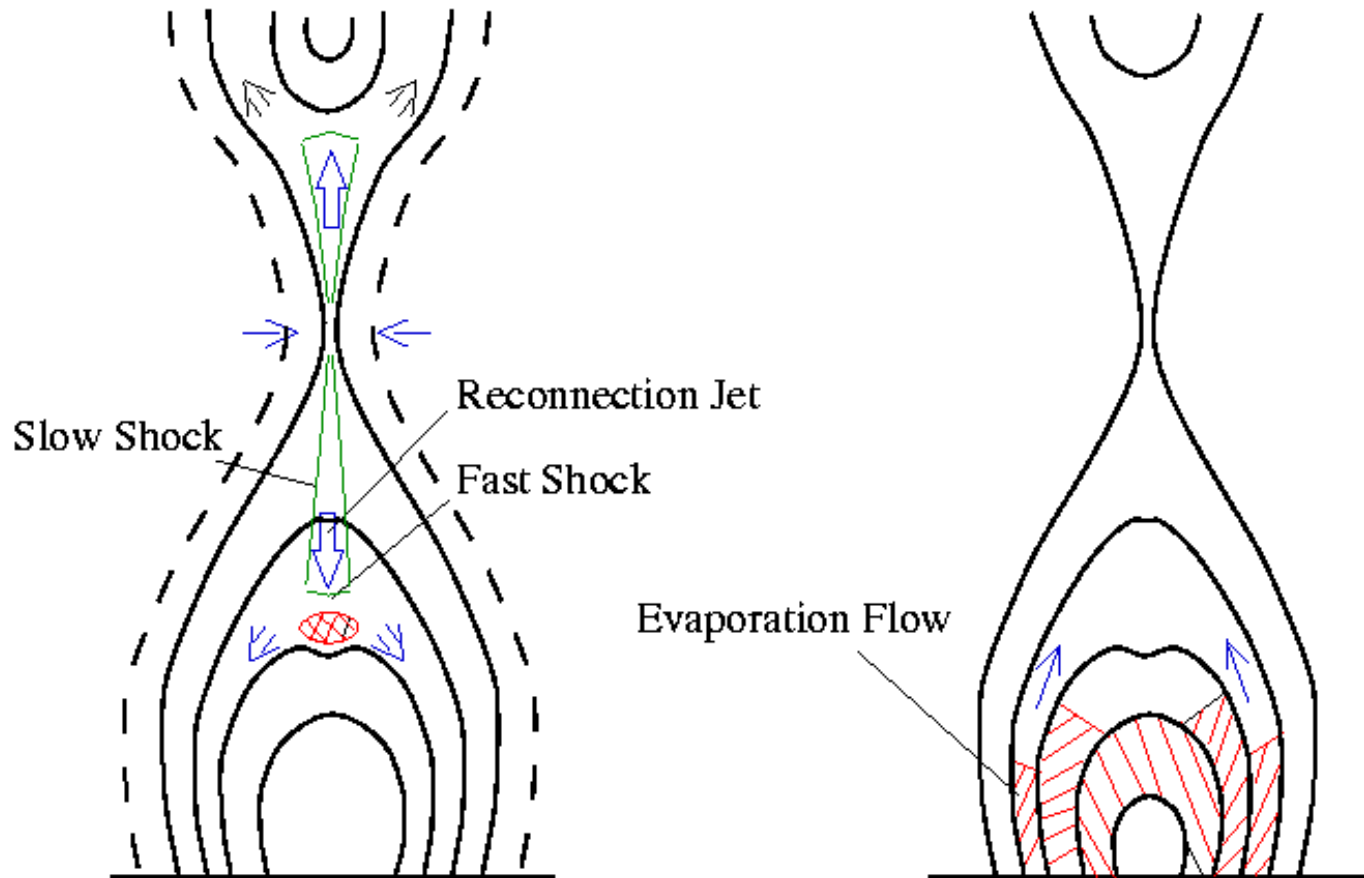
(a) 21 Feb 1992

(Tsuneta et al. 1992)

JAXA ようこう衛星



フレアモデル: リコネクション + 熱伝導 + 彩層蒸発

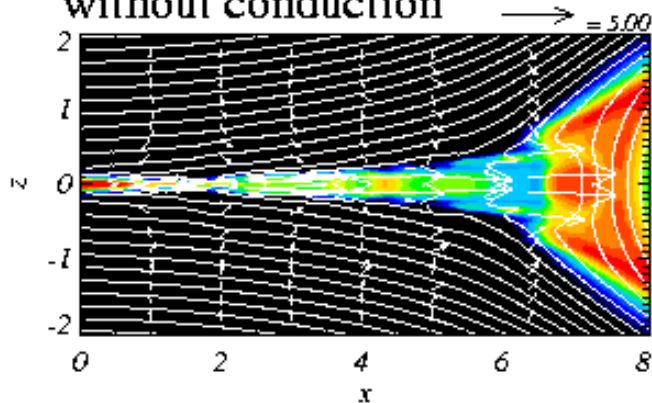


非等方熱伝導効果

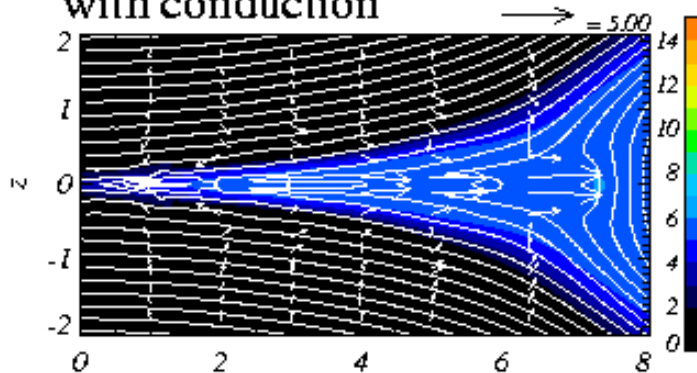
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho V^2 \right) \mathbf{V} + c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{4\pi} \right) - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{V} = \nabla \cdot (\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) - R + H,$$

Temperature

without conduction



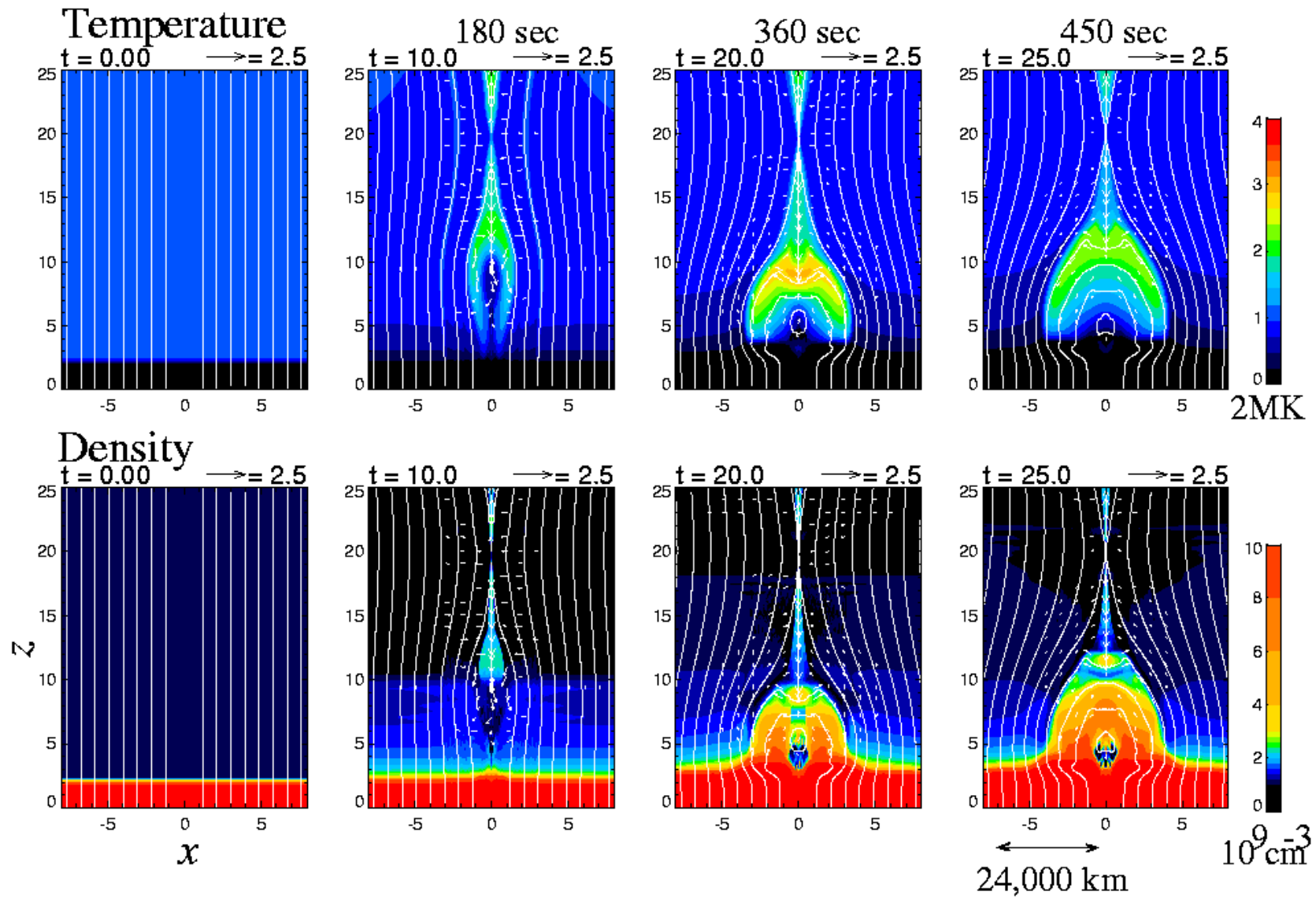
with conduction



- 磁力線に沿った方向にだけ、熱流が伝わる
- フレアの場合、 $t_{\text{cond}} \ll t_{\text{Alfven}}$ なので、陰解法で実装

x (Yokoyama & Shibata 1997)

シミュレーション結果



リコネクションモデルの一般化

— フレアの温度は何で決まるか？

Yokoyama and Shibata (1998)

熱伝導冷却と加熱とのつりあい

$$\kappa_0 T^{7/2} / L^2 \approx Q \quad \rightarrow \quad \underline{T \approx (QL^2 / \kappa_0)^{2/7}}$$

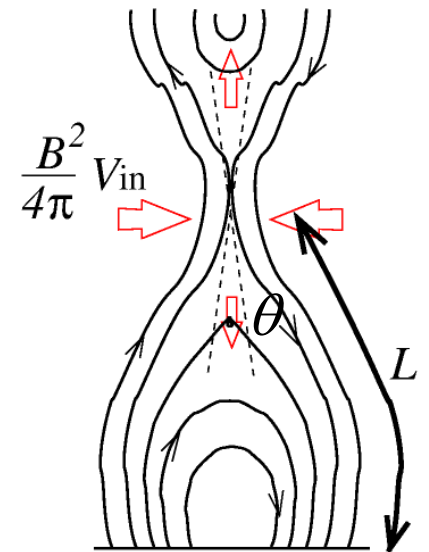
加熱は磁気リコネクション、Poyntingエネルギー流束

$$\underline{Q \approx B^2 / (4\pi) \cdot V_{in} / L \cdot 1 / \sin \theta}$$

$$V_{in} \approx 0.1 C_A$$

$$\sin \theta \approx O(0.1)$$

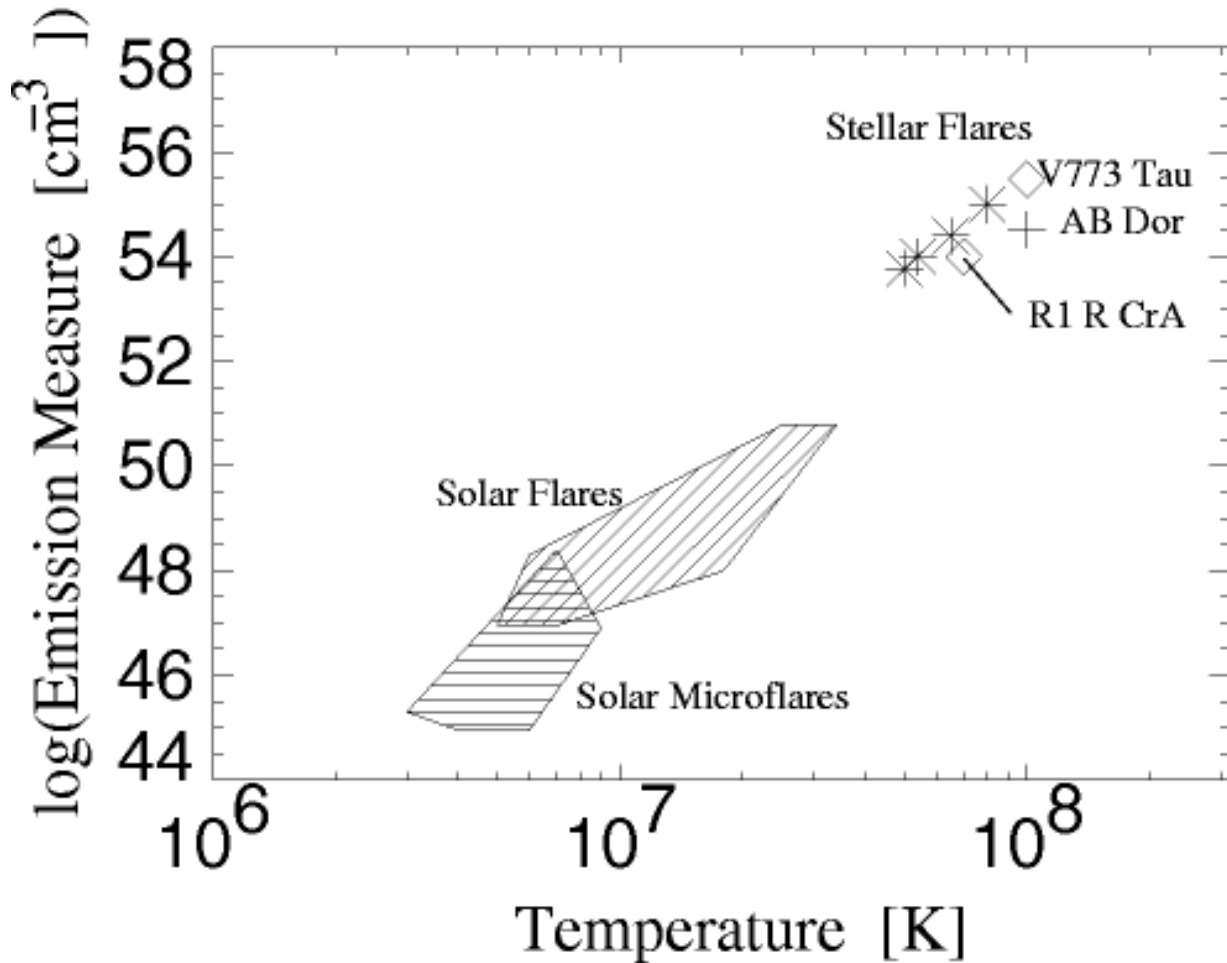
$$T \approx \left(\frac{B^3 L}{2\pi\kappa_0 \sqrt{4\pi\rho_c}} \right)^{2/7}$$



山本ら(2002)・清原ら(2001)
の観測で確認

太陽／恒星フレア温度・エミッションメジャのスケール則 観測

Shibata and Yokoyama (1999)



96/32 $L_X \propto f(T) \cdot EM$

$EM \equiv n^2 \cdot Vol$

フレア温度・エミッションメジャのスケール則 理論

Shibata and Yokoyama (1999)

$$T \approx \alpha B^{6/7} L^{2/7} n_c^{-1/7} \quad (\alpha = \text{const.})$$

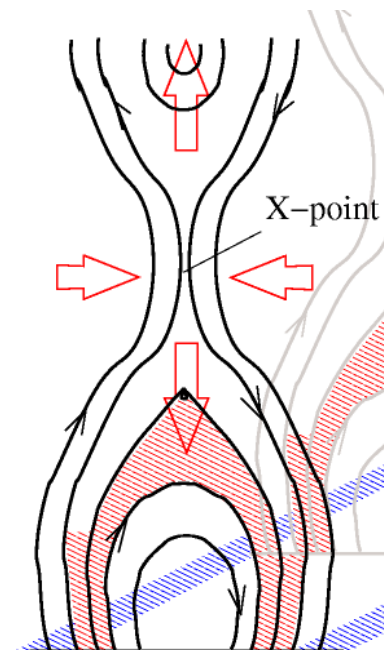
フレアプラズマが磁場によって閉じ込められる条件

$$2nk_B T \approx \frac{B^2}{8\pi}$$

(定義)

$$EM = n^2 L^3$$

n と L とを消去すると

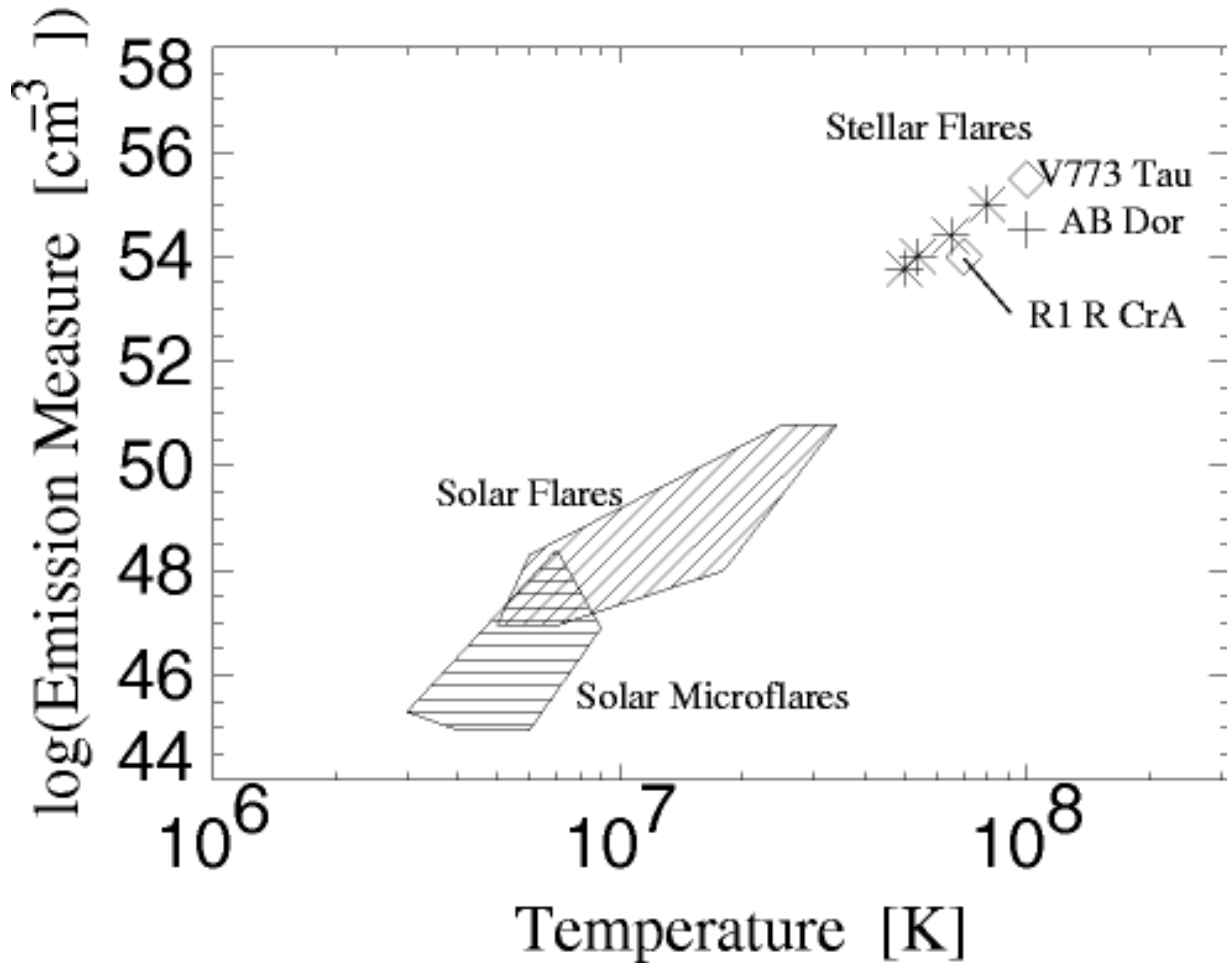


$$EM \approx 3 \times 10^{48} \text{cm}^{-3}$$

$$\times \left(\frac{B}{100 \text{G}} \right)^{-5} \left(\frac{n_c}{10^9 \text{cm}^{-3}} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{10^7 \text{K}} \right)^{17/2}$$

太陽／恒星フレア温度・エミッションメジャのスケール則 観測

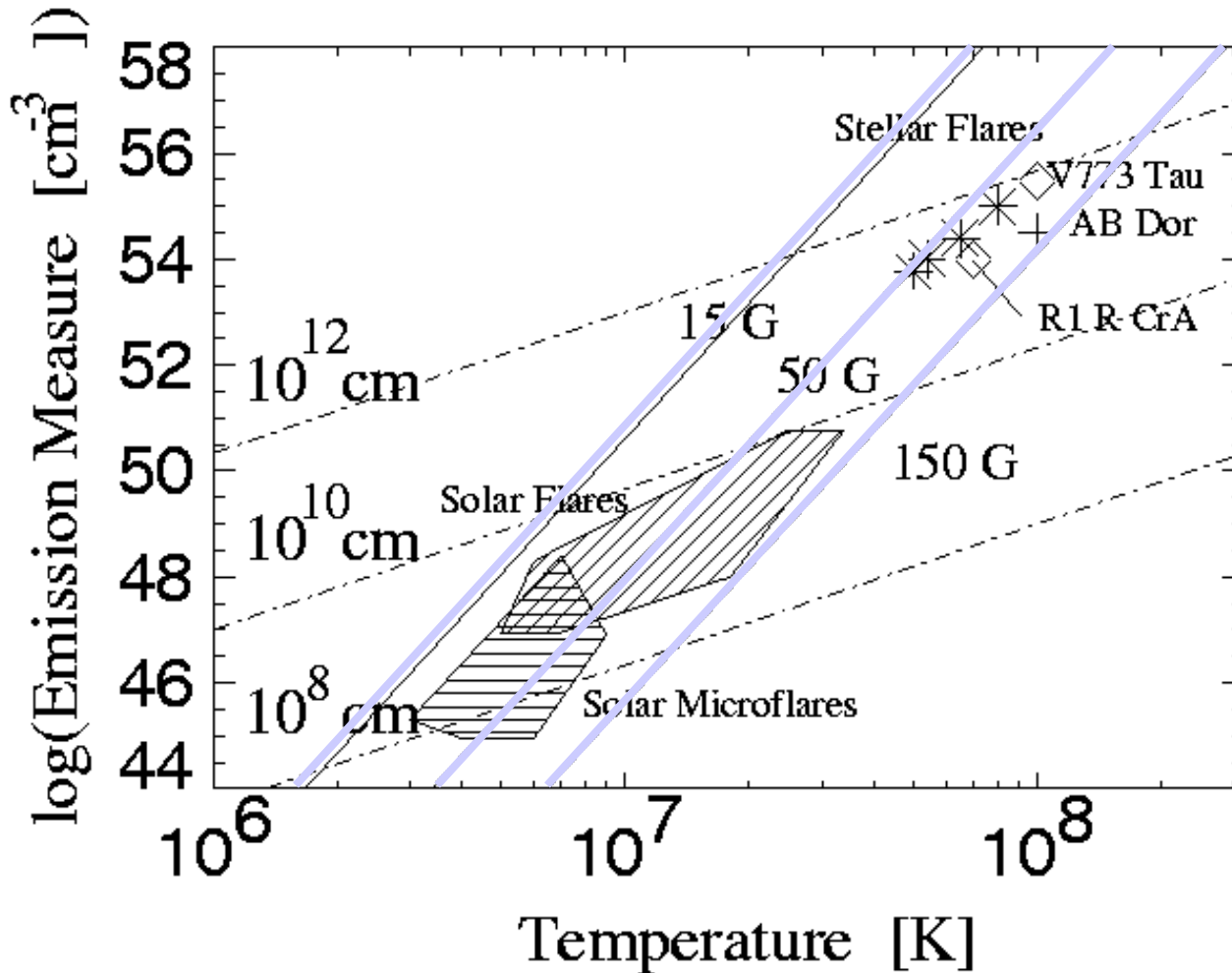
Shibata and Yokoyama (1999)



98/32 $L_X \propto f(T) \cdot EM$

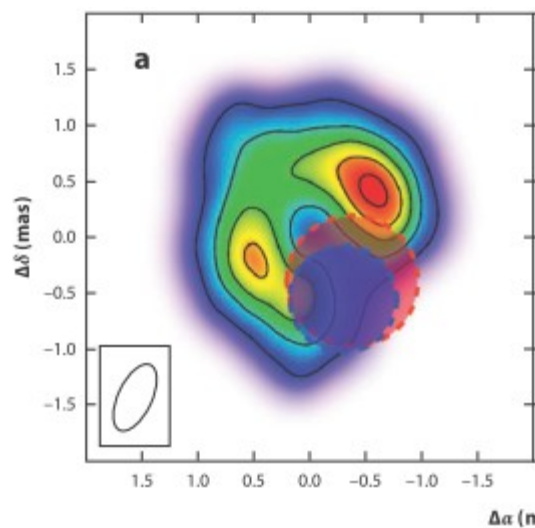
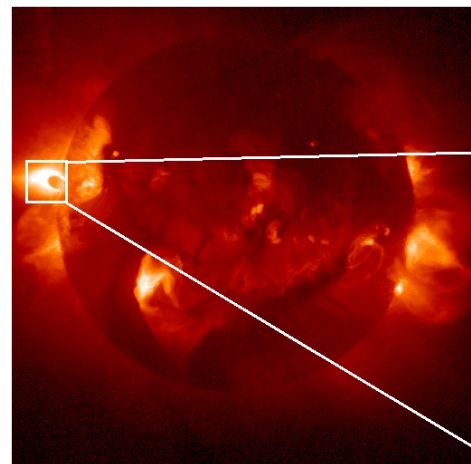
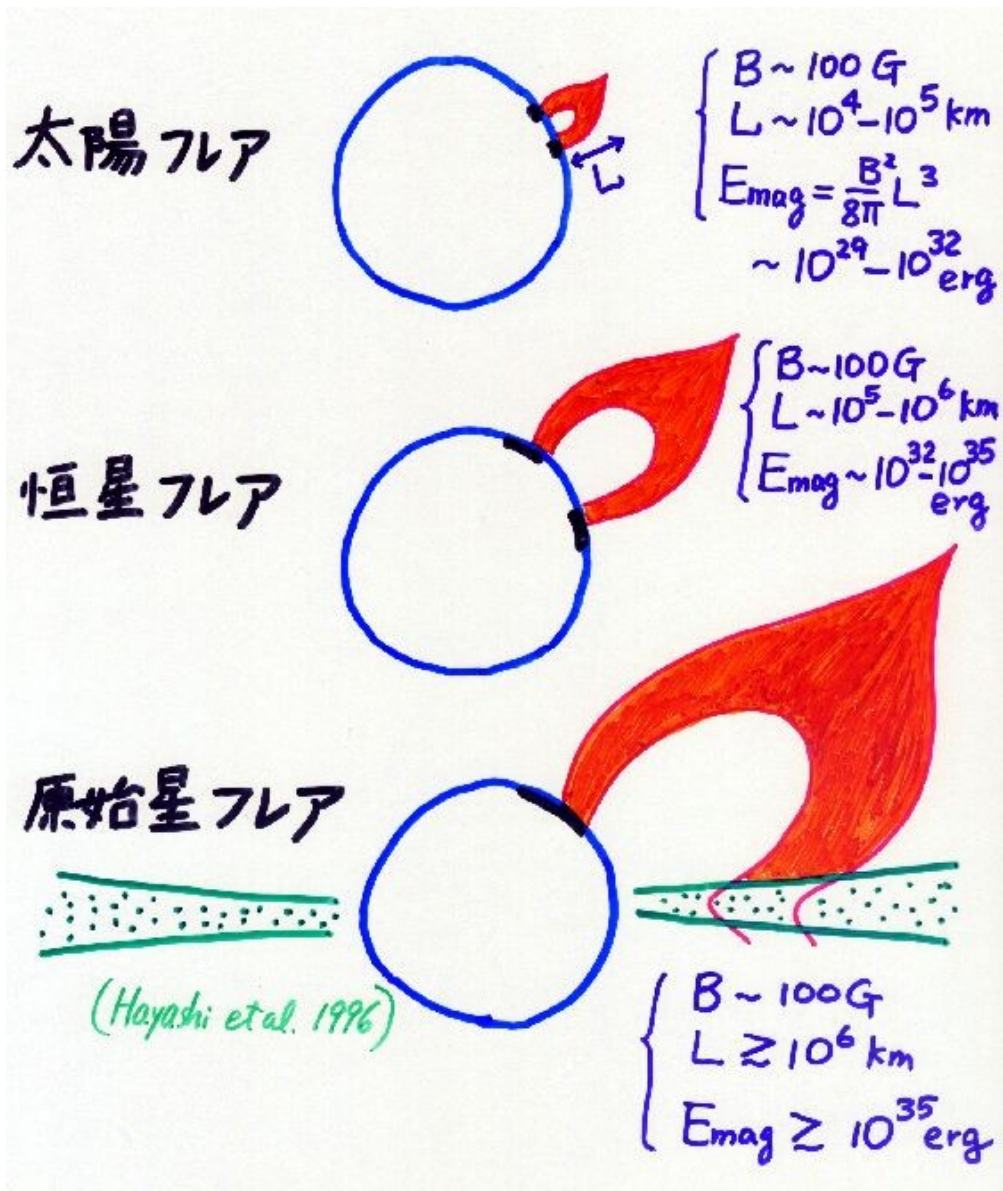
$EM \equiv n^2 \cdot Vol$

太陽／恒星フレア温度・エミッションメ ジャのスケール則 観測＋理論



フレアの統一的描像

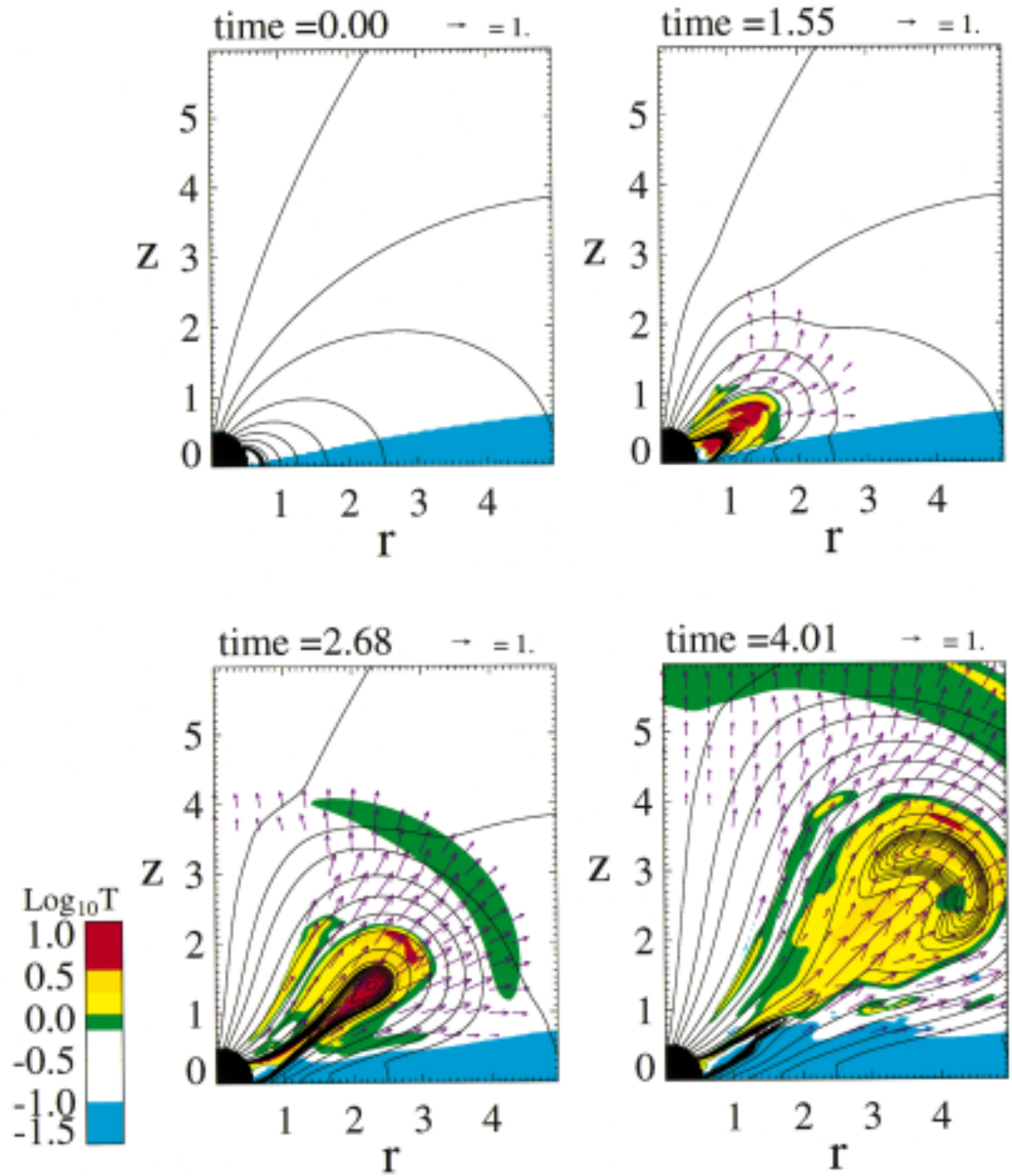
柴田, 上出, 2011



Algol flare@8GHz
Peterson et al. 2010

原始星フレアの2次元シミュレーション

Hayashi et al. 1996



太陽型星でのスーパーフレア

(前原ほか 2012)

LETTER

Published in Nature (2012, May 17)

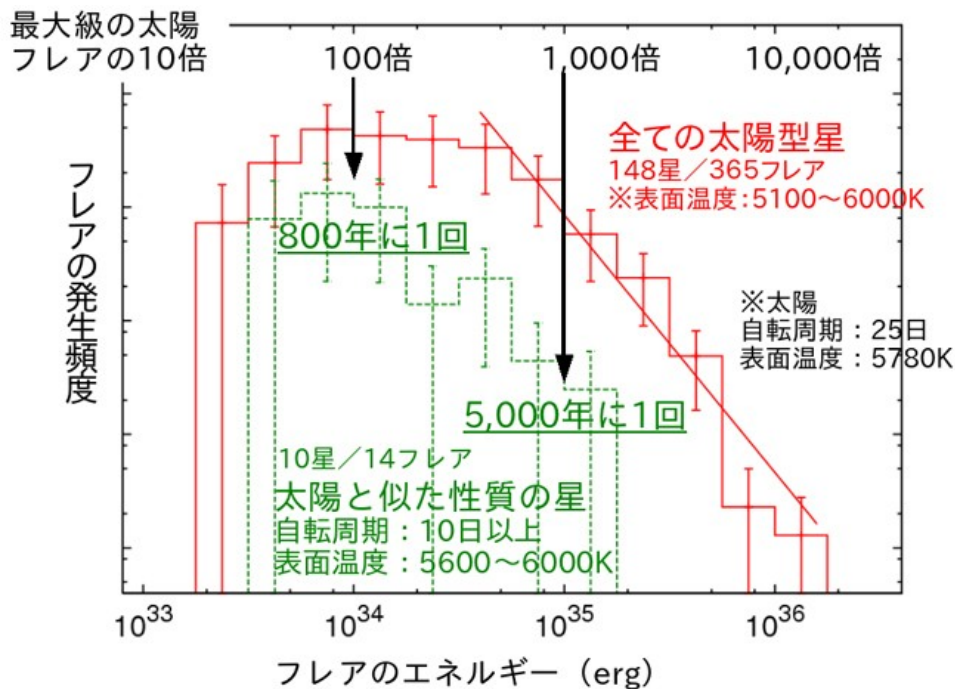
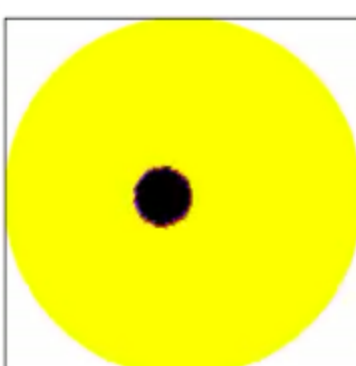
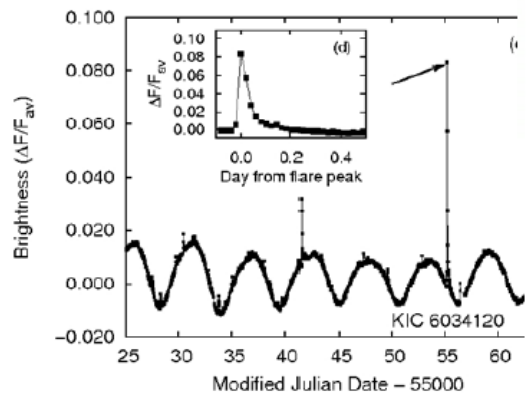
doi:10.1038

Superflares on solar-type stars

Hiroyuki Maehara¹, Takuya Shibayama¹, Shota Notsu¹, Yuta Notsu¹, Takashi Nagao¹, Satoshi Kusaba¹, Satoshi Honda¹, Daisaku Nogami¹ & Kazunari Shibata¹

Solar flares are caused by the sudden release of magnetic energy stored near sunspots. They release 10^{29} to 10^{32} ergs of energy on a timescale of hours¹. Similar flares have been observed on many stars, with larger 'superflares' seen on a variety of stars^{2,3}, some of which are rapidly rotating^{4,5} and some of which are of ordinary solar type^{3,6}. The small number of superflares observed on solar-type stars has hitherto precluded a detailed study of them. Here we report observations of 365 superflares, including some from slowly rotating solar-type stars, from about 83,000 stars observed over 120 days. Quasi-periodic brightness modulations observed in the solar-type stars suggest that they have much larger starspots than does the Sun. The maximum energy of the flare is not correlated with the stellar rotation period, but the data suggest that superflares occur more frequently on rapidly rotating stars. It has been proposed that hot Jupiters may be important in the generation of superflares on solar-type stars⁷, but none have been discovered around the stars that we have studied, indicating that hot Jupiters associated with superflares are rare.

We searched for stellar flares on solar-type stars (sequence stars) using data collected by NASA's Kepler⁸: the period from April 2009 to December 2009 (a brief flare search method is described in the legend of Fig. 1a is provided in Supplementary Information). We use temperature (T_{eff}) and the surface gravity ($\log(g)$) available in the Kepler Input Catalog⁹ to select solar-type stars. The search criteria are as follows: $5,100 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} < 6,000 \text{ K}$, $\log(g) \geq 4.0$. The number of solar-type stars are 9,751 for quarter 0 of the Kepler mission, 75,728 for quarter 1 (90 d), 75,728 for quarter 2 (90 d) and 3,691 for quarter 3 (90 d). We found 365 superflares (flares with energy $> 10^{33}$ erg) on 148 solar-type stars (light curves of each flare are shown in Supplementary Fig. 8 and properties of each flare are shown in Supplementary Table 1). The durations of the detected flares are typically a few hours, and their amplitudes are generally 0.1–1% of the stellar luminosity. The bolometric luminosity of each flare were estimated from the light curves using the method described in the Supplementary Information.



「4. 太陽フレアの磁気リコネクションモデル」のまとめ

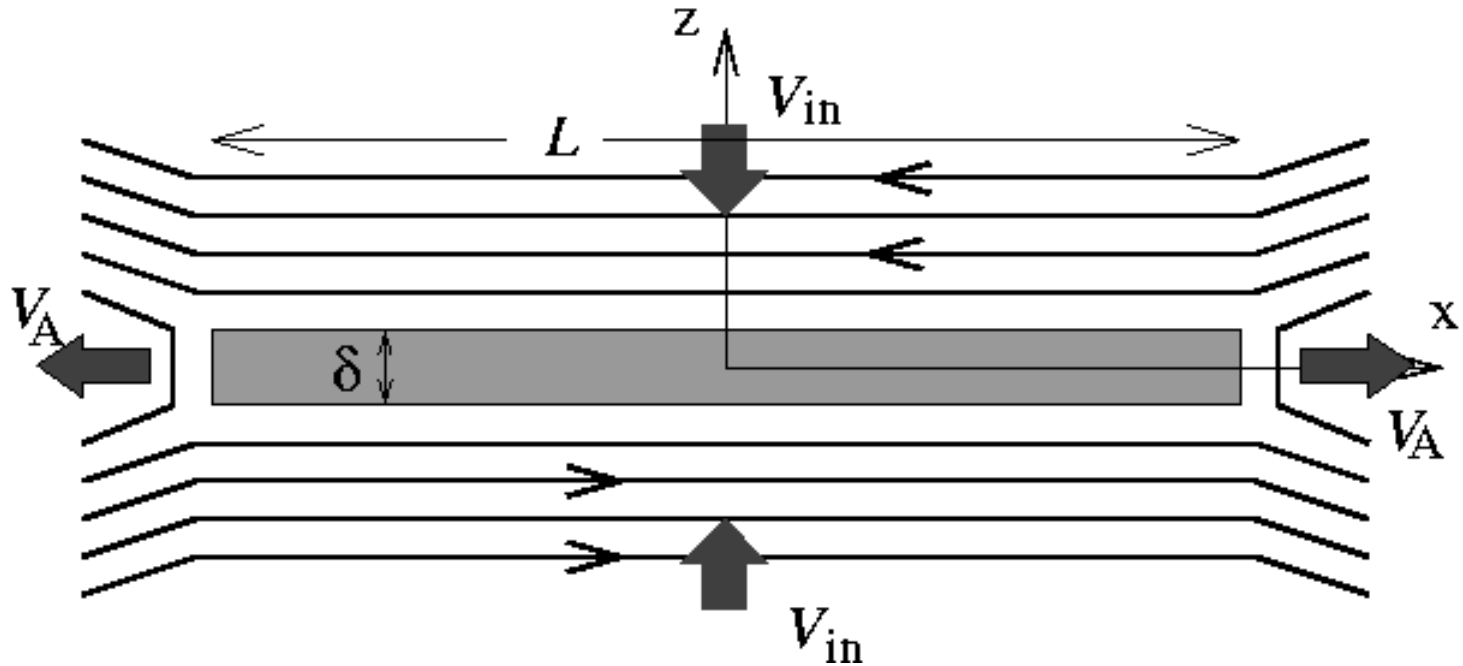
太陽フレアは、磁気リコネクションによる「標準」モデルがほぼ確立

磁気リコネクションによる磁気エネルギー解放

「彩層蒸発」による高密ガスの充てんと発光

5. 速い磁気リコネクションと プラズモイド不安定

Sweet-Parkerモデル

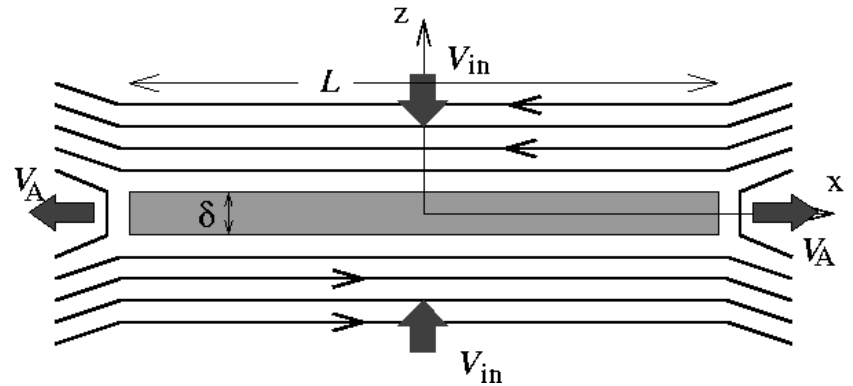


$$\tau_{SP} = \sqrt{\tau_A \tau_{diff}}$$

$$\approx 10 \text{ yr} \left(\frac{\tau_A}{100 \text{ sec}} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau_{diff}}{10^{7.5} \text{ yr}} \right)^{1/2}$$

(ただし $\tau_A \equiv L / C_A$ 、 C_A Alfvén速度)

Sweet-Parkerモデル



図z方向の圧力バランスで $B_{in}^2 / (8\pi) = p_{z=0}$

流出流が圧力勾配で押し出されるとすると $\frac{1}{2} \rho V_{out}^2 = p_{z=0}$

この2式から、 $V_{out} = V_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$

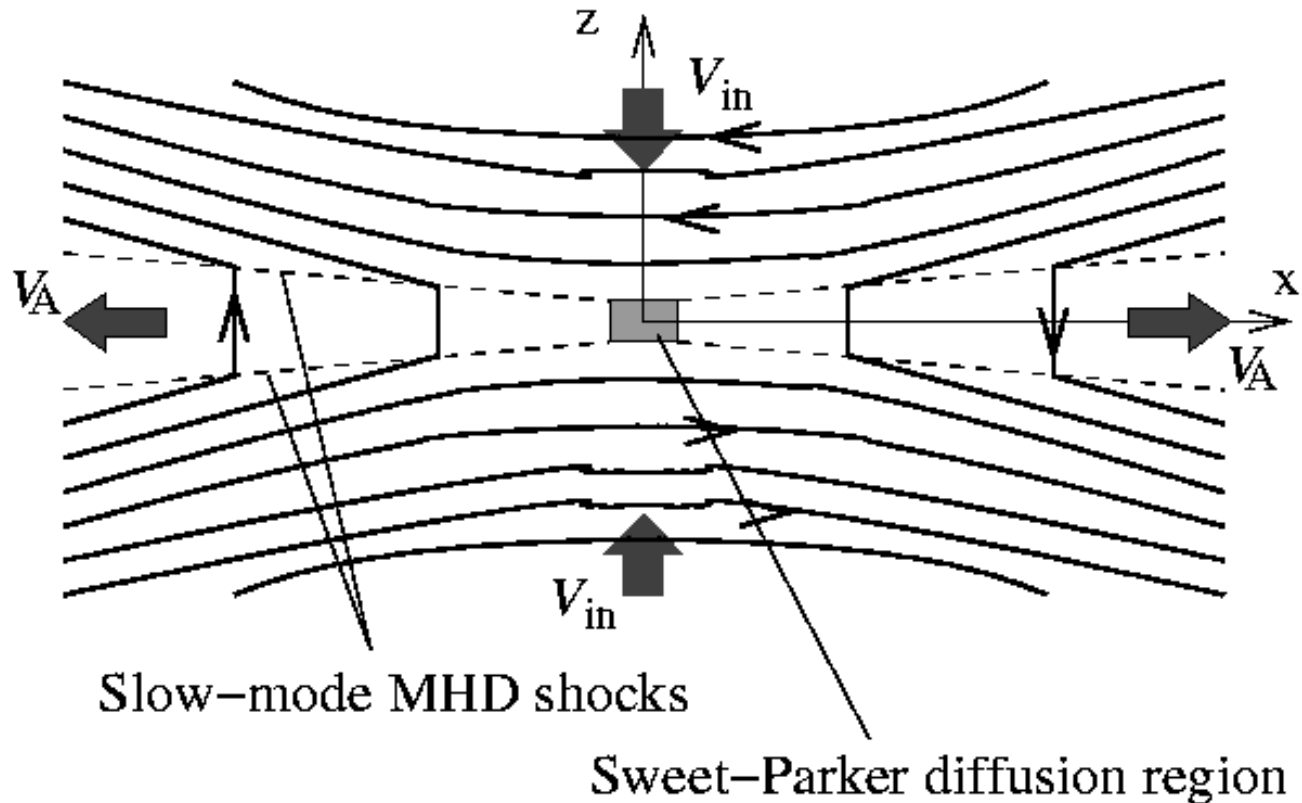
次に、密度保存より $\frac{V_{in}}{V_A} = \frac{\delta}{L}$

紙面垂直電場一様より $V_{in} = \frac{\eta}{\delta}$

この2式から $V_{in} = V_A \sqrt{\frac{\eta}{V_A L}} = V_A Rm^{-1/2}$

よって $\tau_{SP} = \frac{L}{V_{in}} = \sqrt{\tau_A \tau_{diff}}$

Petschekモデル

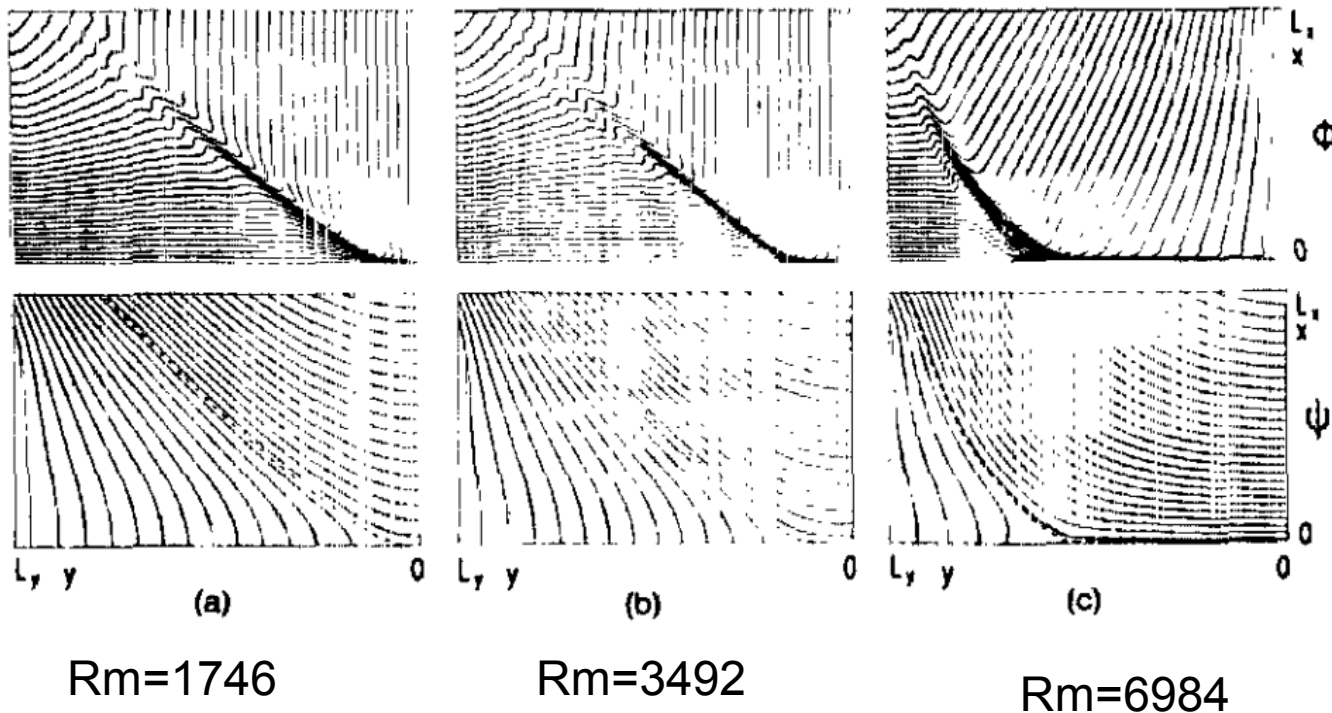


拡散領域を小さくして時間スケールを短くする。
エネルギー解放は、広がった衝撃波で。

$$\tau_{\text{Pet}} \approx \tau_A \approx 100 \text{ sec}$$

Petschekモデル実現不可能？

Biskamp (1986) 一様抵抗のもとでは、磁気Reynoldsを大きくすればするほど電流シートの長さが長くなり、Petschekモデルは実現されない。

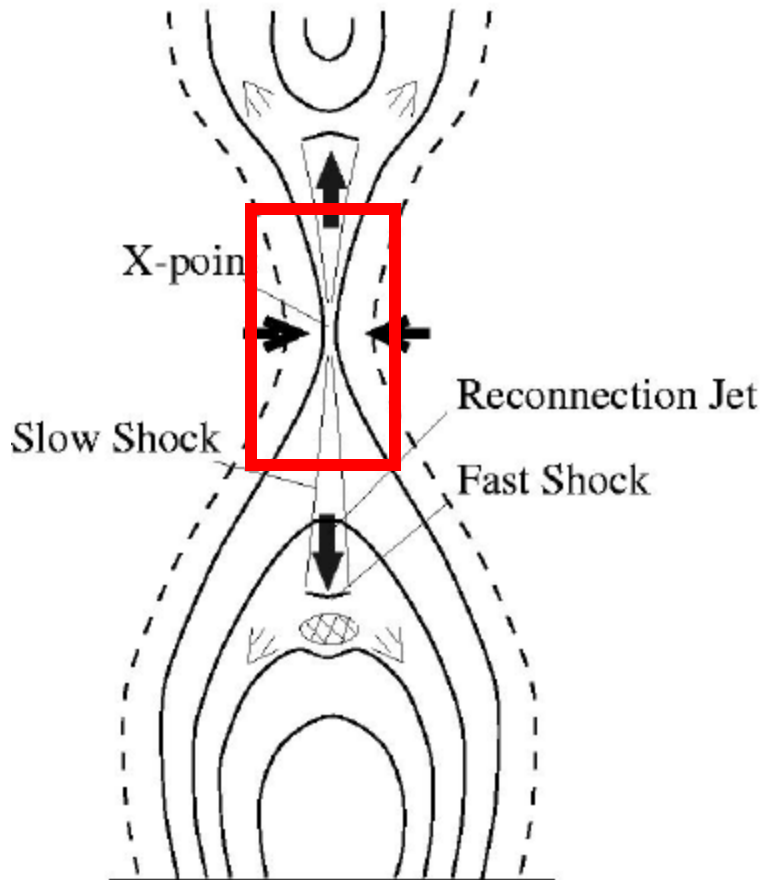


アドホックな対処法

空間的に局所化した抵抗を手で与える (Ugai 1977など)

電流密度とともに増大する抵抗(「異常抵抗」) (Sato and Hayashi 1979)

空間スケールのギャップ問題



プラズママイクロ過程による抵抗が効く空間スケール

$$\delta = \rho_i \sim \underline{1 \text{ m}}$$

δ ; 電流シートの厚み

ρ_i ; イオンLarmor半径

フレアの空間スケール

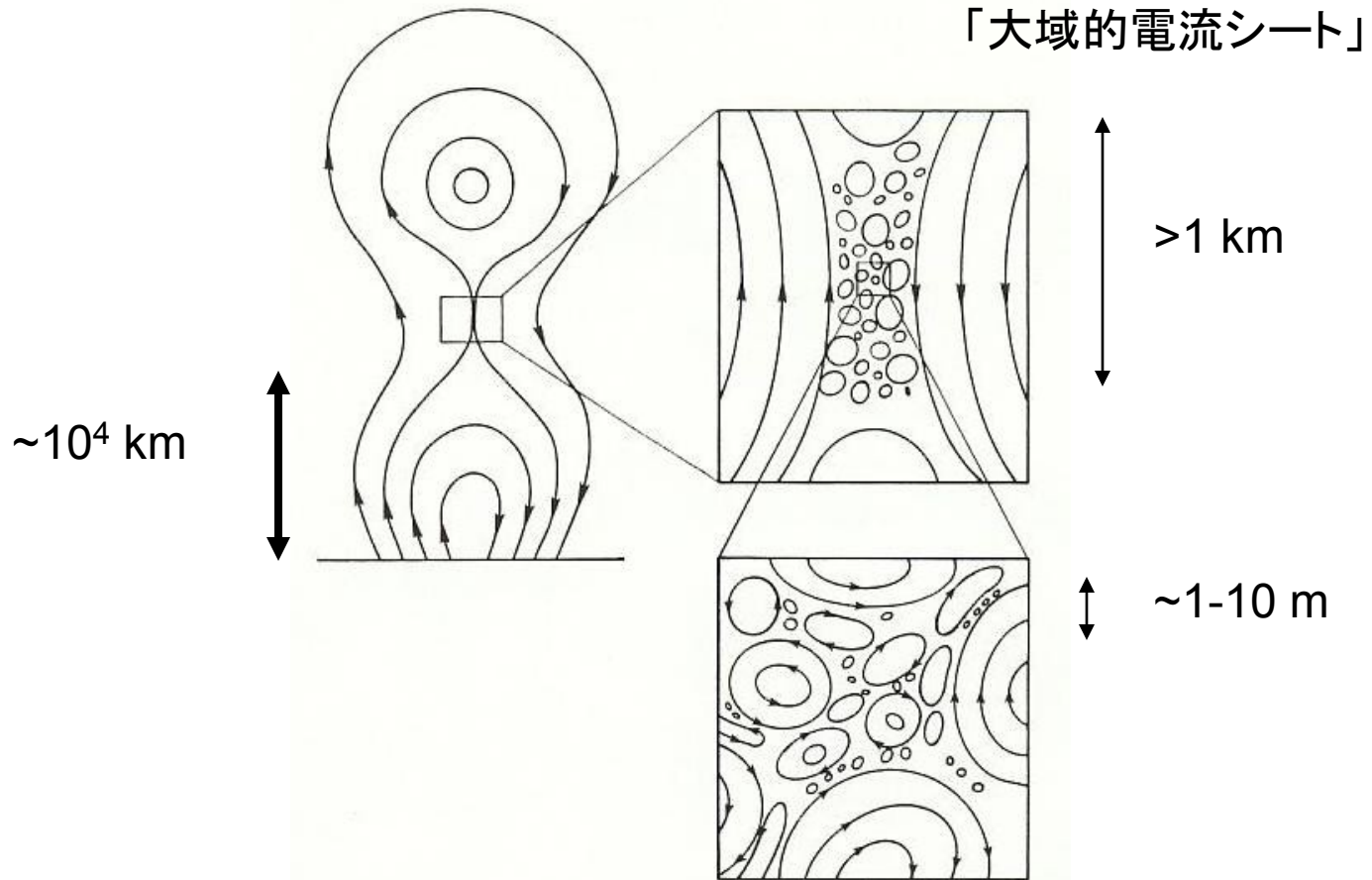
$$- \underline{10^4 - 10^5 \text{ km}}$$

10^7 から 10^8 ものギャップ!

- 安定に(層流で)つながっているとは考えがたい
- MHD乱流が重要?

フラクタル電流シート

Tajima and Shibata (1997)



フラクタルリコネクションとプラズモイド誘導リコネクション

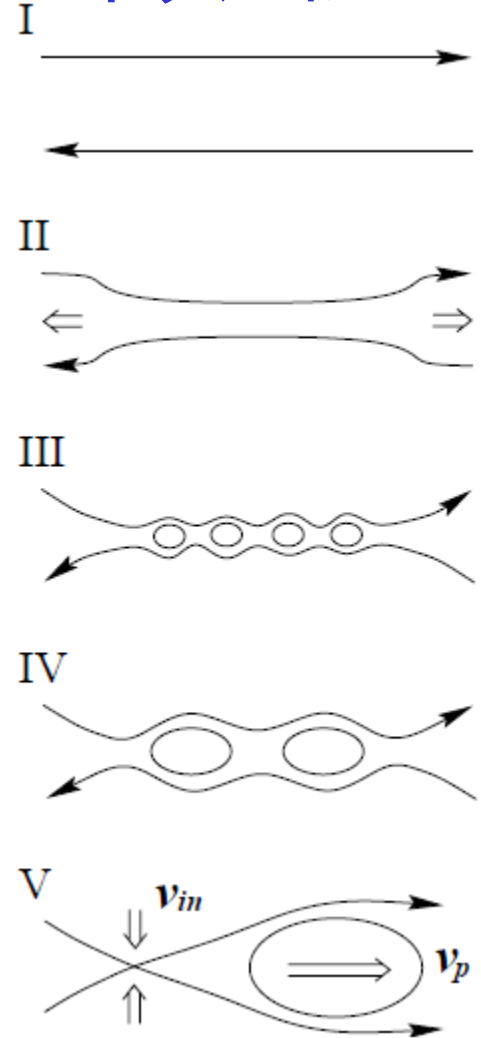
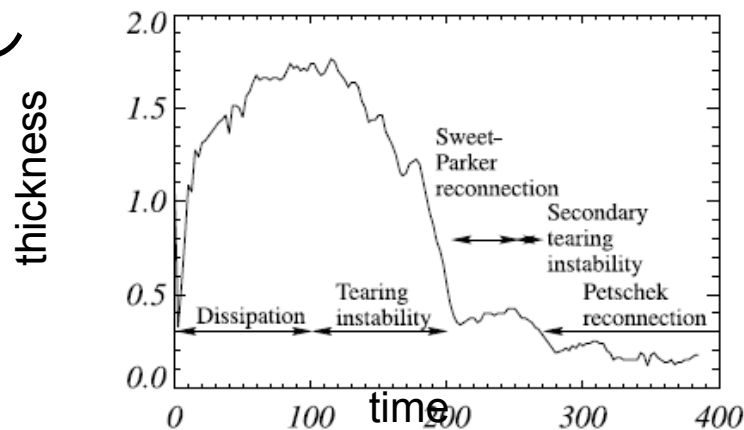
Shibata and Tanuma (2001, EPS, MR2000 proceedings)

- ✓ 「テアリング不安定により電流シート厚が薄くなる
→Sweet-Parker電流シートの形成→テアリング不安定
→SPシート→…」の繰り返しでフラクタルリコネクションが進展
- ✓ 電流シート中でのプラズモイドの形成と放出とが重要。
プラズモイド形成でリコネクションを禁ずることでエネルギー蓄積→非線形不安定によるプラズモイド放出で強い流入流を誘導しリコネクションを増幅

Tanuma, TY, Kudoh, Shibata (2001, ApJ)

✓ 2D MHDシミュレーション

$R_m=150$



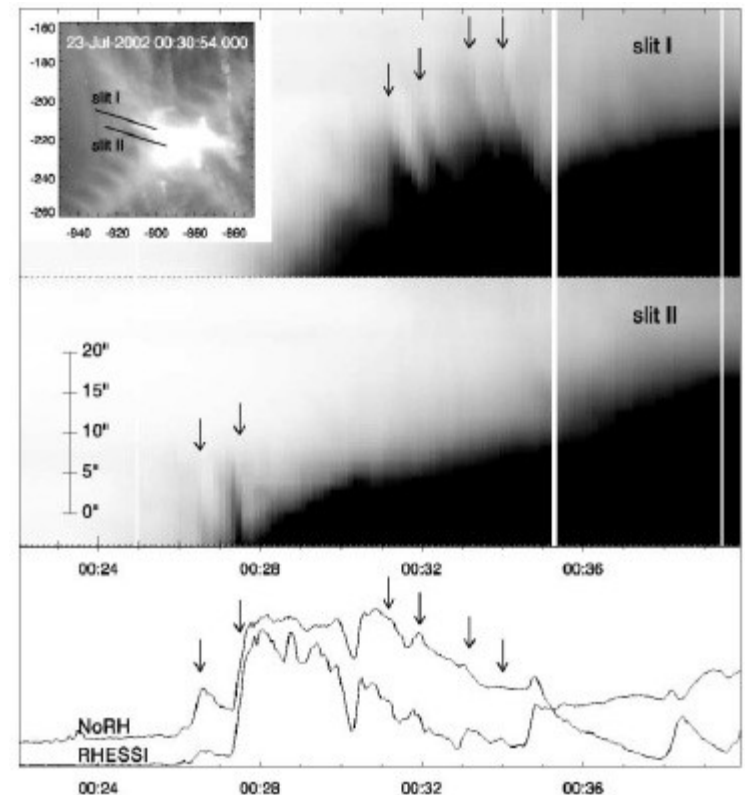
フレア電流シートのダイナミクスの兆候の観測

Kliem et al. (2000, A&Ap)

- ✓ デシメートル電波観測で、準周期的パルスを観測。リコネクションのダイナミックな変動により、粒子加速が準周期的に起こったことによると解釈。

Asai et al. (2004, ApJL)

- ✓ フレアループ上空に見られるプラズマ塊の下降流
- ✓ 下降流の出発時刻が、硬X線やマイクロ波の非熱放射バーストとタイミングが一致。



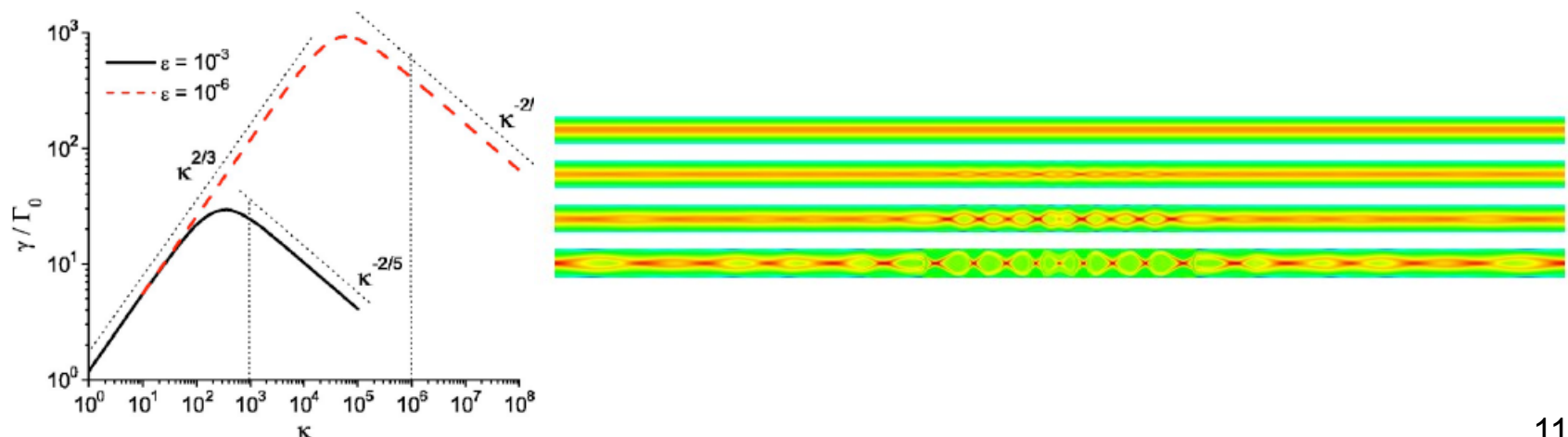
Sweet-Parker電流シートの「プラズモイド不安定」

Loureiro et al. (2007, Phys. Plasmas)

- ✓ 線形解析
- ✓ アスペクト比の大きなSweet-Parker電流シートが、不安定になりプラズモイドを形成する。成長率は超Alfvén的に速く、 $S^{1/4}v_A/L_{CS}$ 。ただし、 L_{CS} はシートの長さ、 v_A Alfvén速度、 S Lundquist 数

Samtaney et al. (2009, PRL)

- ✓ 非線形2D MHDシミュレーション。非常に大きなLundquist数 ($10^4 \leq S \leq 10^8$) , (プラズマ $\beta \sim 100$)
- ✓ 線形解析と調和的結果



N. F. Loureiro, R. Samtaney, A. A. Schekochihin, D. A. Uzdensky, 2011,
Magnetic reconnection and stochastic plasmoid chains in high-Lundquist-
number plasmas

$S > S_c = 10^4$ 以上で、リコネクション率
は、 S に依存せず $E_{\text{eff}} \sim 0.02$ 。
ただし、

$$\tilde{E}_{\text{eff}} = \left\langle \frac{1}{2L_y V_A} \int dy u_x(x = L_x, y) \right\rangle$$

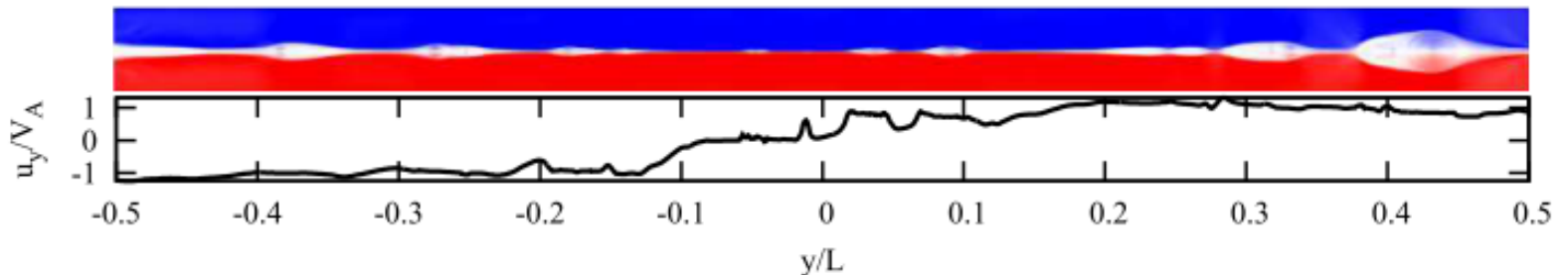
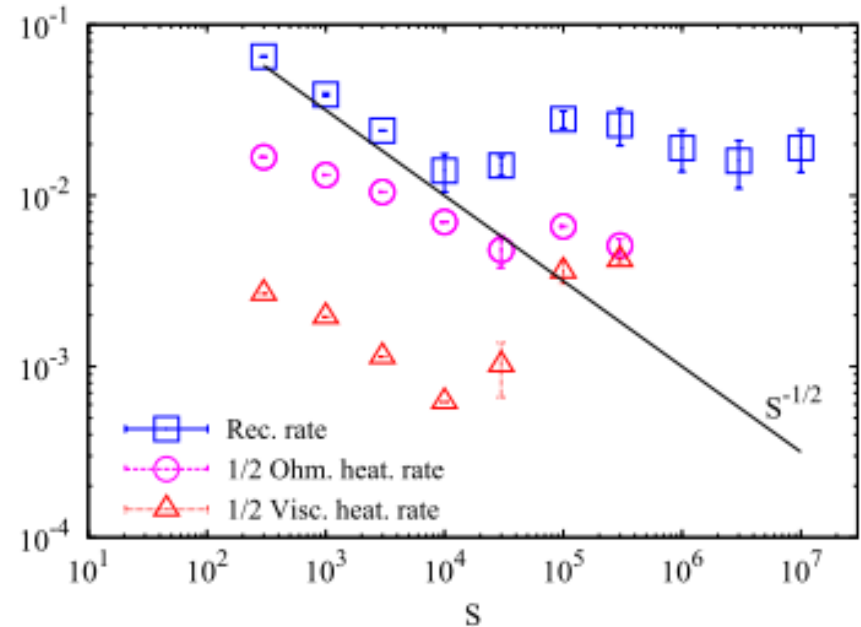


FIG. 1: Top panel: the plasmoid chain for the run with $S = 10^6$ (16384² grid points). Only a fraction of the x -domain is shown, $-0.03 \leq x/L \leq 0.03$. The color scale (blue to red) represents $B_y \in [-1, 1]$. Note that the assumption of ULS [13] that the reconnecting field is equal to the upstream field B_0 all the way to the thinnest of the current sheets appears to hold true. Bottom panel: outflow velocity $u_y(x = 0, y)$. The outflows into most plasmoids are approximately Alfvénic.

計算モデル

$$\beta = 0.1$$

$$C_A / C_S \approx 3.4$$

- 3D MHD eqs.
- Resistivity

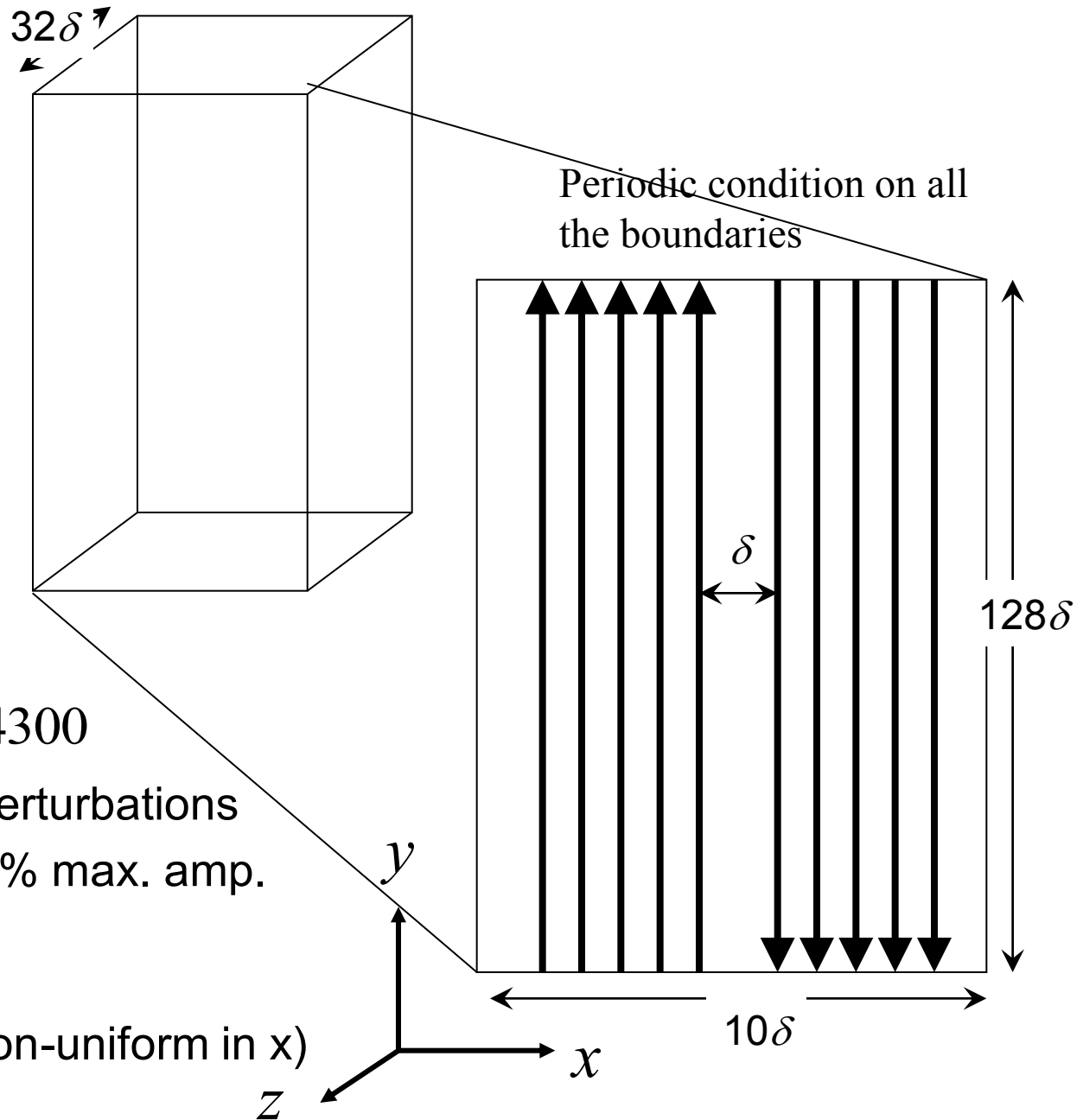
$$\eta = \eta_0 + \eta_{\text{random}}(\vec{\mathbf{x}}, t)$$

η_0 : uniform resistivity

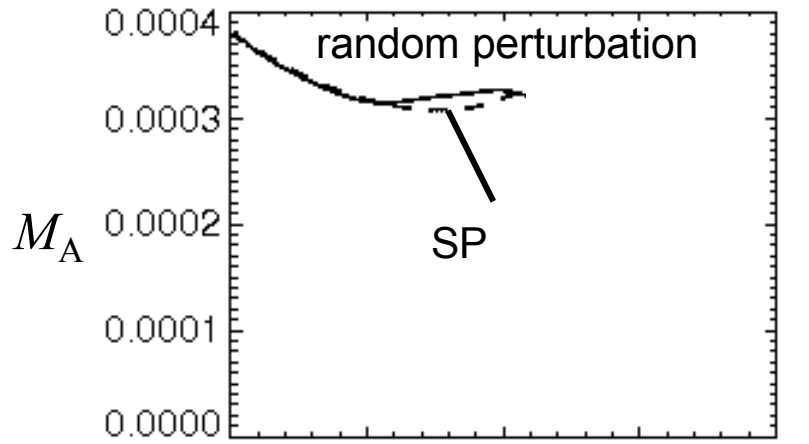
$$R_m \equiv C_A \delta / \eta_0 = 4300$$

$\eta_{\text{random}}(\vec{\mathbf{x}}, t)$: resistivity perturbations
 spatially random; 50% max. amp.
 during $t/(\delta/C_S) < 4$

grid: 256 x 256 x 256 (non-uniform in x)



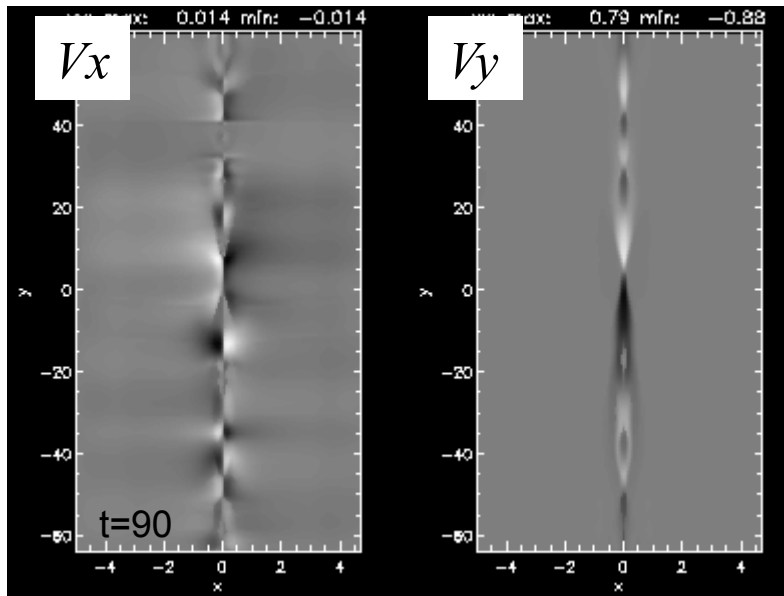
リコネクション率



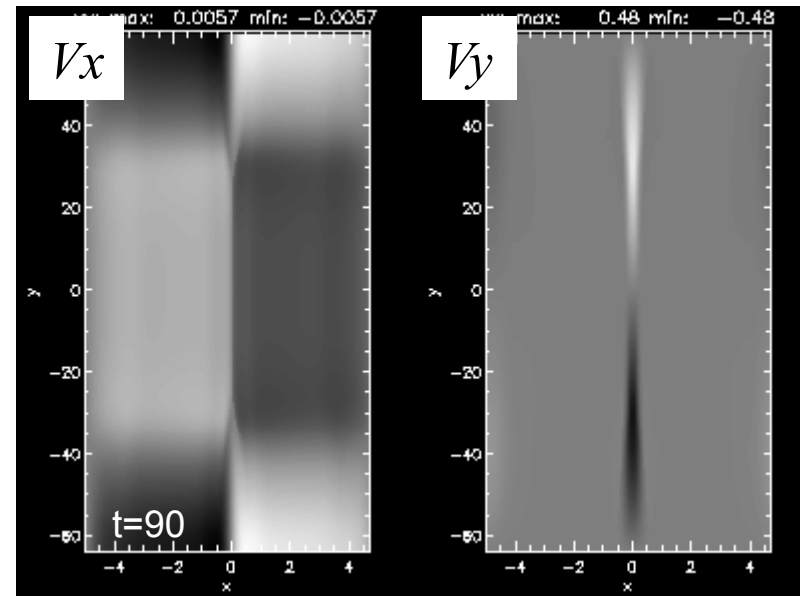
$$M_A \equiv \left| \frac{dE_m}{dt} \right| / \left(2S \frac{B^2}{4\pi} C_A \right) t / (\delta / C_s)$$

random perturbation

- 3次元乱流的リコネクションは、わずか（3%程度）ではあるがエネルギー解放率がSweet-Parker率よりよい。

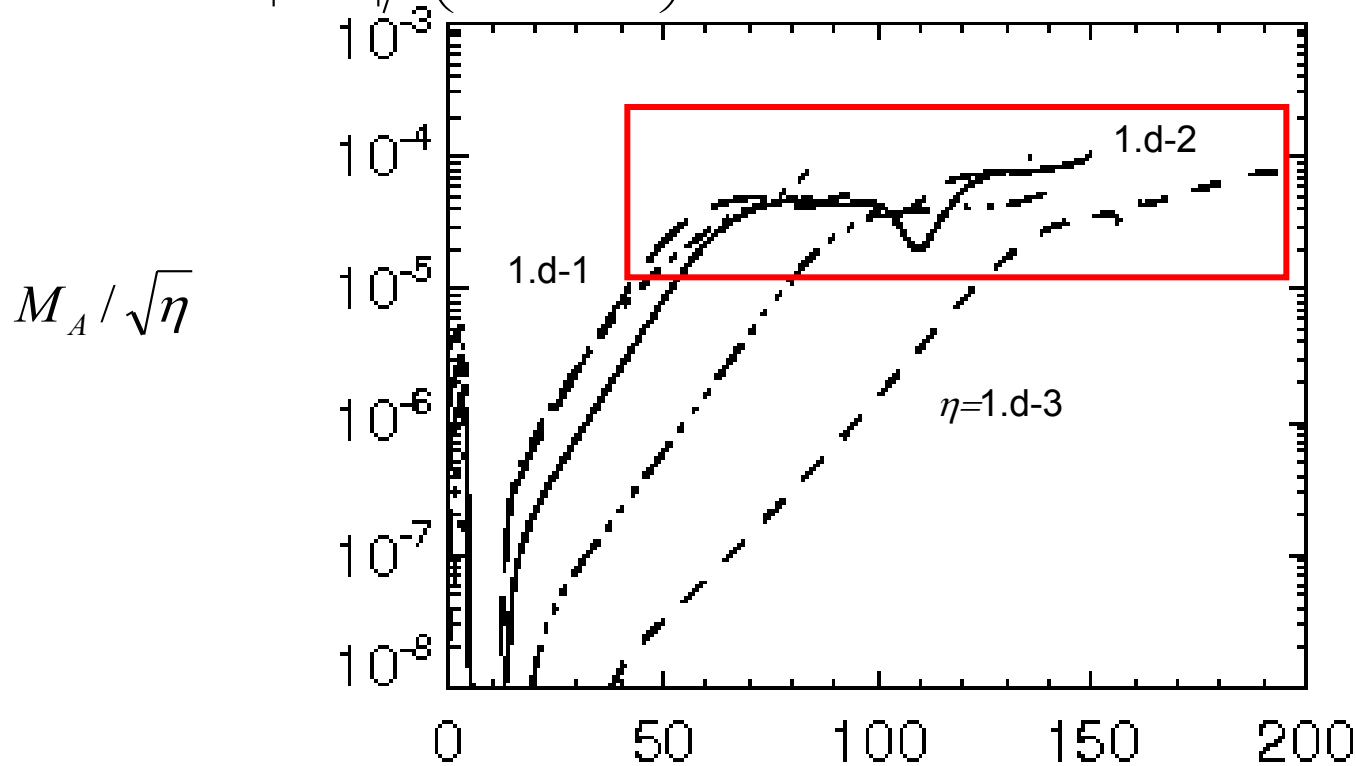


Sweet-Parker



磁気拡散 (磁気Reynolds数) 依存性

$$M_{A,ki} \equiv \left| \frac{dE_{ki}}{dt} \right| / \left(2S \frac{B^2}{4\pi} C_A \right)$$



- リコネクション率は $M_A \propto \sqrt{\eta} \propto R_m^{-1/2}$ 。つまり、 R_m に対して Sweet-Parker モデル的な依存性を示す。

ガイド磁場の効果 計算モデル

$$\beta = 0.1$$

$$C_A / C_S \approx 3.4$$

- 3D MHD eqs.

- Resistivity

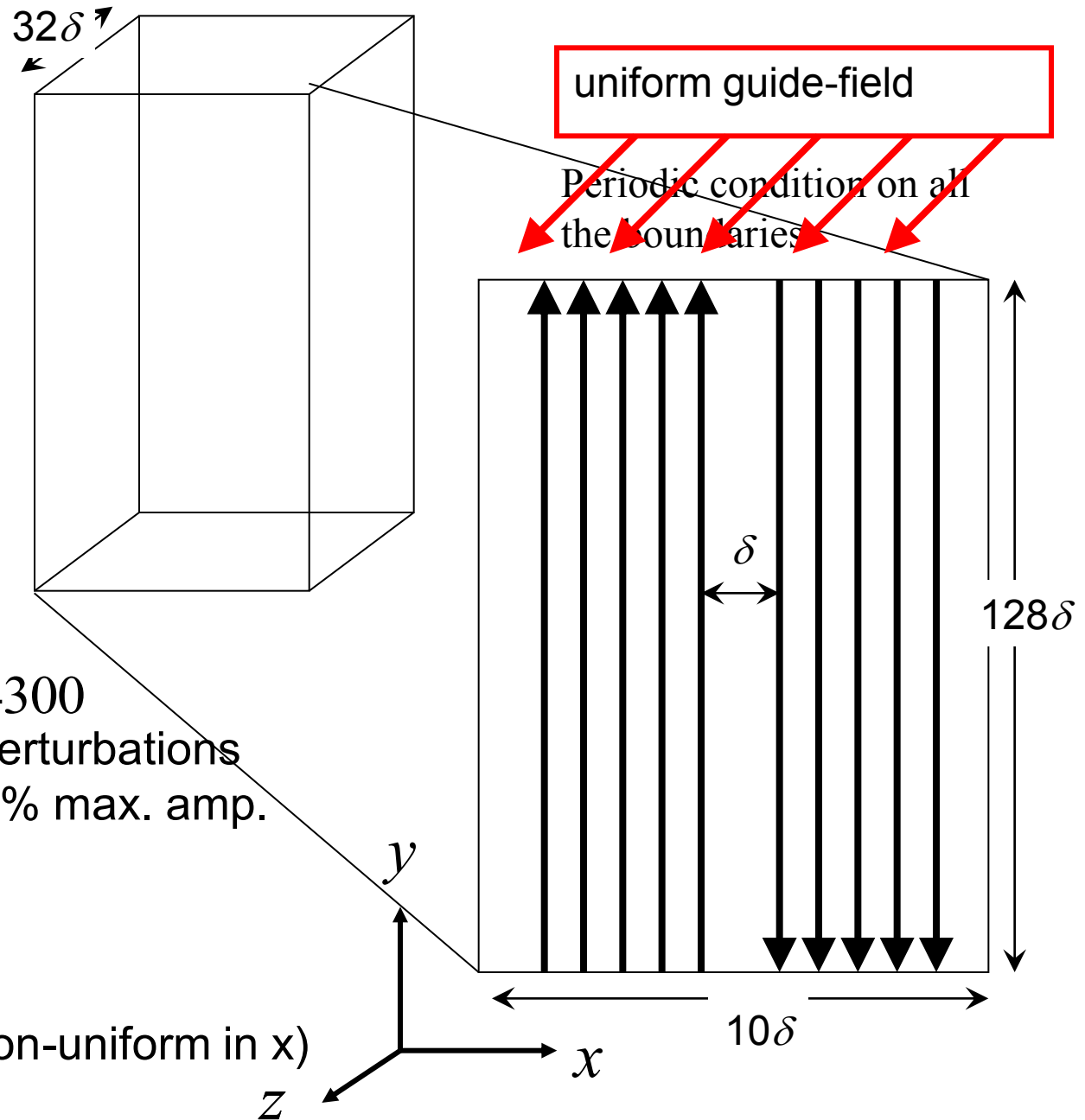
$$\eta = \eta_0 + \eta_{\text{random}}(\vec{\mathbf{x}}, t)$$

η_0 : uniform resistivity

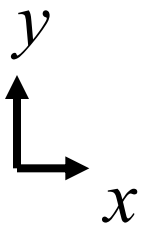
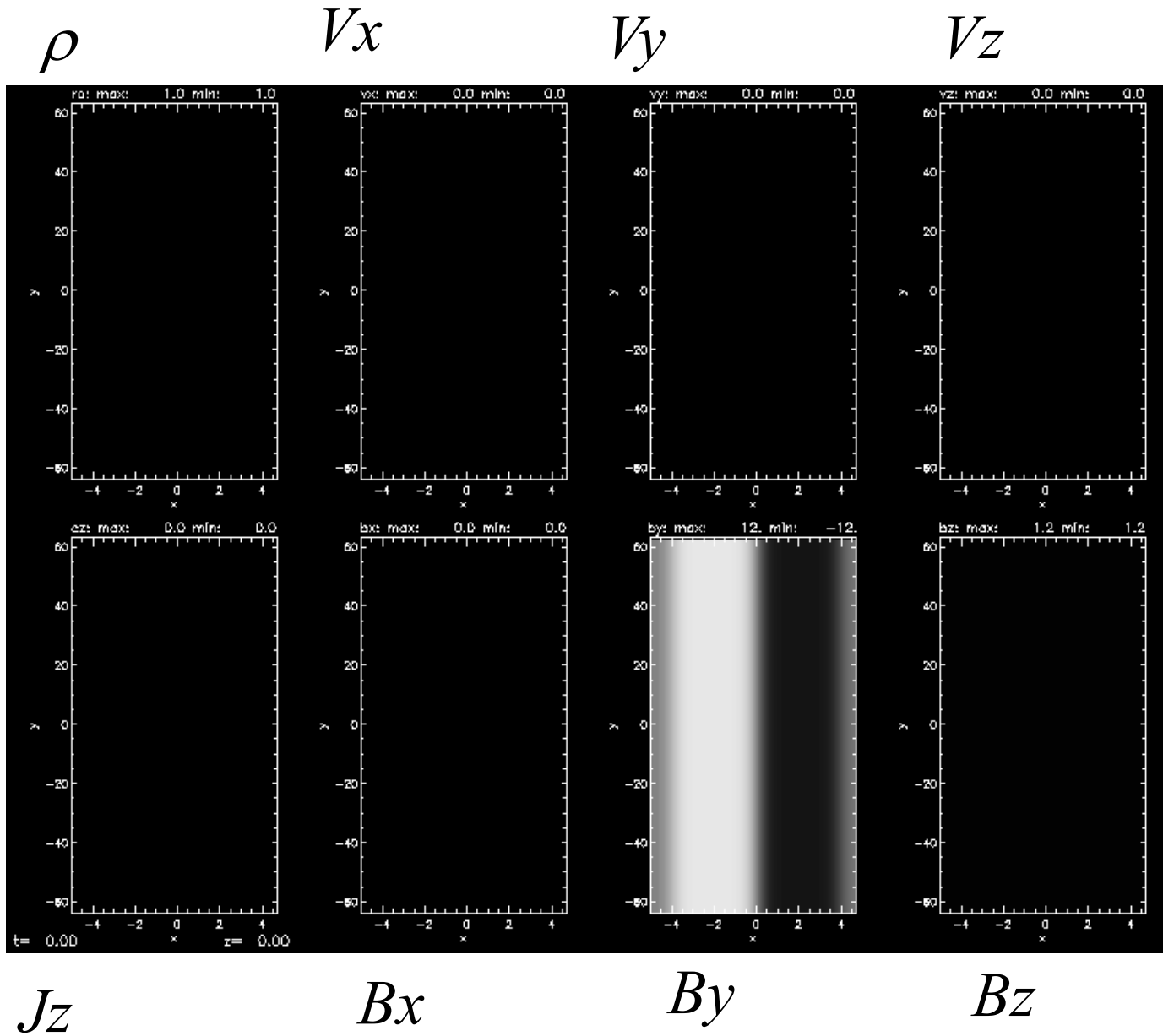
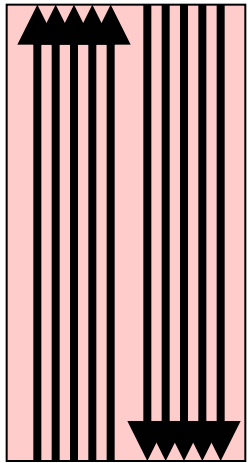
$$R_m \equiv C_A \delta / \eta_0 = 4300$$

$\eta_{\text{random}}(\vec{\mathbf{x}}, t)$: resistivity perturbations
spatially random; 50% max. amp.
during $t/(\delta/C_S) < 4$

grid: 256 x 256 x 256 (non-uniform in x)

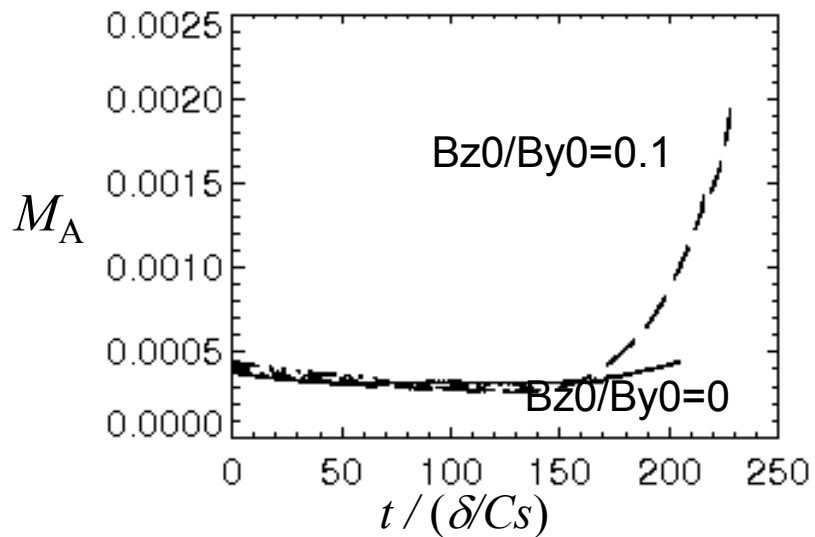


$B_{z0}/B_{y0}=0.1$
xy-plane
($z=0$)



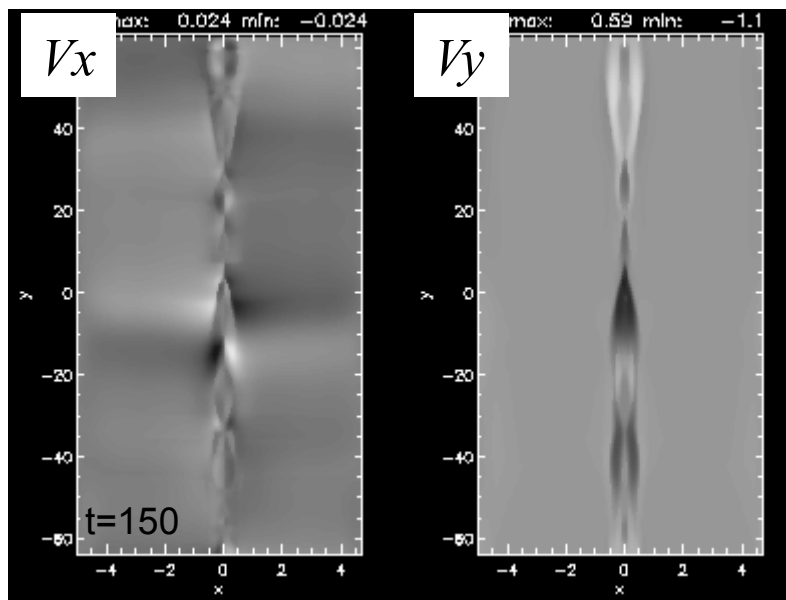
ガイド磁場を入れることで、電流シートはより乱流的になった。
磁気島は、初期磁気反転面以外の位置にも現れる。(ガイド磁場なしの場合は、反転面に沿ってだけ存在。).

リコネクション率: ガイド磁場効果

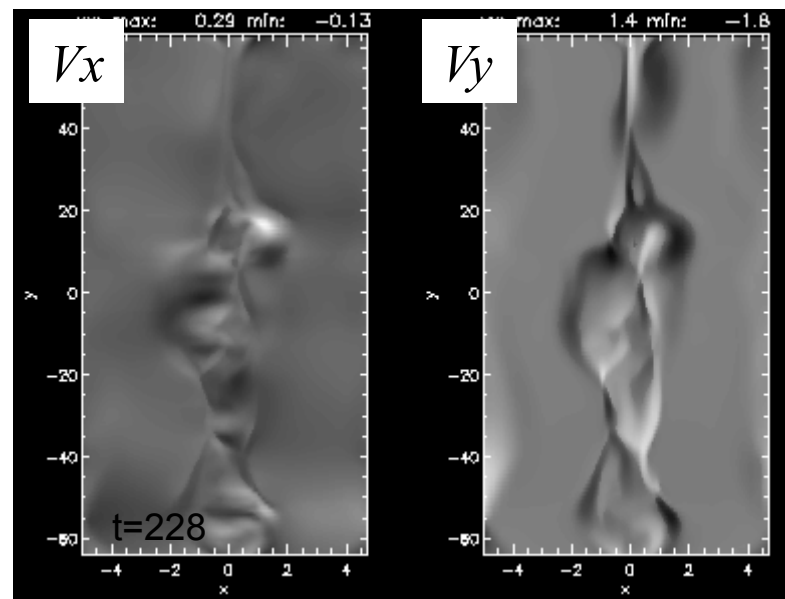


•ガイド磁場を加えることでリコネクション率が3倍近く大きくなった。

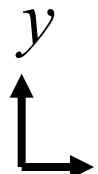
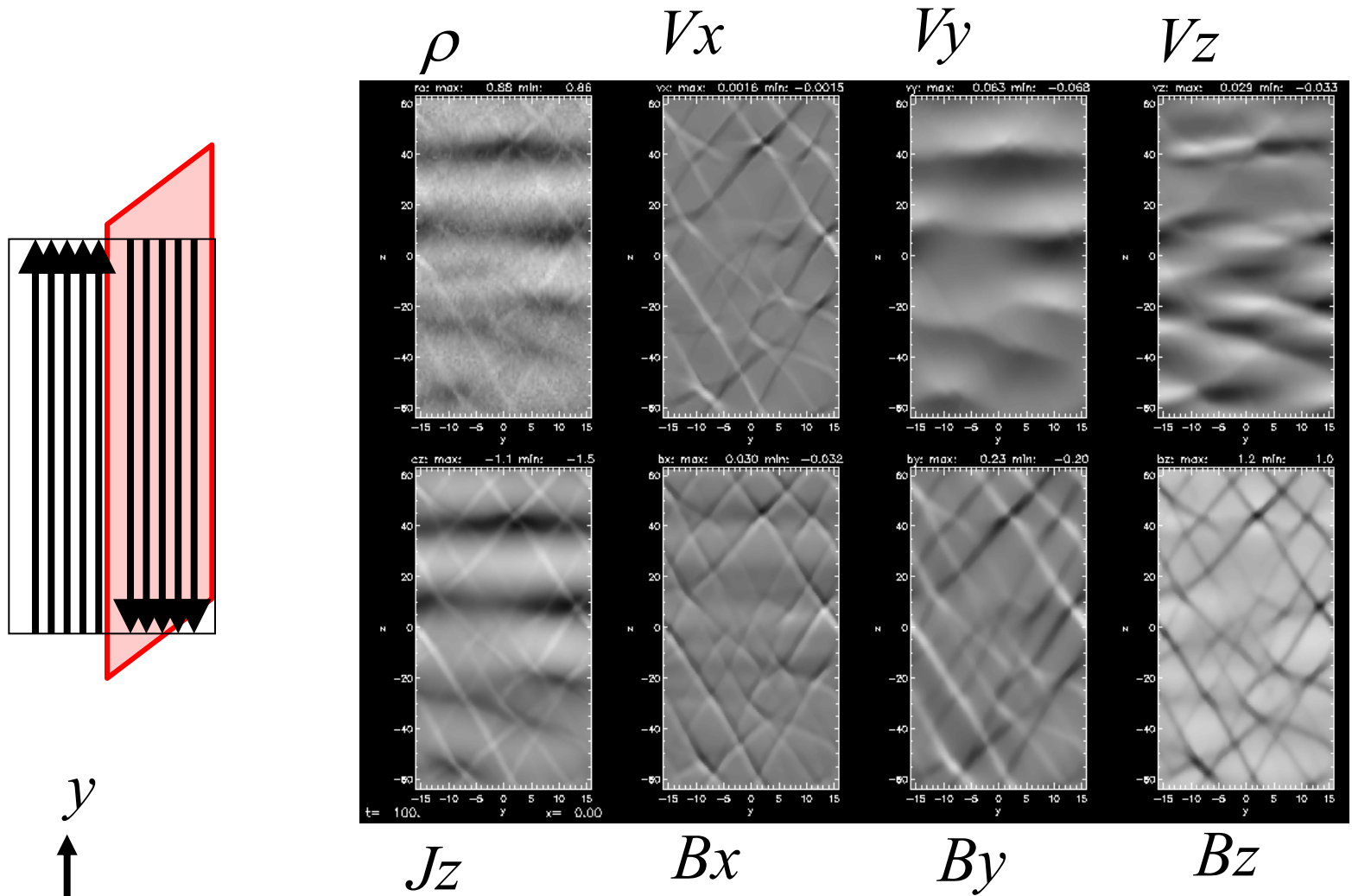
$B_{z0}/B_{y0}=0$



$B_{z0}/B_{y0}=0.1$



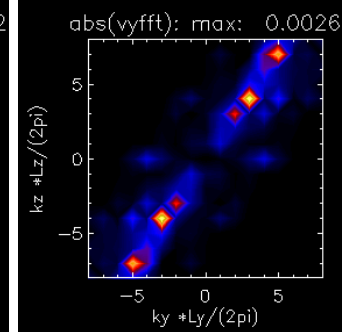
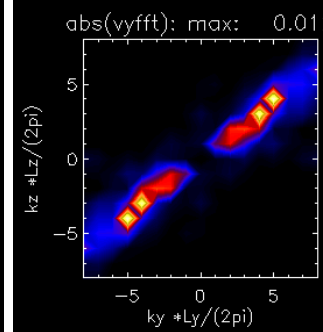
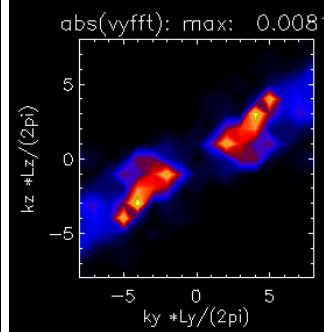
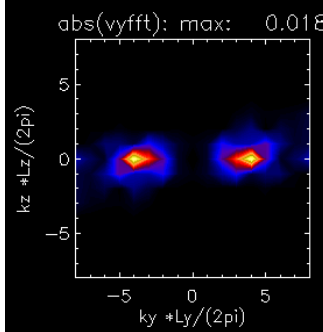
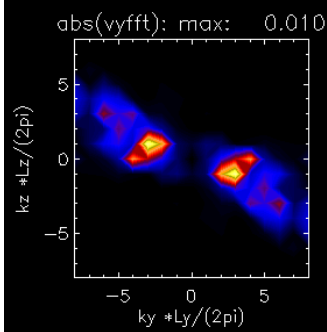
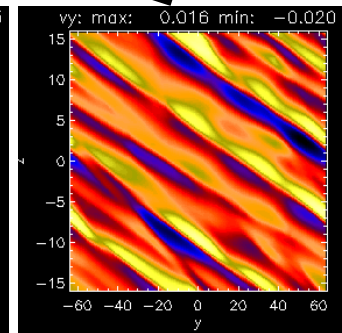
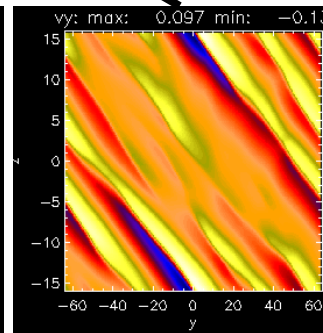
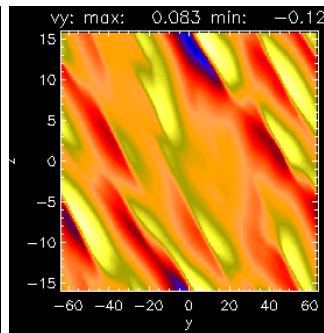
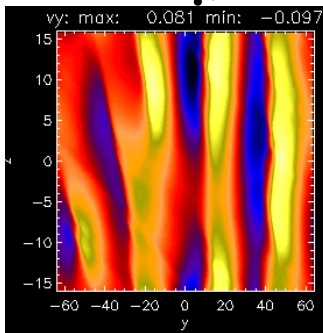
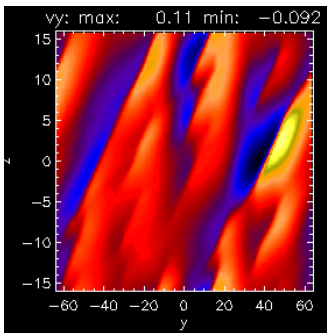
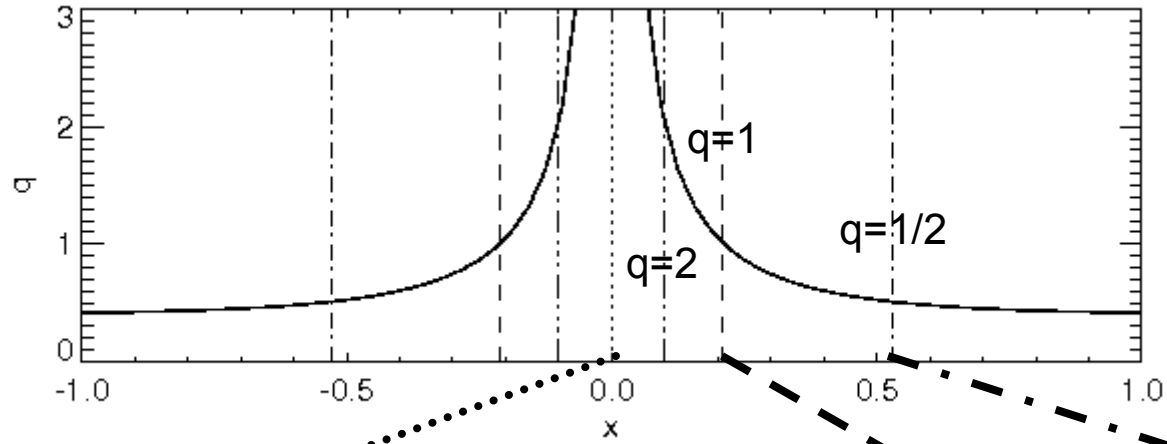
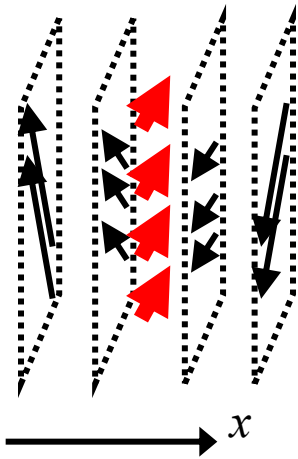
電流シート中のネットワーク状構造



非線形発展の初期に、電流シート中にネットワーク状の構造が発展する。

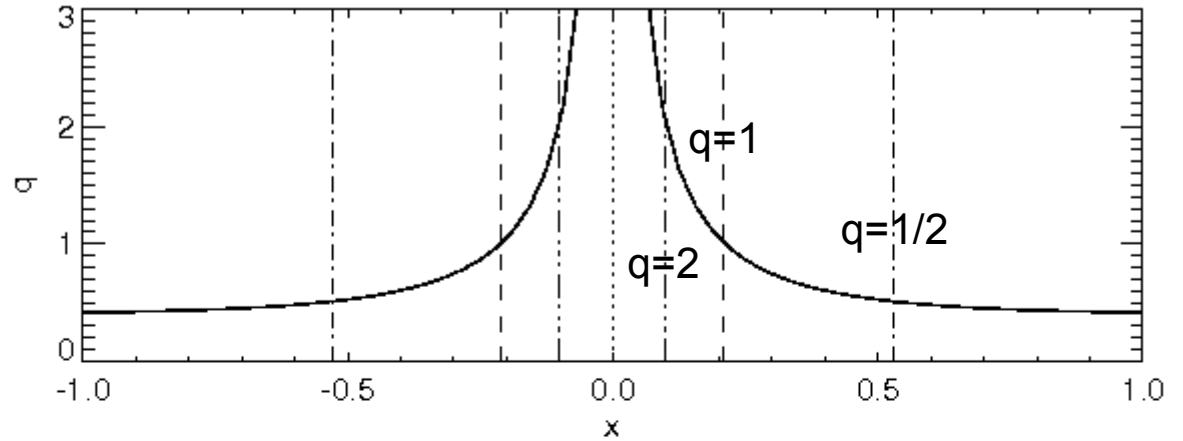
「有理面」における擾乱の空間構造

$$q(x) = \frac{L_y}{L_z} \left| \frac{B_z}{B_y} \right|$$

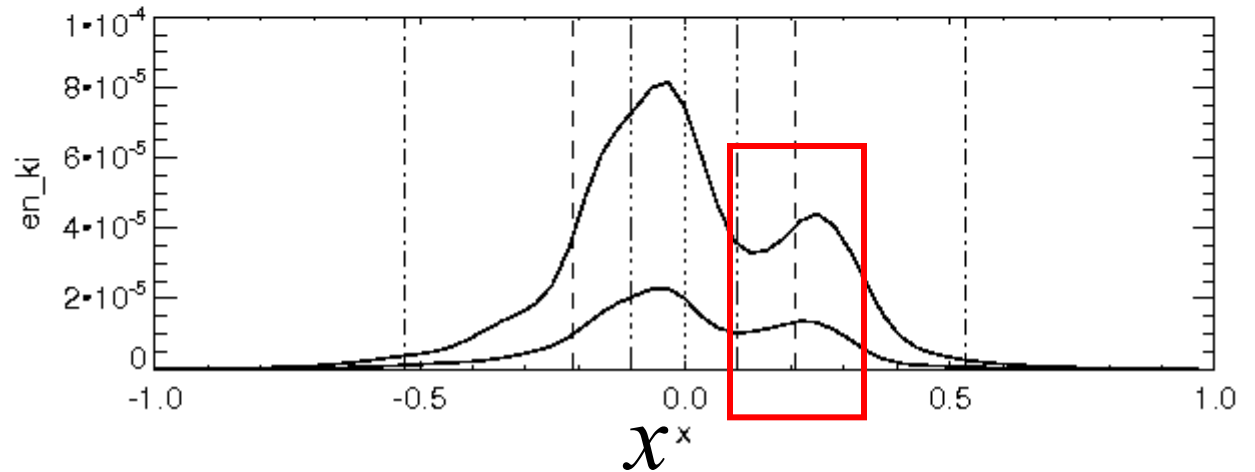


「有理面」に擾乱の集中

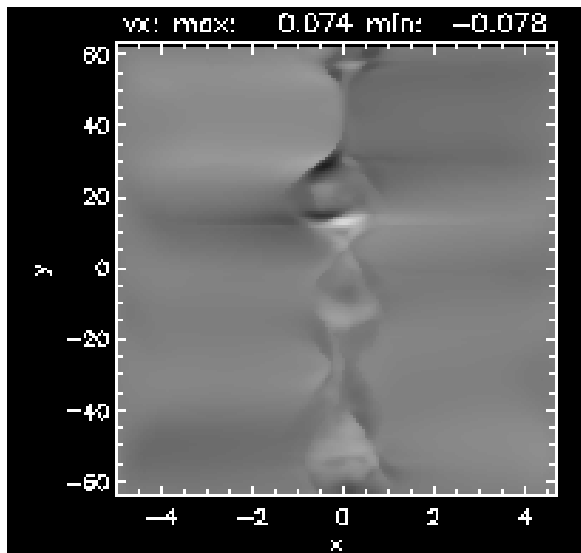
$$q(x) = \frac{L_y}{L_z} \left| \frac{B_z}{B_y} \right|$$



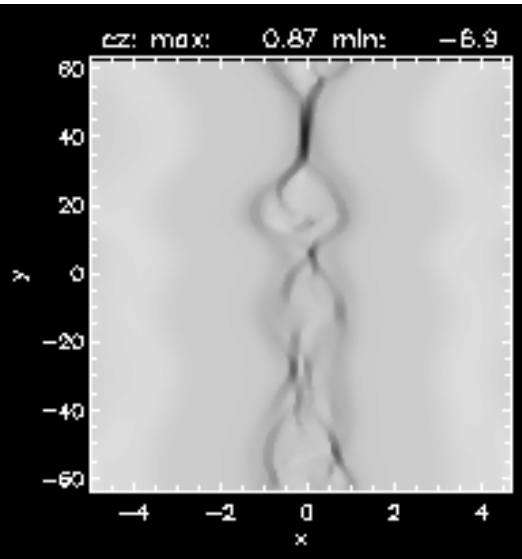
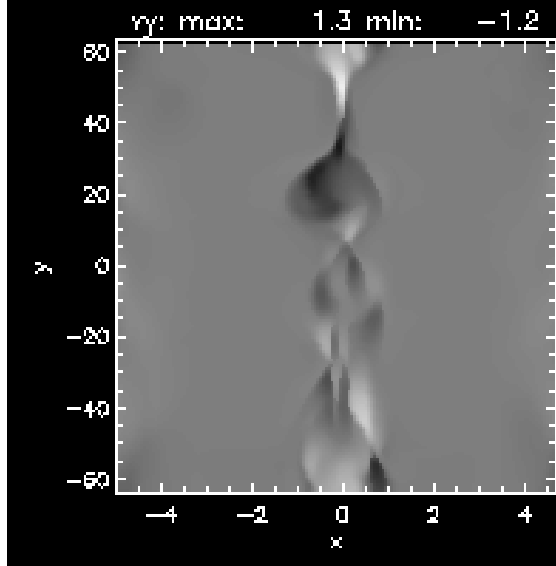
運動エネルギーの
yz面平均値



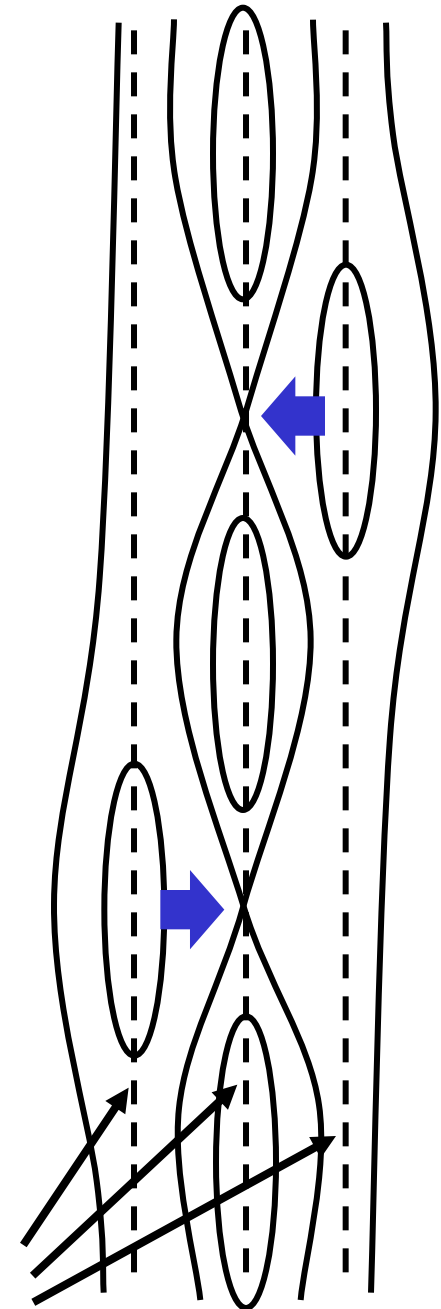
磁気中性面 ($q=\infty$) に加えて「 $q=1$ の有理面」で、擾乱の発展が見られる。



解釈：
磁気島の相互作用によるリコネクション率の増幅



複数の共鳴面上で、磁気島が形成される。磁気島が隣りあう磁気X点を横から押すことでリコネクションを増幅する。



「4. 速いリコネクションとプラズモイド不安定」のまとめ

磁気リコネクションを「速く」(磁気Reynolds数依存がなく)発生させる理論は実は、未完成

拡散領域(運動論的ミクロスケール数 m)と、大局的スケール(フレア全体 数万km)とを接続する物理が必要

プラズモイドの生成・ダイナミクスが鍵
プラズモイド不安定 Alfvén時間で成長
 $S > 10^4$ で、非線形速いリコネクション

全体のまとめ

太陽ダイナモと内部流れ

運動学的取り扱いでは「磁束輸送ダイナモモデル」が有力
乱流拡散・乱流角運動量輸送などが鍵⇒大規模シミュレーション

太陽フレア: 太陽表面大気磁気爆発

磁気リコネクションモデルで現象論的にはほぼ確立
速いリコネクション理論が課題。プラズモイド不安定が有力。

おわり

参考文献1

- Asai, A., Yokoyama, T., Shimojo, M., Shibata, K., 2004: Downflow Motions Associated with Impulsive Nonthermal Emissions Observed in the 2002 July 23 Solar Flare, *ApJ*, 605, L77--L80.
- Basu, S., Antia, H. M., 2003: Changes in Solar Dynamics from 1995 to 2002. *ApJ*, 585, 553--565. Brown, B. P., Browning, M. K., Brun, A. S., Miesch, M. S., Toomre, J., 2010: Persistent Magnetic Wreaths in a Rapidly Rotating Sun, *ApJ*, 711, 424--438.
- Biskamp, D., 1986: Magnetic reconnection via current sheets, *Phys. Fluids.*, 29, 1520--1531
- Charbonneau, P., 2005: Dynamo Models of the Solar Cycle, *Solar Phys.*, 2. 83pp.
- Chatterjee, P., 2004: Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo, *Astron. Astrophys.*, 427, 1019--1030
- Choudhuri, A. R., 2007: Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model, *Phys. Ref. Lett.*, 98, 1--4
- Choudhuri, A.R., Schussler, M., Dikpati, M., 1995: The solar dynamo with meridional circulation., *Astron. Astrophys.*, 303, L29--L32
- Dikpati, M., Charbonneau, P., 1999: A babcock-leighton flux transport dynamo with solar-like differential rotation, *Astrophys. J* 518, 508--520

参考文献2

- Dikpati, M., 2004: Global MHD Theory of Tachocline and the Current Status of Large-Scale Solar Dynamo, Proceedings of the SOHO 14 / GONG 2004 Workshop (ESA SP-559). "Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future". 12--16 July, 2004. New Haven, Connecticut, USA. Editor: D. Danesy., 233
- Dikpati, M., Gilman, P. A., 2006: Simulating and Predicting Solar Cycles Using a Flux-Transport Dynamo, *ApJ*, 649, 498--514.
- Dikpati, M., Gilman, P. A. 2007: Global solar dynamo models: simulations and predictions of cyclic photospheric fields and long-term non-reversing interior fields, *New J. Phys.*, 9, 297
- Ghizaru, M., Charbonneau, P., Smolarkiewicz, P. K., 2010: Magnetic Cycles in Global Large-Eddy Simulations of Solar Convection, *ApJ*, 715, L133--L137
- Haber, A. D., Hindman, W. B., Toomre, J., Bogart, S. R., Larsen, M. R., Hill, F., 2002: Evolving Submerged Meridional Circulation Cells within the Upper Convection Zone Revealed by Ring-Diagram Analysis, *ApJ*, 570, 855--864.
- Hagenaar, J. H., 2001: Ephemeral Regions on a Sequence of Full-Disk Michelson Doppler Imager Magnetograms, *ApJ*, 555, 448--461.

参考文献3

- Hayashi, R. M., Shibata, M., Matsumoto, R., 1996: X-Ray Flares and Mass Outflows Driven by Magnetic Interaction between a Protostar and Its Surrounding Disk, *ApJ*, 468, 37--40.
- Hotta, H., Yokoyama, T., 2010: Importance of Surface Turbulent Diffusivity in the Solar Flux-Transport Dynamo, *ApJ*, 709, 1009--1017.
- Hotta, H., Yokoyama, T., 2010: Solar Parity Issue with Flux-Transport Dynamo, *ApJ*, 714, L308--L312.
- Jiang, J., Chatterjee, P., Choudhuri, A. R., 2007: Solar Activity Forecast with a Dynamo Model, *MNRAS*, 381, 1527--1542.
- Kane, S. R., 1974: Impulsive (Flash) Phase of Solar Flares- Hard X-Ray, Microwave, EUV and Optical Observations. In: *Coronal disturbances; Proceedings of the Symposium, Surfer's Paradise, Queensland, Australia, September 7-11, 1973. (A75-37351 17-92) Dordrecht, 105-141; Discussion, 141. IAU.*
- Loureiro, N. F., Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., 2007: Instability of Current Sheets and Formation of Plasmoid Chains, *Physics of Plasmas*, 14, 100703--100703-4.
- Loureiro, N. F. , Samtaney, R. , Schekochihin, A. A. ,Uzdensky, D. A., 2012: Magnetic Reconnection and Stochastic Plasmoid Chains in High-Lundquist-Number Plasmas, *Physics of Plasmas*, 19, 042303.

参考文献4

- Maehara, H. et al., 2012: Superflares on solar-type stars, *Nature*, 485, 478--481
- Miesch, M. S., Elliott, J. R., Toomre, J., Clune, T. L., Glatzmaier, G. A., Gilman, P. A., 2000: Three-Dimensional Spherical Simulations of Solar Convection. I. Differential Rotation and Pattern Evolution Achieved with Laminar and Turbulent States, *ApJ*, 532, 593--615.
- Miesch, M. S., 2005: Large-Scale Dynamics of the Convection Zone and Tachocline, *LRSP*, 2, 1.
- Miesch, M. S., Brun, A. S., DeRosa, M. L., Toomre, J., 2008: Structure and Evolution of Giant Cells in Global Models of Solar Convection, *ApJ*, 673, 557--575.
- Ossendrijver, M., 2003: The Solar Dynamo, *Astron. Astrophys. Rev.*, 11, 287--367.
- Parker, E. N., 1955: The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field, *ApJ*, 121, 491--507.
- Peterson, W. M., Mutel, R. L., Gudel, M., Goss, W. M., 2010: A Large coronal loop in the Algol system, *Nature Letters*, 463, 207--209.
- Rempel, M., 2005: Solar Differential Rotation and Meridional Flow: The Role of a Subadiabatic Tachocline for the Taylor-Proudman Balance, *ApJ*, 622, 1320--1332.

参考文献5

- Rempel, M., 2006: Flux-Transport Dynamos with Lorentz Force Feedback on Differential Rotation and Meridional Flow: Saturation Mechanism and Torsional Oscillations, *ApJ*, 647, 662--675.
- Samtaney, R., Loureiro, N. F., Uzdensky, D. A., Schekochihin, A. A., Cowley, S. C., 2009: Formation of Plasmoid Chains in Magnetic Reconnection, *Phys. Rev. Lett.*, 103, 1--4.
- Shibata, K., Yokoyama, T., 1999: Origin of the Universal Correlation between the Flare Temperature, *ApJ*, 526, 49--52.
- Shibata, K., Tanuma, S., 2001: Plasmoid-Induced-Reconnection and Fractal Reconnection, *EARTH PL SP.*, 53, 473--482.
- Steenbeck, M., Krause, F., Rädler, K. -H., 1966: A Calculation of the Mean Electromotive Force in an Electrically Conducting Fluid in Turbulent Motion, under the Influence of Coriolis Forces, *Z. Naturforsch*, 21a, 369--376.
- Tajima, T., Shibata, K., 1997: *Plasma Astrophysics*, Addison-Wesley, 494pp.
- Tanuma, S., Yokoyama, T., Kudoh, T., Shibata, K., 2001: Two-dimensional Magnetohydrodynamic Numerical Simulations of Magnetic Reconnection Triggered by a Supernova Shock in the Interstellar Medium: Generation of X-Ray Gas in the Galaxy, *ApJ*, 551, 312--332.

参考文献6

- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., Toomre, J., 2003: THE Internal Rotation of the Sun, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 41, 599--643.
- Tsuneta, S., Hara, H., Shimizu, T., Acton, L. W., Strong, K. T., Hudson, H. S., Ogawara, Y., 1992: Observation of a Solar Flare at the Limb with the YOHKOH Soft X-Ray Telescope, Publ Astron Soc Jpn, 44, 63--69.
- Wang, Y., Sheeley, N., 1991: Magnetic Flux Transport and the Sun's Dipole Moment - New Twists to the Babcock-Leighton Model, ApJ, 375, 761--770.
- Yokoyama, T., Shibata, K., 1997: Magnetic Reconnection Coupled with Heat Conduction, ApJ, 474, L61--L64.
- Yokoyama, T., 2000: Magnetic Reconnection Processes in the Solar Atmosphere, Adv. Space Res., 26, 511--520.
- Yokoyama, T., Shibata, K., 2001: Magnetohydrodynamic Simulation of a Solar Flare with Chromospheric Evaporation Effect Based on the Magnetic Reconnection Model, ApJ, 549, 1160--1174.
- 柴田一成, 上出洋介, 2011: 総説 宇宙天気, 京都大学学術出版会, 686pp